بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و شبیه سازی نانو حسگر تنظیم پذیر مبتنی بر ساختار جاذب شدید پلازمونیکی

عباس حموله علیپور[۱]، علی میر[۱] و علی فرمانی[۱]

[۱]دانشگاه لرستان، دانشکده فنی و مهندسی، گروه الکترونیک

چکیده – در این مقاله، یک نانو حسگر فلز-دی الکتریک-فلز با حساسیت بالا و تنظیم پذیر ارائه شده است. در واقع هدف، پیشنهاد یک نانو حسگر با استفاده از خصوصیت جذب کنندگی شدید است. حساسیت و تنظیم پذیر بودن حسگرهای تمام نوری از پارامترهای مهم در طراحی آنها هستند که در این طرح با استفاده از حل عددی و تحلیلی مورد بررسی قرار گرفته اند. نتایج نشان می‌دهد که حسگر پیشنهادی دارای بیشینه حساسیتی برابر با nm/RIU ۶۹۳/۸ به ازای تغییرات ضریب شکست دی الکتریک n=0/1Δ، و ضریب شایستگی برابر با ۹/۸ است. همچنین نانو حسگر پیشنهادی می‌تواند بعنوان کنترل کننده انتشار نور به صورت نور تند و کند عمل کند. با به کارگیری فلز نقره در ساختار حسگر، ضریب افزایش سرعت نور و کاهش آن، به ترتیب ۲۲۰ و ۷۰ است.

کلید واژه- جاذب شدید، حسگر، ضریب شایستگی، نور تند و کند.

Design and Simulation of a Tunable Nano-Sensor based on Plasmonic Perfect Absorber

Abbas Hamooleh Alipour[1], Ali Mir[1], and Ali Farmani[1]

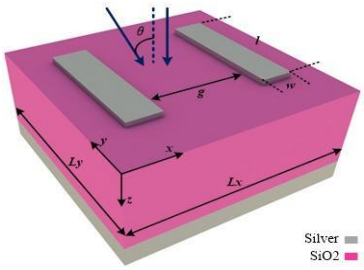
[1] Department of Electrical Engineering, Lorestan University, Khorramabad, Iran

Abstract- In this paper, a highly sensitive and tunable nano-sensor based on metal-dielectric-metal structure is presented. Actually, the goal is to propose a nano-sensor by using perfect absorbing. Sensitivity and tunability of all optical sensors are important parameters in their design, which are investigated by using numerical and analytical methods. Results show that the proposed sensor has Max sensitivity of 693/8 nm/RIU with refractive index change of Δn=0/05, and Figure of Merit (FoM) equal to 9/8. Also, the proposed nano-scale sensor can operate as a light propagation controlling with slow and fast light. By using of silver metal in the sensor structure, the fast and slow light coefficient is obtained of 220 and 70, respectively.
Keywords: perfect absorber, sensor, figure of merit, slow and fast light.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱ -مقدمه

حسگرهای مبتنی بر ساختارهای جاذب پلازمونیکی فلز-دی الکتریک-فلز با توجه به گستردگی عملکرد آنها در سامانه‌های مخابرات نوری پیشرفته مورد توجه بسیاری از محققان علم نانو الکترونیک قرار گرفته اند [۱]. جاذب‌ها به طورکلی در دو دسته پهن باند و باند باریک برای کاربردهای مختلف ارائه شده اند. از جمله جاذب‌های باند باریک می‌توان به خنک سازی تابش حرارتی و کابردهای حسگری همراه با ساخت جاذب مورد نظر اشاره کرد [۲-۳]. حسگرهای پلازمونیکی و فوتونیکی از دیگر تقسیم‌بندی ها محسوب می‌شوند [۴-۵]. ساختارهای پلازمونیکی دارای هزینه کمتر، ساخت آسان‌تر و اندازه کوچکتر نسبت به ساختارهای فوتونیکی هستند. اخیراً، جاذب‌های پلازمونیکی بسیاری براساس ساختار فلز-دی الکتریک-فلز بصورت نظری و عملی با پیکربندی‌های مختلف پیشنهاد شده‌اند. به عنوان مثال، یک جاذب پلاسمونیکی براساس ساختار فلز-دی الکتریک-فلز در ناحیه طول موج مرئی بیان شده است [۶]. همچنین در [۷]، یک جاذب شدید براساس ساختار چند لایه در ناحیه فروسرخ به صورت نظری و آزمایشگاهی معرفی گردید. اغلب کارهای پیشنهادی دارای حساسیت پایین هستند که عملکرد حسگر طراحی شده را محدود می‌کند. همچنین بیشتر جاذب های شدید تک بانده در حوزه فرکانسی تراهرتز (۰/۱ تا ۱۰) شبیه‌سازی شده اند که با محدودیت افزایش ابعاد ساختار مواجه می‌شوند. اگرچه بررسی جاذب‌های پلاسمونیکی در ناحیه فروسرخ مورد مطالعه قرار گرفته اند، اما طراحی یک جاذب شدید از نظر حساسیت بالا و اندازه کوچک کمتر مورد مطالعه قرار گرفته است. بنابراین در این مقاله یک نانو-حسگر حساس و تنظیم پذیر براساس ساختار جاذب پلازمونیکی در ناحیه طول موجی فروسرخ پیشنهاد شده است.



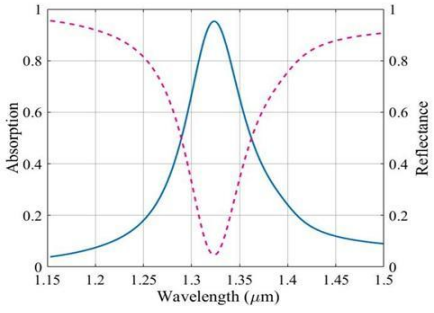
شکل ۱: شمای سه بعدی از پیکربندی سلول واحد نانوحسگر پیشنهادی ($Ly=Lx$ 700 nm)

۲ -ساختار نانو حسگر پیشنهادی

پیکربندی سلول واحد حسگر پیشنهادی بهصورت سه بعدی در شکل شماره ۱ نشان داده شده است. ساختار حسگر به صورت سه لایه متشکل از نقره، دی الکتریک (SiO_2) و نقره است. لایه نقره زمینه دارای ضخامت ۵۰nm با طول و عرض ۷۰۰×۷۰۰nm است. همچنین از دی اکسید سیلیکون (SiO_2) با ضخامت ۲۵۰nm به عنوان لایه عایق با ثابت دی الکتریک ε=۲/۲۵ استفاده شده است. دو نوار فلزی I شکل با ضخامت 5nm با طول و عرض w=۱۰۰nm و l = ۶۰۰nm که با فاصله g =۴۰۰nm از یکدیگر، بر روی سطح عایق قرار دارند. هر کدام از این دو نوار فلزی عمودی، تشکیل یک دوقطبی می دهند. نور به طور عمود بر صفحه نوارها تابش می‌کند و میدان الکتریکی در راستای محور x نوسان می‌کند. برای تعیین ضرایب جذب و بازتاب باید معادلات ماکسول در ساختار مورد نظر حل شوند. برای این منظور از نرم افزار CST استفاده می‌شود. همانطور که گفته شد فلز مورد استفاده در این طرح نقره است، که ضریب گذردهی با استفاده از مدل درود از دو قسمت حقیقی و موهومی به صورت زیر تشکیل شده است:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\mathrm{Re}}(\omega) + i\varepsilon_{\mathrm{Im}}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_c)} = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma_c^2}\right) + i\left(\frac{\omega_p^2 \gamma_c^2}{\omega\left(\omega_p^2 + \gamma_c^2\right)}\right) \quad (1)$$

که در آن w_p، بسامد پلاسمای الکتریکی و γ_c بسامد برخورد است. با تابیدن نور ورودی با فرکانس ω و زاویه ورودی θ به ساختار حسگر، جفت‌شدگی شدید بین نور ورودی و پلاسمون‌های سطحی ساختار ایجاد شده و یک سری از طول موج‌های تحریک شده بین لایه عایق و نقره جذب می‌شوند.

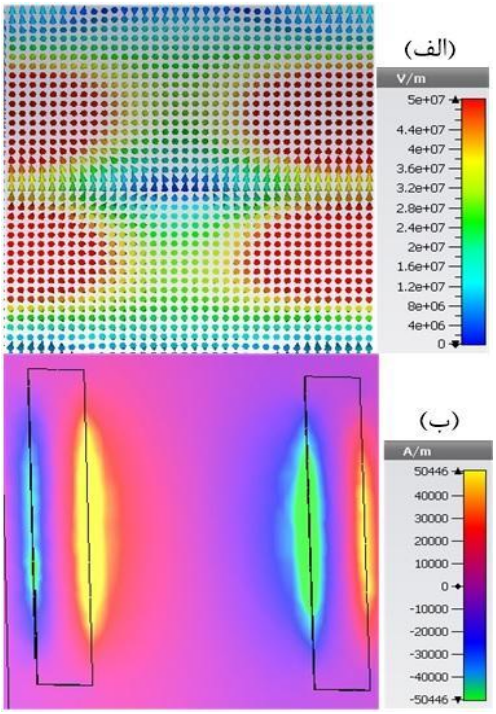


شکل ۲: نمودار طیفی جذب و بازتاب ساختار فلز-دی الکتریک-فلز نانو حسگر پیشنهادی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۳ نتایج شبیه سازی و محاسبات

شکل شماره ۲ نمودار طیفی جذب و بازتاب را برای ساختار معرفی شده در بازه طول موجی ۱/۱۵ µm تا ۱/۵ µm نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می شود، وقتی نوارهای فلزی افقی در معرض تابش نور فرودی خارجی قرار می‌گیرند تشدید شدیدی در نمودار جذب و بازتاب مشاهده به وجود می‌آید که نشانگر جفت شدگی قوی با نور تابش شده از فضای آزاد است. بنابراین نوارهای فلزی می‌توانند بعنوان مد روشن شناخته شوند. شکل۳ (الف) جریان سطحی برانگیخته در قله جذب ω_0 را نشان می‌دهد. همان‌گونه که مشاهده می‌شود جریان سطحی مدوری در اطراف دو نوار فلزی I شکل ایجاد شده است. همچنین برای نشان دادن پدیده جذب در بسامد تشدید، توزیع میدان مغناطیسی نانو ساختار بیان شده است. شکل شماره ۳ (ب) توزیع میدان مغناطیسی مماسی را نشان می‌دهد. همان گونه که انتظار می‌رود برهمکنش نوارهای فلزی افقی با نور تابشی خارجی بسیار قوی است و باعث بوجود آمدن دوقطبی در نوارهای فلزی می‌شود. این ساختار دارای ضریب جذب بالایی برابر ۰/۹۵ در بسامد ۲۲۶/۴ THz و ضریب کیفیت خوب در حدود ۱۹ است.



شـــکل ۳: (الف) توزیع جریان سطحی برانگیخته (ب) توزیع میدان مغناطیسی مماسی (در بسامد تشدید) ساختار فلز-دی الکتریک-فلز

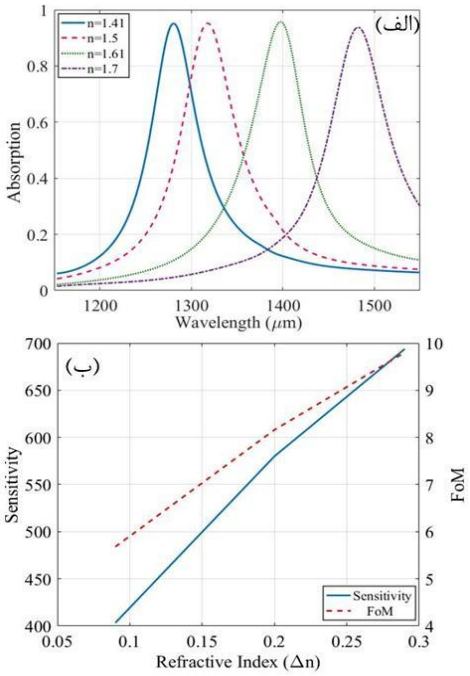
در این بخش از مقاله، عملکرد حسگر پیشنهادی با در نظرگرفتن پارامترهایی از جمله حساسیت، ضریب شایستگی و ضریب کیفیت بررسی شده است. شکل شماره ۴ (الف) نمودار طیفی جذب را به ازای مقادیر مختلف ضریب گذردهی (ضریب شکست) را نشان می‌دهد. همانگونه که از پاسخ طیفی مشاهده می‌شود، با افزایش مقدار ضریب گذردهی دی الکتریک، جابجایی قرمز و با کاهش ضریب شکست دی الکتریک جابجایی آبی برای بسامد تشدید حاصل می‌شود. براساس تغییرات ضریب شکست دی الکتریک حساسیت حسگر بصورت زیر بدست می‌آید:

$$SS = \Delta\lambda / \Delta n \qquad (2)$$

که در آن $\Delta\lambda$ و Δn به ترتیب تغییرات طول موج و تغییرات ضریب شکست مؤثر است. پارامتر مهم در طراحی حسگر ضریب شایستگی است که با به کارگیری رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$FoM = \left[\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta n}\right) \Big/ FWHM\right] = \frac{SS}{FWHM} \qquad (3)$$

که در آن SS حساسیت و $FWHM$ معادل با عرض کامل در نصف مقدار بیشینه است.



شـــکل ۴: (الف) نمودار طیفی جذب به ازای ضرایب مختلف گذردهی، (ب) نمودار حساسیت و ضریب شایستگی به ازای تغییرات ضریب شکست.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

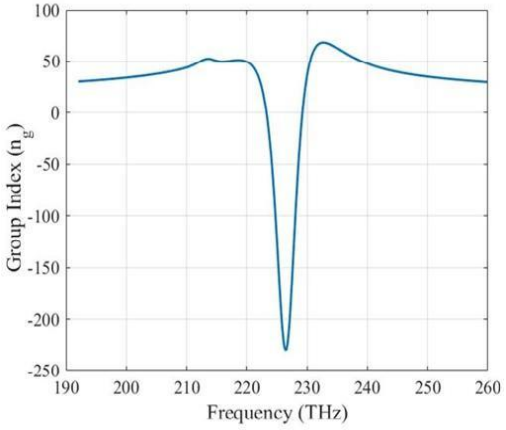
نمودار حساسیت و ضریب شایستگی نانو حسگر طراحی شده براساس تغییرات ضریب شکست در شکل شماره ۴ (ب) نشان داده شده است. یکی دیگر از ویژگی‌های بسیار کاربردی نانو ساختار پیشنهادی دارا بودن قابلیت کنترل انتشار نور است. برای تحقق این امر با استفاده از پیکربندی حسگر به کاهش و افزایش سرعت گروه می‌پردازیم. ابتدا سرعت گروه را با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌کنیم:

$$v_g = C_0 - L/\tau_g \qquad (4)$$

که در آن c_0 سرعت گروه در خلأ، L ضخامت زیر لایه و τ_g تأخیر گروه است. سپس با استفاده از رابطه زیر، ضریب گروه، n_g را تعیین می‌کنیم:

$$n_g = n + w\frac{dn}{dk} = \left(\frac{dw}{dk}\right)^{-1} = \frac{C_0}{v_g} \qquad (5)$$

در رابطه بالا به ازای مقادیر ضریب گروه بالاتر از یک، انتشار نور کند و به ازای ضریب گروه کمتر از یک، انتشار نور تند حاصل می‌شود. شکل شماره ۵ نمودار ضریب گروه به ازای بسامد را نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل مشخص است، ساختار پیشنهادی دارای ضریب نور تند و کندی به ترتیب ۲۲۰ و ۷۰ است؛ بدین معنی که سرعت نور را به ۲۲۰ و ۷۰ برابر تندتر و کندتر از سرعت نور در خلأ می‌رساند. این ویژگی مناسب نانو ساختار پیشنهادی، می‌تواند در سوئیچ‌های نوری که توسط نور کند کنترل می‌شوند مورد استفاده قرار گیرد.



شکل ۵: نمودار ضریب گروه (n_g) به ازای تغییرات بسامد

۴ -نتیجه گیری

در این مقاله یک نانو حسگر حساس و تنظیم پذیر در ساختار پلازمونیکی فلز-دی الکتریک-فلز بررسی و شبیه سازی شد. طیف‌های جذب و بازتاب براساس برهمکنش شدید نور فرودی و پلاسمون‌های سطحی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج محاسبات نشان می‌دهد که نانو حسگر پیشنهادی در بسامد ۲۲۶/۴ THz دارای ضریب جذب ۰/۹۵ با ضریب کیفیت ۱۹ است. همچنین با تغییر ضریب شکست دی‌الکتریک نانو حسگر، بیشینه حساسیتی برابر با ۶۹۳/۸ و ضریب شایستگی ۹/۸ بدست آمد. علاوه بر این، جاذب شدید معرفی شده توانایی استفاده در نور کند و تند را با ضرایب ۷۰ و ۲۲۰ داراست.

مراجع

[1] H. Xiong, M-C. Tang, M. Li, D. Li and Y-N. Jiang, “Equivalent Circuit Method Analysis of Graphene-Metamaterial (GM) Absorber,” Plasmonics, vol. 13, no. 3, pp. 857-862, 2018.
[2] L. Meng, D. Zhao, Z. Ruan, Q. Li, Y. Yang and M. Qiu “Optimized grating as an ultra-narrow band absorber or plasmonic sensor,” Optics Letters, vol. 39, no. 5, pp. 1137-1140, 2014.
[3] N. T. Tung, T. Tanaka “Characterizations of an infrared polarization-insensitive metamaterial perfect absorber and its potential in sensing applications,” Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications 28 (2018) 100–105.
[4] D. Wu, C. Liu, Z. Xu, Y. Liu, Z. Yu , L. Yu, L. Chen, R. Li, R. Ma and H. Ye “The design of ultra-broadband selective near-perfect absorber based on photonic structures to achieve near-ideal daytime radiative cooling,” Materials and Design, vol. 139, pp. 104-111, 2018.
[5] L. N. Le, N. M. Thang, L. M Thuy and N. T. Tung, “Hybrid semiconductor–dielectric metamaterial modulation for switchable bi-directional THz absorbers." Optics Communications vol. **383**, pp. 244–249, 2017.
[6] A. Eshaghian Dorche, S. Abdollahramezani, A. Chizari, and A. Khavasi “Broadband, Polarization-insensitive, and Wide-angle Optical Absorber Based on Fractal Plasmonics,” IEEE Photonics Technology Letters, vol. 28, pp. 2545-2548, 2016.
[7] X. Chen, H. Gong, S. Dai, D. Zhao, Y. Yang, Q. Li, and M. Qiu “Near-infrared broadband absorber with film-coupled multilayer nanorods,” Optics Letters, vol. 38, no. 13, pp. 2247-2249, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی مدهای انتشاری و رفتار دوپایداری نوری در موجبر نانومشدد پلاسمونیک غیرخطی با مواد چلکوجناید

فاطمه دهمرده، محسن حاتمی

2014dahmardeh02@gmail.com

چکیده در این‌مقاله مدهای انتشاری و رفتار دوپایداری را در یک نانومشدد پلاسمونیک غیرخطی با ساختار فلز_دی-الکتریک_فلز (MDM) با طول‌موج مخابراتی به صورت عددی با روش تکرار بررسی می‌کنیم. در این سیستم یک موجبر (MDM) به صورت عمودی به یک استب که با شیشه‌های چلکوجناید پر شده است جفت می‌شود و یک نانو رزناتور پلاسمونیک غیرخطی ساخته می‌شود. این نتایج می‌تواند برای کلیدزنی تمام نوری و حافظه به کار برود.

کلید واژه- استب، دوپایداری نوری، نانومشدد پلاسمونیک، نانوپلاسمونیک غیرخطی

Study of distribution modes and optical bistability in nonlinear plasmonic nanoresonator fill with Chalcogenide

Fatemeh Dahmardeh, and Mohsen Hatami

2014dahmardeh02@gmail.com

Abstract-In this paper we study numerically With repeat method distribution modes and the bistable behavior of a nonlinear metal-dielectric-metal (MDM) plasmonic nanoresonator at telecom wavelength. In this system a MDM waveguide, vertically coupled to stub filled with highly nonlinear coefficient chalcogenide glasses to make a nonlinear plasmonic nanoresonator. The result of this research can be used for all optical switching and memory

Keywords:Stub, optical bistability, plasmonic nanoresonator, Nanoplasmonic nonlinear

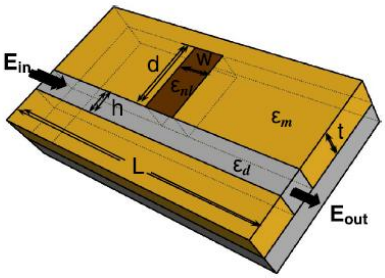
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

نخستین تحقیقات انجام شده بر روی پلاسمونیک به ابتدای قرن بیستم باز می‌گردد. ساختارهای پلاسمونیک، متشکل از فلز و دی‌الکتریک بوده و ابعاد آن‌ها زیرِ طول موج تحریکی، طول موج پرتویی که باعث تحریک امواج پلاسمونیک می‌شود، قرار دارد [۱]. از آنجا که اثرات غیرخطی در آزمایشگاه فقط با لیزرهایی با توان بسیار بالا قابل دیدن بود، از لحاظ آزمایشگاهی کاری بسیار سخت و ناممکن به حساب می‌آمد تا اینکه با تولید مواد جدیدی با ضریب شکست‌های ۱۰۰ تا ۱۰۰۰ برابر نسبت به ضریب شکست‌های غیرخطی مرسوم که از جنس سیلیکا بودند، این مواد با نام شیشه‌های چلکوجناید شناخته می‌شوند [۲]. در این‌جا هدف ما بررسی رفتار دوپایداری نوری در این موجبر نانوپلاسمونیک است. برای این کار ابتدا مدهای انتشاری در موجبر پلاسمونیک را محاسبه می‌کنیم.

طراحی هندسی

شکل۱ یک دستگاه نانو مشدد پلاسمونیک را نشان می‌دهد که از یک موجبر فلز-دی‌الکتریک-فلز که به طور عمودی با یک استب که با محیط غیر خطی کر پر می‌شود جفت می‌شود، تشکیل شده است. این نوع خاص از موجبر به دلیل متمرکز کردن بالای نور مورد بررسی قرار می‌گیرد. ما ابتدا مشخصه های عبوری این موجبر را بررسی می‌کنیم. پهنا و طول موجبر(استب) به ترتیب h و L (w و d) می‌باشد. ثابت گذر دهی دی‌الکتریک ساختارهای دی‌الکتریک، فلز و استب توسط ε_m،ε_d و ε_{nl} مشخص می‌شود. ثابت گذردهی الکتریکی غیرخطی می‌تواند به میانگین شدت میدان الکتریکی داخل استب به عنوان $\varepsilon_{nl}=\varepsilon_l+\chi^{(3)}\bar{E}_s{}^2$ مربوط شود، با توجه به اینکه $\chi^{(3)}$ ضریب غیرخطی است [۳].

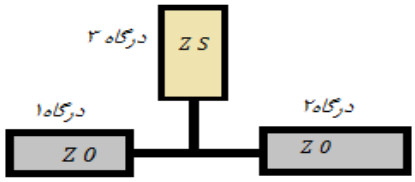


شکل ۱: ساختار مشدد موجبر پلاسمونیک MDM با پهنای h و یک استب باپهنای w و طول d است. [۴].

ساختار شکل۲ متشکل از دو خط گذار است که به موجبرهای اصلی و فرعی مربوط میشود. امپدانس مشخصه این خطوط عبارتند از $Z_0(h,\varepsilon_d)=\beta(h,\varepsilon_d)h/(\omega\varepsilon_0\varepsilon_d)$ و $Z_S(w,\varepsilon_l)=\beta(\mathrm{w},\varepsilon_l)\,\mathrm{w}/(\omega\varepsilon_0\varepsilon_l)$ که ω فرکانس زاویه ای است، ε_0 ثابت گذردهی خلا و $\beta(h,\varepsilon_d)$ ثابت انتشار مد SPP در موجبری با پهنای h است که می‌تواند از رابطه زیر بدست آورد:

$$\tanh(k_d\frac{h}{2})=-\frac{k_m\varepsilon_d}{k_d\varepsilon_m} \qquad (۱)$$

که $k_x=\sqrt{\beta(h,\varepsilon_d)^2-k^2\varepsilon_x}$ ($x=m,d$) و d بردار موج فضای آزاد است [۴].



شکل ۲: مدار معادل مشدد پلاسمونیک شکل (۱) که به ۳ درگاه تقسیم میشود[۴].

رابطه بین شدت ورودی وخروجی این ساختار به شکل پارامتریک به صورت زیر می‌باشد [۵]:

$$\left|E_{in}(\bar{\mathrm{E}}_S)\right|^2=\left|E_1^+(\bar{\mathrm{E}}_S)\right|^2\exp(\mathrm{L}_1/\mathrm{L}_{SPP}) \qquad (۲الف)$$

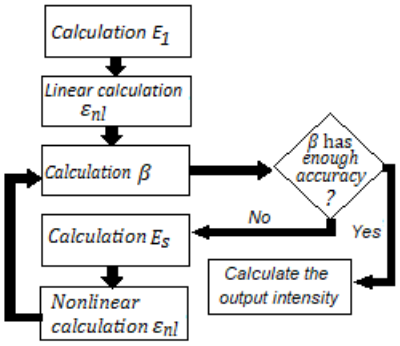
$$\left|E_{out}(\bar{\mathrm{E}}_S)\right|^2=\left|E_2^-(\bar{\mathrm{E}}_S)\right|^2\exp(-\mathrm{L}_2/\mathrm{L}_{SPP}) \qquad (۲ب)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

E_{in} و E_{out} به ترتیب میدان های الکتریکی ورودی و خروجی از استب است. متوسط شدت میدان الکتریکی دراستب به صورت انتگرال $\bar{E}_s^2 = \int_0^1 |E_s(vd)|^2 dv$ بیان می‌شود.

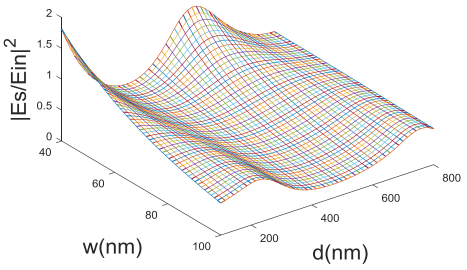
محاسبات عددی

ابتدا میدان الکتریکی داخل استب را در حالت‌های خطی و غیرخطی محاسبه کرده و سپس دوپایدرای را بدست می-آوریم. در حالت خطی گذردهی الکتریکی چلکوجناید در داخل استب مستقل از میدان الکتریکی است بنابراین میدان الکتریکی در استب به طور معمولی محاسبه می-شود. در حالت غیرخطی، گذردهی چلکوجناید در داخل استب به میدان الکتریکی داخل استب و میدان الکتریکی داخل استب به گذردهی وابسته است.



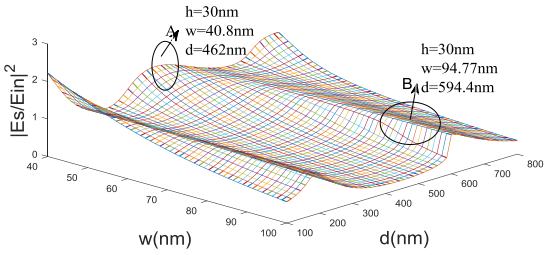
شکل ۳: فلوچارت ثابت انتشار و میدان الکتریکی داخل استب

شکل۴ شدت میدان الکتریکی داخل استب $|E_s|^2$ پهنای موجبر $h = ۳۰۰nm$ و برای مقدارهای مختلف از پارامترهای d و w استب و دیگر پارامترهای $\lambda = ۱.۵۵\mu m$, $L = ۳۰۰nm$ را در حالت خطی نشان می‌دهیم.



شکل ۴: نسبت شدت میدان داخل استب به شدت میدان ورودی در اصطلاحاتی از d و w بدون در نظر گرفتن اثرات غیرخطی.

شکل۵، نتایج شبیه سازی برای حالت غیر خطی و بدون هیچ تغییری از پارامترهای شکل۴ را نشان می‌دهد.

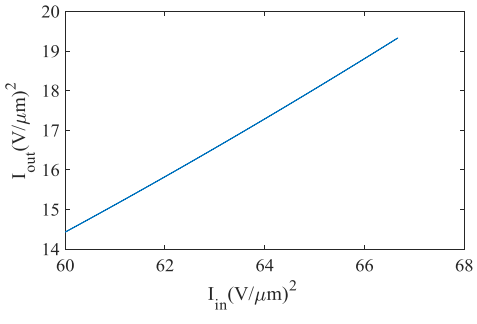


شکل ۵: نسبت شدت میدان داخل استب به شدت میدان ورودی برای $\chi^{(۳)} = ۱۰۰\chi^{(۳)}_{sillica}$ با در نظر گرفتن اثرات غیرخطی.

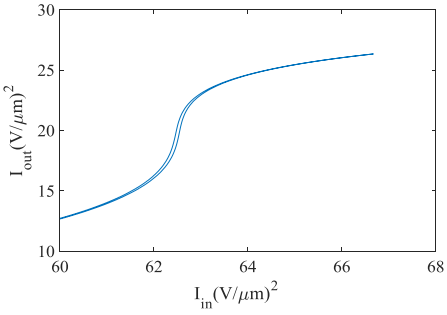
ما علاقه‌مندیم که رفتار دوپایداری برای توان ورودی و خروجی را بررسی کنیم. به همین دلیل ما دو نقطه در شکل۵ را انتخاب می‌کنیم اولین نقطه A است که میدان داخلی شدیدتری با $w = ۴۰/۸nm$ و $d = ۴۶۲nm$ را دارد و دومین نقطه B است که توان خروجی آن رفتار غیر عادی دارد و تغییرات میدان خروجی آن شدید است. شکل۶ (الف) رفتار غیرخطی و دوپایداری ندارد اما در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شکل ۶(ب) رفتارغیرخطی دارد ولی به دوپایداری نرسیده است.



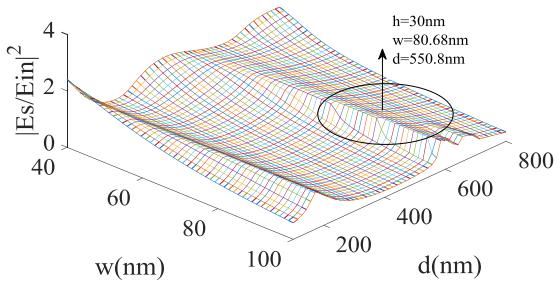
الف



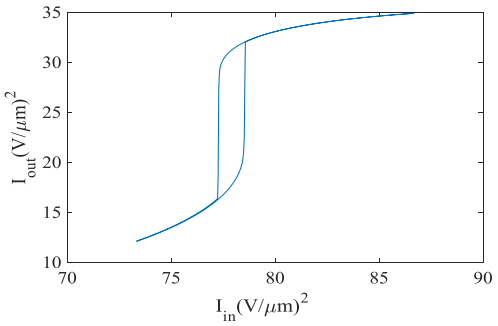
ب

شکل ۶: رفتار دوپایداری نوری (الف) برای پارامترهای در نقطه A.
(ب) برای پارامترهای در نقطه B.

برای رسیدن به دوپایداری ما شدت ورودی را افزایش می‌دهیم و اثرات غیرخطی را در نظر می‌گیریم و به شکل۷ می‌رسیم که در این حالت میدان به طور ناگهانی در بعضی نقاط تغییر می‌کند.



شکل ۷: نسبت شدت میدان داخل استب به شدت میدان ورودی برای $\chi^{(3)}=100\chi^{(3)}_{sillica}$ با در نظر گرفتن اثرات غیرخطی.



شکل ۸: رفتار دوپایداری نوری در $\chi^{(3)}=100\chi^{(3)}_{sillica}$ با در نظر گرفتن اثرات غیرخطی

نتیجه گیری

رفتار دوپایداری نوری برای یک موجبر استب دار با استفاده از روش عددی تکرار به ازای شدت‌های‌مختلف شبیه سازی کردیم. با افزایش شدت اثرات غیرخطی به وضوح دیده می‌شود و تغییرات ناگهانی در میدان الکتریکی مشاهده می‌شود که در آن نقاط دوپایداری شکل می‌گیرد رفتار دوپایداری مقدمه طراحی حافظه‌های تمام نوری با دستیابی تصادفی است.

مرجع‌ها

[1] Kohler R., ‘‘Terahertz semiconductor-heterostructure laser’’, *Nature*, **417**(6885), 156-159 (2002).

[2] Shiryaev V. S. and Chorbanov M. F., ‘‘Preparation of High-Purity Chalcogenide Glasses’’, *Cheminform*, 46, 3-35 (2015).

[3] Boyd. R., ‘‘Nonlinear Optics’’, 2nd ed. *Academic*, (2003).

[4] Pannipitiya A., Rukhlenko I. D., Premaratne M., ‘‘*Analytical theory of optical bistability in plasmonic nanoresonators,* ’’ *J.Opt. Soc*. **28**, 2820-2826 (2011).

[5] Kohler R., ‘‘Terahertz semiconductor-heterostructure laser’’, *Nature*, **417**(6885), 156-159 (2002).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تولید و تبادل درهم‌تنیدگی حالت‌های همدوس برای دست‌یابی به پروتکل تکرارگر کوانتومی

مهناز، قاسمی و محمّدکاظم، توسلی

گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

mktavassoly@yazd.ac.ir

m.ghasemi@stu.yazd.ac.ir

چکیده – در این مقاله به بررسی تولید حالت‌های درهم‌تنیده همدوس با استفاده از شکافنده پرتو و نیز تبادل درهم‌تنیدگی با به کارگیری روش اندازه‌گیری یک حالت بِل می‌پردازیم. چهار موقعیت A، B، C و D با فواصل معین را در نظر می‌گیریم. ابتدا، با استفاده از شکافنده پرتو، حالت‌های درهم‌تنیده برای موقعیت‌های (A,B) و (C,D) به طور جداگانه ایجاد می‌شود. سپس، با استفاده از روش اندازه‌گیری یک حالت بِل، درهم‌تنیدگی از حالت‌های درهم‌تنیده (A,B) و (C,D) به جفت (A,D) منتقل می‌شود. تعداد موقعیت‌ها می‌تواند به سهولت به 2^N موقعیت که $N=3,4,...$ است تعمیم یابد و لذا این مدل را می‌توانیم به عنوان یک تکرارگر کوانتومی معرفی کنیم.

کلید واژه- تبادل درهم‌تنیدگی، تکرارگر کوانتومی، روش اندازه‌گیری حالت بِل، حالت‌های شبه‌بِل.

Producing and swapping of the entanglement of coherent states towards the quantum repeater protocol

Mahnaz, Ghasemi, Mohammad Kazem, Tavassoly

Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd

Abstract- In this paper we consider the entangled coherent states production using beam splitter as well as the entanglement swapping via the Bell state measurement method. We consider four locations A, B, C and D with specified distance. At first, the entangled states for locations (A, B) and (C, D) have been produced separately by using beam splitter. Finally, the entanglement from the entangled states (A, B) and (C, D) is swapped to the pair (A, D) using Bell state measurement method. The locations can be easily generalized to 2^N locations where $N=3,4,\ldots$ and so one can introduce this model as a quantum repeater.

Keywords: Entanglement Swapping, Quantum Repeater, Bell State Measurement Method, Quasi Bell States.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

حالت‌های همدوس درهم‌تنیده می‌توانند با استفاده از شکافنده پرتو تولید شوند. حالت اولیه را می‌توان به صورت برهم‌نهی خاصی از حالت‌های همدوس در نظر گرفت که به حالت‌های گربه شرودینگر مشهور هستند و پس از عبور از شکافنده پرتو، حالت‌های همدوس درهم‌تنیده بین دو نقطه برقرار خواهند شد [۱]. پس از آن می‌توان حالت درهم‌تنیده همدوس تولید شده را بین دو نقطه با فاصله زیاد منتقل کرد، امّا به دلیل وجود انکارناپذیر اتلاف فوتونی در کانال‌های اپتیکی نمی‌توان حالت‌های (شکننده) غیرکلاسیکی را به‌طور مستقیم بین دو نقطه دور از هم منتقل کرد. برای غلبه بر این مشکل از تکرارگر کوانتومی استفاده می‌شود [۲و۳]. در این روش، فاصله طولانی بین دو نقطه هدف به چندین بخش کوچک‌تر تقسیم می‌شود. سپس با روش‌هایی مانند اندازه‌گیری یک حالت بِل [۴و۵]، برهم‌کنش بین اجزاء غیردرهم‌تنیده [۶و۷] و با استفاده از سازوکار شکافنده پرتو [۸و۹] درهم‌تنیدگی بین بخش‌های جداپذیر ایجاد می‌شود.

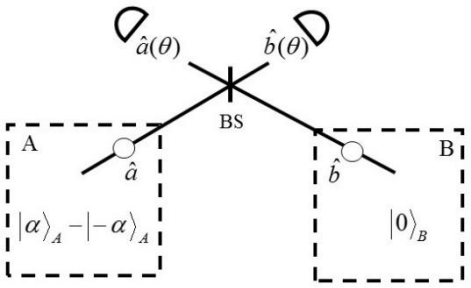
مدل و روابط پایه

دو موقعیت A و B را در نظر بگیرید که از موقعیت A حالت فرد (مُد $\hat{a}$) به صورت:

$$|-\rangle_A = \frac{1}{\sqrt{N_-}}\left(|\alpha\rangle_A - |-\alpha\rangle_A\right) = \frac{e^{-|\alpha|^2/2}}{\sqrt{N_-}}\left(e^{\alpha\hat{a}^\dagger} - e^{-\alpha\hat{a}^\dagger}\right)|0\rangle_A = \frac{1}{\sqrt{N_-}}\left(D_{\hat{a}}(\alpha) - D_{\hat{a}}(-\alpha)\right)|0\rangle_A, \quad N_- = 2(1-e^{-2|\alpha^2|}), \tag{۱}$$

و از موقعیت B حالت خلاء (مُد $\hat{b}$) به سمت شکافنده پرتو فرستاده می‌شوند (شکل ۱). در رابطه (۱)، $\hat{a}$ عملگر مربوط به موقعیت A است. شکافنده پرتو با ماتریس انتقال یکانی زیر توصیف می‌شود [۸]:

$$U_{BS}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}. \tag{۲}$$



شکل۱: تولید حالت‌های درهم‌تنیده همدوس بین دو موقعیت A و B با استفاده از یک شکافنده پرتوی ۵۰-۵۰. حالت فرد از موقعیت A و حالت خلاء از موقعیت B به سمت شکافنده پرتو فرستاده می‌شوند. حالت درهم‌تنیده مربوط به دو موقعیت A و B نتیجه ترکیب این دو حالت، بعد از شکافنده پرتو است.

مُدهای $\hat{a}$ و $\hat{b}$ به ترتیب از موقعیت‌های A و B توسط شکافنده پرتو با هم ترکیب می‌شوند. بنابراین، مُدها بعد از عبور از این شکافنده پرتو به صورت زیر تبدیل می‌شوند [۱]:

$$\begin{pmatrix} \hat{a}(\theta) \\ \hat{b}(\theta) \end{pmatrix} = U_{BS}(\theta)\begin{pmatrix} \hat{a} \\ \hat{b} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta\hat{a} - \sin\theta\hat{b} \\ \sin\theta\hat{a} + \cos\theta\hat{b} \end{pmatrix}. \tag{۳}$$

بدیهی است که داریم:

$$\frac{d\hat{a}(\theta)}{d\theta} = -\hat{b}(\theta), \quad \frac{d\hat{b}(\theta)}{d\theta} = \hat{a}(\theta). \tag{۴}$$

حال، از مقایسه رابطه (۴) با معادله هایزنبرگ‌گونه $\frac{d\hat{c}(\theta)}{d\theta} = \frac{1}{i\hbar}\left[\hat{c}(\theta), \hat{H}\right]$ که در آن $\hat{c}(\theta) = \hat{a}(\theta), \hat{b}(\theta)$ است، هامیلتونی شکافنده پرتو به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\hat{H} = i\hbar(\hat{a}\hat{b}^\dagger - \hat{a}^\dagger\hat{b}). \tag{۵}$$

اکنون، عملگر یکانی $\hat{u}_{BS}(\theta)$ مربوط به شکافنده پرتو با

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

استفاده از هامیلتونی (۵) با رابطه زیر (این عملگر در رابطه $\begin{pmatrix}\hat{a}(\theta)\\ \hat{b}(\theta)\end{pmatrix}=\hat{u}_{BS}^{\dagger}(\theta)\begin{pmatrix}\hat{a}\\ \hat{b}\end{pmatrix}\hat{u}_{BS}(\theta)$ نیز صدق می‌کند [۱۰]):

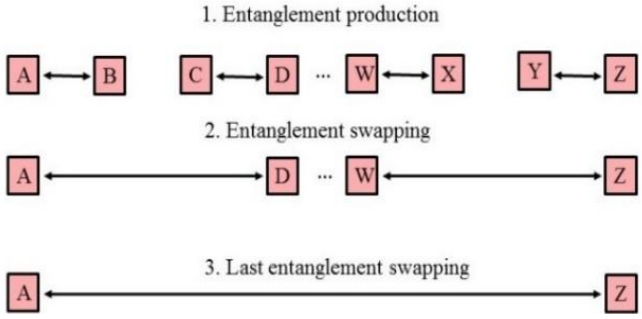
$$\hat{u}_{BS}(\theta)=e^{-i\frac{\hat{H}}{\hbar}\theta}=e^{(\hat{a}\hat{b}^{\dagger}-\hat{a}^{\dagger}\hat{b})\theta}, \qquad (۶)$$

روی حالت اولیه $|-\rangle_A|0\rangle_B$ (حالت ورودی به شکافنده پرتو) اثر می‌کند و خروجی زیر حاصل می‌شود:

$$\begin{aligned}&\hat{u}_{BS}(\theta)|-\rangle_A|0\rangle_B=\frac{1}{\sqrt{N_-}}\big(\hat{u}_{BS}(\theta)D_{\hat{a}}(\alpha)\hat{u}_{BS}^{\dagger}(\theta)\\&-\hat{u}_{BS}(\theta)D_{\hat{a}}(-\alpha)\hat{u}_{BS}^{\dagger}(\theta)\big)\hat{u}_{BS}(\theta)|0\rangle_A|0\rangle_B \qquad (۷)\\&=\frac{1}{\sqrt{N_-}}\big(|\alpha\cos\theta\rangle_A|\alpha\sin\theta\rangle_B\\&-|-\alpha\cos\theta\rangle_A|-\alpha\sin\theta\rangle_B\big).\end{aligned}$$

اکنون با انتخاب مقدار $\frac{\pi}{4}$ برای θ (شکافنده پرتوی موجود در شکل ۱ را ۵۰-۵۰ در نظر می‌گیریم)، حالت (۷) به صورت حالت شبه‌بِل[۱] زیر حاصل می‌شود [۱۱]:

$$|\psi_-\rangle_{AB}=\frac{1}{\sqrt{N_-}}\left(\left|\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_A\left|\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_B-\left|-\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_A\left|-\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_B\right). \qquad (۸)$$



شکل۲: تکرارگر کوانتومی: تعمیم مدل ارائه شده به 2^N موقعیت که $N=3,4,\ldots$ است. در وهله اول، درهم‌تنیدگی با استفاده از شکافنده پرتو بین اجزاء، تولید و در حافظه کوانتومی ذخیره می‌شود. سپس با اندازه‌گیری‌های متوالی حالت‌های بِل مناسب به تعداد $2^{N-1}-1$ بار، این ویژگی بین دو موقعیت اولیه و نهایی برقرار می‌شود.

اگر عملیات بالا برای دو موقعیت C و D تکرار شود (شکل ۲) حالت درهم‌تنیده مشابه با حالت شبه‌بِلی مانند رابطه (۸) برای این دو موقعیت به دست می‌آید:

$$|\psi_-\rangle_{CD}=\frac{1}{\sqrt{N_-}}\left(\left|\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_C\left|\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_D-\left|-\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_C\left|-\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_D\right). \qquad (۹)$$

تبادل درهم‌تنیدگی

اکنون به تبادل درهم‌تنیدگی به روش اندازه‌گیری یک حالت بِل می‌پردازیم تا درهم‌تنیدگی را از حالت‌های درهم‌تنیده (A,B) و (C,D) به حالت جداپذیر (A,D) منتقل کنیم. سامانهٔ شامل چهار موقعیت A، B، C و D، حالت جداپذیر $|\psi_-\rangle_{AB}\otimes|\psi_-\rangle_{CD}$ را می‌تواند اشغال کند که در ادامه به بررسی این حالت می‌پردازیم.

حالت کلی سامانه شامل موقعیت‌های A، B، C و D به صورت $|\psi_-\rangle_{AB}\otimes|\psi_-\rangle_{CD}$ است. برای تبادل درهم‌تنیدگی از حالت‌های درهم‌تنیده (A,B) و (C,D) به حالت جداپذیر (A,D) از حالت شبه‌بِل زیر استفاده می‌کنیم:

$$|qB\rangle_{BC}=\frac{1}{\sqrt{2(1-e^{-2|\beta|^2})}}\big(|\beta\rangle_B|\beta\rangle_C-|-\beta\rangle_B|-\beta\rangle_C\big). \qquad (۱۰)$$

در رابطه (۱۰) حالت‌های همدوس $|\beta\rangle_{B(C)}$ به صورت $e^{\beta\hat{b}^{\dagger}(\hat{a}^{\dagger})-\beta^{*}\hat{b}(\hat{a})}|0\rangle_{B(C)}$ هستند که برای موقعیت‌های B و C تعریف شده‌اند. اکنون با اعمال اندازه‌گیری حالت شبه‌بِل (۱۰) روی حالت جداپذیر $|\psi_-\rangle_{AB}\otimes|\psi_-\rangle_{CD}$، حالت درهم‌تنیده زیر برای دو موقعیت A و D به دست می‌آید:

$$|\psi_-\rangle_{AD}=\frac{1}{\sqrt{N_-}}\left(\left|\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_A\left|\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_D-\left|-\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_A\left|-\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_D\right). \qquad (۱۱)$$

[۱] Quasi-Bell (qB) state

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

هم‌چنین اگر حالت شبه‌بِل به صورت زیر:

$$\left|qB'\right\rangle_{BC}=\frac{1}{\sqrt{2(1-e^{-2|\beta|^2})}}\left(\left|\beta\right\rangle_B\left|-\beta\right\rangle_C-\left|-\beta\right\rangle_B\left|\beta\right\rangle_C\right), \quad (۱۲)$$

برای اعمال اندازه‌گیری یک حالت بِل روی حالت $\left|\psi_-\right\rangle_{AB}\otimes\left|\psi_-\right\rangle_{CD}$ انتخاب شود، موقعیت‌های A و D به حالت شبه‌بِل زیر منتقل می‌شوند:

$$\left|\phi_-\right\rangle_{AD}=\frac{1}{\sqrt{N_-}}\left(\left|\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_A\left|-\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_D-\left|-\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_A\left|\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right\rangle_D\right). \quad (۱۳)$$

حالت‌های شبه‌بِل تولید شده در (۱۱) و (۱۳) با رهیافت اندازه‌گیری حالت بِل، با فرض این که α و β حقیقی هستند حاصل شده‌اند. با توجه به شباهت حالت‌های شبه‌بِل (۸)، (۹) و (۱۱) می‌توان موقعیت‌ها را به 2^N موقعیت که $N=3,4,...$ است تعمیم داد و با اعمال اندازه‌گیری‌های متوالی یک حالت بِل متشکل از حالت شبه‌بِل (۱۰) به تعداد $2^{N-1}-1$ بار، دو موقعیت ابتدایی و انتهایی را درهم‌تنیده نمود (توضیحات شکل ۲). لازم به ذکر است که اگر حالت شبه‌بِل (۱۲) برای تبادل درهم‌تنیدگی از حالت‌های درهم‌تنیده (A,B) و (C,D) به حالت جداپذیر (A,D) انتخاب شود، بعد از تعمیم مدل نیز باید برای اعمال اندازه‌گیری یک حالت بِل از همین حالت شبه‌بِل (حالت شبه‌بِل (۱۲)) برای ایجاد درهم‌تنیدگی بین دو موقعیت ابتدایی و انتهایی استفاده شود.

نتیجه‌گیری

هدف ما در این مقاله تولید حالت‌های درهم‌تنیده همدوس بین دو موقعیت دور از هم بود که در این راستا توانستیم با در نظر گرفتن یک چینش مناسب، شامل شکافنده پرتو به این هدف دست یابیم. بعد از تولید درهم‌تنیدگی به وسیله شکافنده پرتو، از رهیافت اندازه‌گیری یک حالت بِل برای تبادل درهم‌تنیدگی استفاده کردیم. حالت درهم‌تنیده تولید شده از هر دو موقعیت که از یکدیگر جداپذیر بودند با اندازه‌گیری یک حالت بِل (با استفاده از یک حالت شبه‌بِل مناسب) درهم‌تنیده شدند. این فرآیند با حالت‌های شبه‌بِل متفاوت بررسی شد. هم‌چنین، نتایج نشان داد که می‌توان موقعیت‌ها را به تعداد 2^N موقعیت که $N=3,4,...$ است تعمیم داد و با اعمال اندازه‌گیری‌های متوالی حالت‌های بِل متشکل از یک حالت شبه‌بِل مناسب به تعداد $2^{N-1}-1$ بار، دو موقعیت ابتدایی و انتهایی را درهم‌تنیده کرد. به نظر می‌رسد که می‌توانیم این مدل را به عنوان طرح‌واره‌ای برای بنای تکرارگر کوانتومی معرفی کنیم که توسط آن حالت‌های همدوس درهم‌تنیده می‌توانند بین فواصل طولانی منتقل شوند.

مرجع‌ها

[1] N. Sangouard, C. Simon, N. Gisin, J. Laurat, R. Tualle-Brouri and P. Grangier, "Quantum repeaters with entangled coherent states." *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 6 (2010).

[2] H. J. Briegel, D. Wolfgang, J. Cirac and P. Zoller, "Quantum repeaters: the role of imperfect local operations in quantum communication." *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5932 (1998).

[3] M. Ghasemi and M. K. Tavassoly, "Quantum repeater protocol in mixed single-and two-mode Tavis-Cummings models." *EPL (Europhysics Letters)* **123**, 2 (2018).

[4] Q. H. Liao, G. Y. Fang, Y. Y. Wang, M. A. Ahmad and S. Liu, "Entanglement swapping in two independent Jaynes-Cummings models." *Eur. Phys. J. D* **61**, 475 (2011).

[5] M. Ghasemi, M. K. Tavassoly and A. Nourmandipour, "Dissipative entanglement swapping in the presence of detuning and Kerr medium: Bell state measurement method." *Eur. Phys. J. Plus* **132**, 12 (2017).

[6] Y. Ming, W. Song and Z-L Cao, "Entanglement concentration for unknown atomic entangled states via entanglement swapping." *Phys. Rev. A* **71**, 3 (2005).

[7] R. Pakniat, M. K. Tavassoly and M. H. Zandi, "A novel scheme of hybrid entanglement swapping and teleportation using cavity QED in the small and large detuning regimes and quasi-Bell state measurement method." *Chin. Phys. B* **25**, 10 (2016).

[8] S. Agarwal, “Quantum Optics” Cambridge University Press (2013).

[9] R. Pakniat, M. H. Zandi and M. K. Tavassoly, "On the entanglement swapping by using the beam splitter." *Eur. Phys. J. Plus* **132**, 1 (2017).

[10] C. Gerry and P. L. Knight, “Introductory quantum optics” Cambridge University Press (2005).

[11] O. Hirota, "Error Free Quantum Reading by Quasi Bell State of Entangled Coherent States." *Quantum Meas. Quantum Metrol.* **4**, 1 (2017).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و بهینه‌سازی سیستم طیف‌سنجی رامان تقویت‌شده با تیپ

مریم بحرینی

دانشگاه حضرت معصومه (س)، قم، رایانامه: Bahreini_mm@yahoo.com

چکیده - روش طیف‌سنجی رامان تقویت‌شده با تیپ (TERS) با ترکیب حساسیت شیمیایی روش طیف‌سنجی رامان و تفکیک‌پذیری بالای روش میکروسکپی پروب روبشی (SPM)، تصاویر شیمیایی در مقیاس نانومتری از سطوح فراهم می‌کند. در این مقاله طراحی سیستم طیف‌سنجی رامان تقویت‌شده با تیپ (TERS) بهینه به‌صورت تئوری انجام گرفته است. به‌منظور طراحی و ساخت یک سیستم TERS با راندمان بالا و به‌دست‌آوردن بهترین تقویت سیگنال، نیاز به شناخت و شبیه‌سازی پارامترهای موثر می‌باشد. پارامترهای ساختاری تیپ، زیرلایه و همچنین زاویه تابش لیزر به تیپ از مهم‌ترین عوامل برای بدست‌آوردن یک پیکربندی TERS بهینه و شناسائی شده‌اند و سیستم TERS با دو جنس تیپ سیلیکون و طلا طراحی و ارائه شده است. سیستم TERS با استفاده از تیپ سیلیکونی ساده‌تر و کم‌هزینه‌تر است در حالی‌که در سیستم با تیپ طلا تقویت‌های بیشتری بدست می‌آید. امید است که سیستم‌های TERS با ضریب تقویت بالا که در این مقاله طراحی و ارائه شده‌اند، در پیکربندی تجربی بکار گرفته شوند.

کلید واژه- بهینه‌سازی، زیرلایه، سیلیکون، طلا، طیف‌سنجی رامان تقویت‌شده با تیپ.

Design and optimization of tip-enhanced Raman spectroscopy system

Maryam Bahreini

Hazrat-e Masoumeh University, Qom, Email: Bahreini_mm@yahoo.com

Abstract- Tip-enhanced Raman spectroscopy (TERS) method provides chemical images on a nanometer scale from different surfaces by combining the chemical sensitivity of Raman spectroscopy and high resolution of the scanning probe microscopy (SPM) techniques. In this paper, an optimization of tip-enhanced Raman spectroscopy (TERS) system has been studied theoretically. In order to design and to construct a high efficiency TERS system as well as to achieve the best signal enhancement, it is necessary to recognize and simulate effective parameters. The tip and substrate structural parameters as well as the angle of laser radiation to tip are the most important factors for obtaining an optimal TERS configuration and the TERS system with two material of silicon and gold has been designed. The TERS system with the silicon tip is simpler and less costly, while the system with gold tip brings more enhancement. Hope that the high-gain TERS systems designed and presented in this paper will be used in empirical configuration.

Keywords: Gold, Optimization, Silicon, Substrate, Tip-enhanced Raman spectroscopy.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

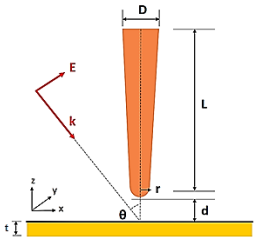
طیف‌سنجی رامان تقویت‌شده با تیپ (TERS)[1] یک روش اپتیکی میدان-نزدیک[2] است که به‌طور گسترده برای تجزیه و تحلیل شیمیایی نمونه‌های مختلف در مقیاس نانومتری به‌کار می‌رود. این روش، با ترکیب حساسیت شیمیایی روش طیف‌سنجی رامان و تفکیک‌پذیری بالای روش‌های مختلف میکروسکوپی پروب روبشی[3] از جمله میکروسکوپ تونل‌زنی روبشی[4] و میکروسکوپ نیروی اتمی[5]، تصاویر شیمیایی از سطوح در مقیاس نانو فراهم می‌کند. تابش نور لیزر متمرکزشده به نوک یک تیپ باعث افزایش میدان الکتریکی موضعی می‌شود. این افزایش میدان باعث افزایش شدت رامان از سطح نمونه در مجاورت تیپ می شود. این روش می‌تواند اطلاعات شیمیایی در سطح تک مولکول با قدرت تفکیک مکانی از مرتبه چند نانومتر (زیر حد پراش) فراهم کند [۱]. در این مقاله به طراحی سیستم طیف‌سنجی رامان تقویت‌شده با تیپ (TERS) بهینه به‌صورت تئوری می‌پردازیم. برای طراحی یک سیستم TERS بهینه، تمام فاکتورهای موثر بر افزایش سیگنال باید مورد توجه قرار گیرند. پارامترهای ساختاری تیپ (جنس و ابعاد) و زیرلایه (جنس و ضخامت)، به‌همراه هندسه تابش لیزر به تیپ مهم‌ترین عوامل برای بدست‌آوردن یک پیکربندی TERS بهینه هستند. در این مقاله، ما دو سیستم TERS مختلف با استفاده از تیپ‌های از جنس سیلیکون و طلا را معرفی و بهینه می‌کنیم. سیلیکون ماده‌ای است که برای ساخت تیپ‌های AFM تجاری استفاده می‌شود. در تمام اندازه-گیری‌های TERS، نمونه‌ها باید بر روی یک زیرلایه قرار بگیرند که حضور زیرلایه باعث افزایش سیگنال می‌شود. هدف نهایی از انجام این شبیه‌سازی‌ها، طراحی سیستم TERS بهینه می‌باشد تا یک مرجع خوب برای ساخت و چگونگی بکارگیری تیپ‌های TERS در پیکربندی تجربی باشد.

شبیه‌سازی

برای شبیه‌سازی از روش 3D-FDTD که معادلات دیفرانسیل ماکسول را به‌صورت عددی حل می‌کند، استفاده شده است. در این روش، میدان الکترومغناطیسی و مواد ساختاری موردنظر در یک مش‌بندی گسسته متشکل از سلول‌هایی به نام سلول یی[6] توصیف می‌شوند. معادلات ماکسول مستقیماً در زمان حل می‌شوند و گام زمانی با استفاده از معیار پایداری[7] به اندازه مش وابسته است. روش مش FDTD غیریکنواخت و شرایط مرزی لایه کاملاً همسان[8] در تمام مرزها برای شبیه‌سازی‌ها استفاده شده‌اند که مرزهای باز (بدون انعکاس) را مدل می‌کند. ثوابت اپتیکی برای سیلیکون، آلومینیوم، طلا و نقره از مراجع مرتبط گرفته شده‌اند [۲و ۳]. تیپ به‌صورت یک مخروطی که نوک آن را دایره‌ای به شعاع r تشکیل می‌دهد با طول L و شعاع بالای D، که در فاصله d از سطح زیرلایه با ضخامت t قرارگرفته، مدل‌سازی می‌شود (شکل ۱). از یک موج تخت با قطبش p که از کنار با زاویه θ بر نانوکاواک تشکیل شده بین تیپ و زیرلایه فرود می-آید، برای تحریک رامان استفاده می‌شود. دامنه میدان الکتریکی موج فرودی ۱ V/m انتخاب می‌شود.

نتایج و بحث

پارامترهای موثر بر عملکرد سیستم TERS شامل جنس و ابعاد تیپ، جنس و ضخامت زیرلایه، زاویه تابش لیزر به تیپ و ... می‌باشند. در این قسمت اثر جنس تیپ و زاویه تابش لیزر بررسی می‌شود. درنهایت با بهینه‌سازی کل پارامترها، دو سیستم TERS با بیشینه تقویت میدان معرفی می‌شود.



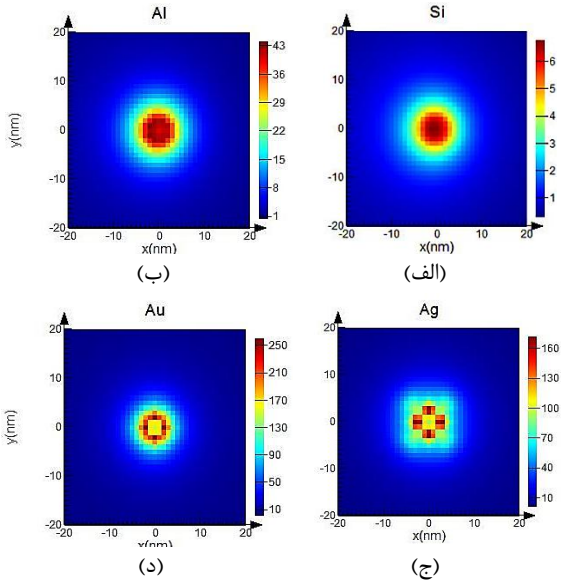
شکل ۱: هندسه شبیه‌سازی

[1] Tip-Enhanced Raman Spectroscopy (TERS)
[2] Near-field
[3] Scanning Probe Microscopy (SPM)
[4] Scanning Tunneling Microscopy (STM)
[5] Atomic Force Microscopy
[6] Yee cell
[7] Stability Criterion
[8] Perfectly Matched Layer (PML)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱. بررسی اثر جنس تیپ

در این قسمت به مقایسه تیپ سیلیکون با سه فلز آلومینیوم، طلا و نقره می‌پردازیم. نتایج مربوط به محاسبه مربع مؤلفه z میدان الکتریکی در صفحه زیر تیپ‌های با جنس‌های مختلف در شکل ۲ آورده شده است. زاویه مخروطی تیپ ۳۰ درجه و شعاع آن ۵ نانومتر تنظیم شده است. طول مخروطی تیپ ۵۰۰ نانومتر و شعاع بالای تیپ ۲۰۰ نانومتر، اندازه سلول یی ۱ نانومتر و زاویه تابش لیزر ۵۰ در محاسبه مورد استفاده قرارگرفته است. با توجه به نتایج، میدان الکتریکی توسط تیپ‌های سیلیکونی نمی‌تواند زیاد تقویت شود. تقویت ناچیز صورت گرفته به‌دلیل اثر رعد و برق میله‌ای است. دلیل آن این است که با پایین بودن غلظت بار آزاد (10^{16}~10^{13}cm^{-3}) در سیلیکون خالص، رزونانس پلاسمون سطحی[۹] به‌سختی می‌تواند در ناحیه مرئی برانگیخته شود. از بین تمام فلزات، طلا و نقره به دلیل دارا بودن چگالی الکترونی آزاد بالا و اثر LSPR قوی در ناحیه مرئی، به‌عنوان بهترین مواد برای ساخت تیپ‌های TERS محسوب می‌شوند. بی‌ثباتی نقره در هوا تا حدی کاربرد آن را محدود می‌کند. در نتیجه، تیپ‌های طلا کاربرد فزاینده‌ای در TERS پیداکرده‌اند.



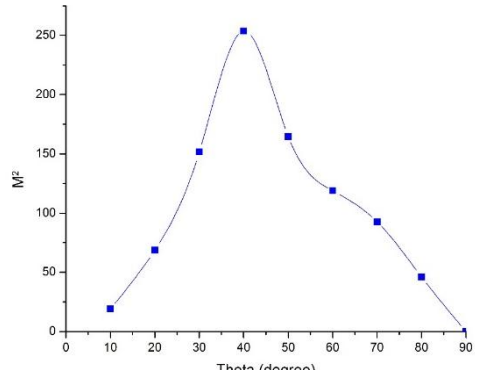
شکل ۲: مربع مؤلفه z میدان الکتریکی در صفحه زیر تیپ‌های از جنس: الف) سیلیکون، ب) آلومینیوم، ج) نقره و د) طلا

۲. بررسی زاویه تابش لیزر

نتایج مربوط به وابستگی تقویت میدان (M^2) به زاویه تابش نور فرودی (θ) با قطبش p از کنار به تیپ طلا با زاویه رأس تیپ مخروطی ۳۰ درجه، طول تیپ مخروطی ۵۰۰، شعاع نوک تیپ ۵۰، شعاع بالای تیپ ۲۰۰ و اندازه سلول یی ۱ نانومتر در شکل ۳ نشان داده شده است. از آن‌جا که مؤلفه عمودی میدان در راستای محور تیپ، نقش غالب در اثر جفت‌شدگی تیپ-زیرلایه را دارد، انتظار می‌رفت که بیشینه تقویت میدان در زاویه فرودی ۹۰ درجه رخ دهد. ولی با توجه به نمودار، بیشینه تقویت میدان برای یک تیپ طلا در فاصله ۲ نانومتری از زیرلایه طلا تحت تابش نور با قطبش p از کنار، در زاویه تابش ۴۰ درجه رخ می‌دهد. این مقدار بهینه در تابش قطری به‌دلیل وجود زیرلایه و بازتاب از سطح آن رخ می‌دهد. میدان عمودی کل در فاصله بین تیپ و زیرلایه، حاصل تداخل نور بازتابی و فرودی است. وقتی زاویه تابش به سمت ۹۰ درجه می‌رود، با اینکه دامنه میدان عمودی بازتابی بیشینه می‌شود، ولی فاز آن مخالف میدان فرودی است و شدت نور تداخلی در سطح زیرلایه کاهش می‌یابد [۴].

۳. طراحی سیستم TERS بهینه

از دو تیپ با جنس سیلیکون و طلا به‌همراه زیرلایه طلا برای طراحی دو سیستم بهینه استفاده می‌کنیم. پارامترهای مهم مربوطه شامل شعاع تیپ (r) ، زاویه تابش لیزر از کنار(θ) ، زاویه رأس تیپ (α) و ضخامت زیرلایه طلا (t) را بهینه می‌کنیم. ابتدا شعاع تیپ بهینه را با ثابت بودن بقیه پارامترها (طول تیپ ۵۰۰ نانومتر، شعاع بالایی تیپ ۲۰۰



شکل ۳: وابستگی تقویت میدان (M^2) به زاویه تابش لیزر فرودی (θ) با موج تخت و قطبش p برای تیپ طلا

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

جدول ۱: نتایج بهینه‌سازی سیستم TERS با استفاده از تیپ با جنس الف) سیلیکون و ب) طلا

الف)

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	$\|M\|^2$
r (nm)	1 0.9e+3	5 2.3e+3	10 3.7e+3	**20** **7.8e+3**	30 7.7e+3	50 6.1e+3	70 5.1e+3	90 4.4e+3	100 4.4e+3	-	7.8e+3
α (degree)	5 3.7e+3	10 4.9e+3	20 6.0e+3	30 7.8e+3	40 6.4e+3	**50** **9.1e+3**	60 8.6e+3	-	-	-	9.1e+3
r (nm)	1 4.0e+3	5 7.7e+3	10 7.0e+3	20 9.2e+3	**30** **10.8e+3**	50 9.1e+3	70 7.7e+3	90 8.2e+3	100 8.6e+3	-	10.8e+3
θ (degree)	0 0.074e+3	10 1.7e+3	20 5.6e+3	30 8.4e+3	40 10.8e+3	**50** **16.2e+3**	60 2.1e+3	70 1.8e+3	80 2.0e+3	90 0.1	16.2e+3
t (nm)	5 1.6e+3	50 17.1e+3	100 16.2e+3	200 17.7e+3	**500** **17.8e+3**	-	-	-	-	-	**17.8e+3**

ب)

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	$\|M\|^2$
r (nm)	**5** **7.5e+4**	10 5.3e+4	20 2.9e+4	30 2.3e+4	50 1.8e+4	70 1.5e+4	90 1.8e+4	100 1.7e+4	-	-	7.5e+4
α (degree)	5 2.1e+4	10 6.7e+4	20 6.0e+4	30 16.7e+4	**40** **13.4e+4**	50 7.5e+4	60 5.1e+4	-	-	-	13.4e+4
r (nm)	**5** **13.4e+4**	10 7.9e+4	20 4.2e+4	30 3.1e+4	50 2.6e+4	70 2.8e+4	90 3.0e+4	100 3.0e+4	-	-	13.4e+4
θ (degree)	0 0.0052e+4	10 1.7e+4	20 6.5e+4	30 12.5e+4	**40** **13.4e+4**	50 8.2e+4	60 1.7e+4	70 0.18e+4	80 0.08e+4	90 0.007	13.4e+4
t (nm)	5 5.4e+4	50 13.5e+4	100 13.4e+4	**200** **22.2e+4**	500 13.8e+4	-	-	-	-	-	**22.2e+4**

نانومتر، زاویه رأس تیپ ۳۰ درجه، زاویه تابش لیزر ۴۰ درجه و ضخامت زیرلایه ۱۰۰ نانومتر) بدست آوردیم. بعد از آن به سراغ بهینه کردن زاویه رأس تیپ رفتیم. بعد از بدست آوردن زاویه رأس بهینه دوباره شعاع را بهینه کردیم. نتایج بهینه‌سازی سیستم TERS در جدول ۱ آورده شده است. در هر خانه عدد بالا مربوط به مقدار متغیر مورد بررسی و عدد پائین مربوط به M^2 و در ستون آخر هم ماکزیمم M^2 برای هر متغیر نوشته شده است. در تیپ سیلیکونی بیشینه سیگنال TERS از مرتبه بزرگی حدود $۱۰^۶$ و در تیپ طلا، بیشینه سیگنال TERS از مرتبه بزرگی حدود $۱۰^۸$ می‌باشد که دو مرتبه بزرگی بهبود یافته است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، سیستم TERS با دو جنس تیپ سیلیکون و طلا طراحی و ارائه شده است که بیشینه تقویت بدست آمده برای تیپ سیلیکون با شعاع ۳۰ نانومتر، زاویه راس ۵۰ درجه، زاویه تابش ۵۰ درجه و ضخامت زیرلایه ۵۰۰ نانومتر از مرتبه $۱۰^۶$ و برای تیپ طلا با شعاع ۵ نانومتر، زاویه راس ۴۰ درجه، زاویه تابش ۴۰ درجه و ضخامت زیرلایه ۲۰۰ نانومتر از مرتبه $۱۰^۸$ میباشد. امید است که این سیستم‌ها در پیکربندی تجربی بکار گرفته شوند.

مرجع‌ها

[1] Zhang, R.; Zhang, Y.; Dong, Z. C.; Jiang, S.; Zhang, C.; Chen, L. G.; Zhang, L.; Liao, Y.; Aizpurua, J.; Luo, Y.; Yang, J. L.; Hou, J. G. (2013). Nature 498, pp. 82–86.

[2] Johnson, P.B. and R.-W. Christy, Optical constants of the noble metals. Physical review B 6(12): p. 4370 (1972).

[3] Palik, E.D., Gallium Arsenide (GaAs). Handbook of optical constants of solids, 1: p. 429-443. (1985).

[4] O. J. F Martin, C. Girard, Appl. Phys. Lett. 70, 10 (1997).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی مدولاتور الکترو اپتیکی پلاسمونیکی جذبی بر پایه دو لایه فعال باریم تیتانات و ایندیوم تین اکسید

پوریا اسحاقی، ابوالفضل صفایی بزگ آبادی و محمدآقا بلوری‌زاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد، ایران (mabolori@uk.ac.ir)

چکیده – در این مقاله یک مدولاتور الکترو اپتیکی پلاسمونیکی جذبی چند لایه با دو محیط فعال ایندیوم تین‌اکسید و باریم تیتانات معرفی شده است. در لایه ایندیوم تین اکسید اثر پاشندگی حامل‌های آزاد و در لایه باریم تیتانات که دوشکستی بوده اثر پاکلز در نظر گرفته شده است. در اینجا اثر ضخامت لایه‌های فعال بر روی عملکرد مدولاتور مورد بررسی قرار می‌گیرد. با اعمال ولتاژ به مدولاتور میدان الکتریکی در دو لایه فعال ایجاد می‌گردد و ضرائب شکست لایه‌های فعال تغییر می‌یابند. برای شبیه‌سازی این مدولاتور، معادله پاشندگی به‌دست آمده برای ساختار چند لایه پیشنهادی با روش نلدر-مید در طول موج ۱/۵۵ میکرومتر حل شده است. نتایج به‌دست آمده نشان می‌دهند که ساختار ارائه شده قابلیت استفاده به‌عنوان مدولاتور الکترو اپتیکی جذبی را دارا می‌باشد.

کلید واژه- پلاسمونیک، مدولاتور، اثر پاکلز، اثر پاشندگی حامل‌های آزاد.

Design of a Plasmonic Electro-Optical Absorption Modulator Based on Two Active Layers of Barium Titanate and Indium Tin Oxide

P. Es'haghi, A. Safaei Bezgabadi, and M. A. Bolorizadeh

Physics Department, Yazd University, Iran (mabolori@uk.ac.ir)

Abstract- In this paper, a multilayer plasmonic electro-optical absorption modulator is introduced based on two active layers of barium titanate ($BaTiO_3$) and Indium tin oxide (ITO). It is assumed that the $BaTiO_3$ layer is a birefringent crystal and the Pockels effect occurs in this layer while the free carrier dispersion effect takes place in the ITO layer. Here, we study the effects of the thicknesses of the active layers on the modulator performance. By applying voltage to the silver layers, therefore, an electrical field is formed in the two active layers and the refractive indices of the layers are changed. In order to simulate this modulator, the Nelder-Mead method is implemented to solve the obtained dispersion equation for the proposed multilayer structure at the wavelength of 1.55 µm. Our simulation results indicate that the proposed structure can be used as a plasmonic electro-optical modulator.

Keywords: Plasmonic, Modulator, Pockels effect, free carrier dispersion effect.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- معرفی

قطعات فوتونیکی به‌دلیل محدودیت پراش قابلیت مجتمع شدن با قطعات الکترونیکی را ندارند، از اینرو دانشمندان برای رفع این مشکل رو به قطعات مبتنی بر موجبرهای پلاسمونیکی آورده‌اند [۱]. در مدولاتورهای الکترواپتیک پلاسمونیکی از اثرهای ترمواپتیک، پاشندگی حامل‌های آزاد، پاکلز، تغییر فاز و اثر آبکاری الکتروشیمیایی استفاده می‌شود [۲]. به‌علاوه مدولاتورهای الکترواپتیک پلاسمونیکی برای آن که کارایی مناسبی داشته باشند می‌بایست برهمکنش قوی‌ای بین نور و ناحیه فعال داشته باشند. برای نیل به این هدف موجبرهای متفاوتی از جمله کانال پلاسمون پلاریتون، موجبر پلاسمونیک شکافی، فلز-عایق-فلز، عایق-فلز-عایق، پلاسمون پلاریتون سطحی دی‌الکتریک بار شده و پلاسمون پلاریتون ترکیبی طراحی شده‌اند [۳]. در این مقاله مدولاتور جذبی الکترواپتیک پلاسمونیکی بر پایه دو محیط فعال باریم تیتانات ($BaTiO_3$) و ایندیوم تین اکسید (ITO) معرفی شده است که شامل ساختار چندلایه سیلیکای گداخته شده / نقره / ایندیوم تین اکسید / باریم تیتانات / نقره/ هوا می‌شود. ساختار مورد نظر در شکل (۱) نمایش داده شده است.

۲-تئوری

در این مقاله دو اثر الکترواپتیک پاکلز و پاشندگی حامل‌های آزاد همزمان مورد مطالعه قرار گرفته است. در ساختار مورد مطالعه، ایندیوم تین اکسید و باریم تیتانات بین دو لایه نقره محصور شده که بر روی بستری از سیلیکای گداخته شده قرار گرفته است. لایه باریم تیتانات دوشکستی است و اثر پاکلز در این لایه اتفاق می‌افتد و در لایه ایندیوم تین اکسید اثر پاشندگی حامل‌های آزاد به وقوع می‌پیوندد. پیکربندی پیشنهادی موجبر تختی است که در راستای x و y تا بینهایت ادامه دارد. برای بررسی این دو اثر بر روی مدولاتور، ابتدا معادله پاشندگی ساختار مورد بررسی به‌دست آورده شده و سپس معادله لاپلاس برای به‌دست آوردن میدان الکتریکی در لایه باریم تیتانات و معادله پواسون برای به‌دست آوردن میدان الکتریکی در لایه ایندیوم‌تین‌اکسید حل شده است. برای حل معادله پواسون از تئوری استتار توماس-فرمی[۴] استفاده شده است. برای بررسی دقیقتر اثر پاشندگی حامل‌های آزاد بر مدولاتور لایه ایندیوم‌تین اکسید به ده قسمت تقسیم شده است. برای حل معادله پاشندگی از روش نلدر- مید و برای حل معادله پواسون از روش تفاضلات محدود استفاده و معادله لاپلاس به صورت تحلیلی حل شده است. فرض را بر این می‌گیریم که موج ورودی به مدولاتور موج تخت و قطبش آن TM باشد و جهت انتشار را در راستای x درنظر می‌گیریم. وابستگی زمانی و وابستگی مکانی x موج تخت به‌صورت $e^{-i(\omega t-\beta x)}$ می‌باشد. با فرض این شرایط، مولفه وابسته به مکان میدان الکتریکی و مغناطیسی این موج در روابط:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2}+\left(k_0^2\varepsilon_x-\beta^2\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z}\right)H_y=0 \qquad (۱)$$

$$E_x=\frac{-i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_x}\frac{\partial H_y}{\partial z} \qquad (۲)$$

$$E_z=\frac{-\beta}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_z}H_y \qquad (۳)$$

صدق می‌کند [۵]. در روابط (۱) تا (۳)، ε_x و ε_z گذردهی الکتریکی نسبی به‌ترتیب در راستای x و z هستند. همچنین ε_0 ضریب گذردهی الکتریکی خلاء و k_0 عدد موج می‌باشند. مولفه وابسته به مکان z میدان مغناطیسی این موج در لایه‌های مختلف به شکل

$$H_y=\begin{cases}A_1e^{ik_1(z-z_1)} & -\infty<z<z_1\\ A_2e^{ik_2(z-z_2)}+A_3e^{-ik_2(z-z_2)} & z_1<z<z_2\\ \text{M} & \\ A_{24}e^{ik_{13}(z-z_{13})}+A_{25}e^{-ik_{13}(z-z_{13})} & z_{13}<z<z_{14}\\ A_{26}e^{-ik_{14}(z-z_{14})} & z_{14}<z<\infty\end{cases} \qquad (۴)$$

است. در رابطه (۴) k_1، k_2، ...، k_{14} ثابت انتشار عرضی در لایه‌های مختلف و z_1، z_2، ...، z_{14} مختصات سطح مشترک مرجع هستند. با جایگذاری رابطه (۴) در روابط (۱) تا (۳) مولفه وابسته به مکان میدان الکتریکی در راستای x و z نیز بدست می‌آید. با درنظر گرفتن شرایط مرزی برای مولفه‌های مماسی میدان الکتریکی و مغناطیسی که از روابط (۱) تا (۳) پیروی می‌کنند، معادله ماتریسی

$$\mathbf{M}_{26\times26}(\lambda,\beta)\cdot\mathbf{A}_{26\times1}=0 \qquad (۵)$$

حاصل می‌شود. در معادله (۵)، $\mathbf{A}_{26\times1}$ ماتریس ستونی ضرایب پشت عبارت‌های نمایی در رابطه (۴) هستند. با صفر قرار دادن دترمینان ماتریس $\mathbf{M}_{26\times26}(\lambda,\beta)$ معادله پاشندگی به شکل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\left|\mathbf{M}_{26\times26}(\lambda,\beta)\right|=0 \qquad (۶)$$

به دست می‌آید. معادله لاپلاس در لایه باریم تیتانات به‌صورت



شکل ۱- پیکربندی مدولاتور پیشنهادی.

$$\nabla\cdot\boldsymbol{\varepsilon}_s\cdot\nabla\varphi=0 \qquad (۷)$$

بوده که $\boldsymbol{\varepsilon}_s$ تانسور ضریب دی‌الکتریک نسبی استاتیک باریم تیتانات است. معادله پواسون در لایه ایندیم تین‌اکسید به شکل:

$$\nabla^2\varphi=e\left(N_i-N_0\right)/\varepsilon_0\varepsilon_{s,ITO} \qquad (۸)$$

نوشته می‌شود که $\varepsilon_{s,ITO}$ ضریب دی‌الکتریک استاتیک نسبی ایندیوم تین‌اکسید است. همچنین e بار الکتریکی الکترون و N_i و N_0 به‌ترتیب چگالی بار القاء شده و چگالی توده‌ای بار آزاد هستند. با توجه به تقارن پتانسیل معادلات (۷) و (۸) صرفا در راستای z حل می شود. رابطه پتانسیل الکتریکی و چگالی بار القاء شده به صورت

$$N_i(z)=\frac{1}{3\pi^2}\left(\frac{8\pi^2m^*}{h^2}\right)\left(E_f+e\varphi(z)\right) \qquad (۹)$$

است که E_f ، m^* و h به ترتیب انرژی فرمی، جرم موثر الکترون و ثابت پلانک هستند. با اعمال ولتاژ به دو لایه نقره، میدان الکتریکی در لایه باریم تیتانات و لایه ایندیوم تین‌اکسید ایجاد می‌شود و برای به‌دست آوردن این میدان شرایط مرزی

$$\varphi(z)=0 \quad for \quad z\to+h_{Ag} \qquad (۱۰)$$

$$\varphi(z)=U \quad for \quad z=h_{Ag}+h_{ITO}+h_{BaTiO_3} \qquad (۱۱)$$

$$\frac{U}{h_{BaTiO_3}}=\left[\varepsilon_{s.z}\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right]_{z\to+(h_{Ag}+h_{ITO})}=\left[\varepsilon_{s.ITO}\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right]_{z\to-(h_{Ag}+h_{ITO})} \qquad (۱۲)$$

اعمال می‌شود. در روابط (۱۰) تا (۱۲)، h_{Ag} و h_{ITO} به h_{BaTiO3} ترتیب ضخامت لایه‌های نقره، ایندیوم تین‌اکسید و باریم تیتانات را نشان می‌دهند و $\varepsilon_{s,z}$ و U نیز به‌ترتیب بیانگر ثابت دی‌الکتریک استاتیک نسبی باریم تیتانات در راستای z و اندازه ولتاژ اعمال شده برابر با $5V$ بوده و به ساختار اعمال می شود.

برای بررسی اثر اعمال ولتاژ بر ساختار پیشنهادی، ابتدا معادله پاشندگی را برای حالتی که ولتاژ اعمال نشده (حالت خاموش) حل و سپس این معادله برای حالتی را که ولتاژ اعمال شده (حالت روشن) حل می‌گردد. با اعمال ولتاژ، ضریب شکست لایه باریم تیتانات زیاد می‌شود و چگالی بار در لایه ایندیوم تین-اکسید افزایش می‌یابد. افزایش چگالی بار در این لایه باعث تغییر در فرکانس پلاسما و تغییر در قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست ایندیوم تین‌اکسید می‌شود. با حل معادله پاشندگی برای حالت روشن و خاموش ثابت انتشار (β) برای ساختار به‌دست می‌آید. قسمت موهومی ثابت انتشار میزان اتلاف مد را نمایش می‌دهد، به این ترتیب دو برابر قسمت موهومی ثابت انتشار، به‌عنوان ضریب جذب مدولاتور (α) تعریف می‌شود [۴]. با داشتن ضریب جذب برای حالت روشن و خاموش پارامتر شایستگی (FoM) به شکل:

$$FoM=\left(\log_{10}e\right)\frac{\left|\alpha_{off}-\alpha_{on}\right|}{\alpha_{on}} \qquad (۱۳)$$

تعریف می‌شود. هرچه پارامتر شایستگی بیشتر باشد کارایی مدولاتور بالاتر می‌رود.

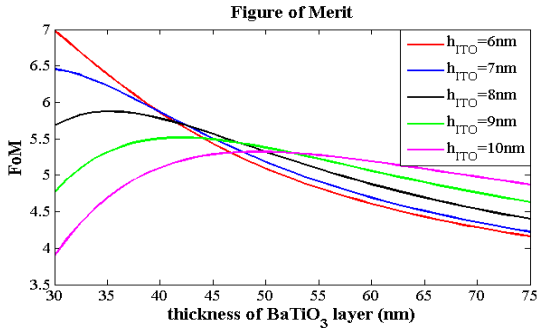
۳-نتایج و بحث

با به‌دست آوردن ضریب جذب برای ضخامت‌های مختلف باریم تیتانات و ایندیوم تین اکسید در طول موج ۱/۵۵ میکرومتر، پارامتر شایستگی محاسبه شده برای ضخامت‌های مختلف در شکل (۲) رسم شده است. در اینجا ضخامت دو لایه نقره برابر با ۱۰۰ نانومتر فرض شده است.

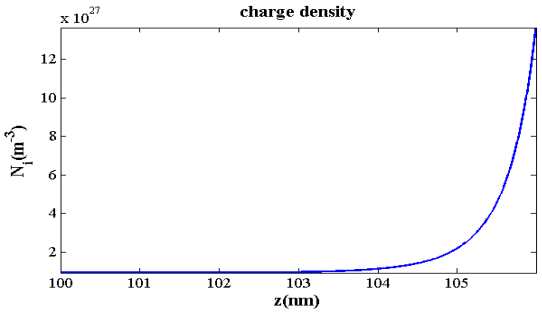
با توجه به شکل (۲) بیشترین میزان پارامتر شایستگی در ساختار چندلایه، سیلیکای گداخته شده/ نقره(۱۰۰nm) / ایندیوم تین‌اکسید(۶nm)/ باریم تیتانات (۳۰nm)/ نقره(۱۰۰nm) / هوا، حاصل می‌شود و مقدار آن برابر با ۶/۹۸ می‌باشد (ساختاری که بالاترین مقدار پارامتر شایستگی را داشته باشد، ساختار بهینه گوئیم). با اعمال ولتاژ به دو لایه نقره، بار الکتریکی در لایه ایندیوم تین‌اکسید القاء می‌شود.

شکل (۳) چگالی بار الکتریکی القاء شده برحسب مکان را در لایه ایندیوم تین‌اکسید برای ساختار بهینه نشان می‌دهد. شکل (۴) توزیع قدر مطلق بردار پوئینتینگ را نشان می‌دهد. این نمودار تحدید توان در مدولاتور را بیان می‌کند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

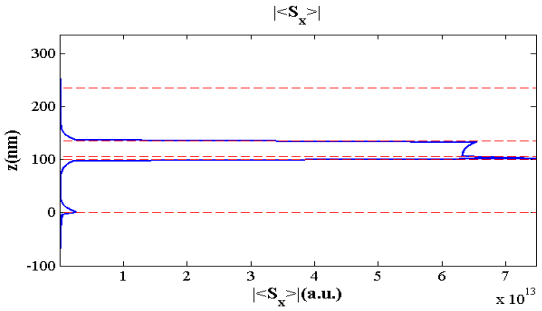


شکل۲- پارامتر شایستگی ساختار پیشنهادی در ضخامت‌های مختلف باریم تیتانات و ایندیوم تین اکسید و طول موج ۱/۵۵ میکرومتر.



شکل ۳- چگالی بار الکتریکی القاء شده در لایه ایندیوم تین‌اکسید برای ساختار بهینه.

با توجه به شکل (۴) می‌توان فهمید که نفوذ توان در لایه ایندیوم تین‌اکسید نسبت به لایه باریم تیتانات بیشتر است و باعث می‌شود که مدولاتور نسبت به تغییر ضریب شکست لایه ایندیوم تین‌اکسید نسبت به لایه باریم تیتانات حساسیت بیشتری داشته باشد. دلیل نفوذ بالای توان به لایه ایندیوم تین اکسید ضریب شکست بالای باریم تیتانات است. لایه دوشکستی باریم تیتانات به دلیل داشتن خاصیت الکترواپتیک پاکلز و ضرائب الکترواپتیک خطی بزرگ با تغییر کوچکی در میدان الکتریکی ضریب شکست این لایه افزایش می‌یابد که باعث نفوذ بیشتر توان به لایه ایندیوم تین اکسید و افزایش پارامتر شایستگی مدولاتور می‌شود.



شکل ۴- توزیع قدرمطلق بردار پوئینتینگ در مدولاتور بهینه در طول موج ۱/۵۵ میکرومتر.

۴-نتیجه‌گیری

در این مقاله مدولاتور الکترواپتیکی پلاسمونیکی جذبی بر پایه دو محیط فعال ایندیوم تین‌اکسید و باریم تیتانات معرفی شده است. ضریب شکست بالای باریم تیتانات باعث می‌شود تحدید توان در لایه باریم تیتانات افزایش یابد همچنین با اعمال ولتاژ ضریب شکست باریم تیتانات افزایش می‌یابد و بر تحدید توان در خودش و لایه ایندیوم تین‌اکسید افزوده می‌شود. در ساختار بهینه ضریب جذب مدولاتور از $۱۲/۷۸\mu m^{-۱}$ به $۴/۹۰\mu m^{-۱}$ تغییر می‌کند و پارامتر شایستگی برابر با ۶/۹۸ ایجاد می‌کند. این مقدار از پارامتر شایستگی از تحقیقات پیشین در این زمینه از جمله [۶،۴] بیشتر است که صلاحیت این ساختار را برای استفاده به عنوان مدولاتور الکترواپتیکی جذبی نشان می‌دهد.

مرجع‌ها

[1] D. K. Gramotnev, S. I. Bozhevolnyi, “Plasmonics beyond the diffraction limit”, Nat. Photonics, Vol. 4, pp. 83-91, 2010.

[2] A. Emboras, C. Hoessbacher, C. Haffner, W. Heni, U. Koch, P. Ma, Y. Fedoryshyn, J. Niegemann, C. Hafner and J. Leuthold, “Electrically controlled plasmonic switches and modulators”, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., Vol. 21, pp. 276-283, 2015.

[3] K. Liu, C.R. Ye, S. Khan and V.J. Sorger, “Review and perspective on ultrafast wavelength-size electro-optic modulators”, Laser Photonics Rev., Vol. 9, pp. 172-194, 2015.

[4] A. Melikyan, N. Lindenmann, S. Walheim, P.M. Leufke, S. Ulrich, J. Ye, P. Vincze, H. Hahn, T. Schimmel, C. Koos and W. Freude, “Surface plasmon polariton absorption modulator”, Opt. Express, Vol. 19, pp. 8855-8869, 2011.

[5] A. Kumar, S. F. Yu, X. Li, “Design and analysis of a surface plasmon polariton modulator using the electro-optic effect”, Appl. Opt., Vol. 48, pp. 6600-6605, 2009.

[6] A. V. Krasavin, A. V. Zayats, A. “Photonic signal processing on electronic scales: electro-optical field-effect nanoplasmonic modulator”, Phys. Rev. Lett., Vol. 109, pp. 053901-1-4, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ساخت انبرک های پلاسمونی نانو ساختار بر اساس لیتوگرافی کلوییدی

محمد علی خسروی، سارا دربار‌ی

دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده برق و کامپیوتر، گروه الکترونیک

Alikh6868@yahoo.com-s.darbari@modares.ac.ir

چکیده – در این مقاله با استفاده از روش لیتوگرافی کلوییدی[1]، که نسبت به مابقی روش‌های لیتوگرافی کم‌هزینه‌تر و آسان‌تر است، ساختارهایی از جنس طلا در ابعاد مختلف را ساخته، که می‌توان با استفاده از تحریک پلاسمون‌های سطحی این ساختارها از آن‌ها به عنوان انبرک‌های پلاسمونی برای به دام‌اندازی ذرات و در مرحله بعد آزمایشگاه روی تراشه استفاده کرد. دو مزیت مهم این انبرک‌های پلاسمونی، نسبت به انبرک های پلاسمونی دیگر، سادگی نسبی فرآیند ساخت آن‌ها و استفاده از لیزر با طول موج دلخواه (با استفاده از تغییر پارامترهای ساخت) برای تحریک پلاسمون‌های سطحی است.

کلید واژه- انبرک، پلاسمونیک، تله‌اندازی، لیتوگرافی کلوییدی.

Fabrication of nano-structured plasmonic tweezers based on colloidal lithography

Mohammad Ali Khosravi, Sara Darbari*

Department of Electronic, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran

Alikh6868@yahoo.com-s.darbari@modares.ac.ir

Abstract- In this paper, we fabricate gold structures in different dimensions using the colloidal lithography method, which is less costly and easier than other lithography methods, Then, using the surface plasmonic stimulation of these structures, they can be used as plasmonic tweezers for particle trapping, and lab on chip devices. Two of the important advantages of these plasmonic tweezers Compared with other plasmonic tweezers are: The relative simplicity of their fabricating process and the use of a desired wavelength laser (using the change of fabricating parameters) to stimulate surface plasmons.

Keywords: colloidal lithography, plasmonic, tweezer, trapping.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

مدت هاست از انبرک‌ها (نوری و غیرنوری) برای به دام‌اندازی و دستکاری ذره‌ها استفاده می‌شود.

انبرک‌های نانومتری (غیرنوری) مشکلاتی مانند: اثرهای مخرب روی نمونه‌های زیستی، کنترل‌پذیری کم ذره‌ها و جداسازی مشکل‌تر به دلیل نیروهای واندروالسی، را دارند. اما با انبرک‌های نوری می‌توان کنترل‌پذیری بهتری روی نمونه‌ها داشته و بعد از به دام‌اندازی، ذره را بدون اثرهای مخرب روی آن رها کرد. همچنین انبرک‌های نوری منجر به ظهور حوزه کنترل میکرومتری و نانومتری نوری شده که در آن می‌توان ذره‌ها را جابه‌جا کرد، به دام انداخت و یا تفکیک نمود. از دیگر مزیت‌های این روش توانایی مجتمع سازی واستفاده به عنوان آزمایشگاه روی تراشه است.

نور می تواند حرکت ذره‌هایی به ابعاد یک تک سلول تا ابعاد کوچک‌تری مانند یک تک اتم را تحت تاثیر قرار دهد. در ۳۰ سال گذشته این حوزه بسیار گسترش یافته و در بسیاری از مطالعات علوم زیستی پیشرو است. کنترل میکرومتری نوری امکان مطالعه ساختار DNA، دینامیک کلوئیدها، حرکت براونی ، به دام‌اندازی اجسام بدون اثرهای تخریبی، مطالعات زیستی و شیمیایی جدید، جداسازی ذرات و ساخت سامانه‌های اتمی را فراهم نموده‌است. همچنین انبرک های نوری ابزاری با ارزش به منظور کنترل مکان اشیا کوچک می‌باشند که کاربردهای شگفت‌آوری در حوزه زیستی دارند [۲-۶]. از میان انبرک های نوری، انبرک‌های پلاسمونی به دلیل‌هایی همچون: نداشتن مشکل حد پراش، به دام‌اندازی همزمان چندین ذره و مصرف توان کمتر برای تحریک پلاسمون‌های سطحی، طی این چند سال توجه زیادی را به خود جلب کرده اند.

در ادامه روش ساخت افزاره را بر اساس لیتوگرافی‌کلوییدی توضیح می‌دهیم . سپس افزاره را مشخصه‌یابی و برای یک ساختار خاص نیروهای گرادیانی و عمق پتانسیل را شبیه سازی می‌کنیم.

۲-فرآیند ساخت

شمای کلی فرآیند ساخت افزاره طراحی‌شده برای به‌دام-اندازی ذره‌ها مطابق شکل (۱) است.

مرحله‌های ساخت :

۱-تمیز کردن بستر(شیشه لام): شیشه لام‌ها را با استفاده از ترکیبی از آب و هیدوژن پرواکسید و آمونیاک تمیز می‌کنیم.

۲-لایه نشانی تک لایه ذره‌های پلی‌استایرن: ما در این مرحله ذره‌های تولید شده پلی‌استایرن طبق روش بسپارش امولسیونی [۶] را روی شیشه لام ریخته و خشک کردیم (شکل ۲-الف).

۳-لایه نشانی طلا : در طی دو مرحله و هر مرحله با زاویه ۴۵ درجه و به ضخامت ۴۵ نانومتر طلا به روش تبخیر حرارتی (PVD) روی ذرات پلی‌استایرن تک لایه و خشک شده می‌نشانیم (شکل ۲-ب).

۴-ریختن فتورزیست: در این مرحله فتورزیست را پس از ریختن روی ساختار با دستگاه اسپین کوتر به طور یکنواخت پخش می‌کنیم (شکل ۲-ج).

۵-زدایش فتورزیست تا اندازه دلخواه: با استفاده از دستگاه DRIE و پلاسمای گاز اکسیژن رزیست را تا اندازه لازم برای ساختار می‌زداییم.

۶-زدایش طلا: با استفاده از محلول زدایش طلا، نوک ساختار های طلا را که طی مرحله قبل از رزیست بیرون زده اند، برمی‌داریم (شکل ۲-د).

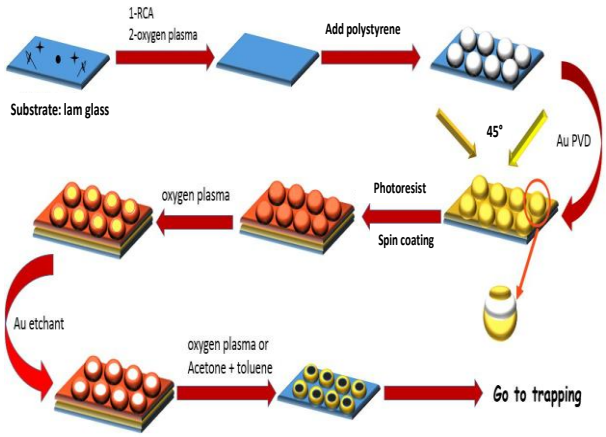
۷-خارج کردن ذره‌های پلی‌استایرن از ساختار: در آخر، ساختار را به مدت ۱۰ دقیقه درون دستگاه DRIE ، با پلاسمای گاز اکسیژن قرار می‌دهیم (شکل ۲-ه).

1-lab on a chip

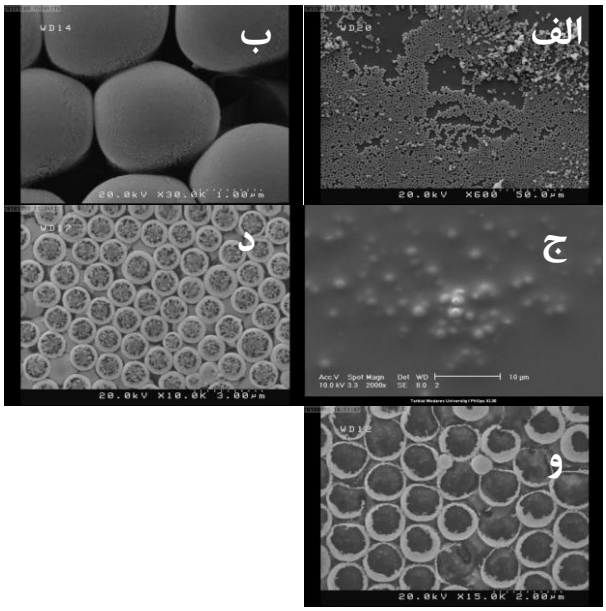
2- Physical vapor deposition

3-Deep reactive-ion etching

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



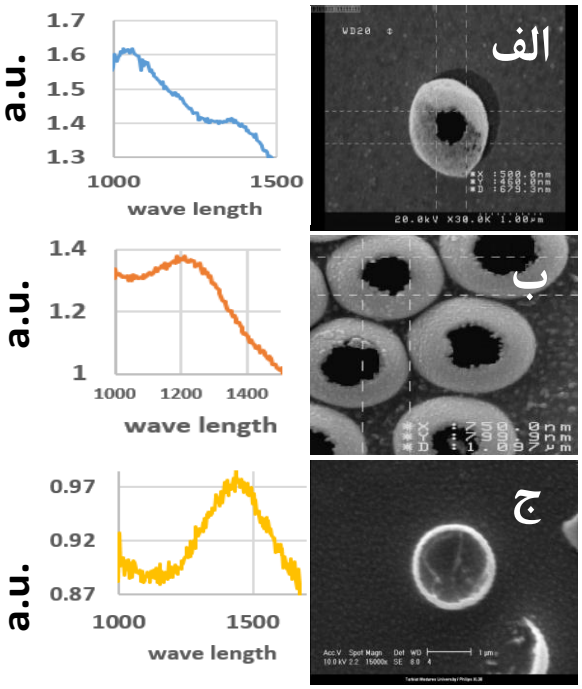
شکل ۱: شمای کلی فرآیند ساخت



شکل ۲: تصاویر میکروسکوپ الکترونی مربوط به هر مرحله از ساخت ساختار ها. الف- ریختن ذرات پلی استایرن و خشک کرده آن. ب- لایه نشانی زاویه دار طلا و به اندازه ۴۵ نانومتر. ج- لایه نشانی فتورزیست. د- زدایش طلا. ه- ساختار نهایی.

۳-مشخصه یابی

پس از ساخت، به منظور مشخصه یابی نوری ساختار مورد نظر، از آن طیف‌سنجی می‌کنیم. شکل (۳) طیف جذبی ساختار را نشان می دهد. همانطور که در شکل (۳-الف تا ج) مشخص است هر چه قدر دهانه ساختار بزرگتر شده است طول موج متناسب با آن به سمت طول موج‌های بالاتری می‌روند.

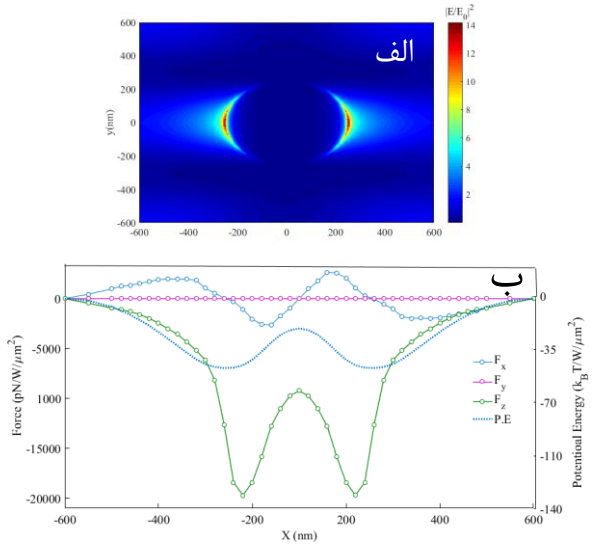


شکل ۳: تغیرات پیک طول موج با استفاده از تغییرات سایز دهانه ها. الف- سایز دهانه ۵۰۰ نانومتر-طول موج تحریک ۱۰۰۰نانومتر. ب- سایز دهانه ۷۵۰ نانومتر- طول موج تحریک ۱۲۰۰ نانومتر. ج- سایز دهانه ۱۰۰۰ نانومتر-طول موج تحریک ۱۴۵۰ نانومتر.

۴-شبیه‌سازی

با استفاده از تنسور تنش ماکسول در نرم‌افزار لومریکال، نیروهای گرادیانی وارد بر ذره پلی‌استایرنی با ضریب شکست ۱,۵۷۱۷ و به شعاع ۲۰۰ نانومتر را در راستای X ، و به فاصله ۵ نانومتری بالای دهانه ساختار شکل (۳-الف) محاسبه کردیم. در این شبیه سازی موقعیت مکانی ذره نسبت به محور Y صفر در نظر گرفته شده است. نتایج این محاسبات در شکل (۴) آورده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۴: شبیه سازی به دام اندازی ذره پلی استایرن به شعاع ۲۰۰ نانومتر برای ساختار شکل (۳-الف). **الف**- تصویر دو بعدی میدان گرفته شده از فاصله ۵ نانومتری بالای دهانه ساختار (۳-الف).**ب**-محاسبه نیروهای گرادیانی وارد بر ذره پلی استایرن در راستای X به شدت منبع(محور سمت چپ)و محاسبه عمق پتانسیل به شدت منبع (محور سمت راست)

۵-نتیجه‌گیری

با استفاده از تغییر فاصله بین ساختارها و دهانه‌های آن ها می‌توانیم انبرک‌های پلاسمونی که در طول موج های مختلف تحریک می‌شوند را بسازیم. اگر لیزر با طول موج مشخص داریم و می‌خواهیم از این لیزر برای به دام اندازی ذرات استفاده کنیم، می توان با شبیه‌سازی دقیقا فاصله بین ساختارها و دهانه‌های آن‌ها را پیدا کنیم و سپس انبرک پلاسمونی را بر مبنای این مشخصه‌ها بسازیم.

مرجع‌ها

[1] Ai, Bin, et al. Advanced colloidal lithography beyond surface patterning. *Advanced Materials Interfaces* 4.1 ,2017.

[۲] Abbondanzieri, E.A., et al., *Direct observation of base-pair stepping by RNA polymerase.* Nature, 2005. 438(7067): p. 460

[۳] Asavei ,T., et al., *Optically trapped and driven paddle-wheel.* New Journal of Physics, 2013. 15(6): p. 063016

[٤] Xin, H., R. Xu, and B. Li, Optical trapping, driving, and arrangement of particles using a tapered fibre probe. Scientific reports, 2012. 2.

[٥] Lei, H., et al., Bidirectional optical transportation and controllable positioning of nanoparticles using an optical nanofiber. Nanoscale, 2012. 4(21): p. 6707-6709.

[٦] Zhang, Y. and B. Li, *Particle sorting using a subwavelength optical fiber.* Laser & Photonics Reviews, 2013. 7(2): p. 289-296.

[6] J.Hong C.Kook Hong“Synthesis of polystyrene microspheres by dispersion polymerization using poly(vinyl alcohol) as a steric stabilizer in aqueous alcohol media”, (COLLOID SURFACE A) 302(1):225-233 · July 2007

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

دسته‌بندی و تشخیص نانوفیبرهای کیتوسان با استفاده از طرح پیسه

یاسمن گنج‌خانی[۱]، محمد رضوان[۲]، وحیده فرزام‌راد[۳]، معصومه بذار[۴]، محمد یار[۵] و علی‌رضا مرادی[۱و۶]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، کد پستی ۶۶۷۳۱-۴۵۱۳۷.
[۲]دانشکده شیمی، دانشگاه مالایا، کوالالامپور، مالزی، کد پستی ۵۰۶۰۳
[۳] دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان، کد پستی ۳۱۳-۴۵۱۹۵
[۴]مدرسه علوم ریاضی و فیزیک، دانشکده علوم و مهندسی، دانشگاه هال، هال، انگلیس
[۵]مرکز پژوهش میان‌رشته‌ای در مواد بیوپزشکی، موسسه فناوری اطلاعات، لاهور، پاکستان، کد پستی ۵۴۰۰۰
[۶]پژوهشکده علوم نانو، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، کد پستی ۵۵۳۱ -۱۹۳۹۵

ganjkhaniyy@iasbs.ac.ir ،rizi_chem1981@hotmail.com ،v.farzamrad@gmail.com ،bazzarmaasoomeh@gmail.com ،drmyar@ciitlahore.edu.pk
moradika@iasbs.ac.ir

چکیده- در این مقاله یکی از کاربردهای مهم طرح پیسه اپتیکی مورد بررسی قرار گرفته است. نانوفیبرهای حاصل از کیتوسان و مشتقات آن پلیمرهای مهمی برای استفاده در پزشکی زیستی هستند. ترمیم زخم و تزریق دارو از جمله کاربردهای مورد توجه این پلیمرها هستند. به تازگی ترکیب کیتوسان با یک سری پلیمر دیگر امکان بهبود خواص آن از جمله افزایش حل‌پذیری آن را فراهم کرده است. روش غیرمخرب، ساده و غیرتماسی تحلیل طرح‌های پیسه هم بعلت قابلیت ثبت تغییرات جزئی با گذر زمان کاربردهای متعددی در کشاورزی و علوم زیست‌پزشکی پیدا کرده است. ترکیب نوینی از کیتوسان با نام تجاری CSD در دو نوع غشایی و نانوفیبری را مورد تحلیل و بررسی قرار داده‌ایم و از طرح پیسه برای تشخیص و دسته بندی نمونه‌های فوق استفاده کرده‌ایم.

کلیدواژه- طرح پیسه، غشا، کیتوسان،، نانوفیبر.

Classification of Chitosan Nano-fibers by Speckle Patterns

Yasaman Ganjkhani[1], Muhammad Rizwan[2], Vahideh Farzam Rad[3], Maasoumeh Bazzar[4], Muhammad Yar[5], Ali-Reza Moradi[1,6]

[1]Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), 45137-66731, Zanjan , Iran
[2]Department of Chemistry, University Malaya, 50603 Kuala Lumpur, Malaysia
[3]Department of Physics, University of Zanjan,45195-313, Zanjan,Iran
[4]School of Mathematics and physical science, Faculty of science and engineering, University of Hull, Hull, United kingdom
[5]Interdisciplinary Research Center in Biomedical Materials, COMSATS Institute of Information Technology, 54000 Lahore,Pakistan
[7]School of Nano Science, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), 19395-5531, Tehran, Iran

Abstract- In this paper an important application of speckle pattern analysis is investigated. Nano-fibrous Chitosan and its derivatives are important polymers for biomedicine and medical sciences. Wound healing and drug delivery are two of the most considerable applications of these polymers. Recently, combination of Chitosan with some synthetic polymers has improved their properties, i.e. their solubility. Bio-speckle analysis is a simple, nondestructive and non-contact method and has been extensively applied in biomedicine, agriculture and biology. A new synthesis of Chitosan with the commercial name of CSD in two forms of nano-fiber and membrane is investigated and classified by the use of speckle analysis.

Keywords- Bio-speckle patterns, Chitosan, Membrane, Nano-fiber.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

مواد نانوفیبری کاربردهای متعددی در زیست‌پزشکی، از جمله در تزریق دارو، پانسمان زخم، متوقف کردن آنزیم‌ها، پزشکی ترمیمی و درمان‌های پوستی دارند [۱]. برای تولید نانوفیبر، کیتوسان و مشتقات آن، در ترکیب با دیگر پلیمرها، به دلیل طبیعت غیرسمّی و سازگاری به لحاظ زیستی، اخیرا توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند [۲] . اما حل‌پذیری ناچیز این پلیمر مصنوعی در حلال‌های آبی و ارگانیک کاربرد آن را در حوزه‌های مختلف بیوپزشکی محدود می‌کند. بدین منظور در پژوهش هایی تلاش گردیده با ایجاد تغییرات شیمیایی در کیتوسان حل‌پذیری ارگانیک اش را بهبود بخشند و به آن خواص زیستی بهبودیافته‌ای دهند. از جمله خواص زیستی بهبودیافته در این مواد می‌توان به حل‌پذیری بالاتر، ویژگی آنتی‌اکسیدان و آنتی‌باکتریال، قابلیت حمل ژن، ترمیم زخم و چسبندگی سلولی اشاره کرد. از پلیمرهای مصنوعی ترکیب‌شده با کیتوسان می‌توان به پلی‌کپرولاستون (PCL) اشاره کرد. پلیمر PCL با خاصیت حل‌پذیری بالا قابلیت ترکیب با انواع پلیمرها را دارد [۳] . در این مقاله دو نوع مشتق کیتوسان در ترکیب با PCL به دو صورت فیلم (غشا) و نانوفیبری مورد بررسی قرار گرفته‌اند[۴]. در این مقاله برای تشخیص و دسته‌بندی نمونه‌های غشایی و نانوفیبرهای پلیمری روش طرح پیسه اپتیکی مورد استفاده قرار گرفته است. این روش غیرمخرب و غیرتماسی است و بر نور لیزر پراکنده شده از نمونه‌ها مبتنی است [۵]، و چون بیشتر برای نمونه‌های زیستی استفاده شده به تحلیل طرح‌های بایوپیسه‌ای نور لیزر (BSL) معروف است. از جمله استفاده‌های BSL می‌توان به تصویر کردن رگ-های خونی که از اهمیت بالایی در تشخیص گرفتگی، سختی و پاسخ عروق به محرک‌های خارجی برخوردار است، تشخیص محصولات سالم از ناسالم، آفات گیاهان و قارچ‌ها و ... اشاره کرد [۶].

مبانی نظری

BSL روشی مبتنی بر پدیده تداخل‌سنجی است و به عنوان روشی حساس برای بررسی و مشاهده‌ی تغییرات ظریف در نمونه های زیستی استفاده می‌شود. طرح پیسه به دلیل تداخل ایستای نور پراکنده شده از ناصافی سطوح بازتابی یا ضخامت نمونه‌ی عبوری ایجاد می‌شود. وقتی باریکه‌ای همدوس از سطحی ناصاف پراکنده می‌شود، نور پراکنده شده از هر نقطه از سطح به هر پیکسل آشکارساز می‌رسد. طرح پیسه حاصل از پراکندگی نور از نمونه ساختار خاصی دارد. فرآیند تشخیص از روش BSL به توصیف کمّی چنین ساختارهایی منجر می‌شود. اگر نمونه متحرک باشد، ساختارها با زمان تغییر می‌کنند. پارامترهای مختلفی برای بررسی طرح پیسه بکار می‌روند. تاریخچه زمانی طرح پیسه (THSP) ماتریسی دوبعدی است که تغییرات M نقطه طرح پیسه را در گذر زمان بین N طرح متوالی بررسی می‌کند و بطور گرافیکی سطح فعالیت نمونه را نشان می‌دهد [۷]. برای ایجاد THSP تعداد M نقطه تصادفی از طرح اولیه انتخاب می‌شوند. THSP و کمیت‌های گرافیکی مشابه اساس خروجی‌های عددی مثل خودهمبستگی (AC)، ممان اینرسی (IM)،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

قدر مطلق اختلافات (AVD)، کنتراست، ... است [۷]. ماتریس هم‌رخدادی (COM) ماتریسی گرافیکی برای ارزیابی پرش شدتی نقاط متوالی در یک THSP شامل M نقطه از N نمونه، و نشان‌دهنده‌ی منحنی فراوانی گذار شدت‌هاست [۸]:

$$\mathrm{COM}(i,j)=\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N-1}\begin{cases}1, & \text{if } \mathrm{THSP}(m,n)=i \\ & \text{and } \mathrm{THSP}(m,n+1)=j \\ 0, & \text{otherwise}\end{cases} \quad (۱)$$

ممان اینرسی (IM) یک شاخص عددی آماری است که بصورت زیر تعریف می‌شود [۹]:

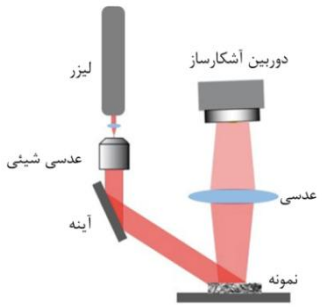
$$\mathrm{IM}=\sum_{i}\sum_{j}\frac{\mathrm{COM}(i,j)}{\sum_{m}\mathrm{COM(i,m)}}|i-j|^2, \quad (۲)$$

که در آن بهنجارش برای کاهش ناهمگنی‌ها در تصاویر انجام می‌شود، به نحوی که جمع مقادیر در هر سطر از COM مساوی یک باشد. قدر مطلق اختلافات (AVD) مدوله شده ممان اینرسی است و میزان تغییرات را در سطح شدت پیکسل‌ها میان تصویرهای متوالی نشان می‌دهد.

$$\mathrm{AVD}=\sum_{\mathrm{i}}\sum_{\mathrm{j}}\frac{\mathrm{COM(i,j)}}{\sum_{m}\mathrm{COM(i,m)}}|i-j| \quad (۳)$$

آزمایش و نتایج تجربی

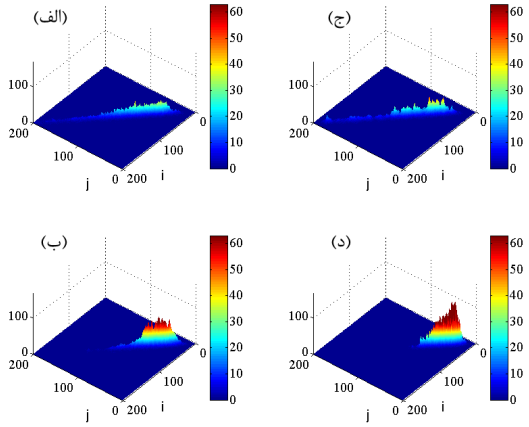
چیدمان آزمایش در شکل ۱ نشان داده شده است. سطح نمونه‌ها با باریکه‌ی یکنواخت لیزر قطبیده روشن می‌شود و نور پراکنده شده توسط عدسی جمع‌کننده (f= ۱۰cm) بر دوربین آشکارساز (ThorLabs 1654 CMOS Camera) ثبت می‌شود. محیط تصویربرداری عاری از هر گونه نور اضافی است. نمونه‌های مورد استفاده سطوح CSD-I و CSD-II هستند. همچنین روش BSL برای تشخیص فرم‌های نانوفیبری و غشایی از این دو نمونه مورد استفاده قرار گرفته است. برای تهیه نانوفیبرها محلول‌های آماده از دو نمونه با کلروفرم و PCL ترکیب و به روش اسپین الکترونی به شکل فیبر آماده شدند (CSD-NF). بخش دیگری از همین ترکیب در ظرف آزمایشگاهی خشک شده و بصورت غشا آماده شدند (CSD-M).



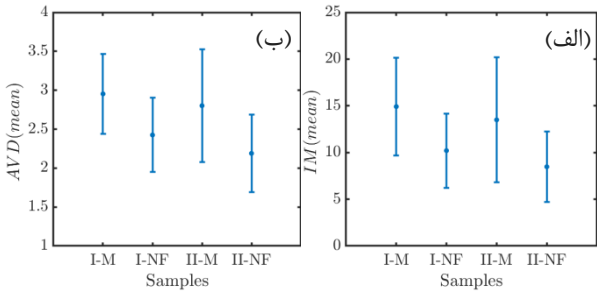
شکل ۱.چیدمان تجربی طرح پیسه

در شکل ۲ (الف)-(د) نمایش سه‌بعدی تابع COM به ترتیب برای نمونه‌های فیلم و نانوفیبر CSD-I و برای غشا و نانوفیبر CSD-II دیده می‌شوند. برای انواع مختلف نمونه‌ها نمودار COM بصورت سه‌بعدی و دوبعدی رسم می‌شود. بسته به میزان زبری و ناهمواری نمونه میزان پخش تابع COM حول قطر اصلی منحنی متفاوت است. اگر نمونه ناصافی‌های فراوان داشته و زبر باشد، تابع COM حول قطر اصلی با وسعت بیشتری پخش می‌شود و ارتفاع آن نشان‌دهنده میزان همگنی است. همانطور که از این شکل‌ها نمایان است تیزی نمودار COM در نانوفیبرهای این دو نمونه پلیمری بیشتر است که همگنی نمونه‌های نانوفیبری را نشان می‌دهد و پخش‌شدگی آن حول قطر در مورد غشاها بیشتر است که نماینده افت و خیزهای شدیدتر در نمونه‌های غشایی است. در شکل ۳ (الف) میانگین تابع دوبعدی ممان اینرسی و در شکل ۳ (ب) میانگین تابع قدر مطلق اختلافات ۴ نمونه دیده می‌شوند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲ . (الف)-(د): نمایش سه‌بعدی تابع COM برای (الف) غشای CSD-I، (ب) نانوفیبر CSD-I، (ج) غشای CSD-II و (د) نانوفیبر CSD-II .



شکل ۳. (الف) میانگین ممان اینرسی برای نمونه‌های غشایی و نانوفیبری CSD-I وCSD-II، (ب) میانگین قدر مطلق اختلافات نمونه‌ها و میزان انحراف معیارشان.

ممان اینرسی نماینده ناصافی سطوح است و با افزایش ناصافی افزایش می‌یابد. همانطور که دیده می‌شود در هر دو نمونه شکل غشایی آن‌ها ناصاف‌تر است و سطح زبرتری دارد چرا که اندازه ممان آن‌ها بزرگتر است. رفتاری مشابه برای AVD برای چهار نمونه‌ی فوق مشاهده گردید. یعنی حتی برای پارامتری همچون AVD که حساسیت‌اش به میزان زبری کمتر از ممان اینرسی هست نیز ناصافی شکل غشایی بیشتر دیده می‌شود. در این دو پارامتر بزرگی انحراف معیار مقادیرشان برای هر نمونه نشان از طبیعت ناصاف نمونه دارد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله مروری بر روش تحلیل پیسه‌ای صورت گرفت و کاربرد آن در تشخیص زبری سطوح غشایی و نانوفیبر نمونه‌های CDS-I و CDS-II نشان داده شد. توابع گرافیکی COM و IM ناهمواری بالاتر شکل‌های نانوفیبری از هر دو نمونه CDS را در مقایسه با شکل غشایی آن‌ها نشان می‌دهد. در نتیجه با دنبال کردن نحوه-ی تغییرات چنین پارامترهایی می‌توان نمونه‌های نانوفیبری را به صورت کیفی دسته‌بندی کرد. مقادیر عددی AVD در این موارد بخودی خود معنی خاصی ندارند، اما میزان انحراف معیارشان را می‌توان به عنوان معیاری از میزان زبری سطح آنها در نظر گرفت.

مراجع

[1] S.Agarwal, J.H. Wendorff, and A. Greiner, “Use of electrospinning technique for biomedical applications. Polymer”, Polymer, Vol. 49, No. 26, pp. 5603-5621, 2008.

[2] I. Kavianinia et al., “Design and evaluation of a novel chitosan-based system for colon-specific drug delivery”, International journal of biological macromolecules, Vol. 85, pp. 539-546, 2016.

[3] M.A. Woodruff, and D.W. Hutmacher, “The return of a forgotten polymer—polycaprolactone in the 21st century”, Progress in polymer science, Vol. 35, No. 10, pp. 1217-1256, 2010.

[4]Rizwan, M., et al., “Synthesis of a novel organosoluble, biocompatible, and antibacterial chitosan derivative for biomedical applications”, Vol. 135, No. 9, pp 45905, 2018.

[5] J.C.Dainty, “Laser speckle and related phenomena”, Springer science & business Media, Vol. 9, 2013.

[6] H. Peregrina-Barreto, et al., “Use of kurtosis for locating deep blood vessels in raw speckle imaging using a homogeneity representation”, Journal of biomedical optics, Vol 22, No. 6, pp. 066004, 2016.

[7] H.J. Rabal, and R.A. Braga Jr, *Dynamic laser speckle and applications*, CRC Press, 2008.

[8] R. Braga, et al., “Evaluation of activity through dynamic laser speckle using the absolute value of the differences”, Optics Communications, Vol. 284, No. 2, pp. 646-650, 2011.

[9] R. Arizaga, M. Trivi, and H. Rabal, “Speckle time evolution characterization by the co-occurrence matrix analysis”, Optics & Laser Technology, Vol. 31, No. 2, pp. 163-169,1999.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست‌وپنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

درهم‌تنیدگی حالت‌های همدوس فوتون-افزوده تحت میرایی دامنه

حمیدرضا کشاورز[۱]، غلامرضا هنرآسا[۱] و محمّدجواد فقیهی[۲]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز
[۲]گروه فوتونیک، دانشکده علوم و فناوری‌های نوین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته، ماهان، کرمان

چکیده – در ارتباطات اپتیکی، میرایی دامنه ناشی از جذب فوتون‌های عبوری منشا اصلی واهمدوسی است. در این مقاله ویژگی‌های درهم‌تنیدگی حالت‌های همدوس فوتون-افزوده تحت میرایی دامنه با به‌کارگیری معیار توافق (تلاقی) بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد با افزایش تفاوت بین فوتون‌های افزوده‌شده در دو مد، درهم تنیدگی بیشتر می‌شود.

کلید واژه- حالت‌های همدوس فوتون-افزوده، میرایی دامنه، در هم‌تنیدگی، توافق(تلاقی).

Entanglement of Photon-Added Coherent States Under Amplitude Damping

Hamidreza Keshavarz[1], Gholamreza Honarasa[1] and Mohammad Javad Faghihi[2]

[1]Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz
[2]Department of Photonics, Faculty of New Science & Technology, Graduate University of Advanced Technology, Mahan, Kerman

Abstract- In optical communications, amplitude damping due to the absorption of transmitted photons is the main source of decoherence. In this paper, the entanglement properties of photon-added coherent states under amplitude damping are investigated using concurrence criterion. The results show that as the difference between photons added in the two modes increases, the entanglement increases.

Keywords: Photon–added coherent states, Amplitude damping, Entanglement, Concurrence.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

حالت‌های همدوس استاندارد در مکانیک کوانتومی نوع خاصی از حالت‌های کوانتومی تابشی هستند که دینامیک آن شبیه به رفتار نوسانی یک نوسانگر هماهنگ کلاسیک است. این حالت‌ها که به‌عنوان مبنایی برای بررسی و توصیف میدان تابشی توسط اروین شرودینگر در خلال مطالعه نوسانگر هماهنگ کوانتومی معرفی شدند [۱]. حالت‌های همدوس فوتون-افزوده که حالتی بین حالت‌های همدوس (شبیه‌ترین حالت کوانتومی به کلاسیک) و حالت‌های عددی (حالت کوانتومی خالص) به شمار می روند، با به‌کارگیری مکرر عملگر آفرینش روی حالت همدوس به‌دست می‌آیند. این حالت‌ها نخستین بار توسط آگروال و تارا معرفی شدند [۲]. حالتهای همدوس فوتون-افزوده بسیار مورد توجه هستند زیرا آمار زیرپواسونی و تابع ویگنر منفی دارند و این ویژگی‌ها آن‌ها را در دسته حالت‌های غیرکلاسیکی قرار می‌دهد که برای کاربردهای اطلاعات کوانتومی بسیار مناسب هستند [۳]. پدیده درهم‌تنیدگی به هم‌بستگی بین دستگاه‌های کلاسیک و کوانتومی برمی‌گردد و این پدیده را اولین بار انیشتین، پودولسکی و روزن در سال ۱۹۳۵ در مقاله‌ی EPR بیان کردند[۴]. درهم‌تنیدگی یکی از مهم‌ترین ویژگی کوانتومی است و از درهم‌تنیدگی به عنوان یک منبع مهم و ارزشمند در انجام رایانش و مبادله اطلاعات کوانتومی استفاده می‌کنند [۵].

در متون اپتیکی میرایی دامنه به عنوان منبع غالبی از خطاهای ناشی از کیوبیت‌ها در نظر گرفته می‌شود [۶]. در این مقاله درهم‌تنیدگی حالت‌های همدوس فوتون-افزوده تحت میرایی دامنه را برای تعداد فوتون‌های افزوده مختلف بررسی خواهیم کرد.

حالت‌های همدوس فوتون-افزوده

حالت‌های همدوس فوتون-افزوده به‌صورت زیر تعریف می‌شوند [۲]:

$$|\alpha,m\rangle=\frac{\hat{a}^{\dagger m}|\alpha\rangle}{m!\left[L_m\left(-|\alpha|^2\right)\right]^{\frac{1}{2}}} \qquad (۱)$$

که در آن $|\alpha\rangle$ حالت همدوس و $L_m(x)$ چندجمله‌ای لاگر از مرتبه m است. $\hat{a}^{\dagger m}$ عملگر آفرینش است که m مرتبه مورد استفاده قرار گرفته است. تحت میرایی دامنه، حالت‌های همدوس به‌صورت زیر گسترش می‌یابند:

$$|\alpha\rangle\rightarrow\left|\alpha e^{-\frac{1}{2}\Gamma(t)}\right\rangle=|\alpha(t)\rangle \qquad (۲)$$

که در آن $\Gamma(t)$ ضریب انتقال است و از رابطه‌ی زیر به‌دست می‌آید [۷]:

$$\Gamma(t)=\gamma_M[1-e^{\omega_c t}\cos\omega_0 t-\frac{\omega_c}{\omega_0}e^{-\omega_c t}\sin\omega_0 t] \qquad (۳)$$

که در آن ω_c فرکانس قطع، ω_0 فرکانس اولیه و γ_M ضریب فروپاشی آستانه است.

درهم‌تنیدگی

در این بخش به بررسی درهم‌تنیدگی برهم‌نهی حالت‌های همدوس فوتون-افزوده تحت میرایی دامنه به‌عنوان حالت‌های دو قسمتی به‌صورت زیر می‌پردازیم:

$$\begin{aligned}|\Psi^{AB}(t)\rangle=N\big(&|\alpha(t),m\rangle_A|\beta(t),n\rangle_B\\&+|\beta(t),n\rangle_A|\alpha(t),m\rangle_B\big)\end{aligned} \qquad (۴)$$

که در آن N ضریب بهنجارش است و از رابطه زیر به‌دست می‌آید:

$$\begin{aligned}N(\alpha,m)=\Bigg[&1+\frac{2e^{-\left(|\alpha|^2+|\beta|^2\right)}\mathrm{Re}\left(u^*v\right)}{\left[L_m\left(-|\alpha|^2\right)L_n\left(-|\beta|^2\right)m!n!\right.}\\&\times\left.\left|\sum_{i=0}^{\infty}\frac{\left(\alpha^*\beta\right)^i\beta^{m-n}(m+i)!}{i!(i+m-n)!}\right|^2\right]^{\frac{-1}{2}}\end{aligned} \qquad (۵)$$

که در آن u و v ضرایب برهم‌نهی هستند و از رابطه‌ی $|u|^2+|v|^2=1$ پیروی می‌کند.ماتریس چگالی برای این

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

حالت‌ها بعد از میرایی دامنه به صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$\begin{aligned}\rho(t) = N^2[&|\alpha(t),m\rangle|\alpha(t),m\rangle\langle\alpha(t),m|\langle\alpha(t),m| \\ &+|-\alpha(t),n\rangle|-\alpha(t),n\rangle\langle-\alpha(t),n|\langle-\alpha(t),n|+ \\ &e^{-4\alpha^2(1-e^{-\Gamma(t)})}(|\alpha(t),m\rangle|\alpha(t),m\rangle\langle-\alpha(t),n|\langle-\alpha(t),n| \\ &+|-\alpha(t),n\rangle|-\alpha(t),n\rangle\langle\alpha(t),m|\langle\alpha(t),m|)]\end{aligned} \qquad (۶)$$

حالت‌های همدوس فوتون افزوده را می توان بر حسب حالت های متعامد و بهنجار $|\mathrm{h}\rangle$ و $|\mathrm{k}\rangle$ به صورت زیر بسط داد [۸و۶]:

$$\begin{aligned}|\alpha(t),m\rangle &= \mu|\mathrm{h}\rangle+\eta|\mathrm{k}\rangle \\ |-\alpha(t),n\rangle &= \mu|\mathrm{h}\rangle-\eta|\mathrm{k}\rangle\end{aligned} \qquad (۷)$$

که در آن

$$\begin{aligned}\mu &= \left(\frac{1+\langle\alpha(t),m|-\alpha(t),n\rangle}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \\ \eta &= \left(\frac{1-\langle\alpha(t),m|-\alpha(t),n\rangle}{2}\right)^{\frac{1}{2}}\end{aligned} \qquad (۸)$$

با جایگذاری این حالت‌ها در رابطه‌ی (۶) ماتریس چگالی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\rho(t) = N^2\begin{pmatrix} a & 0 & 0 & z \\ 0 & b & f & 0 \\ 0 & f^\dagger & c & 0 \\ z^\dagger & 0 & 0 & d \end{pmatrix} \qquad (۹)$$

که در آن $a=(1+X)\mu^4$، $b=c=f=(1-X)\mu^2\eta^2$، $d=(1+X)\eta^4$ و $z=(1+X)\mu^2\eta^2$ است. X نیز با رابطه زیر داده می‌شود:

$$X = e^{-4(|\alpha|^2)(1-e^{-\Gamma(t)})} \qquad (۱۰)$$

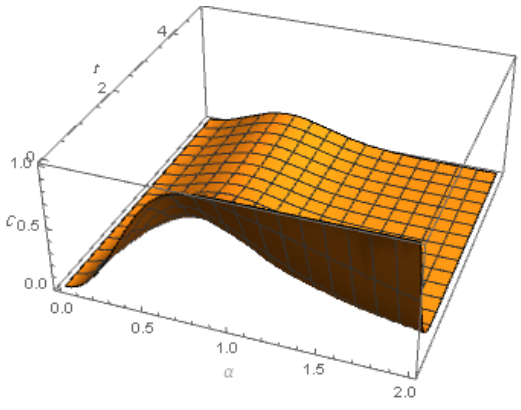
برای تعیین میزان درهم‌تنیدگی از معیار توافق یا تلاقی استفاده می‌کنیم [۵]. این معیار مقادیر بین صفر تا یک به خود می‌گیرد به‌نحوی که صفر نشان دهنده نبود درهم‌تنیدگی و یک نشان دهنده درهم‌تنیدگی کامل است. این معیار برای ماتریس چگالی(۹) به صورت زیر بیان می‌شود [۶و۹]:

$$C = 2Max\{0,|z|-\sqrt{bc},|f|-\sqrt{ad}\} \qquad (۱۱)$$

نتایج و بحث

در این قسمت به بررسی درهم‌تنیدگی برهم‌نهی حالت‌های همدوس فوتون-افزوده تحت میرایی دامنه می‌پردازیم.

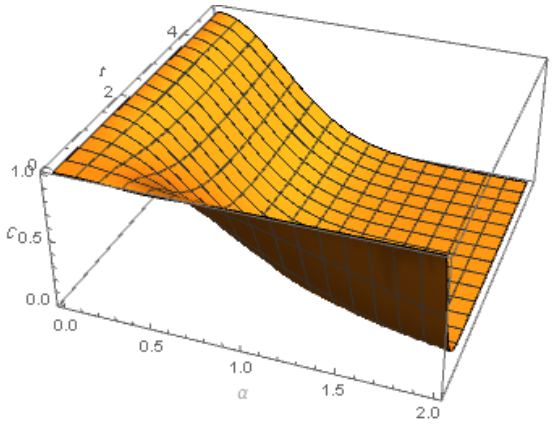
در شکل ۱، ضریب تلاقی به ازای $m=1$ و $n=1$ بر حسب تابعی از α و t رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌کنیم در $\alpha=0$ به ازای tهای مختلف ضریب تلافی صفر است که به معنای جدایی کامل حالت‌ها است. اما به مرور و با افزایش α در $t=0$ ضریب تلاقی افزایش پیدا می‌کند به طوری که در $\alpha=0.7$ به سمت یک میل می‌کند که بیانگر درهم‌تنیدگی کامل حالت‌ها است. اما برای حالت‌هایی که میرایی دامنه داشته باشیم، با افزایش t ضریب تلاقی کاهش می‌یابد. در بازه‌ی $\alpha=0.3$ تا $\alpha=0.8$ ضریب تلاقی با افزایش زمان کاهش می‌یابد اما به سمت صفر میل نمی‌کند که بیانگر این است که در این بازه حالت‌ها به جدایی کامل نمی‌رسند و مقداری درهم‌تنیدگی دارند. در سایر بازه‌های α همان‌طور که مشاهده می‌کنیم با افزایش زمان، ضریب تلاقی به سمت صفر میل می‌کند که نشان‌دهنده جدایی کامل حالت‌ها است.



شکل ۱: ضریب توافق برحسب تابعی از α و t به‌ازای $n=1$ و $m=1$.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در شکل ۲، تلاقی به ازای $n=1$ و $m=10$ بر حسب تابعی از α و t شده است. در $t=0$ ضریب تلاقی یک است که بیانگر در هم‌تنیدگی کامل حالت‌ها است. در $\alpha=0$ نیز ضریب تلاقی در همه‌ی زمان‌ها یک است که به معنای درهم‌تنیدگی کامل حالت‌ها است. در بازه‌ی $\alpha=0$ تا $\alpha=1$، تحت میرایی دامنه ضریب تلاقی مقداری غیرصفر دارد که بیانگر مقدار اندکی درهم‌تنیدگی است. در بازه‌ی $\alpha=1$ تا $\alpha=2$ همانطور که مشاهده می‌کنیم تحت میرایی دامنه، ضریب تلاقی به سمت صفر میل می‌کند که به‌معنای جدایی کامل حالت‌ها است.



شکل ۲: ضریب توافق برحسب تابعی از α و t به‌ازای $n=1$ و $m=10$.

نتیجه‌گیری

در شکل ۲ ضریب تلاقی تحت میرایی دامنه مقادیر بیشتری نسبت به شکل ۱ دارد که ناشی از فوتون-افزوده‌های بیشتری است که در شکل ۲ داریم. همچنین ضریب تلاقی در شکل ۲ از یک شروع می‌شود که این امر به خاطر فوتون-افزوده‌های بیشتری است که در زیرسیستم A اضافه کرده‌ایم $(m=10)$. بنابراین بیشترین درهم‌تنیدگی برای حالت‌های همدوس فوتون-افزوده تحت میرایی دامنه هنگامی رخ می‌دهد که $m\neq n$ باشد، یعنی تعداد فوتون افزوده‌های زیر سیستم‌های کوانتومی حالت‌ها متفاوت باشد. به طور کلی نیز می‌توان نتیجه گرفت که هرچه تعداد فوتون افزوده‌های سامانه‌های کوانتومی را بیشتر کنیم، ضریب تلاقی مقادیر افزون‌تری پیدا می‌کند.

مرجع‌ها

[1] E. Schrödinger, “Der stetige Übergang von der Mikrozur Makromechanik”, Naturwissenschaften, Vol. 14, pp. 664-666, 1926 .
[2] G. S. Agarwal, K. Tara, “Nonclassical properties of states generated by the excitations on a coherent state”, Phys. Rev. A, Vol. 43, pp. 492-497, 1991.
[3] F. A. Domínguez-Serna, F. J. Mendieta-Jimenez, F. Rojas, “Entangled photon-added coherent states”, Quant. Inf. Proc., Vol. 15, pp. 3121-3136, 2016.
[4] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, “Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?”, Phys. Rev, Vol. 47, pp. 777- 780, 1935.
[5] R. Jozsa, N. Linden, “On the role of entanglement in quantum-computational speed-up”, Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci., Vol. 459, pp. 2011–2032, 2003.
[6] R. Wickert, N. Bernardes, P. van Look, “Entanglement properties of optical coherent states under amplitude damping”, Phys. Rev. A, Vol. 81, pp. 062344, 2010.
[7] U. Weiss, “Quantum Dissipative Systems”,, 2nd edn. World Scientific, Singapore (1999)
[8] A. El Allati, Y. Hassouni, N. Metwally, "Dynamics of multi-mode maximum entangled coherent state over an amplitude damping channel”, Chin. Phys. B, Vol. 20, pp. 110303, 2011.
[9] W. K. Wootters, “Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits”, Phys. Rev. Lett., Vol. 80, pp. 2245–2248, 1998.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز، شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و شبیه‌سازی رمزگذار تمام‌نوری مبتنی بر تزویج‌گرهای بلور فوتونی

نوید اعتمادی‌فر[۱]، علیرضا طاوسی[۲]، محمدرضا رخشانی[۳]

[۱]موسسه آموزش عالی هاتف، دانشکده فنی و مهندسی، گروه مهندسی برق (navid.etemadi88@gmail.com)
[۲]دانشگاه ولایت ، دانشکده فنی و مهندسی، گروه مهندسی برق (a.tavousi@velayat.ac.ir)
[۳]دانشگاه زابل، دانشکده فنی و مهندسی، گروه مهندسی برق (mrakhshani@uoz.ac.ir)

چکیده - در این مقاله یک رمزگذار بلور فوتونی متشکل از دو تزویج‌گر شش ضلعی در شبکه مربعی از میله‌های دی‌الکتریک در هوا ارایه شده است. موج‌برها با حذف میله‌های دی‌الکتریک در ساختار ایجاد شده اند و برای دستیابی به تزویج‌گرها با عملکرد مناسب از میله های دی‌الکتریک با شعاع کوچکتر استفاده شده است. ساختار ارایه شده می‌تواند بدون استفاده از اثرات خطی یک کد دودویی دو بیتی را با توجه به ترتیب ورودی‌های فعال در خروجی تولید کند. برای تحقق این ساختار یک دروازه OR طراحی شده، سپس برای تحکیم رمزگذار مورد نظر دو دروازه OR با یکدیگر ترکیب شده است. بهترین زمان تاخیر بدست آمده و ابعاد ساختار ارایه شده به ترتیب حدود ۱۶۶fs و ۳۹۰μm^2 است و نرخ سوییچینگ ۶THz می‌باشد.

کلید واژه- بلور فوتونی، زمان تاخیر، رمزگذار، تزویج‌گر، نرخ سوییچینگ

Design and Simulation of All Optical Encoder Based on Photonic Crystal Couplers

Navid Etemadifar [1], Alireza Tavousi[2], and Mohammad Reza Rakhshani[3]

[1]Faculty of Engineering, Hatef Higher Education Institute, Zahedan
[2]Faculty of Engineering, Velayat University, Iranshahr
[3]Faculty of Engineering, University of Zabol, Zabol

Abstract - In this paper, a photonic crystal based encoder consisting of two hexagonal shaped couplers in 2D square lattice of dielectric rods in air is proposed. Waveguides have been created by removing dielectric rods in the structure, and rods with smaller radii have been used to achieve the proper couplers operations. The proposed structure can generate a two-bit binary code in the output, according to the order of active inputs, without the use of nonlinear effects. To realize this structure, an OR gate is designed, then the two OR gates are combined to consolidate the desired encoder. Best delay time and the dimensions of the proposed structure are about 166 fs and 390 μm^2, respectively, and the switching rate is 6THz.

Keywords: Photonic crystals, Delay time, Encoder, Coupler, Switching rate

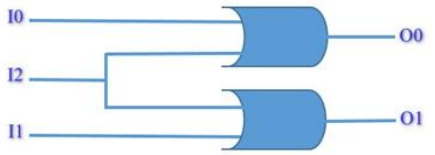
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

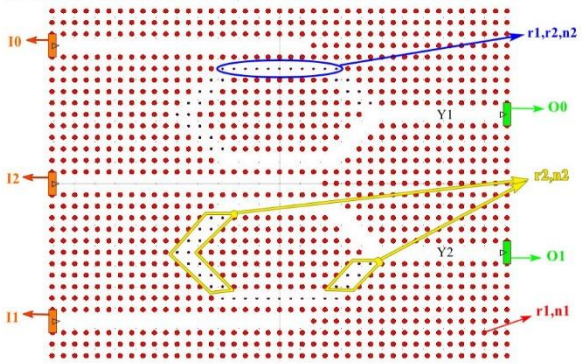
تقاضای انتقال اطلاعات دیجیتالی در باند های وسیع رو به رشد است، اما محدودیتهای ذاتی افزارههای الکترونیکی نسبت به شبکههای نوری در پردازش سریع دادهها مانعی جدی بر سر تحقق این امر بوده و منجر به محدودیت در انتقال دادهها می-گردید. در سال‌های اخیر روش پردازش سیگنال به صورت تمام نوری توجه بسیاری از دانشمندان را به خود جلب کرده است [۱-۳]. دروازه‌های منطقی تمام نوری [۴] با عملکرد بسیار سریع نقش مهمی در سیستم پردازش سیگنال و شبکه نوری برعهده خواهند داشت. در همین راستا ساختارهای مختلفی برای تحقق دروازه‌های منطقی ارایه شده که این ساختارها براساس بلورهای فوتونی خطی و غیرخطی مورد توجه ویژه‌ای قرار گرفته‌اند و به شکل چشمگیری گسترش یافته‌اند[۲-۵]. در این مقاله طراحی افزاره رمزگذار تمام نوری به وسیله بلورهای فوتونی دو بعدی ارایه شده است. ساختار بلور فوتونی از شبکه مربعی با میله‌های دی‌الکتریک در بستر هوا تشکیل شده است. در این پایان‌نامه از روش بسط امواج تخت (PWE) [۶] برای محاسبه‌ی شکاف نوار در بلور فوتونی بدون نقص، مدهای انرژی در موجبر [۷، ۸] و حفره استفاده شده است و همچنین برای محاسبه‌ی منحنی‌های طیفی در ساختارهای ارائه شده، از روش تفاضل محدود در حوزه‌ی زمان (FDTD) [۹] استفاده شده است.

طراحی و بررسی ساختار رمزگذار

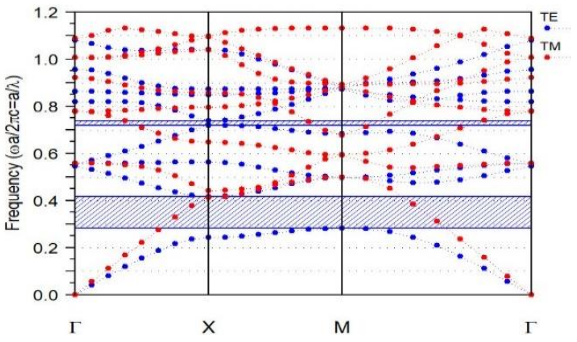
در این مقاله برای طراحی افزاره رمزگذار تمام نوری از بلورهای فوتونی دو بعدی با آرایش مربعی و در ابعاد ۳۱×۴۱ عدد از میله‌های دی‌الکتریک در بستر هوا تشکیل شده است. نمای مدار منطقی این طرحواره در شکل ۱ نمایش داده شده است و در شکل ۲ نیز طرح ایجاد شده پیشنهادی در بستر بلور فوتونی آمده است. موجبرهای این ساختار با حذف برخی میله-های دی‌الکتریک بلورهای فوتونی دو بعدی ایجاد شده اند با این فرض که میله‌های دی‌الکتریک از جنس سیلیکون (n_1=۳/۴۵) با شعاع r_1=۰/۲a ساخته شده و a ثابت شبکه بلور فوتونی برابر ۵۵۴nm می‌باشد. بر اساس ساختار ارایه شده در شکل ۲ ، موجبرهای بازوی بالا و پایین به همراه موجبر میانی، فرکانس موج ورودی را به حلقه‌های شش ضلعی انتقال داده و موج خروجی با عبور از حلقه‌ها از موجبرهای Y شکل خارج می‌گردد.



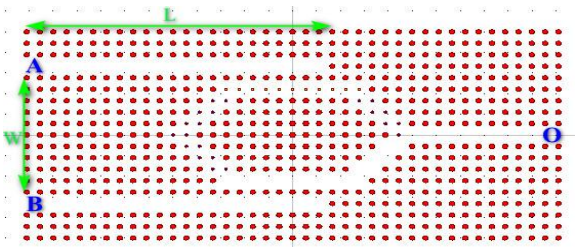
شکل ۱: نمودار مدار منطقی رمزگذار پیشنهادی



شکل ۲: ساختار بلور فوتونی رمزگذار تمام نوری پیشنهادی



شکل ۳: نمودار شکاف نوار ساختار شبکه مربعی با میله-های دی‌الکتریک از جنس سیلیکون



شکل ۴: ساختار بلور فوتونی دروازه OR پیشنهادی

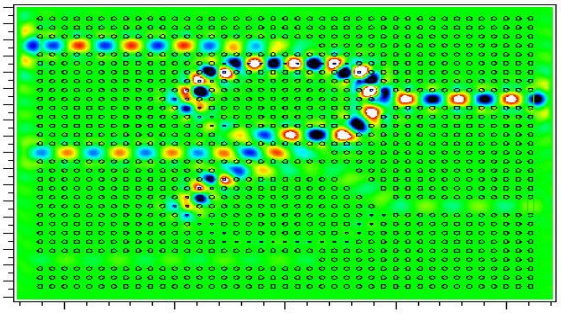
با استفاده از روش بسط امواج تخت نوار ممنوعه فوتونی محاسبه گردید که نوار باند ساختار در مد TM و TE در شکل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

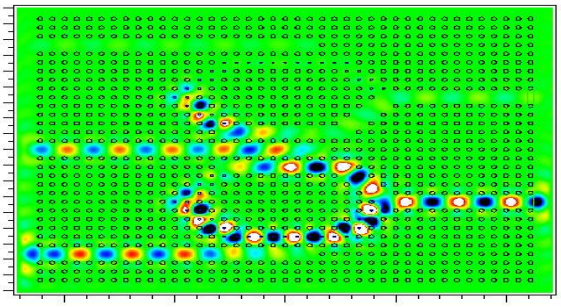
۳ نشان داده شده است. با توجه به ساختار نواری مشخص می-گردد که نوار ممنوعه در بازه فرکانسی نرمال شده (a/λ) ۰/۲۸۲ تا ۰/۴۱۷ و برای مود TM دارای شکاف نواری ممنوعه است. با انتخاب ثابت شبکه مناسب، فرکانس کاری این رمزگذار λ =۱۵۴۳nm می‌باشد. جهت دستیابی به بهترین عملکرد دستگاه و بالاترین نرخ توان خروجی در ناحیه اتصال بین دو تزویج‌گر با موج‌برهای ورودی I_0 و I_1 (ناحیه آبی)، از میله‌های شبه دایره با ضریب شکست n_2=۳/۴۵-۰/۱ و دارای دو شعاع r_1=۰/۲a و r_2=۰/۱a می‌باشد. همچنین در قسمت زرد رنگ شکل۲ از میله‌هایی با ضریب شکست n_2 و شعاع r_2 استفاده شده است. در طراحی این رمزگذار از دو طبقه دروازه OR استفاده شده که ساختار این دروازه در شکل ۴ به نمایش در آمده است.

شبیه سازی و نتایج

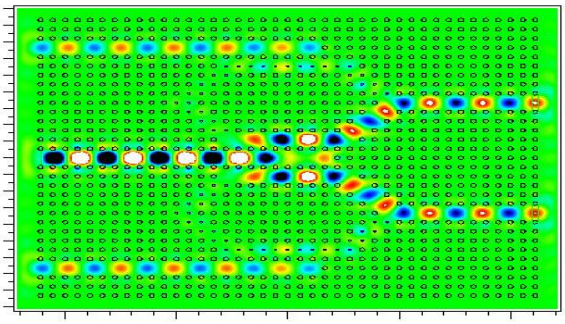
به منظور طراحی ساختار رمزگذار پیشنهادی از پرتو نوری با فرکانس λ =۱۵۴۳ nm در هر ورودی استفاده شده است. در این بخش به بررسی حالت‌های کاری ساختار ارایه شده پرداخته شده است.



الف)



ب)



ج)

شکل ۵: حالت‌های کاری مختلف در رمزگذار پیشنهادی
الف)زمانی که I_0=۱ و $I_1=I_2$=۰ ب)زمانی که I_1=۱ و $I_0=I_2$=۰ ج)زمانی که I_2=۱ و $I_0=I_1$=۰ است.

حالت ۱: هنگامی که ورودی I_0 فعال است، درگاه‌های ورودی I_1 و I_2 غیرفعال است. با فعال شدن ورودی I_0 تداخل سازنده بین پرتوهای موج‌بر در حلقه تزویج‌گر رخ می‌دهد و از این رو خروجی O_0 فعال می‌شود. با توجه به شکل ۵(الف). **حالت ۲:** وقتی ورودی I_1 فعال است، درگاه‌های I_0 و I_2 غیرفعال می‌باشد. در نتیجه درگاه خروجی O_1 فعال خواهد شد. این فرایند در شکل ۵(ب) نمایش داده شده است.

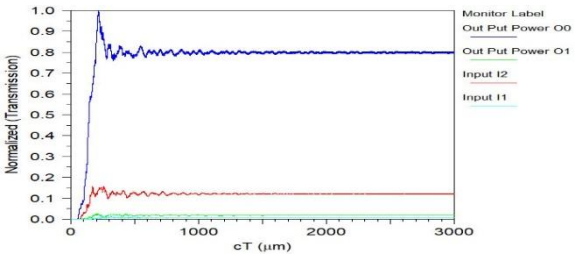
حالت ۳: زمانی که ورودی I_2 فعال شود، در اثر تشدید حلقه، تداخل ساختاری پرتو تمایل دارد با عبور از موج‌برهای Y_1 و Y_2 به درگاه‌های خروجی O_0 و O_1 انتقال یابد. بنابراین هر دو خروجی فعال می‌شود، با توجه به شکل ۵(ج).

همانطور که گفته شد یک پرتو نور به صورت جداگانه در ورودی‌های I_0، I_1 و I_2 منتشر شد، بر این اساس سه توان مجزا در خروجی‌های O_0 و O_1 شناسایی گردید. توان انتقالی خروجی بهنجار شده (P_{out}/P_{in}) برای ورودی‌های فعال در شکل۶ به ترتیب برابر ۷۹٪ برای ورودی I_0، ۸۲٪ برای ورودی I_1 و ۵۸٪ در مجموع دو خروجی، برای ورودی I_2 بدست آمد.

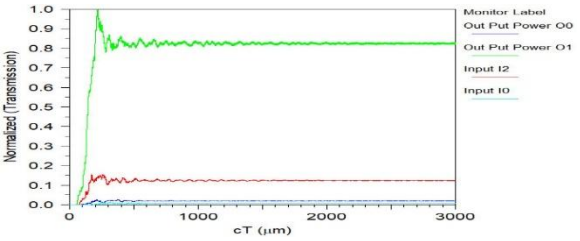
بر اساس نتایج بدست آمده، نسبت توان انتقالی بهنجار شده (P_{out}/P_{in}) کمتر از ۱۴٪ و بیش از ۲۸٪ است که به ترتیب برای تعریف منطق "0"و"1" تعیین می‌گردد. همچنین شکل ۶(ج) نشان می‌دهد تفاضل بین دو توان خروجی، نرخ تبدیل توان به منطق "0"و"1" را بیان می‌کند که مهمترین پارامتر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

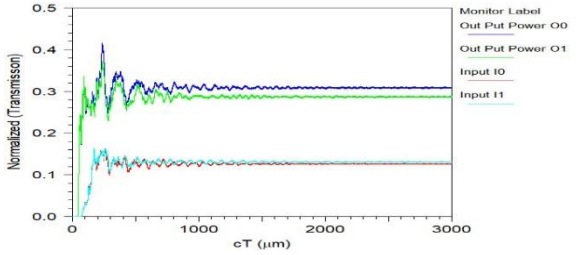
این ساختار به شمار می‌رود. رابطه منطقی ورودی- خروجی این رمزگذار تمام نوری در جدول ۱ آمده است.



الف)



ب)



ج)

شکل ۶: نمودار خروجی رمزگذار پیشنهادی الف)زمانی‌که (I1=۰ و I2=۰ و I0=۱) ب)زمانی‌که (I1=۱ و I2=۰ و I0=۰) ج)زمانی‌که (I1=۰ و I2=۱ و I0=۰)

جدول ۱: رابطه بین ورودی‌ها و سطوح مختلف توان خروجی

ورودی‌ها			سطح توان		سطح منطقی	
I_0	I_1	I_2	O_1	O_0	O_1	O_0
1	0	0	0.01Pin	0.79Pin	0	**1**
0	1	0	0.82Pin	0.01Pin	1	**0**
0	0	1	0.28Pin	0.30Pin	1	**1**

نتیجه گیری

در این مقاله یک رمزگذار تمام نوری بلور فوتونی طراحی و معرفی گردید. این رمزگذار با استفاده از ترکیب دو دروازه منطقی OR با استفاده از تشدیدگرهای شش ضلعی، بصورت خطی عمل می‌کند که این امر سبب افزایش سرعت عملکرد ساختار می‌گردد. در مدل ارایه شده برای افزایش نرخ سوییچینگ از یک ردیف سیلیکون با شعاع و ضریب شکست کمتر نسبت به سایر بلورهای تشکیل دهنده، در محل قرارگیری موجبر ورودی و مجاورت با تزویج‌گر استفاده شده است. جهت عملکرد مناسب از دو نمونه دی‌الکتریک جهت تزویج و انسداد نور استفاده شده است. حداکثر زمان تاخیر این دستگاه در حدود ۱۶۶fs و نرخ سوییچینگ در حدود ۶THz خواهد بود.

مرجع‌ها

[1] A. Salimzadeh, H. Alipour-Banaei, “An all optical 8 to 3 encoder based on photonic crystal OR-gate ring resonators,” Opt. Commun. Vol. 1, pp. 793-798, 2018.

[2] F. Parandin, et al. “Design of a high bitrate optical decoder based on photonic crystals,” "J Comput Electron", Vol.17, no. 2, pp.830-836. 2018.

[3] F. Cheraghi, M. Soroosh, G. Akbarizadeh, “An ultra-compact all optical full adder based on nonlinear photonic crystal resonant cavities,” Superlattices Microstruct.,Vol. 1, pp. 3593-65, 2018.

[4] Rani, P., Kalra, Y., Sinha, R.K.: ‘Design of all optical logic gates in photonic crystal waveguides’ Opt. - Int. J. Light Electron Opt., Vol. 126, pp. 950–955, 2015.

[5] P. Andalib, N. Granpayeh, “All-optical ultra-compact photonic crystal NOR gate based on nonlinear ring resonators”, J. Opt. A, Pure Appl. Opt., Vol. 11, pp. 085203, 2009.

[6] V. F. Rodriguez-Esquerre, M. Koshiba, H. E. Hernandes-Figueroa, “Finite-element analysis of photonic crystal cavities: time and frequncy domains,” J Lightwave Technol, Vol. 23, pp: 1514-1521, 2005.

[7] M. Tokushima and H. Yamada, “Light propagation in a photonic-crystal-slab line-defect waveguide,” IEEE J. Quantum Electron. Vol. 38, pp. 753-759, 2002.

[8] A. Sugitatsu, T. Asano, and S. Noda, “Characterization of line-defect-waveguide lasers in two-dimensional photonic-crystal slabs,” Appl. Phys. Lett. Vol. 84, pp. 5395-5397, 2004.

[9] J.Yonekura, I. Mitsutaka, and T. Baba, “Analysis of finite 2-D photonic crystal of columns and lightwave devices using the scattering matrix method,” J Lightwave Technol, Vol. 17, pp: 1500-1508, 1999.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تقویت توان خروجی آنتن های نوررسانشی تراهرتز بر پایه آرایه های منظم از ساختارهای نانو ذرات فلزی مس

امیر علیزاده، مجید ناظری و احمد ساجدی

گروه لیزر و فوتونیک دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان، ایران
amiralizadeh@grad.kashanu.ac.ir

چکیده: در این مقاله، طرح آنتن های نوررسانشی تراهرتز بر پایه آرایه‌های منظم از نانو ذرات فلزی مس ارائه شده است. مشکل عمده در توسعه آنتن های نوررسانشی تراهرتز، کم بودن توان خروجی آنها می باشد، برای غلبه بر این محدودیت، استفاده از نانو ذرات فلزی مس در ناحیه گپ آنتن، پیشنهاد و پیاده‌سازی شده است. با بهینه سازی اندازه و فاصله نانو ذرات فلزی مس، می توانیم توان خروجی پالس تراهرتز را بدون تغییر در قله فرکانسی آنتن افزایش دهیم. با طراحی و شبیه سازی یک آنتن نوررسانشی تراهرتز مدل پروانه ای بر پایه نانو ذرات فلزی مس و مقایسه آن با آنتن حالت ساده، خواهیم دید، در شرایط کاملا یکسان، بازده آنتن و توان خروجی پالس تراهرتز تقویت می شود.

کلید واژه: خروجی پالس تراهرتز، نانو ذرات، نوررسانشی.

Enhancement of Terahertz Photoconductive Antenna Output Power Based on Regular Arrays of Copper Metal Nanoparticles

Amir Alizadeh, Majid Nazeri and Ahmad Sajedi

Department of Laser & Photonics, Faculty of Physics, University of Kashan, Kashan, Iran

Abstract- In this paper, the design of terahertz (THz) photoconductive (PC) antenna based on regular arrays of copper metal nanoparticles is proposed. The major problem in development of THz PC antennas is their low output power. To overcome this limitation, the THz PC antenna based on copper metal nanoparticles is proposed and implemented. By optimizing the size and space of copper nanoparticles, we can enhance the output power and increase efficiency of the antenna without change in the peak frequency of antenna. By designing and simulating a bow-tie THz PC antenna based on copper metal nanoparticles and compare with simple state, in absolutely same conditions, we will see, the antenna efficiency and output power of THz pulse is amplified.

Keywords: terahertz pulse output, nanoparticles, photoconductive.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

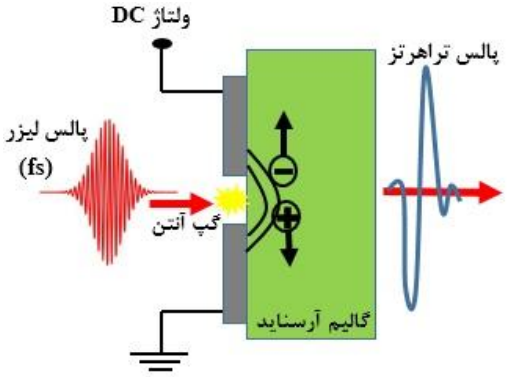
۱- مقدمه

در چند سال اخیر، تحقیق و توسعه تکنولوژی تراهرتز به دلیل کاربردهای گوناگون از قبیل ارتباطات، اسپکتروسکوپی، پزشکی، امنیتی، تصویربرداری، کنترل از راه دور و ... مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته و رشد وسیعی را تجربه کرده است. بازه فرکانسی بین نواحی فرکانسی مادون قرمز دور و مایکروویو از طیف الکترومغناطیسی (۰,۱ تا ۱۰ تراهرتز) را ناحیه تراهرتز می‌نامند. رایج ترین منبع در تولید امواج تراهرتز، آنتن های نوررسانشی تراهرتز هستند که در در دهه ۸۰ میلادی ارائه شد [۱]. آنتن‌های نوررسانشی تراهرتز به دلیل ویژگیهای برتری که نسبت به دیگر منابع تراهرتز دارند، از قبیل: ساختار چیدمان ساده، ارزان بودن، نسبت سیگنال به نویز بهتر، پهنای باند پیوسته، گسترده و عملکرد در دمای اتاق، رشد چشمگیری داشته اند. ضعف عمده این آنتن‌ها، پایین بودن بازده آنتن است، عموما بازده این آنتن‌ها کمتر از ۰,۱٪ است. برای افزایش بازده آنتن و تقویت توان پالس تراهرتز خروجی ، تحقیقات بسیاری مانند بررسی پارامترهای تاثیرگذار بر عملکرد آنتن‌های نوررسانشی تراهرتز با استفاده از روشهای عددی، آنتن روزنه بزرگ [۲]، استفاده از فینگرهای در هم تنیده ذوزنقه ای در ناحیه گپ آنتن [۳]، انجام شده است. یکی از روشهایی که می تواند عملکرد آنتن های نوررسانشی تراهرتز را بهبود بخشد، استفاده از ماده ای است که بتواند میزان جریان نوری در سطح آنتن را افزایش دهد، نانو ساختارهای فلزی با تولید میدان های الکتریکی قوی محلی در اطراف خود، می توانند شدت جریان در سطح آنتن را افزایش دهند، استفاده کاتوره ای از نانو ساختارهای نقره در آنتن نوررسانشی تراهرتز در سال ۲۰۱۷ ارائه شد [۴].

در این مقاله، در ادامه کار فوق، طرح استفاده از آرایه‌های منظم از نانو ذرات فلزی مس در آنتن‌های نوررسانشی تراهرتز پیشنهاد و پیاده سازی شده است، استفاده از نانو ساختارهای فلزی مس در ناحیه گپ آنتن، روی سطح زیرلایه، باعث افزایش شدت جریان نوری در گپ آنتن شده و در نهایت توان خروجی و بازده آنتن را افزایش می دهد. علاوه بر این با مدلسازی های مختلف از رفتار آنتن، ابعاد و فاصله بهینه نانو ذرات برای دستیابی به بالاترین توان خروجی پالس تراهرتز استخراج شد.

۲- مکانیزم تابش

آنتن‌های نوررسانشی تراهرتز همانند شکل۱ از دو الکترود فلزی که بر روی یک زیرلایه از ماده نیمه رسانا قرار دارند، تشکیل می شوند. ماده نیمه رسانا دارای حامل هایی با طول عمر بسیار کوتاه (حدود ۳۰۰ فمتوثانیه) هستند. نحوه عملکرد این آنتن‌ها به این صورت است که یک پالس لیزر که انرژی آن از انرژی باند گپ ماده نیمه رسانا بیشتر است، به ناحیه فعال آنتن تابیده می شود، در اثر این تابش، جفت‌های الکترون حفره تولید می‌شود و با اعمال یک میدان الکتریکی ثابت بین دو الکترود فلزی، الکترون حفره‌ها شتاب گرفته و یک جریان نوری تولید می‌کنند.



شکل ۱ – مکانیزم تابش پالس تراهرتز

از آنجا که طول عمر الکترون‌ها و حفره‌ها بسیار کوتاه است، از تغییرات زمانی سرعت حامل‌ها، یک پالس الکترومغناطیسی در فرکانس تراهرتز تولید می شود. چگالی جریان ایجاد شده در گپ آنتن، به مشخصات پالس لیزر فرودی و ماده نیمه رسانا بستگی دارد، مطابق با مدل درود، جریان نوری ایجاد شده در گپ آنتن به صورت رابطه زیر است [۲]:

$$I = \frac{eV_b\mu_e\tau\eta_L P_L}{hf_L l^2}$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

که در آن e بار الکترون، V_b ولتاژ بایاس اعمال شده، μ_e تحرک‌پذیری حامل‌های بار، τ زمان واهلش جریان نوری، η_L بازده نوری، P_L توان لیزر فرودی، h ثابت پلانک، f_L فرکانس لیزر و l طول گپ آنتن می باشد. از آنجا که چگالی جریان نوری در گپ آنتن، ارتباط مستقیم با میدان الکتریکی دارد، استفاده از نانو ذرات مس در ناحیه گپ آنتن، باعث تشدید الکترونهای رسانش و تولید میدان های الکتریکی محلی در اطراف هر کدام از نانو ذرات فلزی مس می نماید. بنابراین با تابش پالس لیزر روی ماده نیمه رسانای گالیم آرسناید و اعمال میدان الکتریکی ثابت بین دو الکترود و تشکیل میدان‌های الکتریکی محلی در اطراف هر کدام از ذرات مس، جریان نوری در گپ آنتن، نسبت به آنتن ساده، تقویت می شود.

تابش پالس تراهرتز مستقیما با مشتق زمانی مرتبه اول چگالی جریان نوری آنتن نسبت دارد [۲].

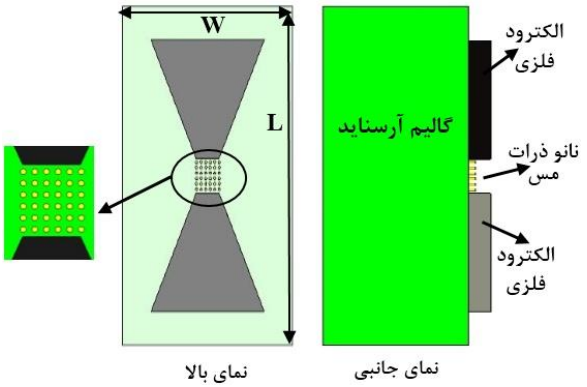
$$E_{THZ} \propto \frac{dI(t)}{dt}$$

مطابق رابطه زیر، بازده آنتن با افزایش چگالی جریان در سطح آنتن، افزایش می یابد. افزایش بازده آنتن، منجر به تقویت توان پالس تراهرتز خروجی آنتن می شود [۳].

$$\eta_{LE} = \frac{eV_b^2 \mu_e \tau^2 \eta_L P_L}{h f_L l^2}$$

۳- طراحی ساختار

آنتن نوررسانشی تراهرتز شامل دو الکترود فلزی به شکل پروانه‌ای به ضخامت ۰/۱ میکرومتر است که روی ماده نیمه رسانای گالیم آرسناید قرار گرفته است. همانطور که در شکل ۲ نشان داده شده است، طول و عرض آنتن به ترتیب $L = 140\mu m$ و $W = 90\mu m$ است، گپ بین دو الکترود که همان ناحیه فعال آنتن را تشکیل می‌دهد به ترتیب دارای طول و عرض ۱۰ و ۵ میکرومتر می باشد. جنس الکترودها از فلز رسانای کامل انتخاب شده است. آنتن نوررسانشی تراهرتز بر پایه نانو ذرات فلزی مس، دقیقا دارای مشخصات ابعادی آنتن ساده است. با این تفاوت که ساختارهای آرایه‌ای از نانو ذرات فلزی در گپ آنتن به صورت منظم قرار گرفته اند.



شکل۲- آنتن نوررسانشی تراهرتز بر پایه نانو ذرات مس

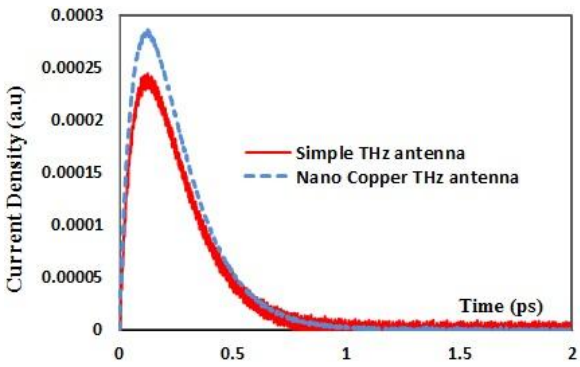
پارامترهای مختلفی از جمله ابعاد، فاصله و نحوه چیدمان نانو ذرات می توانند در نتایج خروجی و عملکرد آنتن در محدوده فرکانسی مورد نظر تاثیرگذار باشند. قطر نانو ذرات از ۵۰ تا ۲۵۰ نانومتر، ضخامت از ۵ تا ۲۰ نانومتر و فاصله آنها از یکدیگر، از ۰/۶ تا ۲ میکرومتر شبیه سازی شد. براساس طراحی و شبیه سازی انجام شده، بهینه ترین حالت، برای دستیابی به ماکزیمم توان خروجی آنتن پیاده سازی شد. بر همین اساس، قطر هر کدام از نانو ذرات مس ۱۰۰ نانومتر، ضخامت آنها ۱۰ نانومتر و فاصله ذرات از یکدیگر ۱/۴ میکرومتر انتخاب شده است.

۴- نتایج شبیه سازی

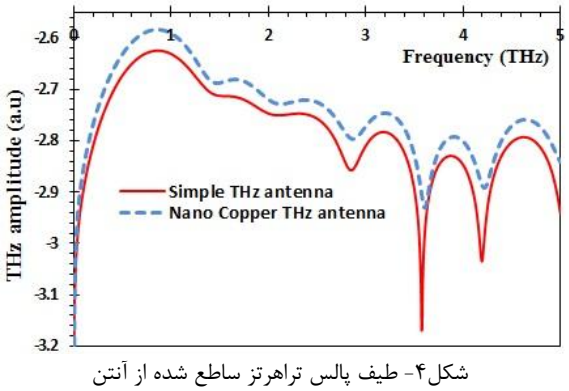
در این بخش، آنتن نوررسانشی تراهرتز در دو حالت ساده و بر پایه نانو ذرات فلزی مس، مورد تحلیل و شبیه سازی قرار می گیرد. نتایج تمامی شبیه سازی ها با استفاده از نرم افزار CST Microwave Studio و در حوزه زمان انجام شده است. خواهیم دید، آنتن نوررسانشی تراهرتز ساده که قله فرکانسی آن در ۰/۸ تراهرتز قرار دارد، با اضافه کردن نانو ذرات فلزی مس به صورت آرایه های منظم، در شرایط کاملا یکسان، شدت و توان خروجی پالس تراهرتز، نه تنها در قله فرکانسی آنتن، بلکه در تمام بازه فرکانسی صفر تا ۵ تراهرتز نیز افزایش می یابد. این

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

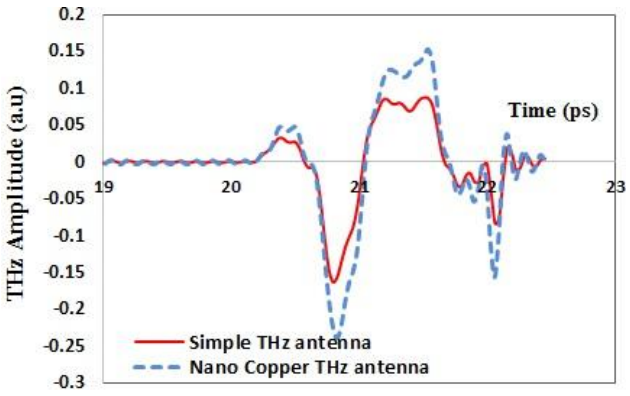
ایده برای آنتن‌های نوررسانشی تراهرتز که توان خروجی پایینی دارند، می تواند کمک شایانی در تقویت توان خروجی و بهبود بازده تبدیل اپتیک به تراهرتز آنها باشد. شکل ۳ چگالی جریان نوری وابسته به زمان تولید شده در ناحیه گپ آنتن در بازه زمانی ۲ پیکو ثانیه را نشان می دهد. ماکزیمم شدت جریان نوری تولید شده در آنتن نوررسانشی تراهرتز بر پایه نانو ذرات فلزی مس برابر با ۰/۲۹ میلی آمپر، در حالی که شدت جریان نوری تولید شده در گپ آنتن ساده ۰/۲۴ میلی آمپر است، که نشان می دهد استفاده از نانو ذرات فلزی مس در گپ آنتن تراهرتز می تواند در تقویت و افزایش شدت جریان نوری موثر باشد. شکل۴ طیف پالس تراهرتز ساطع شده از هر دو آنتن را در بازه فرکانسی بین صفر تا ۵ تراهرتز نشان می دهد، قله فرکانسی در هر دو آنتن در ۰/۸ تراهرتز بدست آمده است، در حالی که در آنتن نورسانشی تراهرتز بر پایه نانو ذرات مس، علاوه بر اینکه شدت و توان خروجی پالس تراهرتز در قله فرکانسی آنتن افزایش داشته است، در تمام بازه فرکانسی بین صفر تا ۵ تراهرتز نیز افزایش شدت و توان خروجی پالس تراهرتز را نشان می دهد.



شکل۳- چگالی جریان نوری در ناحیه گپ آنتن



شکل۴- طیف پالس تراهرتز ساطع شده از آنتن



شکل۵- نمودار زمانی پالس تراهرتز ساطع شده از آنتن

شکل ۵ نمودار زمانی پالس تراهرتز ساطع شده از هر دو آنتن را نشان می دهد، نکته حائز اهمیت در این نمودار این است که در آنتن نوررسانشی تراهرتز بر پایه نانو ذرات مس، شدت و توان خروجی در هر دو قله مثبت و قله منفی بهبود داشته و تقویت پالس تراهرتز خروجی را نشان می دهد.

۵- جمع بندی

در این مقاله عملکرد آنتن های نوررسانشی تراهرتز بر پایه نانو ذرات فلزی مس مورد بررسی قرار گرفت. بر اساس طراحی و شبیه سازی انجام شده، نشان دادیم که استفاده از نانو ذرات فلزی مس در ناحیه گپ آنتن به دلیل تشدید الکترون های رسانش مس و ایجاد میدان های الکتریکی محلی، باعث افزایش شدت جریان نوری در ناحیه گپ آنتن و در نهایت افزایش بازده و تقویت توان خروجی پالس تراهرتز آنتن نوررسانشی می شود.

۶- مرجع‌ها

[1] D. H. Auston, K. P. Chung, and P. R. Smith, "Picosecond photoconducting hertzian dipoles," Appl. phys. Lett. vol. 45, pp. 284, 1984.

[2] M. Nazeri and R. Massudi, "Study of a large area THz antenna by using a finite difference time domain method and lossy transmission line," semiconductor science and technology, Vol. 25, P. 045007, 2010.

[3] N. Khiabani, Y. Huang, L.E. Garcia, Y. Shen and A. Lavado, "A novel sub-THz photomixer with nano trapezoidal electrodes," IEEE trans on, Vol. 4, pp. 501-508, 2014.

[4] S. Lepeshov, A. Gorodetsky, A. Krasnok, and N. Toropov "Boosting the terahertz photoconductive antenna performance with optimized plasmonic nanostructure" phy.optics. 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و شبیه سازی سلول واحد فرامواد در باند تراهرتز و بازیابی پارامترهای الکترومغناطیسی

امیر علیزاده، مجید ناظری و احمد ساجدی

گروه لیزر و فوتونیک دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان، ایران
amiralizadeh@grad.kashanu.ac.ir

چکیده: در این مقاله، یک سلول واحد فرامواد در باند فرکانسی تراهرتز طراحی و شبیه سازی شده است و پارامترهای الکترومغناطیسی آن از قبیل گذردهی الکتریکی، نفوذپذیری مغناطیسی، ضریب شکست و امپدانس به صورت همزمان بازیابی می‌شود. استفاده از ساختار دوره ای فرامواد در آنتن های نوررسانشی تراهرتز به دلیل تاثیرگذاری روی پارامترهای الکترومغناطیسی آنتن در برخورد موج الکترومغناطیسی با آنتن، می تواند منجر به افزایش توان خروجی و بهبود جهت دهی آنتن شود. ساختار سلول واحد فرامواد از دو رینگ دایره ای شکافدار و میله که بر روی زیرلایه ای از ماده نیمه رسانا قرار گرفته اند، تشکیل شده است.

کلید واژه: سلول واحد، رینگ حلقه ای شکافدار، نوررسانشی، فرامواد.

Design and Simulation of Metamaterial Unit Cell in Terahertz Band and Electromagnetic Parameters Retrieval

Amir Alizadeh, Majid Nazeri and Ahmad Sajedi

Department of Laser & Photonics, Faculty of Physics, University of Kashan, Kashan, Iran

Abstract- In this paper, a metamaterial unit cell in terahertz band is designed and simulated and it's electromagnetic parameters such as permittivity, permeability, impedance and refractive index is retrieved. Use of the periodic structure of the metamaterial in terahertz photoconductive antennas due to the influence on electromagnetic parameters of antenna in contact with electromagnetic waves, can improve output power and directivity of antenna. Unit cell structure is composed of two split circle rings and wire placed on a substrate of semiconductor material.

Keywords: Unit cell, Split circle ring, Photoconductive, Metamaterial.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

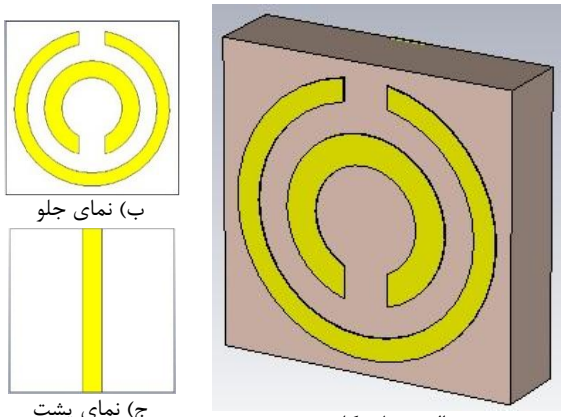
۱ -مقدمه

فرامـواد بـه مـوادی گفتـه مـی شـوند کـه در ماهیـت ساختاری خود، دارای خـواص الکترومغناطیسـی نامتعـارف هستند. از منظر الکترومغناطیسی مواد موجود در طبیعـت به دو دسته طبیعی و فرامـواد تقسـیم بنـدی مـی شـوند. فرامواد به طور مستقیم و عادی در طبیعت وجود نداشته و بایستی به صورت مصنوعی و مهندسی شده ساخته شـوند. فرامواد برای اولین بار در سال ۱۹۶۸ با مطالعـه روی مـاده ای که به طور همزمان دارای $\varepsilon, \mu < 0$ است، معرفی شد. ساختارهای فرامـوادی، به دلیل آنکه قـادر بـه کنتـرل فـاز، دامنه و قطبش امواج فرودی هسـتند، بسـیار مـورد توجـه قرار گرفته اند [۱]. در سال‌هـای اخیـر، اسـتفاده و کـاربرد فرامواد در انواع مختلف آنتن ها، سنسورها و فیلترها بسیار گسترش یافته و مورد توجه قرار گرفته است، که در همین راسـتا طـرح اسـتفاده از فرامـواد در زیرلایـه آنـتن هـای نوررسانشی تراهرتز را برای افزایش توان خروجـی و بهبـود جهتمندی آنتن پیشـنهاد دادیـم [۲]. فرامـواد متشـکل از سلول های واحد در ابعاد کوچکتر از طول موج نور فـرودی هستند، از آنجا که ضرب خارجی میدان هـای الکتریکـی و مغناطیسی در این مواد از قانون دست چپ پیروی می‌کند، این مواد را اصطلاحا "مواد چپگرد" نیز می نامند. در سـال ۱۹۹۹ با استفاده از میله های فلزی، توانستند مـاده ای بـا ضـریب عبـوردهی الکتریکـی منفـی را بسـازند. عـلاوه بـر عبـوردهی الکتریکـی سـاخت مـوادی بـا نفوذپـذیری مغناطیسی منفی نیز ضروری بود. این مهم، بـا اسـتفاده از آرایه هایی از تشدیدگرهای حلقه ای شکافدار، در محـدوده فرکانسی مایکروویو و تراهرتز بدست آمد [۳]. خصوصـیات الکترومغناطیسی سـاختارهای همگـن بـا اسـتفاده از حـل معادلات ماکسول و مشخص شدن ارتباط بین میدان هـای الکتریکی و مغناطیسی محلی، با جریان و چگالی بار تعیین می گردد. گـذردهی الکتریکـی و نفوذپـذیری مغناطیسـی، نشان دهنده پاسخ ماکروسکوپیک محیط همگن به میـدان های محلی اعمال شده است. مطابق قانون فـارادی، اعمـال میدان مغناطیسی بـه حلقـه فلـزی، سـبب القـای جریـان الکتریکی در آن می شود، حلقه فلـزی معـادل یـک سـلف است، بر اسـاس قـانون لنـز، حلقـه بـا میـدان مغناطیسـی اعمالی، مخالفت می کند، در نتیجه خاصیت دیامغنـاطیس که همان کاهش نفوذپذیری است، از خود نشان می دهـد. در حالت عادی این کاهش نفوذپذیری بسیار نـاچیز اسـت، اما در تشدیدگر حلقه ای شکافدار، به دلیل وجود خاصـیت خازنی بین دو حلقه، ایـن کـاهش نفوذپـذیری بـه صـورت تشدید (حاصل از تشدید سلف و خازن) می‌تواند رخ دهد و مقدار نفوذپذیری مغناطیسی را منفی کند [۴]. فرامـواد را می‌توان از دو جنبه میکروسکوپیک و ماکروسکوپیک مـورد بررسی قرار داد، در بررسی میکروسـکوپیک، سـلول واحـد سازنده فرامـواد کـه از میلـه و حلقـه تشـکیل شـده اسـت تحلیل می شـود و در بررسـی ماکروسـکوپیک اثـر نهـایی سلول‌هـا در کنـار یکـدیگر، از نظـر گـذردهی الکتریکـی و نفوذپذیری مغناطیسی مورد بررسی قرار می گیرد. در سال ۲۰۰۵ سلول های واحد فرامـوادی در ابعـاد میلیمتـر و در سه حالت مختلف در محدوده فرکانسـی گیگـاهرتز، مـورد تحلیل و شبیه سازی قرار گرفتنـد [۵]. در ایـن مقالـه، در ادامـه کـار فـوق، یـک سـلول واحـد فرامـوادی در ابعـاد میکرومتر و در بازه فرکانسی تراهرتز طراحی و شبیه سازی شـده و پارامترهـای الکترومغناطیسـی از قبیـل ضـریب گذردهی الکتریکـی، نفوذپـذیری مغناطیسـی، امپـدانس و ضریب شکست بازیابی می شود. خواهیم دیـد کـه ضـرایب عبوردهی الکتریکـی و نفوذپـذیری مغناطیسـی در بعضـی محدوده های فرکانسی تراهرتز منفی مـی شـوند، بنـابراین فرامواد طراحی شده، در صورت اسـتفاده در انـواع مختلـف آنتن ها در بازه فرکانسی تراهرتز می توانند جهـت کنتـرل فاز، دامنه و قطبش موج فرودی کاربرد داشته باشند.

۲- طراحی ساختار

یک سلول واحـد، متشـکل از دو حلقـه شـکافدار بسـیار نزدیک به هم هستند که در جهـت هـای مخـالف یکـدیگر قرار گرفتـه انـد، حلقـه هـا از مـواد فلـزی غیرمغناطیسـی ساخته می شوند، حلقه ها معمولا به صـورت دایـره ای یـا مربعی بوده و هم مرکز می باشند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



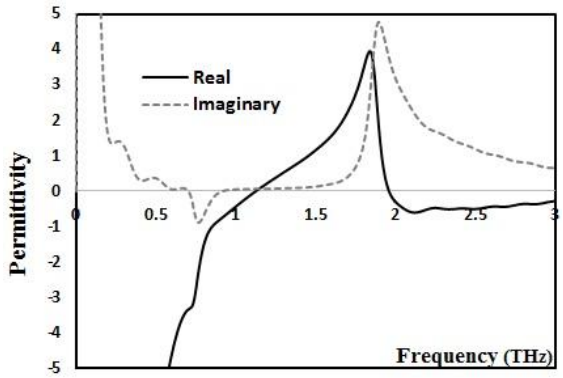
الف) نمای کلی ب) نمای جلو ج) نمای پشت

شکل ۱- سلول واحد متشکل از حلقه های دایره ای شکافدار و سیم نازک
الف) نمای کلی سلول ب) تصویر از جلو ج) تصویر از پشت

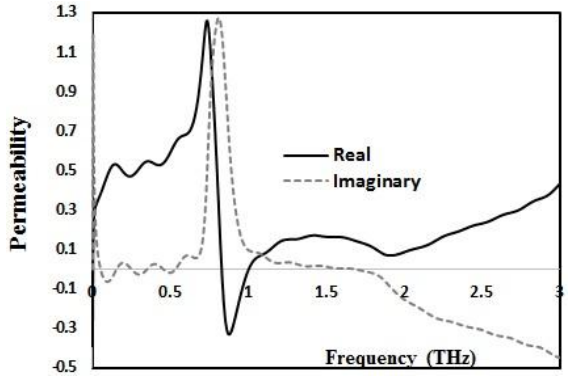
در شکل ۱ تصویر سلول واحد فرامواد طراحی شده، نشان داده شده است. سلول واحد طراحی شده به صورت مکعبی می باشد، اندازه سلول ۲۰ میکرومتر است. زیرلایه از جنس ماده نیمه رسانای گالیم آرسنایدست. در یک طرف زیرلایه، یک تشدیدگر که از دو حلقه شکافدار هم مرکز از جنس مس می باشند، تعبیه شده است. در طرف دیگر زیرلایه، یک میله از جنس همان حلقه ها با فاصله یکسان از شکاف حلقه ها و دقیقا در وسط زیرلایه گالیم آرسنایدقرار می‌گیرد. ضخامت میله و هر کدام از حلقه ها برابر با ۰/۱ میکرومتر، پهنای هر دو دایره کوچک و بزرگ برابر با ۲ میکرومتر در نظر گرفته شده است. شعاع داخلی دایره کوچکتر ۳/۵ میکرومتر و شعاع داخلی دایره بزرگتر ۷/۵ میکرومتر و گپ حلقه کوچک و بزرگ به صورت یکسان برابر با ۲/۴ میکرومتر طراحی شده است. پارامترهای بسیاری از جمله ضخامت حلقه ها و میله، گپ حلقه ها، شعاع حلقه ها می توانند در نتایج خروجی تاثیرگذار باشند، برای دستیابی به بهینه ترین خروجی ممکن، ضخامت حلقه ها از ۰/۰۲ میکرومتر تا ۰/۵ میکرومتر، گپ حلقه ها از ۱/۲ میکرومتر تا ۳/۶ میکرومتر و شعاع حلقه ها از ۱/۵ میکرومتر تا ۱۲/۵ میکرومتر شبیه سازی و نتایج آنها با یکدیگر مقایسه گردید.

۳- نتایج شبیه سازی

در این بخش، سلول واحد فرامواد طراحی شده، مورد تحلیل و شبیه سازی قرار می‌گیرد. شبیه سازیها با استفاده از نرم افزار CST Microwave Studio در حوزه زمان انجام شده است. برای تمامی پارامترهای الکترومغناطیسی، نمودار حقیقی (خط ثابت) و موهومی (نقطه‌چین) آورده شده است. شکل۲ نمودار حقیقی و موهومی گذردهی الکتریکی را نشان می دهد، در نمودار حقیقی، در بازه فرکانسی زیر ۱ تراهرتز و در بازه فرکانسی ۲ تا ۳ تراهرتز، ضریب گذردهی الکتریکی مقدار منفی را نشان می‌دهد. در نمودار موهومی نیز در بازه بین ۰/۷ تا ۰/۹ تراهرتز، مقدار گذردهی الکتریکی منفی می باشد. در نزدیکی فرکانس ۰/۷ تراهرتز نیز یک حالت تشدید بین نمودار حقیقی و نمودار موهومی بوجود آمده است. شکل۳ نمودار نفوذپذیری مغناطیسی در حالت موهومی و حقیقی را نشان می دهد، نفوذپذیری مغناطیسی در نمودار حقیقی در بازه فرکانسی بین ۰/۷ تا ۱ تراهرتز منفی است و در نمودار موهومی، زیر فرکانس ۰/۵ تراهرتز و بین ۲ تا ۳ تراهرتز نیز نفوذپذیری مغناطیسی منفی شده است. همانند نمودار گذردهی الکتریکی، در فرکانس ۰/۷ تراهرتز تشدید وجود دارد.

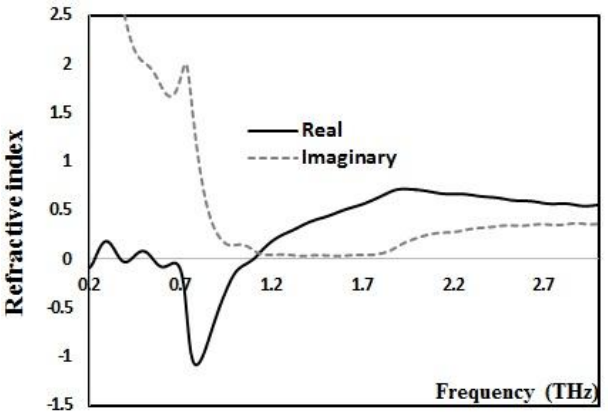


شکل۲- نمودار حقیقی و موهومی گذردهی الکتریکی

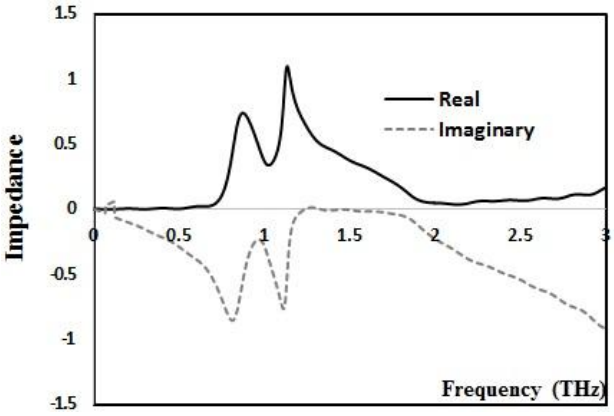


شکل۳- نمودار حقیقی و موهومی نفوذپذیری

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۴- نمودار حقیقی و موهومی ضریب شکست



شکل۵- نمودار حقیقی و موهومی امپدانس

شکل۴ نمودار ضریب شکست را نشان می دهد. قسمت حقیقی نمودار در بازه فرکانسی ۰/۷ تا ۱/۲ تراهرتز، ضریب شکست منفی شده است، که نشان می دهد سلول واحد فرامادی طراحی شده، خاصیت چپگردی داشته و می تواند روی فاز، دامنه و قطبش موج فرودی به سلول واحد فرامادی تاثیر گذاشته و منجر به تغییر در برهمنکش بین موج و ماده شود. از آنجا هیچ ماده ای به طور طبیعی دارای ضریب شکست منفی نمی باشد، استفاده از سلول واحد فرامادی طراحی شده می‌تواند در بسیاری از کاربردهای اپتیکی ناحیه تراهرتز، در تغییر ضریب شکست ماده مورد استفاده، تاثیرگذار باشد. شکل۵ نمودار حقیقی و موهومی امپدانس را نشان می دهد. در نمودار حقیقی امپدانس، در بازه فرکانسی زیر ۰/۷ تراهرتز و بین ۱/۹ تراهرتز تا ۳ تراهرتز مقدار امپدانس سلول واحد فرامادی در پایین ترین مقدار خود قرار دارد. ارتباط بین امپدانس و ضریب شکست سلول واحد فرامادی، نشان می دهد تطبیق مناسبی بین ساختار طراحی شده وجود دارد و بیانگر این موضوع است که قرار گیری سلول واحد فرامادی طراحی شده در کنار مواد دیگر، خصوصا بر روی زیرلایه آنتن ها، با تغییر در مقدار امپدانس آنتن، قابلیت تنظیم‌پذیری فرکانسی را برای آنتن مهیا می کند.

۴- جمع بندی

در سال های اخیر استفاده از فرامواد به دلیل ویژگی های منحصر بفردی که دارند مانند ایجاد ضریب شکست منفی، تنظیم پذیری فرکانسی و ... بسیار مورد توجه و توسعه قرار گرفته است. در این مقاله، یک سلول واحد فرامادی در ناحیه فرکانسی تراهرتز، طراحی و شبیه سازی شد و پارامترهای الکترومغناطیسی آن از جنبه میکروسکوپیک استخراج شد. همانطور که انتظار داشتیم، پارامترهای الکترومغناطیسی سلول واحد فرامادی شامل عبوردهی الکتریکی، نفوذپذیری مغناطیسی و ضریب شکست در بعضی از بازه های فرکانسی باند تراهرتز، مقادیر منفی از خود نشان می دهند، همین موضوع می-تواند گام مهمی در طراحی و پیاده سازی بسیاری از ساختارهای فرامادی در انواع مختلف فیلترها، سنسورها، آنتن ها و دیگر ادوات الکترواپتیکی و فوتونیکی در بازه فرکانسی تراهرتز باشد.

مرجع‌ها

[1] D. H. Auston, K. P. Chung, and P. R. Smith, "Picosecond photoconducting hertzian dipoles," Appl. phys. Lett. vol. 45, pp. 284, 1984.

[۲] امیر علیزاده، مجید ناظری و احمد ساجدی، *طراحی و شبیه سازی آنتن نوررسانشی تراهرتز بر پایه ساختار فرامواد*، کنفرانس اپتیک و لیزر، ۱۳۹۶.

[3] J. B. pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, D. J. Robbins, "magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena", Microw. Theory Tech. IEEE Trans. Vol. 47, no. 11, 1999.

[4] V. M. Shalaev, "Optical negative index metamaterial" Nat. Photonics, Vol. 1, no. 1, pp. 41-48, 2007.

[5] D. R. Smith, D. C. Vier, "Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterial", physics review, E. 71, 2005.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تأثیر نوع زیرلایه (شیشه و FTO) بر خواص ساختاری و اپتیکی لایه‌های نازک CdS تهیه شده به روش رسوب‌گذاری حمام شیمیایی (CBD)

ملیحه، معقولی ؛ حسین، عشقی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود

malihe_maghouli@yahoo.com

h_eshghi@shahroodut.ac.ir

چکیده- در این تحقیق، لایه‌های نانوساختار CdS بر روی زیرلایه‌های شیشه و FTO به روش حمام شیمیایی لایه نشانی شدند. تصاویر FESEM نشانگر تاثیر نوع زیرلایه بر مورفولوژی و تغییر اندازه دانه‌ها بوده به طوری که ابعاد میانگین آنها در این نمونه‌ها، به ترتیب، از حدود ۷۰ به ۱۰۰ nm تغییر یافته است. نتایج حاصل از الگوی XRD حاکی از تأثیر زیرلایه بر بهبود بلورینگی لایه CdS رشد یافته بر روی FTO است. تحلیل خواص اپتیکی نشان داد که با تغییر نوع زیرلایه گاف نواری لایه‌ها از حدود ۲/۴۱ به ۲/۳۶ eV کاهش یافته است.

کلید واژه- حمام شیمیایی، لایه نازک، نانوساختار

Influence of substrate on structural and optical properties of CdS thin films growth using chemical bath deposition (CBD)

Malihe, Maghouli; Hosein, Eshghi

Faculty of Physics, Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran

Abstract- In this study, cadmium sulphide (CdS) thin layers are deposited on glass and FTO substrates by chemical bath deposition technique. The FESEM images showed the influence of substrate on morphology and variations of nano-grain sizes in such a way that their average sizes are changed from about 70 to 100 nm, respectively. The results of XRD spectra indicated the effect of substrate on the improvement of the crystallinity of the CdS layer grown on FTO. Analysis of optical properties revealed that with variation in substrate, the optical band gaps of the layers are reduced from about 2.41 to 2.36 eV.

Keywords: chemical bath deposition, thin film, nanostructure

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

CdS یک نیمرسانای ترکیبی از گروه دوم و ششم جدول تناوبی است که دارای گاف نواری مستقیم با پهنای eV ۲/۴ است. اهمیت این لایه به خواص اپتوالکترونیکی آن به‌ویژه در کاربردهای فتوولتاییک مربوط می‌شود [۱]. روش‌های مختلفی جهت ساخت این لایه وجود دارد که از میان آن‌ها می‌توان به رسوب‌گذاری حمام شیمیایی (CBD)، تبخیر حرارتی، اسپری پایرولیز و کندوپاش اشاره نمود [۲ و ۳]. از میان این روش‌ها CBD به عنوان یک روش آسان و کم‌هزینه شناخته شده که قابلیت ساخت لایه با کیفیت مناسب را دارد [۴]. لایه CdS با توجه به نوع کاربرد می‌تواند بر روی زیرلایه‌های مختلف لایه‌نشانی شود. گزارشاتی از بررسی لایه‌نشانی CdS بر روی زیرلایه-های مختلف وجود دارد. محققین اثر زیرلایه‌های مختلف از جمله ITO را بر روی لایه CdS بررسی کرده و مشاهده کردند که خواص اپتیکی لایه بهبود یافته است [۵ و۶]. ما در این تحقیق لایه نازک سولفید کادمیم را به روش حمام شیمیایی بر روی زیرلایه‌های شیشه و FTO (SnO_2:F) با مقاومت ویژه Ω.cm ۱۵ تهیه نموده و خواص ساختاری و اپتیکی آنها را با هم مقایسه کرده‌ایم.

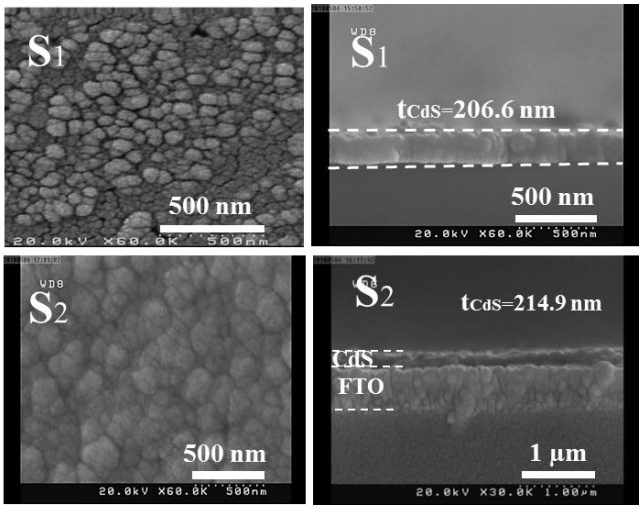
روش انجام آزمایش

برای تهیه لایه نازک CdS از یک محلول حمام شیمیایی شامل ۰/۰۳۳M کادمیم استات ($Cd(OOCCH_3)_2.2H_2O$)، ۰/۱ M آمونیوم استات (CH_3CO_2NH4)، ۰/۰۶۷ M تیوره (H_2NCSNH_2) و آمونیوم هیدروکسید (NH_4OH) استفاده شده است. زیرلایه‌ها در دمای ۹۰ °C و pH= ۱۱ در محلول به طور عمودی و به مدت ۳۰min غوطه‌ور بوده‌اند. در این تحقیق به بررسی تأثیر نوع زیرلایه‌های مختلف شامل: شیشه و FTO (بترتیب نمونه های S_1 و S_2) به عنوان پارامتر متغیر پرداخته‌ایم. طیف XRD لایه‌ها با استفاده از دستگاه پراش پرتو X مدل Bruker/d8advanced ، تهیه شدند. الگوهای پراش پرتو X با استفاده از پرتو CuKα با طول موج ۰/۱۵۴۰۵۶ nm و زاویه 2θ در گستره ۲۰ تا ۷۰ درجه ثبت شد. از دستگاه FESEM مدل HITACHI S-4160 جهت بررسی مورفولوژی سطح نمونه‌ها و از دستگاه اسپکتروفوتومتر UV.Vis., Shimadzo – 1800 برای سنجش طیف‌های عبور و جذب نوری نمونه‌ها در گستره طول موجی ۳۰۰-۸۰۰ nm استفاده شده است.

نتایج و بحث

مورفولوژی سطح

تصاویر FESEM (شکل ۱) نشانگر رشد دانه‌ای لایه‌ها می-باشد. چنانچه پیداست سطح نمونه S_2 از ضخامت بیشتر و تراکم یکنواخت‌تری در مقایسه با نمونه S_1 برخوردار است. ابعاد دانه‌ها در نمونه ی S_1 در گستره ۵۰ تا ۱۰۰ nm و در نمونه ی S_2 در گستره ۷۰ تا ۱۲۰ nm هستند، به طوری که این افزایش می‌تواند ناشی از حضور یک زیرلایه بلورین در نمونه‌ی S_2 با لایه واسط FTO، که در بخش "خواص ساختاری" بدان پرداخته‌ایم، در مقایسه با زیرلایه شیشه با ساختار آمورف باشد.

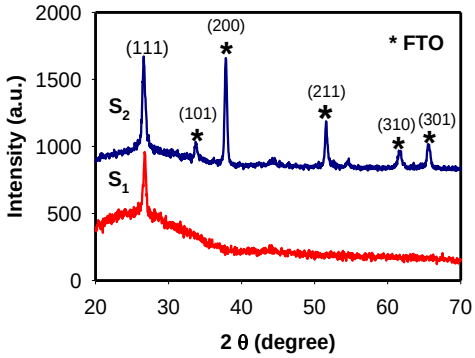


شکل ۱: تصاویر FESEM نمونه‌های مورد مطالعه.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

ویژگی‌های ساختاری

برای بررسی ویژگی‌های ساختاری نمونه‌ها از الگوهای پراش پرتو X استفاده شده است. شکل ۲ طیف XRD لایه‌های نازک CdS سنتز شده بر روی زیرلایه‌های شیشه و FTO را نشان می‌دهد. قله واقع در موقعیت $2\theta=26/7^{\circ}$ متناظر با جهت‌گیری بلوری (۱۱۱) وابسته به ساختار مکعبی CdS می‌باشد. چنانچه پیداست در طیف XRD نمونه‌ی S_2 علاوه بر این قله، قله‌های دیگری نیز مشاهده می‌شوند که با علامت ستاره (*) مشخص شده‌اند. این قله ها تماما وابسته به جهتگیری‌های بلوری مختلف در زیرلایه FTO می باشد.



شکل۲: الگوی پراش XRD نمونه‌های مورد مطالعه.

به منظور بررسی دقیق‌تر خواص ساختاری به محاسبه‌ی اندازه بلوک‌ها (D)، چگالی در رفتگی‌ها (δ) و کرنش‌های بلوری (ε) طبق روابط نظری ذیل پرداخته‌ایم: [۷، ۸ و ۹]:

$$\frac{1}{d_{hkl}^{2}}=\frac{h^{2}+k^{2}+l^{2}}{a^{2}} \qquad (۱)$$

$$D=0.9\lambda/\beta\cos\theta \qquad (۲)$$

$$\varepsilon=\frac{1}{4}\beta\cos\theta \qquad (۳)$$

$$\delta=1/D^{2} \qquad (۴)$$

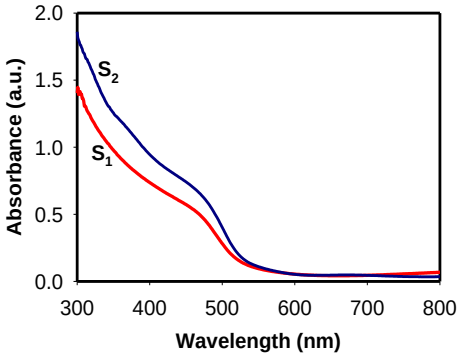
که در آن d فاصله بین صفحات بلوری، a ثابت شبکه، β نیم پهنا در شدت بیشینه، D اندازه بلورک‌ها، θ زاویه براگ و λ طول موج پرتو X است. نتایج حاصل از این محاسبات در جدول ۱ ارائه شده‌اند. از این نتایج می‌توان نتیجه گرفت که لایه S_2 نسبت به S_1 دارای اندازه بلورکی بزرگتر و همچنین از میزان کرنش و دررفتگی بلوری کمتری برخوردار می باشد.

جدول ۱: اندازه بلورک ها، میکروکرنش ها ، چگالی دررفتگی ها و فاصله بین صفحات بلوری در لایه‌های نازک CdS سنتز شده.

نمونه	D (nm)	ε ($\times10^{-3}$)	δ ($\times10^{11}$) (cm^{-2})	d (Å)	a (Å)
S_1	۱۹/۵	۱/۷۷	۲/۳۳	۳/۳۳	۵/۷۷
S_2	۲۱	۱/۶۵	۲/۲۵	۳/۳۵	۵/۸۰

ویژگی‌های اپتیکی

شکل ۳ طیف جذب لایه‌های S_1 و S_2 با حذف اثر زیرلایه را نشان می‌دهد. با توجه به این نتایج ملاحظه می‌شود که در ناحیه مرئی (۴۰۰- ۷۰۰nm) نمونه‌ی S_2 از جذب بیشتری نسبت به نمونه‌ی S_1 برخوردار است.

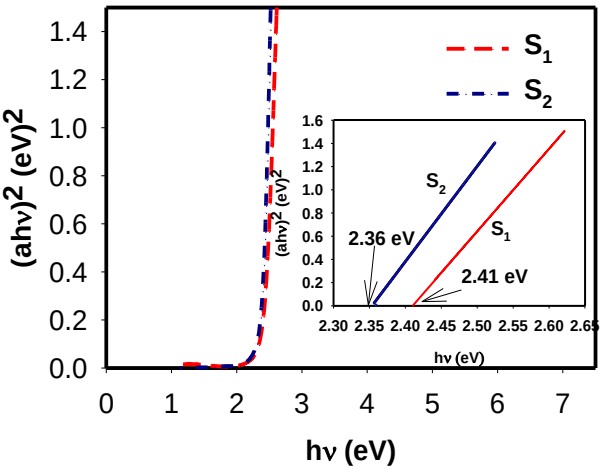


شکل ۳: طیف جذب نمونه‌های مورد مطالعه.

این موضوع می‌تواند متاثر از ضخامت بیشتر لایه در نمونه‌ی S_2 در مقایسه با نمونه‌ی S_1 باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

به منظور محاسبه‌ی گاف نواری مستقیم (E_g) لایه‌های نازک از رابطه تاک: $(ah\upsilon)^2= A(h\upsilon-E_g)$ استفاده شده است که در آن a جذب نور، E_g انرژی گاف نواری $h\vartheta$ انرژی فوتون و A مقداری ثابت می‌باشد. با رسم منحنی $(ah\upsilon)^2$ بر حسب $(h\upsilon)$ و تعیین محل برونیابی داده‌ها در ناحیه انرژی بالا با محور افقی به ازای a=۰ می‌توان گاف نواری را بدست آورد (شکل ۴). بر اساس این تحلیل که در نمودار ضمیمه شکل ۴ ارائه شده است گاف نواری در نمونه S_2 نسبت به S_1 کاهش داشته است (از ۲/۴۱ به eV ۲/۳۶). این تغییرات می تواند ناشی از تغییر نوع زیرلایه بر خواص فیزیکی لایه رشد یافته CdS باشد.



شکل ۴: تغییرات $(ah\nu)^2$ بر حسب hν در نمونه های مورد مطالعه. نمودار ضمیمه خط برازشی داده ها را در گستره انرژی های بالا نشان می‌دهد.

نتیجه‌گیری

در این کار پژوهشی، لایه‌های نانوساختار CdS بر روی زیر لایه‌های شیشه و FTO به روش حمام شیمیایی لایه نشانی شدند. تصاویر FESEM نشانگر رشد دانه‌ای لایه‌ها می‌باشد. طیف‌های XRD نمونه‌ها حاکی از آن است که لایه‌های رشد یافته بر روی هر دو زیر لایه دارای ساختار بلورین مکعبی بوده و نمونه‌ی سنتز شده بر روی FTO از کیفیت بلوری بهتری برخوردار است. تحلیل داده‌های اپتیکی نمونه‌ها بیانگر کاهش گاف نواری در نمونه S_2 نسبت به S_1 است (۲/۴۱ به eV ۲/۳۶).

مرجع‌ها

[1] T. Sivaraman, V. Narasimman, V.S. Nagarethinam, AR. Balu, “Effect of chlorin doping on the structural, morphological, optical and electrical properties of spray deposited CdS thin films”, Prog Nat Sci Mater, Vol. 25, pp. 392-398, 2015.

[2] M. Shaban, M. Mustafa, A.M. El Sayed, “Structural, optical, and photocatalytic properties of the spray deposited nanoporous CdS thin films; influence of copper doping, annealing, and deposition parameters”, Materials Science in Semiconductor Processing, Vol. 56, pp. 329-343, 2016.

[3] D. Kim, Y. Park, M. Kim, Y. Choi, Y. Seob, J. Lee, “Optical and structural properties of sputtered CdS films for thin film solar cell applications”, Materials Research Bulletin, Vol. 69, pp. 78-83, 2015.

[4] H. Metin and R. Esen, “Annealing studies on CBD grown CdS thin films”, Journal of Crystal Growth, Vol. 258, pp.141-148, 2003.

[5] Hong Zhana, Jian kang Lib, Ya fei Chenga, “Preparation and properties of CdS thin films deposited by chemical bath deposition”, Optik, Vol. 126, pp.1411-1414, 2015.

[6] Lee, J.H. “Influence of substrates on the structural and optical properties of chemically deposited CdS films”, Thin Solid Films, Vol. 515, pp.6089-6093, 2007.

[7] A. Guinier, X-Ray Diffraction, San Ferancisco, Freeman Press, 1963.

[8] E.Yücel & O. Şahin, “Effect of pH on the structural, optical and nanomechanical properties of CdS thin films grown by chemical bath deposition”, Ceramics International, Vol. 42, pp.6399-6407-2016.

[9] S.A. Vanalakar, S.S. Mali, E.A. Jo, J. Y.Kim, J.H. Kim & P.S. Patil, “Triton-X mediated interconnected nanowalls network of cadmium sulfide thin films via chemical bath deposition and their photoelectrochemical performance” Solid State Sciences, Vol. 36, pp. 41-46, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی افزایش بهره در موجبرهای لیتیوم نیوبات آلائیده به تیتانیوم و اربیوم با استفاده از لایه چلکوجناید

حسن دهقان، عبدالناصر ذاکری،کیوان احمدی

بخش فیزیک دانشگاه شیراز

ترکیبی از موجبر As_2S_3 (چلکوجناید) و موجبر کانالی $Ti:LiNbO_3$ ابزاری مناسب و کاربردی برای انتقال و پردازش سیگنال هـای نوری را ارائه می دهد علاوه بر این استفاده از اربیوم (Er) در موجبرها باعث تقویت و افزایش ضریب کیفیت موجبرها می‌شود. ادغام این موجبرها امکان توسعه یک گروه کامل از دستگاه‌های موجبر جدید را فراهم می کند که قابلیت و پیچیدگی بالاتری دارند. در این مقاله ما نشان داده‌ایم که چلکوجناید باعث بهبود همپوشانی بین پروفایل مد و پروفایل توزیع اربیوم در لیتیوم نیوبـات شـده و در نتیجه باعث افزایش بهره نوری می‌شود. در این ساختارها با افزایش ضخامت لایه As_2S_3 بر روی موجبر $Ti:LiNbO_3$ سعی شده تا با بررسی کشیدگی مد و داده های همپوشانی بهترین بهره با توجه به ضخامت As_2S_3 بدست آید. ما توانستیم همپوشانی پروفایل مد و پروفایل توزیع اربیوم در لیتیوم نیوبات را ۳۵۰٪ و بهره نوری را ۸۴٪ افزایش دهیم.

کلید واژه- موجبرهای هیبریدی ، موجبرهای تیتانیومی ، چلکوجناید ، اربیوم

An investigation of gain enhancement in $LiNbO_3$waveguides doped by Ti and Er using an As_2S_3chalcogenide layer

Hassan Dehghan, Abdolnaser Zakery, Keyvan Ahmadi

Department of Physics, Shiraz University, Iran

A combination of an As_2S_3 chalcogenide waveguide and a channel $Ti:LiNbO_3$ waveguide presents a suitable and practical device for transmission and processing of signals. Moreover using Er in these waveguides enhances the gain and increases the quality factor. Putting these waveguides together provides development of a new group of waveguide systems having higher potential and complexity. We have shown in this work that the presence of a chalcogenide layer facilitates the overlap between the mode profile and Er concentration distribution profile in Lithium Niobate waveguides and hence enhances the optical gain. By increasing the As_2S_3 layer thickness it is tried to achieve the optimum gain by investigating the mode pulling and the overlap data. We could increase the overlap between the mode profile and Er concentration distribution profile in Lithium Niobate waveguides by 350 % and the optical gain by 84 %.

Key word- Hybrid waveguides, Titanium waveguides, Chalcogenide, Erbium

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

فوتونیک مجتمع در دو دهه گذشته با پیشرفت بسیار گسترده سیستم های مخابراتی توسعه چشمگیری داشته است. این تحولات باعث ایجاد توجه زیادی به دستگاه های نوری پسیو مانند تقسیم کننده‌ها، کوپلرها، چندگانه‌ها، سویچ‌ها، فیلترها، مدولاتورها و غیره یا اجزای فعال مانند منابع نوری، آشکارسازها و تقویت کننده‌های نوری شده است. فیلترهای مجتمع بازتاب کننده دارای خصوصیات ذاتی هستند که توسط محققان در زمینه اپتیک مجتمع دنبال می‌شود: اندازه کوچک، هزینه کم، وسعت عملکرد و انعطاف پذیری در طراحی. این کار متمرکز بر بهبود بهره تقویت کننده‌ها با کم کردن افت در مسیر انتشار در فیلترهای تمام گذر است. افزایش بهره نوری می تواند با بهبود طراحی موجبر، روش ساخت و ارتقاء تجهیزات به دست آید[1].

ساختار تقویت کننده

در این بخش نحوه شبیه سازی تقویت کننده‌های موجبری $Er:Ti:LiNbO_3$ مورد بررسی قرار می گیرد.

لیتیوم نیوبات یک کریستال قطبیده است و به سیلیکن فوتونیک معروف است که شامل ترکیبی از نایوبیوم ، لیتیوم و اکسیژن است. لیتیوم نیوبات شفافیت نوری گسترده ای در بازه طیفی ۴۲۰ nm تا $5,2\mu m$ دارد. و دارای خواص الکترواپتیکی و غیرخطی عالی است. خواص الکترواپتیکی عالی ، افت انتشار کم و افت تزویج پایین فیبرهای مخابراتی به این نوع موجبرها از خصوصیات بارز آنهاست[2].

ساختار شامل بستری از لیتیوم نیوبات است که موجبر تیتانیومی درون آن پخش شده و لایه ای از چلکوجناید به منظور تقویت بهره بر روی آن قرار گرفته است.

در این شبیه سازی برای محاسبه مدهای موجبر و محاسبه همپوشانی مد با پروفایل اربیوم از ماژول موج اپتیکی نرم افزار کامسول استفاده شده است. محاسبات ضریب بهره در ساختار دوترازی تقویت کننده اربیوم در طول موج پمپ ۱۴۸۰ نانومتر و سیگنال ۱۵۳۱ به کمک نرم افزار متلب انجام شده است.

انگیزه‌ها

ترکیب لایه چلکوجناید و موجبر حاصل از تزریق تیتانیوم در لیتیوم نیوبات تکنیک جالبی برای افزایش ضریب بهره در ساختارهای تقویت کننده و حتی انتقال و پردازش سیگنال های نوری ارائه می‌دهد که از اختلاف ضریب شکست بالا بین این دو ماده و خواص الکترواپتیکی موجبر تیتانیومی سود می‌برد. همچنین اربیوم می‌تواند بدون در نظر گرفتن خواص الکترو اپتیکی و غیر خطی لیتیوم نیوبات باعث بهره شود[3].

همپوشانی سیگنال های نوری و پروفایل یون اربیوم که با افزایش ضریب بهره مرتبط است در ساختارهای متداول موجبر کانالی نفوذ_تیتانیوم حداکثر در حدود ۲۰درصد است که در توان‌های پمپ حدود ۱۵۰میلی وات این ضریب بهره کمتر از $1dB/cm$ است بنابراین افزایش ضریب بهره برای غلبه بر افت انتشار در موجبرها و حتی ایجاد لیزرهای مجتمع یک ضرورت است.

مدل سازی موجبر تیتانیومی در لیتیوم نیوبات

ضریب شکست کلی ساختار موجبر تیتانیومی ایجادشده در لیتیوم نیوبات برابر با ضریب شکست عادی یا غیرعادی لیتیوم نیوبات و تغییرات ضریب شکست ناشی از پخش تیتانیوم در لیتیوم نیوبات است.

$$n_i(\lambda,x,y) = n_i(\lambda) + \Delta n_i(\lambda,x,y) \quad , i = e,o$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

ضریب شکست عادی و غیر عادی لیتیوم نیوبات با معادله پاشندگی سلمیر توصیف می‌شود.

$$n_o^2 = 4.9048 - \frac{0.11768}{0.0475 - \lambda^2} - 0.027169\lambda^2$$

$$n_e^2 = 4.582 - \frac{0.099169}{0.044432 - \lambda^2} - 0.02195\lambda^2$$

تغییرات ضریب شکست ناشی از پخش تیتانیوم در لیتیوم نیوبات تابعی از ضریب پاشندگی و تابع توزیع تیتانیوم در لیتیوم نیوبات است[3].

$$\Delta n_i(\lambda, x, y) = d_i(\lambda) h_i(x, y) \quad , i = e, o$$

ضریب پاشندگی تابعی از طول موج است.

$$d_e(\lambda) = \frac{0.839\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0645} \times 1.7$$

$$d_o(\lambda) = \frac{0.67\lambda^2}{\lambda^2 - 0.13} \times 1.49$$

تابع توزیع تیتانیوم وابسته به غلظت تیتانیوم است.

$$h_i(x, y) = [F_i c(x, y)]^{\gamma_i} \quad , \quad i = e, o$$

که در آن F ثابت توزیع است و برابر است با:

$$F_o = 1.3 \times 10^{-25} cm^3$$

$$F_e = 1.2 \times 10^{-23} cm^3$$

و γ ضریب توزیع است که برابر است با $\gamma_e = 1$ و $\gamma_o = 0.55$ و $c(x, y)$ تابع غلظت تیتانیوم است[4] .

توزیع اربیوم در لیتیوم نیوبات به عنوان توزیع سطحی در نظر گرفته می شود:

$$c(y) = \widehat{C_0} exp(\frac{-y^2}{4Dt})$$

$$\widehat{C_0} = \tau C_0 / \sqrt{\pi D t}$$

که در آن $\widehat{C_0}$ غلظت سطحی ، D ضریب پخش یا توزیع و t زمان پخش است[4].

مدل سازی بهره اربیوم

بهره یک تابع از همپوشانی بین پروفایل توزیع Er و مد نوری است. با توجه به توان سیگنال ورودی[5,6].

$$gain(dB/l) = 10\, log(e)\, \rho\Gamma[(\sigma_s^e + \sigma_s^a)N_2(Z) - \sigma_s^a]$$

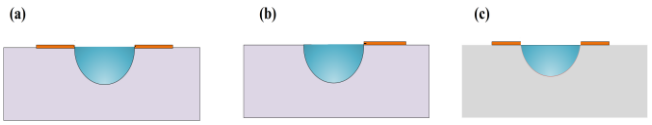
$$\Gamma = \iint \psi_s(x, y) Er(x, y) dx dy$$

که در آن ρ چگالی یون های اربیوم ، Γ همپوشانی پروفایل توزیع اربیوم و پروفایل مد ، N_2 کسری از یون های اربیوم که در حالت برانگیخته قرار دارد ، σ_s^e و σ_s^a سطح مقطع های جذب و پراکندگی هستند.

شبیه سازی

با توجه به روابط توصیف شده سه ساختار متفاوت از موجبر تیتانیومی در لیتیوم نیوبات شبیه سازی شده و بهره آن در طول موج 1530nm بدست آمده است.

ساختار اول شامل یک موجبر تیتانیومی به پهنای ۷ μm ایجاد شده در بستری از لیتیوم نیوبات است که لایه ای از چلکوجناید بر روی آن و به فاصله ۳,۵ μm از مرکز آن قرار دارد.

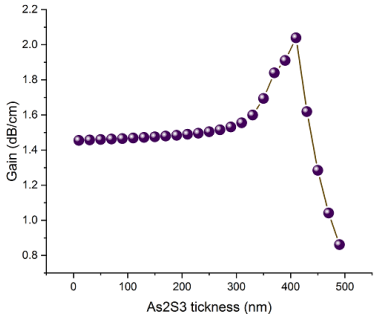


شکل۱: نمایی از سطح مقطع ساختار تقویت کننده، رنگ نارنجی لایه چلکوجناید، رنگ آبی سطح مقطع موجبر کانالی، رنگ بنفش کریستال لیتیم نیوبایت را نشان می دهد *(a) لایه چلکوجناید در دوطرف موجبر (b) لایه چلکوجناید در یک طرف موجبر (c) لایه چلکوجناید روی موجبر*

بهره برای این ساختار بدست آمده است. و در شکل(۲) نمایش داده شده است.

مشاهده می‌شود که بیشترین بهره در ضخامت 410nm برابر 2.1dB/cm است. دلیل آن این است که چلکوجناید باعث کشیدگی مد به سمت سطح، جایی که توزیع یون های اربیوم زیاد است شده و باعث می‌شود که

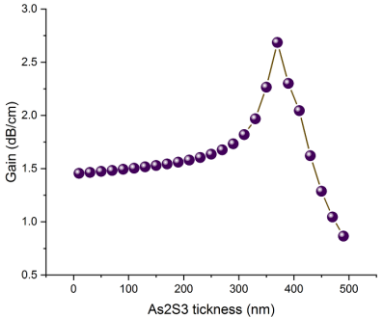
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۲: بهره به ازاء ضخامت متفاوت از چلکوجناید.

همپوشانی بهتری بین پروفایل مد نوری و پروفایل توزیع یون‌های اربیوم ایجاد شود و در نتیجه باعث افزایش ضریب بهره تا ۵۰٪ نسبت به موجبر کانالی بدون لایه چلکوجناید می‌شود. و بعد از ۴۱۰ نانومتر دارای افت شدیدی است چون در آن ضخامت مد نوری به درون چلکوجناید منتقل می‌شود جایی که اربیوم وجود ندارد و باعث کاهش همپوشانی و در نتیجه ضریب بهره می‌شود.

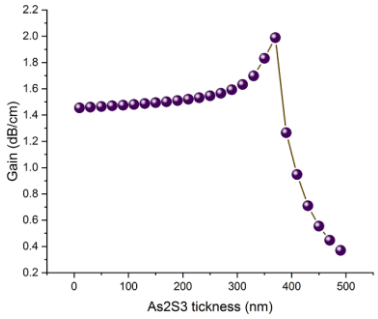
ساختار دوم شامل لایه ای از چلکوجناید بر روی موجبر تیتانیومی و دقیقا در مرکز آن است. بهره این ساختار در شکل(۳) نمایش داده شده است.



شکل۳: بهره به ازاء ضخامت متفاوت از چلکوجناید.

مشاهده می شود که بیشترین بهره در ضخامت 370nm و برابر 2.75dB/cm است. که با استفاده از چلکوجناید به میزان ۸۴٪ افزایش یافته است.

ساختار سوم شامل دو لایه از چلکوجناید است که بر روی موجبر تیتانیومی و به فاصله $3.5\mu m$ از دو طرف آن قرار دارد. بهره این ساختار در شکل(۴) نمایش داده شده است.



شکل۴: بهره به ازاء ضخامت متفاوت از چلکوجناید.

مشاهده می‌شود که بیشترین بهره در ضخامت 370nm و برابر 2.05dB/cm است. که به میزان ۴۶٪ افزایش داشته است.

نتیجه‌گیری

مشاهده می‌شود که با استفاده از لایه ای از چلکوجناید بهره موجبر تیتانیومی تا حد زیادی افزایش پیدا کرده و در بهترین حالت بهره تا ۸۴٪ افزایش پیدا کرده است.

مرجع‌ها

[1] V. Ta'eed, N. J. Baker, L. Fu, K. Finsterbusch, and M. R. E. Lamont, "Ultrafast all-optical chalcogenide glass photonic circuits," Opt. Exp., pp. 9205-9221, 2007.

[2] H. A. Macleod, Thin-film optical filters, CRC press; 2010 Mar 16.

[3] Song, X., W. Tan, W. T. Snider, X. Xia, and C. K. Madsen. "Gain Improvement of Er-Ti:$LiNbO_3$ Waveguide Amplifier by an As_2S_3 Overlay Waveguide." *IEEE Photonics Journal* 3, no. 4 (2011): 686-695.

[4] Y.Tan,S.Chen,And D.Dai ," Polarization - selective microring resonators",Optics Express, vol. 25, no. 4,pp.4106- 4119 , 20 Feb 2017

[۵] X. Song, "Gain improvement of Er-Doped amplifiers for the feedback", Texas A & M University, December 2011.

[6] Zhou, Yifeng, Xin Xia, William T. Snider, Jaehyun Kim, Qi Chen, Wee C. Tan, and Christi K. Madsen. "Two-Stage Taper Enhanced Ultra-High Q As_2S_3 Ring Resonator on $LiNbO_3$." *IEEE Photonics Technology Letters* 23, no. 17 (2011): 1195-1197.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی یک موجبر سیلیکونی برای تبدیل طول موجی کوک‌پذیر براساس ناپایداری مدولاسیون

شهرزاد حسین آبادی، حسن پاکارزاده، سید مهدی حسینی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

pakarzadeh@sutech.ac.ir

چکیده – در این مقاله، به طراحی یک موجبر سیلیکونی پرداخته می‌شود که با تغییر هندسه آن می‌توان منحنی پاشندگی را کنترل کرد . با استفاده از ناپایداری مدولاسیون بر پایه‌ی فرآیند ترکیب چهارموج در ناحیه پاشندگی غیرعادی ، تبدیل طول موجی کوک پذیر در محدوده فروسرخ شبیه سازی می شود. این نوع موجبر دارای افت کمتر از ۱ $dBcm^{-1}$ برای انتشار امواج در محدوده‌ی طول موجی فروسرخ می‌باشد که نسبت به تارهای نوری مرسوم تلفات عبوری بسیار کمتر را نشان می دهد.

کلید واژه- تبدیل طول موجی تنظیم پذیر، رژیم پاشندگی غیرعادی، ضریب بهره، موجبر سیلیکونی، ناپایداری مدولاسیون.

Designing a silicon waveguide for tunable wavelength conversion based on modulation instability

Shahrzad Hosseinabadi, Hassan Pakarzadeh, Seyyed Mehdi Hosseini

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran,

pakarzadeh@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, a silicon waveguide is designed so that by changing its geometry the dispersion curve is controlled. Using the modulation instability based on the four-wave mixing in the anomalous dispersion regime, the tunable wavelength conversion in the infrared region is simulated. This type of waveguide has transmission losses less than 1 $dBcm^{-1}$ for waves propagated in the infrared region which is much less than those of conventional optical fibers.

Keywords: Tunable wavelength conversion, gain coefficient, silicon waveguide, anomalous dispersion regime, modulation instability.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

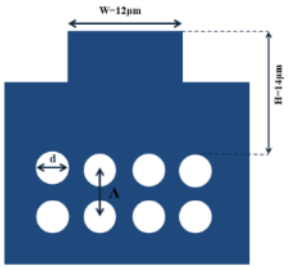
۱- مقدمه

در سال‌های اخیر، فوتونیک سیلیکون به عنوان یک فناوری در حال ظهور برای ارتباطات و اتصالات نوری در میکروالکترونیک توجه‌ها را به خود جلب کرده است. براساس فناوری متکامل شده‌ی نیمه هادی سیلیکون، فوتونیک سیلیکون یک بستر بسیار یکپارچه الکترونیکی-فوتونیکی ارزان قیمت را فراهم می‌کند که در آن ادوات فوتونیکی بسیار کم حجم با مدارهای الکترونیکی بطور یکجا جمع می‌شوند [۱]. موجبرهای سیلیکون بر روی عایق (SOI) طیف گسترده‌ای از ویژگی‌های کلیدی برای سیستم‌های ارتباطات تمام اپتیکی مانند تبدیل فرکانسی [۲] و تولد ابرپیوستار [۳] را فراهم می‌سازند. ترکیب چهارموج (FWM) [۴] یک اثر غیرخطی مهم است که مسئول بسیاری از این پدیده‌ها می‌باشد. به دلیل خاصیت غیرخطی موجبرهای SOI قدرت FWM می‌تواند بسیار زیاد باشد[۵].

در این مقاله، تبدیل طول موجی در ناحیه پاشندگی غیرعادی برای یک موجبر سیلیکونی شامل حفره‌های هوا برای اولین بار شبیه سازی می‌شود. تبدیل طول موجی به شدت به منحنی پاشندگی و بخصوص β_2 (ضریب پاشندگی مرتبه دوم) بستگی دارد. این تبدیل طول موجی می‌تواند برای کاربردهای تراهرتز مورد استفاده قرار گیرد. در اینجا با تغییر قطر حفره‌های هوای اطراف مغزی خواص پاشندگی و β_2 را در رژیم پاشندگی غیرعادی تغییر می‌دهیم و به این ترتیب جا به جایی طول موجی را کنترل می‌کنیم.

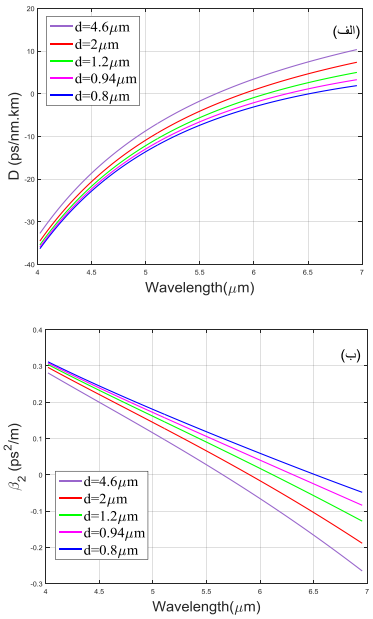
۲- مبانی نظری و نتایج شبیه سازی

موجبر طراحی شده در این مقاله شامل حفره‌های هوای دایره‌ای با گام ثابت $\Lambda = ۴/۸$ μm در یک ماده زمینه سیلیکونی، که از رابطه‌ی سلمیر پیروی می‌کند[۶]، است که با تغییر قطر حفره‌ها (d)، می‌توان منحنی پاشندگی را کنترل نمود. شکل (۱) طرح کلی این موجبر را نشان می‌دهد.



شکل ۱: موجبر سیلیکونی شامل حفره‌های هوا در اطراف مغزی.

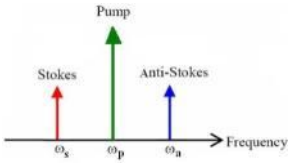
در شکل (۲) پروفایل پاشندگی و همچنین ضریب پاشندگی مرتبه دوم برای قطرهای مختلف حفره بدست آمده است. تمام شبیه سازی ها به کمک نرم افزار لومریکال و با شرایط مرزی PML و در طول موج پمپ ۶/۶۰۵ μm انجام شده که در آن برای تمامی قطرها رژیم پاشندگی غیرعادی و در نتیجه ضریب پاشندگی مرتبه دوم، منفی است.



شکل ۲: الف) مقایسه پروفایل پاشندگی برای قطرهای مختلف حفره. ب) مقایسه ضریب پاشندگی مرتبه دوم برای قطرهای حفره متفاوت.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

ناپایداری مدولاسیون یک طرح کلی انتشار نور در یک محیط نوری غیرخطی پاشنده می‌باشد که با توجه به شکل (۳) فرکانس باندهای جانبی (استوکس و آنتی استوکس) به طور متقارن نسبت به فرکانس پمپ (واکوکی صفر) به گونه‌ای قرار گرفته‌اند که شرط بقاء انرژی برآورده شده است؛ یعنی $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$ که در اینجا ω_p و ω_a و ω_s به ترتیب فرکانس زاویه‌ای امواج پمپ، استوکس و آنتی استوکس می‌باشند.



شکل ۳: مؤلفه‌های فرکانسی تولید شده توسط SMI بر پایه‌ی ترکیب چهار موج.

واکوکی فرکانسی نسبت به فرکانس پمپ به کمک رابطه $\Omega = \omega_p - \omega_s = \omega_a - \omega_p$ می‌شود که در آن $\omega_s = \frac{2\pi c}{\lambda_s}$ و $\omega_a = \frac{2\pi c}{\lambda_a}$ و λ_s و λ_a به ترتیب طول موج استوکس و آنتی استوکس و Ω فرکانس زاویه‌ای باندهای جانبی می‌باشند. برای بدست آوردن Ω_{max} در رژیم پاشندگی غیرعادی نیاز به شرط جورشدگی فاز [۷] داریم که برابر است با: $\Delta k = \beta_2\Omega^2 + 2\gamma P_0 = 0$، که در آن P_0 توان ورودی لیزر پمپ ، γ ضریب غیرخطی موجبر و β_2 ضریب پاشندگی مرتبه دوم و Ω فرکانس جابه‌جایی استوکس و آنتی‌استوکس است. جمله‌ی اول در معادله Δk نشان دهنده اختلاف فاز خطی و جمله‌ی دوم نشان دهنده اختلاف فاز غیرخطی است. لازم به ذکر است که در رژیم پاشندگی غیرعادی فقط ثابت انتشار مد مرتبه دوم ، β_2، مورد نیاز است و β_4 تقریباً صفر است.

با توجه به شرط جورشدگی فاز، Ω_{max} برای ناحیه پاشندگی غیرعادی به صورت زیر بدست می‌آید [۷]:

$$\Omega_{max} = \pm\sqrt{2\gamma P_0 / |\beta_2|} \qquad (۱)$$

که در اینجا رابطه β_2 با پاشندگی D به صورت $\beta_2 = -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c}D$ می‌باشد که برای محاسبه‌ی β_2 آورده شده است و در آن λ_0 طول موج پمپ و c سرعت نور است. با جایگذاری D از نقاط روی نمودار شکل (۲-الف) در طول‌موجی نزدیک به طول‌موج صفر پاشندگی و بزرگتر از آن ($\lambda_p > ZDW$) β_2 محاسبه می‌گردد. ضریب غیرخطی مربوط به موجبر سیلیکونی (γ) طبق رابطه‌ی $\gamma = \frac{n_2\omega_0}{cA_{eff}} = \frac{n_2 2\pi}{\lambda_0 A_{eff}}$ با سطح مقطع مؤثر مد A_{eff} که از نرم افزار لومریکال آن را بدست آوردیم، رابطه‌ی معکوس دارد. در اینجا n_2 ضریب شکست غیرخطی سیلیکون است که مقدار آن برابر با: $n_2 = 5\times10^{-18}(m^2/W)$. در آخر شدت بهره را که توسط رابطه‌ی زیر داده می‌شود، بدست آوردیم [۷]:

$$g(\Omega) = 2Im(k) = 2\sqrt{\left|\frac{1}{2}\beta_2\Omega^2\left(\frac{\beta_2\Omega^2}{2} + 2\gamma P_0\right)\right|} \qquad (۲)$$

جدول (۱) پارامترهای پاشندگی و غیرخطی و همچنین جابه‌جایی طول‌موجی که به کمک روابط بالا و شبیه سازی برای این موجبر بدست آمده‌اند را نشان می‌دهد.

جدول (۱) : پارامترهای پاشندگی و غیرخطی مربوط به موجبر طراحی شده و جابه‌جایی طول موجی برای قطرهای مختلف حفره در رژیم پاشندگی غیرعادی در طول موج ۶/۶۰۵ میکرون.

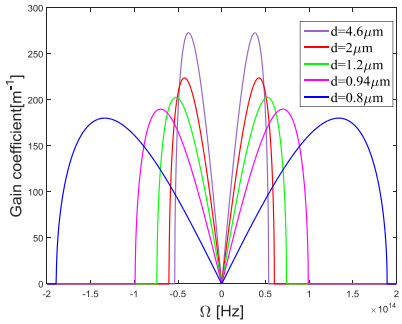
d (μm)	β_2 $(s^2.m^{-1})$	A_{eff} (μm^2)	γ $(W^{-1}.m^{-1})$	$\Delta\lambda$ (μm)
۴/۶۰	-۰/۱۹	۶۹/۷۴	۰/۰۶۸	۰/۶۹
۲/۰۰	-۰/۱۲	۸۴/۹۹	۰/۰۵۶	۰/۷۸
۱/۲۰	-۰/۰۷۴	۹۳/۹۳	۰/۰۵۱	۰/۹۹
۰/۹۴	-۰/۰۳۹	۱۰۰/۱۷	۰/۰۴۷	۱/۳۹
۰/۸۰	-۰/۰۱۰	۱۰۵/۶۲	۰/۰۴۵	۳/۲۸

با کاهش قطر حفره‌ها، میزان تفاوت ضریب‌شکست مغزی-غشاء کم و حبس‌شدگی کاهش می‌یابد در نتیجه A_{eff} زیاد می‌شود. با توجه به معادله‌ی (۱) هرچه β_2 کوچکتر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

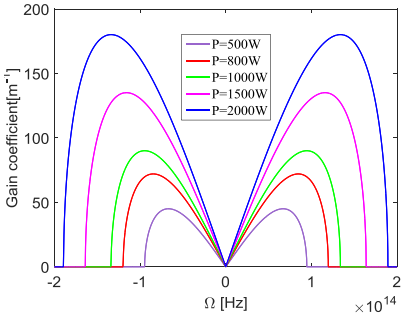
باشد Ω بیشتر می‌شود. بنابراین جابجایی فرکانسی بیشتر می‌شود. همانطور که در جدول (۱) مشاهده می‌شود کمترین مقدار β_2 مربوط به حفره‌هایی با قطر ۰/۸۰ میکرون است. همچنین مشخص می‌شود که بیشترین جابه‌جایی طول موجی برای حالتی است که قطر حفره‌ها کمترین مقدار یعنی ۰/۸۰ میکرون را دارا می‌باشد. در این حالت: $\Delta\lambda$ =۳/۲۸ μm .

شکل (۴) نمودار بهره برحسب واکوکی فرکانسی (Ω) را برای ناحیه پاشندگی غیرعادی، به ازای قطرهای مختلف حفره‌ها نشان می‌دهد. با توجه به شکل به ازای قطر ۰/۸۰ میکرون قله‌ی فرکانسی باندهای جانبی به بیشترین مقدار می‌رسد که این عامل به سبب کوچکی مقدار β_2 برای این قطر می‌باشد که در جدول (۱) هم به آن اشاره شد.



شکل ۴: ضریب بهره برحسب واکوکی فرکانسی برای قطرهای مختلف حفره در طول موج ۶/۶۰۵ میکرون و توان قله پمپ ۲۰۰۰ W.

شکل (۵) نمودار بهره بر حسب واکوکی فرکانسی را برای حالتی که قطر حفره‌ها ۰/۸۰ میکرون است برای توان‌های قله پمپ متغیر (۲۰۰۰-۵۰۰ W) نشان می‌دهد.



شکل ۵: ضریب بهره بر حسب واکوکی فرکانسی برای توان‌های قله پمپ متفاوت.

همان طور که در شکل (۵) مشخص است با افزایش توان قله پمپ، میزان ضریب بهره افزایش می‌یابد، به گونه‌ای که برای توان قله پمپ ۲۰۰۰ W ، ضریب بهره دارای بیشترین مقدار است.

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک موجبر سیلیکونی برای کاربردهای تبدیل طول موجی کوک پذیر طراحی و سپس در ناحیه پاشندگی غیرعادی ضریب بهره بر حسب واکوکی فرکانسی شبیه سازی شد. با توجه به نتایج بدست‌آمده از شبیه-سازی‌ها مشخص گردید که در رژیم پاشندگی غیرعادی بیشترین جابه جایی طول موجی یعنی مقدار $\Delta\lambda$= ۳/۲۸ μm برای حالتی ایجاد می‌شود که قطر حفره-ها ۰/۸۰ میکرون است. همچنین در این حالت می توان با افزایش توان قله پمپ، Ω_{max} را افزایش داد.

مرجع‌ها

[1] C. R. Pollock, M. Lipson.' *Integrated Photonics*' Springer Science Business Media, LLC, (2003).
[2] B. A. Bell, J. He, C. Xiong, and B. J. Eggleton, "Frequency conversion in silicon in the single photon regime," Opt. Express 24, 5235–5242(2016).
[3] I.-W. Hsieh, X. Chen, X. Liu, J. I. Dadap, N. C. Panoiu, C.-Y. Chou, F. Xia, W. M. Green, Y. A. Vlasov, and R. M. Osgood, "Supercontinuum generation in silicon photonic wires," Opt. Express **15**, 15242–15249, (2007).
[4] H. Fukuda, K. Yamada, T. Shoji, M. Takahashi, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, J.-I. Takahashi,and S.-I. Itabashi, "Four-wave mixing in silicon wire waveguides," Opt. Express 13, 4629–4637 (2005).
[5] J. Leuthold, C. Koos, and W. Freude,' Nonlinear silicon photonics,' Nat. Photonics **4**, 535–544 (2010).
[6] Z. Wang, H. Liu, N. Huang, Q. Sun, J. Wen, ' Efficient terahertz-wave generation via four wave mixing in silicon membrane waveguides,' Opt. Express, 20(8), 8920-8929,(2012).
[7] G.P. Agrawal, '*Nonlinear fiber optics*,' Academic Press, San Diago, (2013).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه‌سازی انتشار پرتو گاوسی در یک سیستم پنهان‌ساز اپتیکی با استفاده از قانون ABCD

کاوش برمومنش، علیرضا کشاورز، محسن حاتمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز Keshavarz@sutech.ac.ir

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز K.Barmoumanesh@sutech.ac.ir

در این مقاله پنهان سازی به روش اپتیک پیرامحوری با استفاده از قانون ABCD معرفی خواهد شد. برای اجرایی کردن پنهان سازی به روش اپتیک پیرامحوری از یک سیستم پنهان ساز که شامل چهار عدد عدسی با چینش خطی است، استفاده می شود. به طوری که مرکز تمامی عدسی ها روی یک محور اپتیکی قرار می‌گیرند. هدف از اجرای این طرح، شبیه سازی انتشار پرتو گاوسی در این سیستم پنهان ساز به منظور شناسایی نواحی نامرئی کننده است. نتایج نشان می‌دهند که نواحی نامرئی کننده در اطراف محور اپتیکی مرکزی به مانند یک حلقه شکل می‌گیرند.

کلید واژه - اپتیک،پنهان‌سازی،پیرامحوری،ردیابی‌پرتو

Simulation of Gaussian Beam Propagation in an Optical Cloaking System by ABCD Law

Kavosh Barmoumanesh, Alireza Keshavarz, Mohsen Hatami

Department of Physics, Shiraz University of Technology – Keshavarz@sutech.ac.ir

Department of Physics, Shiraz University of Technology – K.Barmoumanesh@sutech.ac.ir

In this paper, Cloaking will be introduced by using the paraxial optics method and ABCD law. In this way a cloaking system consists of four thin alignment lenses is used, so that the center of all the lenses are placed on an optical axis. The purpose of this project is to simulate Gaussian beam in this cloaking system to identify cloaking regions. Results show that cloaking regions around the central optical axis form as a ring.

Keywords: Optic,Cloaking,Paraxial,Ray_tracing

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

پنهان سازی تخیل عامه مردم و همچنین جوامع علمی را در تلاش برای پنهان کردن آنچه که قابل مشاهده است، به تسخیر درآورده است[۱]. جدا از حس کنجکاوی کاربردهای علمی زیادی برای پنهان سازی وجود دارد که برخی از آنها شامل: ۱) غیر قابل آشکار کردن اشیاء یا قسمتی از فضا برای مشاهده کننده که اهداف مخفی کاری دارد، ۲) فراهم کردن شرایطی که امواج (صوتی- اقیانوسی- لرزه ای) از اطراف یک محیط عبور کنند بدون اینکه در آن محیط اختلال ایجاد کنند. ۳) غیر قابل مشاهده کردن اجسام و اجزاء برای اهدافی مانند افزایش زیبایی یک اثر یا وسیله و حتی طراحی یک اثر یا وسیله. از طرفی، نامرئی سازی را می توان برای مرئی کردن اشیاء و یا فضاهای مختلف که ممکن است مبهم باشند و یا مانعی برای دیدن آن ها وجود دارد به کار گرفت[۲]. پیشرفت های علمی زیادی از زمان کارهای بنیادی لئون هارد[۳] پندری، شورینگ و اسمیت[۴] در زمینه نامرئی سازی صورت گرفته است. در مسیر همین تحولات برای اجرای کاربردی نامرئی سازی، ژانگ یک تغییر جهت از مواد سنتی به پلیمرها و مواد طبیعی مشاهده می‌کند و پیشنهاد می‌کند که به جای استفاده از فراموا‌د، استفاده از " اپتیک هندسی" می‌تواند به توسعه دادن فناوری های نامرئی سازی برای کاربردی‌تر شدن و ورود به بازار کمک کند[۵].

به همین منظور کار بر روی نامرئی سازی بر پایه روش‌هایی مبتنی بر اپتیک هندسی و ساده آغاز شد که در آنها از تقریب ها چینش های مختلفی استفاده شد. در نهایت در سال ۲۰۱۴ جوزف چوئی دانشجوی دانشگاه روچستر موفق به طراحی سیستمی شد که در آن از تقریب پیرامحوری استفاده می‌شود و تنها نیاز به چهار عدد عدسی دارد تا بتواند نامرئی سازی کامل و ایده‌آل را عملی کند[۲].

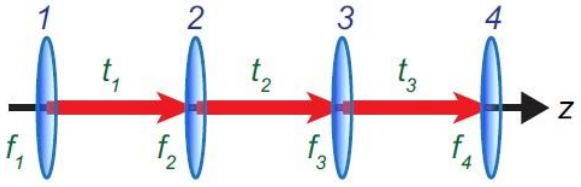
در این مقاله از تحقیقات جوزف چوئی الهام گرفته شده با این تفاوت که پرتو ورودی به نامرئی ساز گاوسی در نظر گرفته شده و همچنین برای اجرای شبیه سازی از قانون ABCD به جای حل انتگرال پراش استفاده شده است.

مبانی نظری

ماتریس ABCD در اپتیک هندسی یک ماتریس ۲×۲ است که بیانگر و توصیف کننده مسیری است که پرتو نوری در آن محیط به خصوص می‌پیماید و به وسیله آن می‌توان عامل‌های پرتو خروجی از قبیل ارتفاع و زاویه خروج از محیط را بدست آورد. هر پرتو یا موج ورودی به یک سیستم و خروجی از آن سیستم دربردارنده‌ی اطلاعاتی از همین قبیل می‌باشند که از عامل q برای معرفی آن‌ها استفاده می‌شود. اگر q1 را معرف پرتو ورودی و q2 را معرف پرتو خروجی در نظر بگیریم، قانون ABCD رابطه‌ی میان این دو را معرفی می‌کند و به ما کمک می‌کند تا از روی مشخصات پرتو ورودی به یک سیستم مشخص با ماتریس ABCD مخصوص به خود، بتوانیم مشخصات پرتو خروجی از سیستم را نیز به دست آوریم. قانون ABCD به صورت زیر معرفی می‌شود[۶]:

$$\frac{1}{q2}=\frac{D\left(\frac{1}{q1}\right)+C}{B\left(\frac{1}{q1}\right)+A} \qquad (۱)$$

سیستم پنهان ساز مورد بحث در این تحقیق (مطابق شکل۱) از چهار عدد عدسی نازک و سه فضای آزاد بین آنها تشکیل شده است[۲]:



شکل ۱: سیستم پنهان ساز طراحی شده توسط جوزف چوئی.
متشکل از چهار عدسی نازک و سه فضای آزاد بین آن‌ها[۲]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

برای اینکه این سیستم بتواند پنهان سازی را به صورت صحیح و کامل اجرا کند باید در انتخاب عدسی ها و طول فضاهای آزاد شرایط زیر رعایت شوند:

$$f1 = f4 \quad (۲)$$

$$f2 = f3 \quad (۳)$$

$$t1 = t3 = f1 + f2 \quad (۴)$$

$$t2 = 2 \times f2(f1 + f2) \div (f1 - f2) \quad (۵)$$

هر المان اپتیکی دارای ماتریس ABCD مخصوص به خود است. ماتریس ABCD هر کدام از اجزای این سیتم پنهان‌ساز به صورت زیر تعریف می‌شوند:

(۶) عدسی نازک: $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}$

(۷) فضای آزاد: $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & t \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

با قرار دادن ماتریس ABCD مربوطه به جای هر کدام از عدسی‌ها و فضاهای آزاد بین آنها و اعمال ضرب ماتریسی، در نهایت به یک ماتریس ABCD ۲×۲ نهایی دست می‌یابیم که معرف کل سیستم پنهان ساز ما می‌باشد که با استفاده از آن و به کمک شبیه‌سازی می‌توان رفتار پرتو گاوسی عبور کننده از سیستم پنهان ساز را مورد مطالعه قرار داد و نواحی نامرئی کننده را مشخص کرد. ماتریس ABCD معرفی شده برای سیستم پنهان ساز ایده‌آل به صورت زیر است[۲]:

(۸) سیستم پنهان ساز: $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

که در آن L طول کل سیستم پنهان ساز و n ضریب شکست محیط دربرگیرنده سیستم (هوا) می‌باشند. دلیل معرفی این ماتریس این است که از آنجایی که یک پنهان‌ساز ایده‌آل باید محیط دربرگیرنده‌ی اطرافش را در حجم خود جایگذاری کند [۲]، این ماتریس دقیقا ماتریس ABCD فضای آزاد (رابطه ۷) است. به این صورت که $L = t$ می‌باشد که مشخص کننده طول فضای آزاد که در اینجا همان طول سیستم پنهان‌ساز است و $n = 1$ که بیانگر احاطه شدن سیستم پنهان‌ساز توسط هوا است.

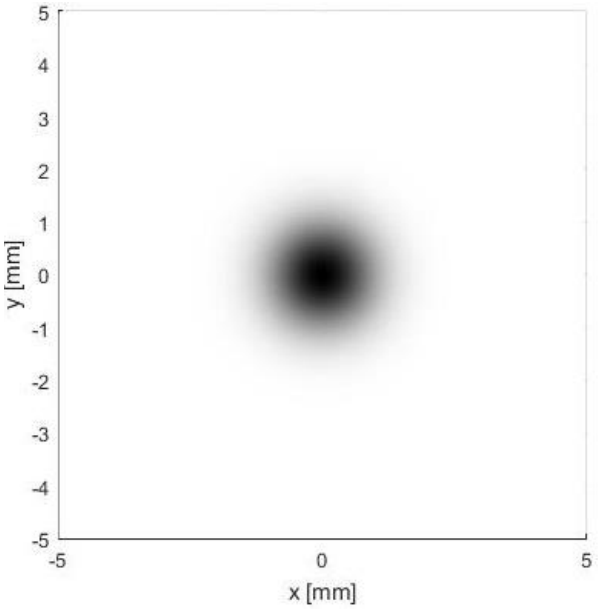
شبیه سازی

برای انجام شبیه سازی در این مقاله از نرم‌افزار متلب استفاده شده است. همچنین پرتو گاوسی ورودی به سیستم پنهان‌ساز در شبیه‌سازی دارای رابطه‌ای به شکل زیر است:

$$E = exp^{-(\frac{x^2+y^2}{w_0^2})} \quad (۹)$$

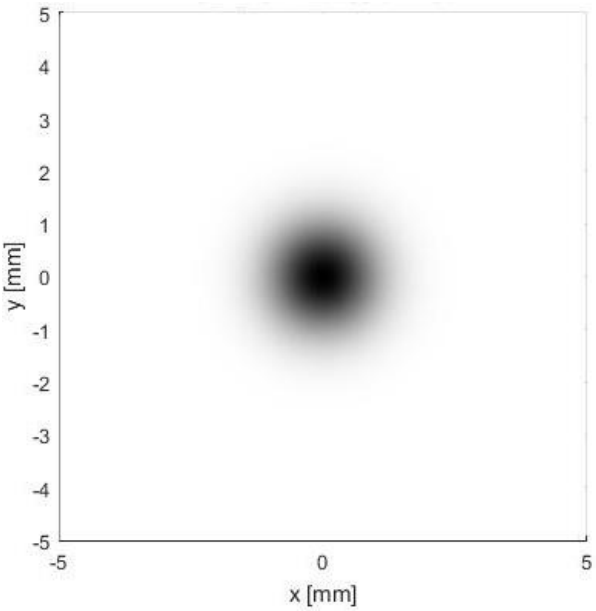
که در آن w_0 اندازه کمر پرتو را مشخص می‌کند

در ابتدا با استفاده از قانون ABCD و کمک ماتریس‌های مربوطه، انتشار پرتو گاوسی به قطر ۲ میلی‌متر در فضای آزاد و سپس انتشار و عبور از یک عدسی نازک (همگی در طول انتشاری به مقدار ۴۰۰۰ میلی‌متر) اجرا و شکل‌های مورد نظر رسم شدند. سپس با قرار دادن ماتریس ABCD نهایی سیستم پنهان ساز در برنامه ابتدا موج گاوسی ورودی به پنهان ساز مطابق شکل ۲(الف) و همچنین موج خروجی از پنهان ساز در شکل ۲(ب) رسم شدند:



شکل ۲(الف): موج گاوسی ورودی به سیستم پنهان ساز

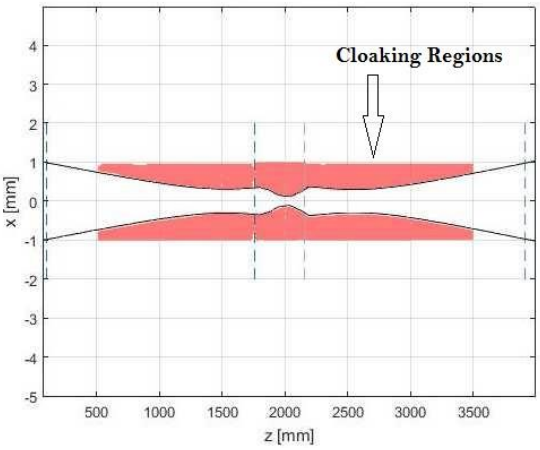
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲(ب): موج خروجی از سیستم پنهان ساز

همانطور که مشاهده می‌شود موج خروجی دقیقا با همان ابعاد و اندازه لکه‌ای که به سیستم پنهان ساز وارد شده بود، (۲ میلی‌متر) خارج شده است. بدین ترتیب به نظر می‌رسد موج گاوسی در طول این مسیر در فضای آزاد حرکت کرده و با هیچ المان اپتیکی خاصی برخورد نداشته است. البته لازم به ذکر است که اندازه لکه خروجی از شبیه‌سازی همین پرتو در فضای آزاد دقیقا مطابق با لکه ورودی نبوده و به مقدار بسیار کمی در حدود ۰/۳ میلی‌متر افزایش داشت که این نیز به دلیل واگرایی حاصل از حرکت در فضای آزاد می‌باشد. بدیهی است که برای اجرای صحیح پنهان‌سازی، اندازه لکه ورودی به سیستم پنهان‌ساز باید کوچکتر از سطح مقطع عدسی شماره یک باشد.

آنچه که مهم است تحولاتی است که درون سیستم پنهان ساز برای پرتو نور روی می‌دهد. شکل ۳ بیانگر این تحولات است و تغییرات اندازه کمر پرتو را در طول راستای انتشار (محور z) که ۴۰۰۰ میلی متر انتخاب شده است که نشان می‌دهد می‌توان نواحی پنهان ساز یا همان نواحی نامرئی کننده را مشاهده کرد.



شکل ۳: تغییرات اندازه کمر پرتو در طول سیستم پنهان ساز (محور z) – خط چین‌ها نمایانگر مکان عدسی‌های نازک می‌باشند، قسمت‌های رنگی نمایانگر نواحی نامرئی کننده می‌باشند.

لازم به ذکر است که تمامی نتایج با نتایج مرجع شماره ۲ همخوانی کامل دارد.

نتیجه گیری

نظر به نتایج حاصل از این تحقیق می‌توان اینگونه نتیجه گرفت که اگر تحت یک زاویه پیرامحوری نسبت محور اپتیکی عبوری از چهار عدسی به پنهان ساز بنگریم، نواحی نامرئی کننده مانند حلقه‌ای اطراف محور اپتیکی را در بر گرفته است و نور به این نواحی نمی‌رسد. بنابراین هر جسمی که در این نواحی قرار بگیرد از دیده پنهان خواهد ماند.

مرجع‌ها

[1] G. Gbur, *Invisibility Physics: Past, Present, and Future*, Progress in Optics58, 65 (2013).

[2] J. S. Choi and J. C. Howell, *Paraxial ray optics cloaking*. Opt Express 22, 29465-29478 (2014).

[3] U. Leonhardt, *Optical Conformal Mapping*," Science 312, 1777 (2006).

[4] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, *Controlling Electromagnetic Fields*," Science 312, 1780 (2006).

[5] B. Zhang, *Electrodynamics of transformation-based invisibility cloaking*, Light-Science and Applications 1, e32 (2012).

[۶] وردین، جوزف، *الکترونیک لیزر*، انتشارات دانشگاه صنعتی شریف، ۱۳۸۲.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بهبود پهنای باند آنتن پچ مایکرواستریپ با استفاده از ساختار بلور فوتونی

حمیده کندری

عضو هیئت علمی دانشگاه پیام نور مرکز زاهدان

چکیده – استفاده از ساختارهای بلور فوتونی، جذابیت زیادی در مخابرات، الکترومغناطیس و آنتن پیدا کرده است. در این مقاله ما از یک ساختار متناوب بلور فوتونی روی سطح زمین آنتن پچ مایکرواستریپ استفاده کرده‌ایم. نتایج شبیه سازی، بهبود مشخصاتی همچون پهنای باند، تلفات برگشتی و اندازه‌ی آنتن را با اضافه نمودن ساختار بلور فوتونی در ساختار آنتن نشان می‌دهد.

کلید واژه- آنتن پچ مایکرواستریپ، اندازه آنتن، بلور فوتونی، پهنای باند، تلفات برگشتی.

Improvement Microstrip Patch Antenna Bandwidth Using Photonic Crystal Structure

Hamideh Kondori

Faculty Member of Zahedan Payame Noor University, kondori_h@yahoo.com

Abstract- The use of photonic crystal structures have been of high interest in telecommunication, electromagnetic and antennas. In this paper, we have used a photonic crystal periodic structure on the ground surface of the microstrip patch antenna. Simulation results show improvements in characteristics such as bandwidth, return loss, and antenna size by adding the photonic crystal in the antenna structure.

Keywords: microstrip patch antenna, antenna size, photonic crystal, bandwidth, return loss.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

آنتن‌های مایکرواستریپ کاربردهای فراوانی در مخابرات بی‌سیم مانند مخابرات سیار، رادار، RFID، LAN، WAN، مخابرات ماهواره‌ای و زمینه‌های پزشکی و ... پیدا کرده است. این به واسطه وزن کم، انعطاف‌پذیری بالا، وزن سبک و پایین بودن هزینه ساخت آن‌ها می‌باشد. اما در مقابل معایبی هم‌چون پهنای باند پایین، بهره پایین و وجود امواج سطحی را به همراه دارد [۱]. به منظور غلبه بر مشکلات موجود، تاکنون راه‌حل‌های زیادی مانند استفاده از ساختارهای مصنوعی پیشنهاد شده است. خاصیت مهم این مواد، جلوگیری از انتشار امواج سطحی در باندهای فرکانسی خاص، به نام باند ممنوعه‌ی فرکانسی یا باند توقف است. اگر فرکانس مرکزی آنتن ها در این محدوده قرار گیرد، امواج سطحی انتشار نمی‌یابد و مشخصات آنتن بهبود می‌یابد [۲].

در مطالعات مختلف، روش‌های متفاوتی هم‌چون ایجاد نقص روی زمین [۳-۴]، استفاده از ساختارهای باند ممنوعه‌ی فوتونی در زیرلایه و یا سطح زمین [۵-۷] و به‌کارگیری ساختارهای متناوب بلوررفوتونی در ساختار آنتن [۸-۱۳] را جهت بهبود و افزایش مشخصات آنتن استفاده کرده‌اند.

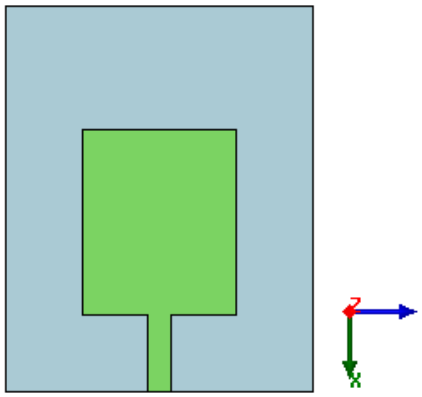
در این مقاله، ما از ساختار متناوب بلور فوتونی روی سطح زمین و زیر زیرلایه استفاده کرده‌ایم. نتایج شبیه‌سازی براساس المان محدود، نشان می‌دهد که به کارگیری ساختار متناوب بلور فوتونی در ساختار آنتن، باعث بهبود پهنای باند، کاهش اندازه آنتن و تلفات برگشتی می‌شود.

طراحی آنتن

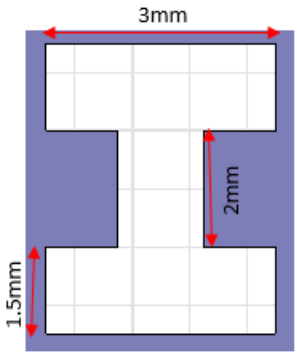
آنتن معمولی با ابعاد ۲۰mm ×۲۵mm در شکل ۱ نشان داده شده است. آنتن فوق، روی زیرلایه FR-4 با ثابت گذردهی ۴/۴ و تانژانت تلفات ۰/۰۲ طراحی شده است. در این مقاله، طول و عرض پچ به‌ترتیب ۱۲mm و۱۰mm می‌باشد و آنتن در فرکانس ۵GHz رزونانس می‌کند. در شکل ۱ ساختار آنتن معمولی نشان داده شده است.

ساختار بلور فوتونی

ابعاد یک سلول واحد از ساختار متناوب بلور فوتونی که روی سطح زمین و زیر زیرلایه قرار گرفته است در شکل ۲ مشاهده می‌شود.



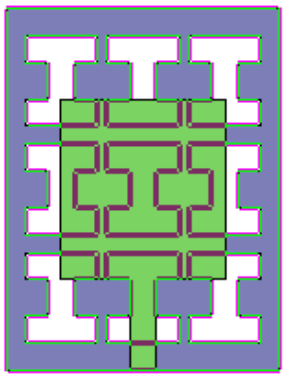
شکل ۱: آنتن پچ مایکرواستریپ معمولی



شکل ۲: سلول واحد ساختار پریودیک بلور فوتونی

ساختار نهایی آنتن طراحی شده با PBG در شکل ۳ نشان داده شده است. یکی از ویژگی‌های این ساختار، ساده بودن آن است.

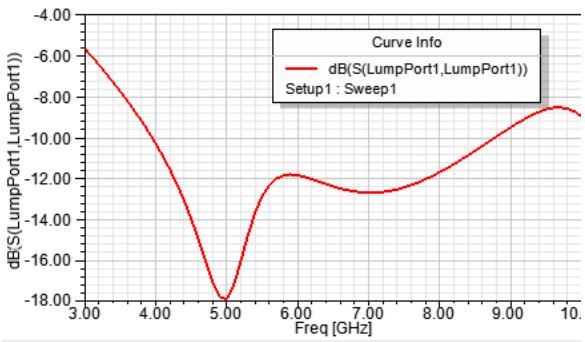
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



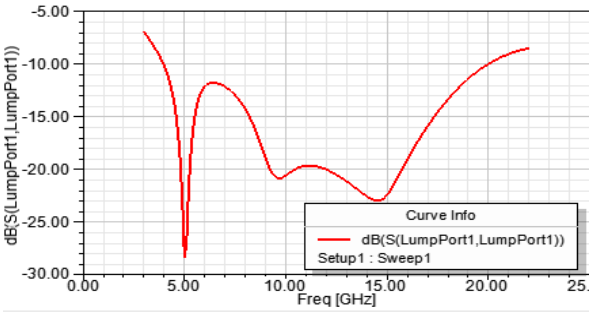
شکل ۳: آنتن مایکرواستریپ بلور فوتونی

نتایج شبیه سازی

نتایج شبیه‌سازی شده‌ی تلفات برگشتی برای آنتن معمولی و آنتن بلور فوتونی با استفاده از نرم افزار HFSS، به‌ترتیب در شکل‌های ۴و ۵ نشان داده شده است. همان-طور که مشاهده می‌شود، اضافه نمودن بلور فوتونی باعث افزایش پهنای باند شده است؛ به‌گونه‌ای که مقدار آن در آنتن معمولی ۴/۹۳GHz و در حالت دوم ۱۵/۴۸GHz در فرکانس ۵GHz است، که این به‌دلیل خواص منحصر به فردی است که بلور فوتونی دارد. بهبود بعدی در مشخصات آنتن، مربوط به اندازه‌ی آن است که اندازه‌های مربوط به آنتن معمولی و آنتن بلور فوتونی جهت مقایسه در جدول ۱ نشان داده شده است. علاوه براین، مقدار تلفات برگشتی با اضافه نمودن ساختار بلور فوتونی به میزان ۱۱dB کاهش یافته است.



شکل ۴: تلفات برگشتی آنتن معمولی



شکل ۵: تلفات برگشتی آنتن بلور فوتونی

جدول ۱: مقایسه‌ی ابعاد آنتن‌های معمولی و بلور فوتونی

مشخصات	آنتن معمولی (mm)	آنتن بلور فوتونی (mm)
طول زیرلایه	۲۵	۲۰
عرض زیرلایه	۲۰	۱۵
ضخامت زیرلایه	۱/۲۵	۱/۲
طول پچ	۱۲	۱۰
عرض پچ	۱۰	۹
طول خط تغذیه	۵	۵
عرض خط تغذیه	۱/۵	۱/۵

نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک آنتن بلور فوتونی طراحی و پیشنهاد شده است که در فرکانس ۵GHz رزونانس می‌کند. در آنتن پچ مایکرواستریپ از یک ساختار متناوب ۳×۳ بلور فوتونی روی سطح زمین استفاده شده است.نتایج بیانگر این است که اضافه نمودن ساختار فوق باعث بهبود تلفات برگشتی، پهنای باند و اندازه‌ی آنتن در مقایسه با آنتن معمولی شده است.

مراجع

[1] Constantine A. Balanis, *Antenna Teory and Design*. John Wiley & Sons, Inc., 1997.
[2] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade, J. N. Winn, *Photonic crystals molding the flow of light*, second ed. ,Princeton Univ. Press, 2008

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[3] R.Bharadwaj, "Design of Micro-Strip Patch Antenna Array Using DGS for ISM Band Applications", Global Journal of Research and Review, Vol. 4 No. 1-7, 2017.
[4] D. Hou, S. Xiao, B.-Z. Wang, Li Jiang, J. Wang and H. Wei, "Elimination of Scan blindness with compact defected ground structures in Microstrip Phased Array" IET Microwave Antennas Propagation,Vol. 3, No.2, pp. 269-275, 2009.
[5] ViorelIonescu et.al, "Optimal Design of Mushroom-like EBG Structures for Antenna Mutual Coupling Reduction in 2.4 GHz ISM Band", 5th IEEE International Conference on E-Health and Bioengineering – EHB , pp 218-222, 2015.
[6] F. Benykhlef, and N. Boukli-Hacene, "EBG Structures for Reduction of Mutual Coupling in Patch Antennas Arrays", Journal Of Communications Software and Systems, Vol. 13, No. 1, 2017.
[7] D. Helena Margaret et.al, "Band Gap Analysis of a novel C Slot Electromagnetic Band Gap Structure", IEEE International Conference on communication & Satellite (COMNETSAT) ,pp 98-104, 2016.
[8] S. Dwivedi, "Design of Wideband PBG Antenna for New Generation Communication Systems through Simulation ", Open Journal of Antennas and Propagation, vol. 5, pp. 169-179, 2017.
[9] Z. Li,Y. L. Xue, T. Shen, "Investigation of Patch Antenna Based on Photonic Band-Gap Substrate with Hetrerostructure", Mathematical Problems in Engineering, Vol. 2012, ArticleID151603, 2012.
[10]P. K. Goswami et al., "A New Design Approach for Bandwidth Enhancement and Dual Band Operation of Microstrip U-Shape Patch Antenna Using Photonic Band Gap Structure", International Journal of Engineering Science and Tech. Vol. 4, pp. 519-522, 2012.
[11]T. Saeidi1, I. B. Ismail1, M. Ahadi, and Adam R. H. Alhawari, "Photonic Band Gap Aperture Coupled Fractal Shape Tri-Band Active Antenna", Progress in Electromagnetics Research C, Vol. 69, 125–138, 2016.
[12]N. A. Amir, S. A. Hamzah and K. N. Ramli, "Printed 2.45 GHZ PBG Microsrtip Patch Antenna For Low Power Energy Harvesting Applocation", ARPN Journal of Engineering and Applied Sciences, Vol. 11, No. 18, 2016.
[13]A. Pavithra, A. Taksala deva priya, "Performance of Triangular Microstrip Patch Antenna Using Photonic Crystal Material", International Conference on Current Research in Engineering Science and Technology, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مسیر و سرعت الکترون در ویگلر پلاسمایی

راضیه مهذبیه، بهنام بهادری

گروه اتمی مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

mohazabyeh@gmail.com

چکیده- از بلور پلاسمای پیچیده به عنوان ویگلر الکتروستاتیک در لیزر الکترون آزاد استفاده شده است. مزیت طرح، فاصله کم دانه‌های بلور نسبت به آهنرباهای معمول است که منجر به کاهش طول موج لیزر می‌شود. تعداد ردیف‌ها و در واقع اندازه بلورهای پلاسمایی تغییر داده شده و مسیر و سرعت حرکت الکترون نسبیتی در حال عبور از چنین ویگلرهای پلاسمایی به دست آمده است. حرکت الکترون نوسانی است و افزایش سرعت اولیه الکترون فرودی یعنی افزایش انرژی، منجر به کاهش دامنه مسیر و همچنین کاهش دامنه سرعت عرضی الکترون می‌شود.

کلید واژه- پلاسمای پیچیده، مسیر و سرعت الکترون، ویگلر پلاسمایی

Trajectory and velocity of electron in plasma wiggler

R. Mohazabyeh; B. Bahadory

Atomic and Molecular Department, Physics Faculty, Yazd University, Yazd, Iran

Abstract- Complex plasma crystal is used as electrostatic wiggler in the free electron laser (FEL). Distances between grains are smaller relative to distances between usual magnets, so laser wavelength reduces with plasma wigglers. Trajectory and velocity of relativistic electron passing through the plasma crystal is obtained. The electron oscillates and increasing of the initial energy of injected electron leads to decreasing of amplitude of both trajectory and transverse velocity of the electron.

Keywords: complex plasma, trajectory and velocity of electron, plasma wiggler

مقدمه

پلاسما گاز شبه خنثی‌ای از ذرات باردار و خنثی است که رفتار جمعی از خود نشان می‌دهند [۱]. پلاسمای پیچیده یا پلاسمای غباری،گاز یونیزه شده حاوی دانه‌ها یا ذرات غبار با اندازه‌هایی از مرتبه میکرومتر است. البته پلاسماهای فضایی متفاوتند و دانه‌های بزرگتر هم دارند [۲و۳]. شکل‌گیری بلور درون محیط پلاسمایی برای اولین بار در سال ۱۹۹۴ توسط دو گروه مستقل و با فاصله زمانی کم مشاهده شد [۴و۵]. تشکیل شبکه‌های منظم در دمای اتاق و قابل مشاهده با چشم غیر مسلح، از ویژگی‌های منحصر به فرد بلور پلاسمای پیچیده است. ویژگی میان‌ذره‌ای بودن سیستم هم مزید بر علت شده و اغلب از بلور پلاسمایی، علاوه بر پلاسما برای مطالعه‌های بنیادین در زمینه‌های مختلفی چون شکل‌گیری و ذوب بلور، تعیین نیروی برهمکنشی بین ذره‌ها، بهبود عملکرد دستگاه‌های همجوشی هسته‌ای، فیزیک فضا، انتشار موج و سالیتون،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

ترمودینامیک سیستم‌های غیر تعادلی و اتلافی و ... استفاده می‌شود [۱۴-۶].

به نظر، بار بنیادی‌ترین و اصلی‌ترین خاصیت دانه‌ها است. دانه‌ها بر اثر عوامل گوناگونی از قبیل جذب الکترون، جذب یون، گسیل الکترون ثانویه، فتوالکتریک و رادیواکتیویته باردار می‌شوند. در محیط‌های آزمایشگاهی که ما آنها را در نظر می‌گیریم، دو پدیده اول یعنی جذب الکترون و یون فرایندهای غالب هستند. دانه‌ها به سبب سرعت بیشتر الکترون‌ها نسبت به یون‌ها، به صورت منفی باردار می‌شوند. سپس اطراف آنها ذرات مثبت قرار می‌گیرند و مانند پلاسماهای معمولی، حفاظ دبای رخ می‌دهد. دانه‌ها به خاطر تعادل بین نیروی رو به پایین گرانش و نیروی رو به بالای میدان الکتریکی قوی ناشی از الکترود درون محفظه به حالت تعلیق در می‌آیند و معمولا شبکه دو بعدی شکل می‌گیرد [۲و۳]. ما در کارمان از بلورهای دو بعدی استفاده کرده‌ایم.

بلور پلاسمایی به عنوان ویگلر

در لیزر الکترون آزاد، آهنرباهای با قطب مخالف به نحوی در کنار یکدیگر چیده می‌شوند که میدان متناوبی معروف به ویگلر را شکل می‌دهند. ویگلرهای الکتروستاتیک نیز وجود دارند و گرچه کمتر به کار برده شده‌اند، هدف همان حرکت تناوبی الکترون عبوری از درون ویگلر است. این امر اساس کار لیزر الکترون آزاد است و طول موج لیزر خروجی با فاصله تناوب حرکت نوسانی الکترون یعنی طول موج ویگلر رابطه مستقیم دارد. در اینجا دانه‌های باردار بلور طوری هستند که میدان الکتریکی متناوب تولید می‌کنند. در ویگلرهای مرسوم فاصله آهنرباها تعیین کننده طول موج ویگلر است و در ویگلر پلاسمایی، فاصله دانه‌ها این نقش را برعهده دارد. مزیت اصلی استفاده از بلور پلاسمایی به عنوان ویگلر این است که طول موج لیزر خروجی را به طور قابل ملاحظه‌ای کاهش می‌دهد. دلیل این مطلب فاصله دانه‌ها است که از مرتبه میلی‌متر یا کمتر هستند در حالی که فاصله آهنرباهای موجود در بهترین حالت از مرتبه سانتی‌متر است [۱۵].

بلورهای پلاسمایی در نوع‌های مختلفی شکل می‌گیرند. در مرجع [۱۵] عبور الکترون از بلور پلاسمایی شش‌گوشه بررسی شده است. در کار حاضر بلور با فاصله‌های طولی و عرضی مساوی را بررسی می‌کنیم. بلورهای مختلف و خواص آنها به خصوص میدان الکتریکی‌شان مفصلا در مرجع‌های [۱۸-۱۶] تولید و آنالیز شده‌اند. بلورهای مورد استفاده در مقاله حاضر هم از جمله بلورهای بررسی و شبیه‌سازی شده در کارهای گذشته هست.

معادله نیرو

شرط تشکیل بلور با

$$\Gamma = \frac{q^2}{rk_BT} exp(-\frac{r}{\lambda_D}) \qquad (۱)$$

بیان می‌شود که در آن k_B ثابت بولتزمن، T دمای دانه‌ها، r فاصله بین دانه‌ها، q بار دانه و λ_D طول دبای سیستم است [۳]. صورت کسر انرژی پتانسیل و مخرج آن انرژی گرمایی است؛ Γی بیشتر یعنی همبستگی بیشتر دانه‌ها و هرچه مقدار Γزیادتر باشد، بلور مستحکم‌تر است.

در حالت تعادل، باری که به دانه‌ها می‌رسد ثابت است لذا $\Sigma I_l = dq_l/dt = 0$. در این رابطه جمع‌بندی روی گونه‌های مختلف -در اینجا الکترون‌ها و یون‌ها- انجام می‌شود. با مشخص شدن بار، پتانسیل الکتریکی که خارج از طول دبای به صورت کولنی استتار شده است، مشخص می‌شود.

مقدار میدان الکتریکی یک دانه (با محاسبه منفی گرادیان پتانسیل) به شکل زیر است [۲]:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$E = \frac{q}{r^2}\left(1+\frac{r}{\lambda_D}\right)exp(-\frac{r}{\lambda_D}) \qquad (۲)$$

با برهم‌نهی، اثر نیروهای همه دانه‌ها روی الکترون به این صورت در می‌آید:

$$F = q^2 \sum_{j=1}^{n} \frac{r_e - r_j}{r_{ej}^3}\left(1+\frac{r_{ej}}{\lambda_D}\right) exp\left(\frac{-r_{ej}}{\lambda_D}\right) \qquad (۳)$$

که در آن n تعداد دانه‌ها و

$$r_{ej} = |\boldsymbol{r_e} - \boldsymbol{r_j}| \qquad (۴)$$

فاصله هر دانه از الکترون است.

نیروی فوق در دو بعد روی الکترون نسبیتی اعمال می‌شود. شکل نسبیتی قانون دوم نیوتن در مساله ما عبارتست از:

$$F_e = m_e v_e \frac{d\gamma}{dt} + m_e \gamma \frac{dv_e}{dt} \qquad (۵)$$

m_e جرم سکون الکترون، v_e سرعت الکترون و γ عامل نسبیتی است. معادله‌های فوق را با کامپیوتر حل کردیم تا حرکت الکترون شبیه‌سازی شود. لازم به ذکر است اثر الکترون روی شبکه ناچیز و قابل صرفنظر است. این مطلب که در برنامه دیده شده، از جرم زیاد دانه‌ها نسبت به الکترون قابل درک است.

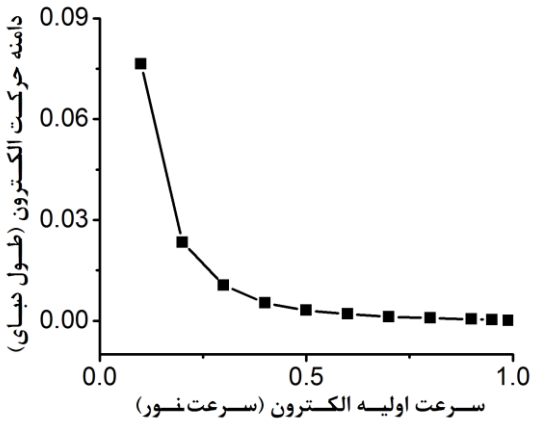
در شبیه‌سازی جرم‌ها به جرم الکترون، بارها به بار الکترون، فاصله‌ها به طول دبای و سرعت‌ها به سرعت نور بهنجار شده‌اند.

عبور الکترون از بلور

چندین عامل در لیزر الکترون آزاد وجود دارند که بهره لیزر به آنها بستگی دارد. از جمله این پارامترها باید انرژی الکترون، شکل و نوع میدان مغناطیسی یا الکتریکی، طول موج ویگلر و سرعت عرضی الکترون را نام برد. انرژی بیشتر الکترون، طول موج ویگلر کمتر و سرعت عرضی بیشتر مطلوب‌تر است چون به بهره بیشتر می‌انجامد[۱۵].

در شبیه‌سازی به بررسی موقعیت مکانی و سرعت عرضی الکترون پرداخته‌ایم و اثر سرعت اولیه الکترون فرودی روی آنها را سنجیده‌ایم. ابتدا بلور پلاسمایی با ده ردیف که هر ردیف شامل ده دانه با بار $q = 1000\,e$ است را انتخاب کردیم. سپس بلور دو ردیفی با همین مشخصات تشکیل داده و میدان‌های الکتریکی طولی و عرضی بلور و مکان و سرعت عرضی الکترون را محاسبه کردیم. تا دقت محاسباتی ما یعنی ده رقم با معنا، جواب‌ها برای هر دو بلور یکسان است. این موضوع غیر منطقی نیست و با توجه به رابطه میدان الکتریکی (۲) که افت نمایی و کولنی دارد، قابل درک است. لذا نتایج زیر که برای بلور با اندازه‌های مختلف قابل استفاده است.

مطابق انتظار، ویگلر پلاسمایی موجب شد حرکت الکترون منظم و سینوسی شود. بسته به شرایط تزریق الکترون مشخصا مکان اولیه، گاهی حرکت یک حرکت عرضی هم به حرکت اصلی سینوسی اضافه می‌شود. مشاهده شد که تزریق قبل از بلور و بعد از بلور مهم نیست و صرفا وجود یک دانه (که بار منفی دارد) درست در زیر الکترون یا نزدیکی آن موجب حرکت عرضی رو به بالا و وجود یک دانه درست بالای الکترون یا نزدیکی آن موجب حرکت رو به پایین می‌شود. برای داشتن لیزر خوب، نوسان یکدست نیاز است که در همه حالت‌ها برقرار است.



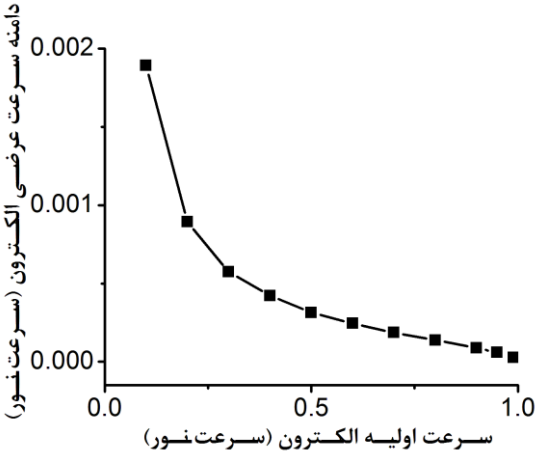
شکل ۱: نمودار تغییرات دامنه حرکت الکترون با سرعت‌های اولیه متفاوت.

دامنه حرکت الکترون به ازای سرعت‌های اولیه متفاوت، محاسبه و در شکل ۱ رسم شده است. دیده می‌شود که در سرعت‌های بالاتر، دامنه حرکت الکترون محدودتر می‌شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

سرعت عرضی الکترون نیز مانند نمودار حرکت الکترون سینوسی است. دامنه سرعت عرضی الکترون به ازای سرعت‌های اولیه متفاوت در شکل ۲ آورده شده است. برای به دست آمدن هر نقطه نمودارها، برنامه شبیه‌سازی باید با ورودی متفاوت اجرا شود و این جدای میانگین‌گیری برای هر نقطه است. شکل ۲ می‌گوید با افزایش انرژی الکترون فرودی، از سرعت عرضی کاسته می‌شود.

نوع بلور تفاوت کرده، با این حال نتیجه‌ها مشابه با کارهای قبلی از جمله مرجع [۱۵] است. این یعنی ویگلر پلاسمایی محدود به بلور شش‌گوشه نیست.



شکل ۲: نمودار تغییرات دامنه سرعت عرضی الکترون با سرعت‌های اولیه متفاوت.

مرجع‌ها

[۱] *ف. چن، ص. سبحانیان (مترجم)، مقدمه‌ای بر فیزیک پلاسما و هم‌جوشی کنترل‌شده، دانشگاه تبریز، ۱۳۸۱.*

[2] S. V. Vladimirov, K. Ostrikov and A. A. Samarian, “Physics and applications of complex plasmas” World Scientific, 2005.

[3] V. N. Tsytovich, G. Morfill, S. V. Vladimirov and H. M. Thomas, “Elementary physics of complex plasmas”, Springer Science & Business Media, Vol. 731, 2008.

[4] J. H. Chu and L. I, “Direct Observation of Coulomb Crystals and Liquids in Strongly Coupled rf Dusty Plasmas” Phys. Rev. Lett., Vol. 72, 4009–4012 1994.

[5] H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher and D. Möhlmann, “Plasma crystal: Coulomb crystallization in a dusty plasma” Phys. Rev. Lett., Vol. 73, 652, 1994.

[6] M. Horányi and T. E. Cravens, “The structure and dynamics of Jupiter's ring”, Nature, Vol. 381, 6580, 1996.

[7] J. Winter and G. Gebauer, “Dust in magnetic confinement fusion devices and its impact on plasma operation.” J. Nucl. Material, Vol. 266, 228-233, 1999.

[8] L. Boufendi and A. Bouchoule, “Particle nucleation and growth in a low-pressure argon-silane discharge” Plasma Sources Sci. Technol., Vol. 3, 262, 1994.

[9] V. E. Fortov, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak, A. G. Khrapak and G. E. Morfill, “Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives” Phys. Rep., Vol. 421, 1-103, 2005.

[10] V. Massereau-Guilbaud, I. Géraud-Grenier, J. F. Lagrange, H. Tawidian and M. Mikikian, “Electron temperature evolution in a low-pressure dusty RF nitrogen-rich methane plasma” IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 41, 816-821, 2013.

[11] K. Avinash, “Mean-field theory of critical phenomenon for mutually repelling particles in complex plasmas” Phys. Rev. Lett., Vol. 98, 095003 2007.

[12] B. Liu, J. Goree and Y. Feng, “Non-Gaussian statistics and superdiffusion in a driven-dissipative dusty plasma” Phys. Rev. E, Vol. 78, 046403, 2008.

[13] V. Nosenko, G. E. Morfill and P. Rosakis, “Direct experimental measurement of the speed-stress relation for dislocations in a plasma crystal” Phys. Rev. Lett. Vol. 106, 155002, 2011.

[14] Y. Feng, J. Goree and B. Liu, “Evolution of shear-induced melting in a dusty plasma” Phys. Rev. Lett., Vol. 104, 165003, 2010.

[15] S. Mirzanejhad and B. Bahadory, “Two-dimensional dusty plasma crystal as an electrostatic wiggler for free-electron laser” Phys. Plasmas, Vol. 14, 043101, 2007.

[۱۶] *ر. ز. مهذبیه، ب. بهادری، بلور پلاسمای پیچیده با ساختارهای راستگوشه، کنفرانس فیزیک ایران، مشهد ۱۳۹۴.*

[۱۷] *ر. ز. مهذبیه، ب. بهادری، میدان الکتریکی در بلور پلاسمای پیچیده، کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما، یزد، ۱۳۹۵.*

[۱۸] *ر. ز. مهذبیه، ب. بهادری، میدان الکتریکی در بلور پلاسمای پیچیده غیرایده‌آل، کنفرانس فیزیک ایران، شیراز، ۱۳۹۵.*

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

افزایش بازدهی سلول خورشیدی لایه‌نازک سیلیکونی با بهره‌گیری از خواص پلاسمونی فلزات

فاطمه جعفری[۱]، محمدرضا رخشانی[۲] و محمدعلی منصوری بیرجندی[۳]

[۱]موسسه آموزش عالی هاتف، دانشکده فنی و مهندسی، گروه مهندسی برق (fateme.jaafari@gmail.com)
[۲]دانشگاه زابل، دانشکده فنی و مهندسی، گروه مهندسی برق (mrakhshani@uoz.ac.ir)
[۳]دانشگاه سیستان و بلوچستان، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، گروه مهندسی برق و الکترونیک (mansouri@ece.usb.ac.ir)

چکیده - به دلیل کاهش قیمت سلول خورشیدی ضخامت لایه فعال آن را کم می‌کنند. ولی این امر منجر به کاهش جذب نور مخصوصاً در طول موج‌های بلند خواهد شد. یکی از روش‌های افزایش جذب و بازدهی سلول خورشیدی، استفاده از نانوذرات فلزی و بهره بردن از اثر تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده می‌باشد. در این مقاله سعی شده است با قرار دادن آرایه نانوذرات نقره روی اکسید زینک (ZnO) در سلول خورشیدی لایه‌نازک با لایه فعال سیلیکون بی‌شکل (a-Si)، جذب و درنتیجه بازدهی سلول خورشیدی را افزایش داد. همچنین ضمن مقایسه با سایر آرایه‌های مستطیلی، مثلثی و نیم استوانه، نشان داده خواهد شد نانوذرات نقره باعث افزایش بازدهی بیشتری خواهند شد. در آخر پارامترهای اساسی سلول خورشیدی طراحی شده مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

کلید واژه- سلول خورشیدی لایه‌نازک، نانوذرات فلزی، تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده، بازدهی.

Efficiency Enhancement in Thin Film Silicon Solar Cell Using the Plasmonic Properties of Metals

Fatemeh Jaafari[1], Mohammad Reza Rakhshani[2] and Mohammad Ali Mansouri-Birjandi[3]

[1]Faculty of Engineering, Hatef Higher Education Institute, Zahedan
[2]Faculty of Engineering, University of Zabol, Zabol
[3]Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan

Abstract- In order to reduce the solar cell price, the active layer thickness has been decreased, but this reduces the absorption of light, especially at high wavelengths. One of the ways to increase the absorption and efficiency of solar cells is to use metal nanoparticles and to benefit from the effect of surface plasmon resonance. In this paper, we have tried to increase the absorption and efficiency of the solar cell by placing the silver nanoparticles on zinc oxide (ZnO) layer in a solar cell with an activate layer of amorphous silicon (a-Si). Also, compared to rectangular, triangular and semi-cylindrical arrays, it is shown that silver nanoparticles will increase the efficiency further. Finally, the basic parameters of the proposed solar cell are examined.

Keywords: Thin film solar cell, Metallic nanoparticle, Localized surface plasmon resonance, Efficiency

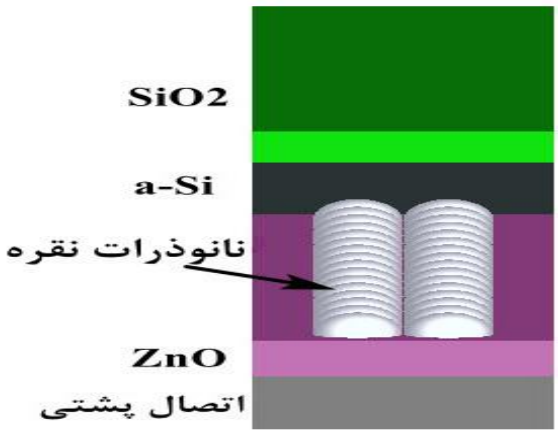
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

به دلیل اهمیت مسائل زیست‌محیطی و کاهش وابستگی به سوخت‌های فسیلی، توجه جامعه جهانی به سمت استفاده از انرژی‌های تجدیدپذیر ازجمله انرژی خورشیدی جلب شده است. با استفاده از سلول خورشیدی می‌توان انرژی خورشیدی را مستقیماً به انرژی الکتریکی تبدیل کرد [۱]. با کاهش ضخامت لایه فعال و استفاده از نانوذرات فلزی جهت افزایش بازدهی، می‌توان هزینه ساخت سلول خورشیدی را کاهش داد [۲و۳]. هدف ما در این تحقیق استفاده از نانوذرات فلزی برای ایجاد پلاسمون سطحی جایگزیده در سلول خورشیدی لایه نازک و در نتیجه افزایش بازدهی آن می‌باشد.

طراحی ساختار و شبیه‌سازی

در شکل۱، نمایی از ساختار سلول خورشیدی لایه‌نازک سیلیکونی که طراحی کرده‌ایم نشان داده شده است. در این طراحی لایه فعال از جنس سیلیکون بی‌شکل (a-Si) [۴] باضخامت ۵۰۰nm انتخاب شده است. اتصال پشتی از جنس نقره است و در قسمت بالای سیلیکون، اکسید سیلیکون (SiO_2) [۴] با ضخامت ۸۵nm به‌عنوان لایه ضد بازتاب و زیر سیلیکون اکسید زینک (ZnO) [۵] به عنوان لایه پراکننده نور با ضخامت ۱۰۰nm قرار گرفته است. نانوذرات نیم‌کره نقره[۶] در دو ردیف منظم بدون فاصله از یکدیگر و با دوره تناوب ۲۰۰nm روی Zno قرارداده شده‌اند. در این مقاله به بررسی جذب سلول خورشیدی پس از قرار دادن آرایه نانوذرات نقره به شعاع ۱۰، ۲۰، ۳۰، ۴۰ و ۵۰ نانومتر می‌پردازیم و نتایج حاصل را با آرایه‌های مستطیلی، مثلثی و نیم‌استوانه مقایسه می‌کنیم. منبع مورد استفاده یک منبع موج تخت با فرکانس ۴۰۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر می‌باشد. نتایج شبیه‌سازی با استفاده از نرم‌افزار لومریکال نشان داده خواهد شد.



شکل۱: نمای سه بعدی ساختار سلول خورشیدی لایه‌نازک طراحی‌شده

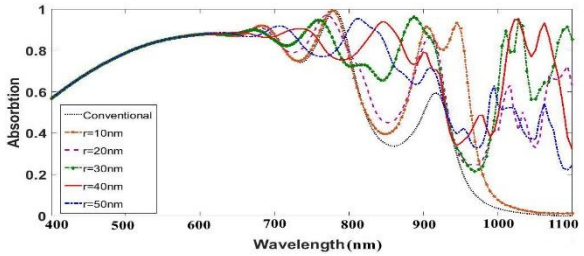
شبیه‌سازی نوری و تحلیل نتایج

ابتدا به بررسی مقدار جذب سلول خورشیدی قبل و بعد از قرار دادن نانوذرات می‌پردازیم. همان‌طور که در شکل۲ نشان داده شده است جذب سلول خورشیدی با قرار دادن نانوذرات نقره در طول موج‌های بلند افزایش یافته است و حداکثر مقدار آن برای نانوذرات با شعاع ۳۰ و ۴۰ نانومتر می‌باشد. چگالی جریان اتصال کوتاه به‌دست‌آمده در حالت پایه سلول خورشیدی (بدون آرایه نانوذرات) $۲۵/۶mA/cm^2$ و پس از قرار دادن نانوذرات نقره با شعاع ۳۰ و ۴۰ نانومتر به ترتیب mA/cm^2 ۳۲/۸۰ و mA/cm^2 ۳۳/۱۷ می‌باشد.

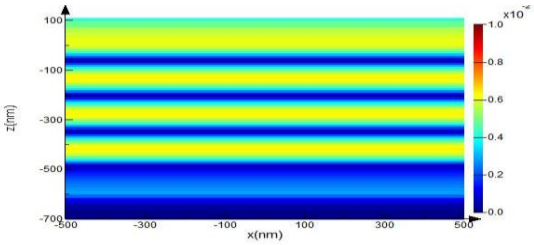
با بررسی شکل میدان الکتریکی در حالت پایه مطابق شکل۳ مشاهده می‌شود میدان الکتریکی بیشتر در سطح لایه جاذب می‌باشد ولی پس از اضافه کردن نانوذرات همان‌طور که در شکل۴ نشان داده شده است به دلیل تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده، میدان مغناطیسی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

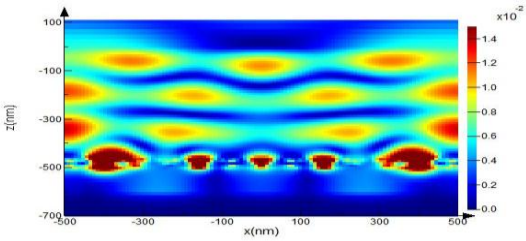
اطراف نانوذرات افزایش یافته و باعث افزایش تولید جفت الکترون–حفره و در نتیجه افزایش چگالی جریان اتصال کوتاه می‌شود.



شکل۲: نمودار جذب سلول خورشیدی با آرایه نانوذرات نقره

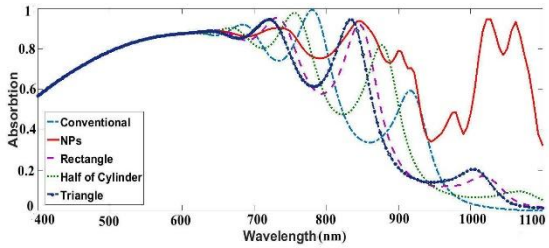


شکل۳: میدان مغناطیسی درسلول خورشیدی حالت پایه



شکل۴: میدان مغناطیسی در سلول خورشیدی پس از قرار دادن آرایه نانوذرات با شعاع ۴۰ نانومتر

یک روش افزایش جذب نور، استفاده از آرایه‌های مختلف در سطح زیرین سلول خورشیدی می‌باشد تا فوتون‌ها پس از برخورد به آن‌ها در جهات مختلف پراکنده‌شده و مسیر طولانی‌تری را در سلول طی کنند. این عمل باعث افزایش جذب فوتون‌ها در سلول خورشیدی می‌شود[۷]. برای مقایسه طیف جذب به‌دست‌آمده، آرایه‌های نیم‌استوانه، مستطیلی و مثلثی را به‌جای نانوذرات نقره با شعاع ۴۰نانومتر که حداکثر چگالی جریان اتصال کوتاه را تولید کرده است، قرار می‌دهیم. مشخصات آرایه‌های انتخاب شده مشابه آرایه نانوذرات نقره است. در شکل۵ طیف جذب سلول خورشیدی با آرایه‌های مختلف نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، هیچ‌کدام از آرایه‌هایی که در سطح زیرین سلول خورشیدی قرار گرفته‌اند مانند نانوذرات نقره افزایش چشمگیری در جذب فوتون مخصوصاً در طول‌موج‌های بلند نداشته‌اند.



شکل۵: طیف جذب سلول خورشیدی با آرایه‌های مختلف

چگالی جریان اتصال کوتاه که با آرایه‌های مختلف بدست‌آمده، در جدول ۱ بیان شده است.

جدول۱: چگالی جریان اتصال کوتاه با آرایه‌های مختلف

نوع آرایه	چگالی جریان(mA/cm^2)
حالت پایه(بدون آرایه)	۲۵/۶
نانوذرات نقره	۳۳/۱۷
مستطیلی	۲۶/۲۱
نیم استوانه	۲۶/۴
مثلثی	۲۶/۴۳

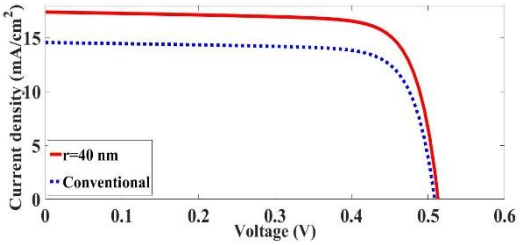
شبیه‌سازی الکتریکی و تحلیل نتایج

پس شبیه‌سازی نوری و بدست آوردن نرخ تولید الکترون –حفره در سلول می‌توان به شبیه‌سازی الکتریکی پرداخت. شکل ۶ منحنی ولتاژ–جریان و شکل ۷ منحنی توان خروجی سلول در حالت پایه و پس از قرار دادن آرایه نانوذرات نقره با شعاع ۴۰ نانومتر را نشان می‌دهد.

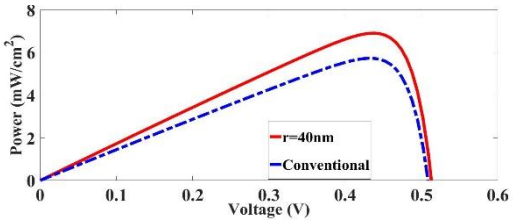
همان‌طور که مشاهده می‌شود با افزایش چگالی جریان اتصال کوتاه از ۱۴/۵۶ به mA/cm^2 ۱۷/۳۹، توان تولیدی سلول نیز افزایش داشته است. در جدول ۲ سایر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

پارامترهای اصلی سلول طراحی شده پس از تحلیل الکتریکی را نشان داده شده است.



شکل۶: منحنی جریان- ولتاژ سلول خورشیدی



شکل۷: منحنی توان- ولتاژ سلول خورشیدی

چگالی جریان اتصال کوتاه این ساختار در مقایسه با ساختار مرجع [۸] که نانوذرات نقره را در روی اتصال پشتی قرار داده و افزایش ۱۴/۳۶ درصدی داشته است، با گذاشتن آرایه نانوذرات نقره روی ZnO افزایش ۱۹/۴۳ از خود نشان داده است.

جدول۲: پارامترهای اصلی سلول

حالت	J_{sc} (mA/cm^2)	V_{oc}(V)	FF(%)	η(%)
حالت پایه	۱۴/۵۶	۰/۵	۷۷/۷۱	۵/۷
r= 40 nm	۱۷/۳۹	۰/۵۱	۷۷/۴	۶/۹

نتیجه‌گیری

در این مقاله اثر استفاده از نانوذرات نقره بر میزان جذب نور در یک سلول خورشیدی لایه‌نازک مورد بررسی قرار گرفت. از روش تفاضل محدود در حوزه زمان برای شبیه‌سازی و بررسی نتایج استفاده شده است. قرار دادن دو ردیف آرایه نانوذرات نیم‌کره از جنس نقره بر روی لایه پراکننده نور ZnO، باعث افزایش ۱۹/۴ درصدی چگالی جریان اتصال کوتاه و افزایش ۲۱ درصدی بازدهی شده است زیرا تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده ایجاد شده در نانوذرات باعث افزایش تولید حامل‌ها و در نتیجه جریان تولید شده سلول خورشیدی می شود. پس می‌توان نتیجه گرفت نانوذرات ساختارهای مناسبی جهت افزایش بازدهی مخصوصاً در سلول‌های لایه‌نازک می‌باشند.

مرجع‌ها

[1] S. Galliano, et Al. “Finely tuning electrolytes and photoanodes in aqueous solar cells by experimental design,” Solar Energy, Vol. 163, pp. 251-255, 2018.

[2] K. Sahu, M. Dhonde, and V.V.S. Murty, “Efficiency of Solar Cells Based on Natural Dyes with Plasmonic Nanoparticle-Based Photo Anode,” International Journal of Nanoscience, p.1850042. 2018.

[3] A. Bahrami, and R. Faez, “Simulation analysis of inverted organic solar cells with grating structure: Undesirable effects of high absorption near grating anode,” Optik-International Journal for Light and Electron Optics, Vol. 154, pp. 453-458, 2018.

[4] E. D. Palik, Handbook of Optical Constants of Solids, Academic Press, 1985.

[5] C. Stelling, C. R. Singh, M. Karg, T. A. F. König, M. Thelakkat, M. Retsch, “Plasmonic nanomeshes: their ambivalent role as transparent electrodes in organic solar cells,” Scientific reports, Vol. 7, pp. 42530, 2017.

[6] K. M. McPeak, S. V. Jayanti, S. J. Meyer, S. Iotti, A. Rossinelli, D. J. Norris, “Plasmonic films can easily be better: rules and recipes,” ACS photonics, Vol. 2, No. 3, pp. 326-333, 2015.

[7] H. Heidarzadeh, A. Rostami, M. Dolatyari, G. Rostami, “Plasmon-enhanced performance of an ultrathin silicon solar cell using metal-semiconductor core-shell hemispherical nanoparticles and metallic back grating,” Applied optics, Vol. 55, No. 7, pp. 1779-1785, 2016.

[8] X. Chen, B. Jia, J. K. Saha, N. Stokes, Q. Qiao,Y. Wang, Z. Shi, M. Gu, “Broadband enhancement in thin-film amorphous silicon solar cells enabled by nucleated silver nanoparticles,” Nano letters, Vol. 12, No. 5, pp. 1779-1785, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مطالعه دقت اندازه‌گیری و تعیین مشخصات زبری سطح با استفاده از روش‌های فوریه و جابجایی فازی

یزدان رشیدی، محمد حسین مهدیه،محمدرضا جعفر فرد،

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، نارمک، تهران، ایران

در این مقاله با استفاده از روش‌های جابجایی فازی و تبدیل فوریه، مشخصات سطوح با ناهمواری‌های مشخص تعیین شده است و خطای اندازه‌گیری هر یک از روش‌ها تعیین و مقایسه شده است. نتایج این مطالعه نشان می‌دهند که برای سطوح با تغییرات ناهمواری کند ، روش تبدیل فوریه و برای سطوح با تغییرات ناهمواری سریع ، روش جابجایی فازی (الگوریتم هاریهاران) مناسب‌ترین روش است.

کلید واژه-ناهمواری سطح، تداخل سنجی،تبدیل فوریه،جابه‌جایی فاز

Investigation of accuracy in characterization of rough surfaces by Fourier and Phase shifting techniques

Yazdan Rashidi, Mohammad Hossein Mahdieh and Mohammad Reza Jafarfard

Department of Physics, Iran University of Science and Technology, Narmak, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the measurement error of the Phase-shifting and Fast Fourier Transform (FFT) methods are obtained for different surface samples. According to the results, for surfaces in which the roughness changes are slow, FFT method is more accurate and for other roughness surfaces Phase-shifting technique is more appropriate.

Keywords: surface roughness, interferometry, Phase-shifting, Fast Fourier Transform

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

اندازه‌گیری ناهمواری و داشتن اطلاعاتی از صافی سطح، همواره یکی از موارد مهم در بخشی از فعالیت‌های صنعتی است. مطالعات گسترده‌ای در این زمینه صورت گرفته است و روش‌های مختلفی برای اندازه‌گیری ناهمواری سطح ابداع شده، که در دو بخش روش‌های غیرتماسی(اپتیکی) و تماسی تقسیم شده‌اند [۱]. در مقایسه با روش‌های تماسی، روش‌های اپتیکی دارای مزیت‌های بی‌نظیر، ازجمله عدم تخریب نمونه (بدلیل غیر تماسی بودن)، کم‌هزینه بودن و سرعت بالا در اندازه‌گیری می‌باشند. تداخل‌سنجی یک روش مناسب و قدرتمند در بین روش‌های اپتیکی، برای اندازه‌گیری ناهمواری سطح، محسوب می‌گردد[۲, ۳]. اندازه‌گیری ناهمواری سطح با روش تداخل‌سنجی در دو مرحله اجرا می‌گردد. مرحله اول به دست آوردن یک یا چند طرح تداخلی مناسب و مرحله دوم آنالیز طرح‌های تداخلی ثبت شده (در مرحله اول) با توجه به روش‌ها و الگوریتم‌های مختلف است. در این مقاله از روش‌های تبدیل فوریه و جابه‌جایی فازی با الگوریتم سه‌تایی، چهارتایی و هاریهاران (Hariharan) [۴] استفاده شده است و دقت این روش‌ها با توجه به نوع ناهمواری سطح ، مورد ارزیابی قرار گرفته است.

مبانی نظری

در این قسمت ریاضیات روش‌های تبدیل فوریه و جابجایی فازی و نحوه‌ی استخراج اطلاعات فازی شرح داده می‌شود.

۱- تبدیل فوریه

رابطه‌ی ریاضی الگوی تداخلی ثبت شده حاصل از برهم‌نهی دو موج مرجع (E_r) و موج شئی (E_s) تحت زاویه θ به صورت رابطه زیر است[۵].

$$I=|E_r+E_s|^2=|E_r|^2+|E_s|^2 \\ +2|E_r|.|E_s|\cos[q_x x+\varphi(x,y)+\varphi_0] \quad (۱)$$

که در رابطه (۱)، $\varphi(x,y)$ مربوط به اطلاعات فازی نمونه، q_x فرکانس فضایی الگوی تداخلی ثبت شده و φ_0 اختلاف فاز مربوط به پس زمینه است که باید به صورت جداگانه محاسبه شود. با اجرای تبدیل فوریه از رابطه (۱) در فضای فرکانسی سه طیف مشاهده می‌شود. با توجه به فرکانس فضایی این سه طیف از یکدیگر جدا شده‌اند. حال اگر یکی از طیف‌های تصاویر مزدوج، با فیلترگذاری مناسب جدا شود و سپس از آن تبدیل فوریه معکوس گرفته شود رابطه زیر نتیجه می‌شود[۵].

$$i=2|E_r|.|E_s|.\exp\{i[q_x x+\varphi(x,y)+\varphi_0]\} \quad (۲)$$

اگر مراحل بالا را بدون نمونه انجام دهیم اختلاف فاز مربوط به پس زمینه به‌صورت رابطه‌ی زیر به دست می‌آید[۵].

$$i_0=2|E_r|.|E_s|.\exp\{i[q_x x+\varphi_0]\} \quad (۳)$$

با توجه به روابط بدست آمده و با استفاده از رابطه زیر می‌توان اطلاعات فازی که همان اطلاعات ناهمواری سطح نمونه است را بدست آورد[۵].

$$\varphi(x,y)=\arg(\frac{i}{i_0}) \quad (۴)$$

۲- جابجایی فازی

در این روش برای بدست آوردن اطلاعات فازی حداقل نیاز به سه الگوی تداخلی با اختلاف فاز مشخص است.که معمولاً این اخلاف فاز از نظر تجربی با پیزو الکتریک ایجاد می‌شود[۶]. با توجه به تعداد الگوهای تداخلی ثبت شده، این روش دارای الگوریتم‌های مختلفی است. به عنوان

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مثال در الگوریتم سه‌تایی نیاز به سه طرح تداخلی است. اگر اختلاف فاز طرح‌های تداخلی بصورت $(\delta_1=-\alpha,\delta_2=0,\delta_3=\alpha)$ باشد روابط ریاضی الگوهای تداخلی به‌صورت زیر خواهد بود[۷]:

$$I_1(x,y)=I'(x,y)+I''(x,y)\cos[\varphi(x,y)-\alpha] \quad (۵)$$

$$I_1(x,y)=I'(x,y)+I''(x,y)\cos[\varphi(x,y)] \quad (۶)$$

$$I_1(x,y)=I'(x,y)+I''(x,y)\cos[\varphi(x,y)+\alpha] \quad (۷)$$

در روابط بالا $I'(x,y)=I_s(x,y)+I_r(x,y)$ شدت میانگین (جمع شدت موج شئی و موج مرجع) و $I''(x,y)=2\sqrt{I_s(x,y)I_r(x,y)}$ است. حال با استفاده از رابطه زیر می‌توان اطلاعات فازی را محاسبه کرد[۷].

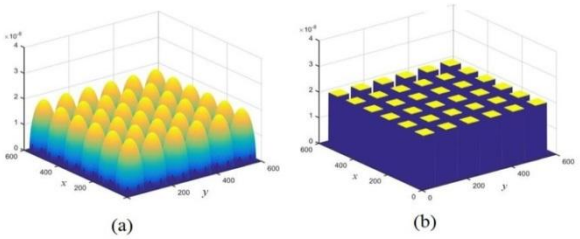
$$\varphi(x,y)=\tan^{-1}\{[\frac{1-\cos(\alpha)}{\sin(\alpha)}]\frac{I_1-I_3}{2I_2-I_1-I_3}\} \quad (۸)$$

روابط ریاضی دیگر الگوریتم‌های روش جابجایی فازی مشابه همین الگوریتم هستند.

شبیه سازی

۱-نمونه

عوامل بسیاری در دقت روش‌های اپتیکی تأثیر گذار هستند. نوع ناهمواری سطح یکی از مهم‌ترین عوامل در دقت روش‌های اپتیکی است که می‌توان با انتخاب مناسب‌ترین روش، دقت اندازه‌گیری را بالا برد. با توجه به این نکته دو سطح مختلف با شکل و نوع ناهمواری متفاوت مورد بررسی قرا گرفته و شبیه سازی شده است. در شکل (۱-a) نوع ناهمواری با تغییرات ناهمواری کند و در شکل (۱-b) نوع ناهمواری با تغییرات تند(آنی) یا پله‌ای نشان داده شده‌اند. در شکل (۱) صفحه xy مربوط به صفحه نمایش است که اعداد روی محور x و y تعداد پیکسل‌های صفحه نمایش است. هر پیکسل به‌صورت یک مربع با اندازه ضلع $3\mu m$ (بصورت نوعی) است. محور Z مربوط به ارتفاع ناهمواری نمونه است.



شکل۱: نمونه‌های شبیه سازی شده.

۲- محاسبه نسبت سیگنال به نویز و خطای اندازه‌گیری

به دلیل وجود همیشگی نویز در کارهای آزمایشگاهی، از تابع توزیع پواسون برای شبیه سازی مقدار نویز استفاده کرده‌ایم. در محاسبات این مقدار نویز را به الگوهای تداخلی ثبت شده که به‌صورت ماتریس‌های $n\times n$ هستند، را اضافه کرده‌ایم. با توجه به این نکته، می‌توان مقدار نسبت سیگنال به نویز سیستم را به‌صورت رابطه زیر تعریف کنیم.

$$SNR=\frac{\sum_{i,j}I_{ij}}{\sum_{i,j}N_{ij}} \quad (۹)$$

که در رابطه (۹)، I_{ij} و N_{ij} به ترتیب ماتریس مربوط به الگوهای تداخلی و نویز هستند.

برای بدست آوردن بهترین روش اندازه‌گیری، محاسبه خطای اندازه‌گیری بهترین راه است. با توجه به رابطه زیر می‌توان خطای اندازه‌گیری هر کدام از روش‌های اندازه‌گیری را محاسبه کرد. در رابطه‌ی زیر Z_{ij} و Z'_{ij} به ترتیب ماتریس‌های سطح شبیه سازی شده و سطح اندازه‌گیری شده هستند.

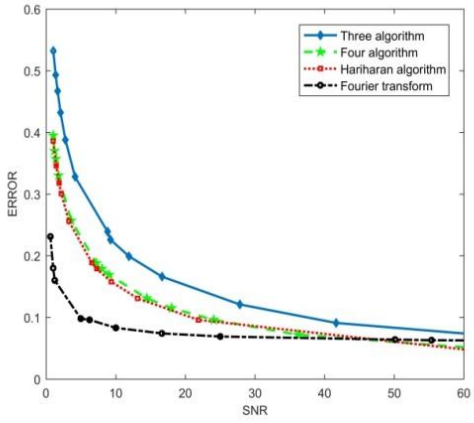
$$ERROR=\frac{\sum_{i,j}\left|Z_{ij}-Z'_{ij}\right|}{\sum_{i,j}Z_{ij}} \quad (۱۰)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

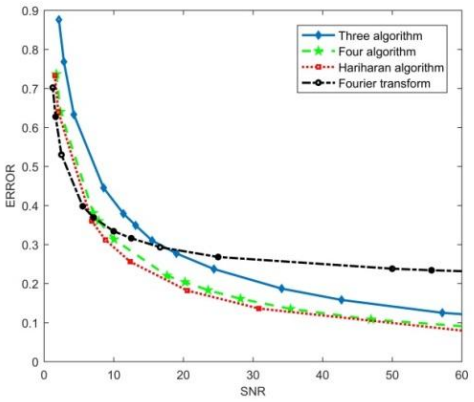
نتیجه‌گیری

برای سطوح مختلف شبیه سازی شده با بیشینه ارتفاع ناهمواری ۳۰ نانومتر (به عنوان یک نمونه)، مقدار خطای اندازه‌گیری برای الگوریتم‌های سه‌تایی، چهارتایی و هاریهاران در روش جابه‌جایی فازی و همچنین روش تبدیل فوریه بر حسب مقدار نسبت سیگنال به نویز ترسیم شده و در شکل‌های (۲) و (۳) نمایش داده شده است. ملاحظه می‌شود که با افزایش مقدار نسبت سیگنال به نویز ، کاهش مقدار خطای اندازه‌گیری الگوریتم‌های جابه‌جایی فازی بیشتر از روش تبدیل فوریه است. همچنین الگوریتم هاریهاران در بین دیگر الگوریتم‌های روش جابه‌جایی فازی دارای بیشترین دقت است.

با توجه به شکل (۲) که مربوط به سطوحی با تغییرات ناهمواری کند است، می‌توان نتیجه گرفت که دقیق‌ترین روش برای این نوع ناهمواری‌ها روش تبدیل فوریه است. همچنین با توجه به شکل (۳) که مربوط به سطوحی با تغییرات ناهمواری تند می‌باشد ملاحظه می‌شود که روش جابه‌جایی فازی الگوریتم هاریهاران و چهارتایی دارای دقت بیشتری نسبت به روش تبدیل فوریه است.



شکل ۲: مقدار خطای اندازه‌گیری بر حسب نسبت سیگنال به نویز برای سطح شکل (a-۱).



شکل ۳: مقدار خطای اندازه‌گیری بر حسب نسبت سیگنال به نویز برای سطح شکل (b-۱).

مرجع‌ها

1. Lin, C.S., et al., *Measurement of Surface Profile and Surface Roughness of Fibre-Optic Interconnect by Fast Fourier Transform.* Metrology and Measurement Systems, 2017. **24**(2): p. 381-390.
2. Chen, L.-C., et al., *3-D surface profilometry using simultaneous phase-shifting interferometry.* Optics Communications, 2010. **283**(18): p. 3376-3382.
3. Guo, H. and P.S. Huang. *Absolute phase retrieval for 3d shape measurement by Fourier transform method*. in *Proceedings of the SPIE*. 2007.
4. Hecht, E., *Optics, 4th.* International edition, Addison-Wesley, San Francisco, 2002. **3**.
5. Tayebi, B., et al., *Reduced-phase dual-illumination interferometer for measuring large stepped objects.* Optics letters, 2014. **39**(19): p. 5740-5743.
6. Hariharan, P., B. Oreb, and T. Eiju, *Digital phase-shifting interferometry: a simple error-compensating phase calculation algorithm.* Applied optics, 1987. **26**(13): p. 2504-2506.
7. Malacara, D., *Optical shop testing*. Vol. 59. 2007: John Wiley & Sons.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

زیست حسگر نوری بدون برچسب مبتنی بر تشدید پلاسمون های سطحی

نرجس عموسلطانی[۱]، علی فرمانی[۲] و عباس ظریفکار[۱]

[۱]دانشگاه شیراز، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، بخش مخابرات و الکترونیک

[۲]دانشگاه لرستان، دانشکده مهندسی، گروه برق

na.amoosoltani@shirazu.ac.ir , farmani.a@lu.ac.ir , zarifkar@shirazu.ac.ir

چکیده- در این مقاله یک زیست حسگر نوری تشدید پلاسمون سطحی، ارائه و شبیه سازی شده است. ویژگی اصلی زیست حسگر پیشنهادی عدم نیاز به برچسب گذاری می باشد. توانایی این زیست حسگر در شناسایی چهار زیست ماده ی متان،گلیسیرول، اسید استیک و اتیل سالیسیلات بررسی و نشان داده شده است که با تغییر زیست ماده، زاویه ی متناظر با کمترین میزان شدت پرتو نور منعکس شده از زیست حسگر، تغییر می کند. به علاوه نتایج شبیه سازی زیست حسگر در دماهای مختلف حاکی از تغییرات ناچیز در عملکرد حسگری با تغییرات دما می باشد.

کلید واژه- زیست حسگر، تشدید پلاسمون سطحی، بدون برچسب

A label-free optical biosensor based on surface plasmon resonance

Zarifkar[1]. Farmani[2] and A. Amoosoltani[1], A.N

[1]School of Electrical and Computer Engineering, Shiraz University, Shiraz

[2] School of Electrical and Computer Engineering, Lorestan University, Khoramabad

na.amoosoltani@shirazu.ac.ir , farmani.a@lu.ac.ir , zarifkar@shirazu.ac.ir

Abstract- In this paper, a label free surface plasmon resonance optical biosensor is presented and analyzed.The ability of the proposed biosensor in identifying four biomaterials including methan, glycerol, acetic acid and ethyl salicylate is investigated. Simulation results show that the temperature changes do not have significant effect on the characteristics of the biosensor.

Keywords: Biosensor, surface plasmon resonance, label free

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

1- مقدمه

زیست حسگرها[۱]، ادواتی برای تشخیص و اندازه گیری غلظت مولکول های زیستی مانندگلوکز، پروتئین ها، نوکلئیدها و DNA ها هستند و در مطالعات بیولوژیکی، کشف داروها و تشخیص دقیق و زودهنگام بیماریهایی مانند سرطان نقش بسزایی دارند. همین مسئله در سال های اخیر توجه پژوهشگران زیادی را به زیست حسگرها جلب کرده است[۱]. روش های شناسایی در زیست حسگرها به دو دسته بدون برچسب[۲] نظیر اسپکتروسکوپی جرمی، میکروکانتیلیور[۳]و تشدید پلاسمون های سطحی و با برچسب مانند لومینسانس شیمیایی، الکترودهای فعال الکتروشیمیایی و فلوئورسنت تقسیم بندی می شوند. در روش های بدون برچسب از ویژگی های بیوفیزیکی مولکول مانند وزن و یا ضریب شکست جهت شناسایی مولکول مورد نظر استفاده می گردد در حالی که در روش های با برچسب، مولکول دیگری جهت شناسایی به صورت شیمیایی یا اتصال موقت به مولکول مورد نظر متصل می گردد و این می تواند باعث تغییر در ویژگی های ذاتی مولکول خارجی شود[۲]. روش های با برچسب اغلب کند، مخرب و دارای حساسیت پایین بوده و ادوات مربوطه دارای ابعاد بزرگی هستند. از طرفی استفاده از این روشها باعث کاهش طول عمر زیست حسگر، ایجاد محدودیت و تک منظوره شدن آنها می شود[۳]. در مقابل، روش های بدون برچسب دارای مزایایی مثل قابلیت اطمینان، حساسیت بالا، ارزان بودن و سهولت در مجتمع سازی می باشند، ضمن آنکه آسیب به آنالیت

موردنظر به حداقل مقدار می رسد[۴]. مهم ترین و اصلی ترین مزیت زیست حسگرهای بدون برچسب، چند منظوره بودن آن ها می باشد که می توان برای شناسایی مواد مختلف با ضریب شکست های متفاوت از آنها استفاده کرد و محدود به شناسایی ماده ی خاصی نمی شود. اگرچه در بسیاری از زیست حسگرها از ساختارهای فوتونی استفاده شده است اما اینگونه ساختارها ابعاد بزرگی دارند که مجتمع کردن آنها با ادوات دیگر در ابعاد زیر طول موج را مشکل می سازد[۵]. علت این امر، کم بودن میزان برهم کنش نور ورودی با ساختار فوتونی است که نیاز به ساختار با طول بلند را سبب خواهد شد. برای برطرف کردن مشکل اخیر، ساختارهای پلاسمونی با هزینه کمتر، ساخت آسانتر و ابعاد کوچکتر نسبت به ساختارهای فوتونی، مورد استفاده قرار می گیرند[۶]. با توجه به مطالب پیش گفته، در این مقاله، یک زیست حسگر مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی و بدون نیاز به برچسب گذاری و با قابلیت تشخیص چندین ماده ارائه می شود و ضمن شبیه سازی و تحلیل رفتار آن، به بررسی تاثیر تغییرات دمایی بر عملکرد حسگر پرداخته می شود.

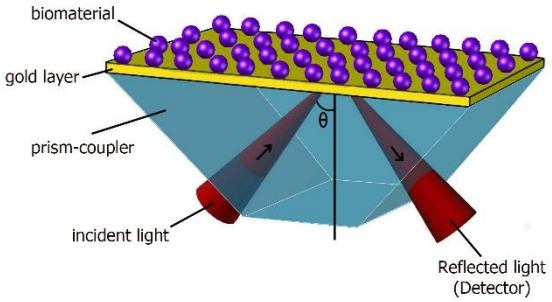
2- تئوری و شبیه سازی ساختار

ساختار زیست حسگر پیشنهادی در شکل ۱ نشان داده شده است. این ساختار از یک منشور دی الکتریک به عنوان تزویج گر نور ورودی تشکیل شده که بر روی آن یک لایه از طلا قرار داده شده است. در زیست حسگر پلاسمونی پیشنهادی با تابش نور به مرز فلز و دی الکتریک (منشور)، فوتون ها انرژی خود را به نوسانات الکترون های فلز داده و این الکترون ها درطول موج مشخصی رزونانس می کنند و باعث تولید میدان پلاسمون های سطحی با شدت زیاد در فصل مشترک می شوند. از طرفی تغییر در نوع ماده ی زیستی در سطح حسگر، باعث تغییر ضریب شکست شده و تغییرات ضریب شکست نیز باعث تغییر در زاویه ی تزویج نور ورودی می گردد که

[۱] Biosensor
[۲] Label free
[۳] microcontiliver
[۴] Surface plasmon resonane

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

همین مسئله اساس کار زیست حسگر پیشنهادی برای تشخیص انواع مواد زیستی است.

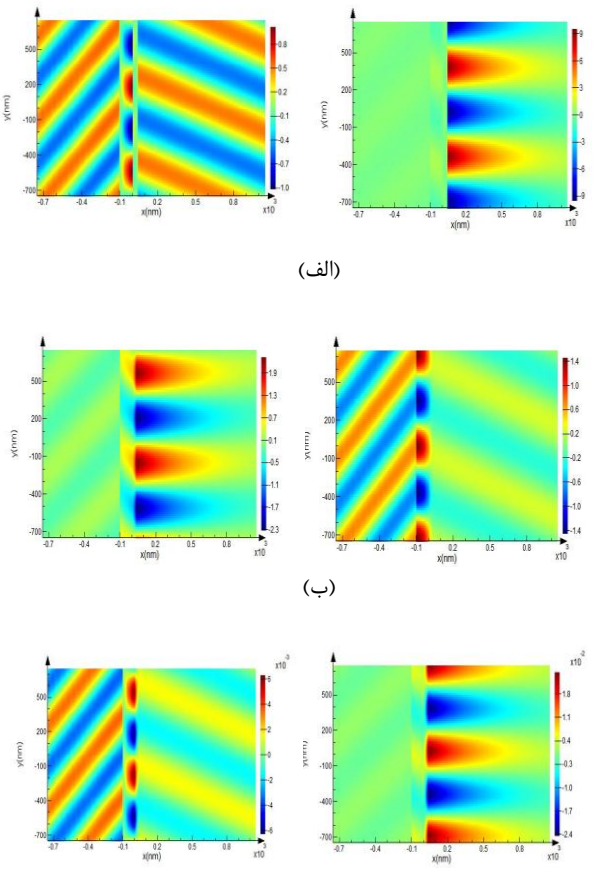


شکل۱: ساختار زیست حسگر پیشنهادی

شایان ذکر است که انتخاب نوع فلز و ضخامت آن جهت برانگیختن پلاسمون های سطحی حائز اهمیت می باشد و بدین منظور از فلز طلا در مرز بین ماده ی زیستی و منشور به صورت لایه ای به ضخامت ۴۰ نانومتر استفاده شده است. ضریب شکست طلا و منشور که جنس آن از دی اکسید سیلیکون(SiO_2) است، به ترتیب ۰,۱۳۱ و ۱,۴۵۵ در دمای T=300k می باشد, هم چنین منبع نور ورودی تک رنگ با طول موج 700nm می باشد. برای شبیه سازی از روش FDTD در نرم افزار لومریکال استفاده شده است. رابطه حساسیت به صورت زیر بیان می‌گردد[۷]:

$$S = \frac{\Delta\theta}{\Delta n} \qquad (1)$$

که در آن$\Delta\theta$ تغییرات زاویه ی تزویج ماده و Δn تغییرات ضریب شکست ماده ی زیستی نسبت به هوا (n=1) می باشد. شکل ۲ نتایج شبیه سازی پروفایل میدان الکتریکی قبل از تزویج (ستون سمت چپ) و پس از تشدید پلاریتون های سطح (ستون سمت راست) را نشان می دهد که فوتون های تابشی به مرز فلز طلا و منشور در زاویه هایی غیر از زاویه ی تزویج, بازتاب شده اما در زاویه ی تزویج, فوتون ها جذب می گردند و باعث تشدید پلاسمون های سطحی میشوند.



(الف)

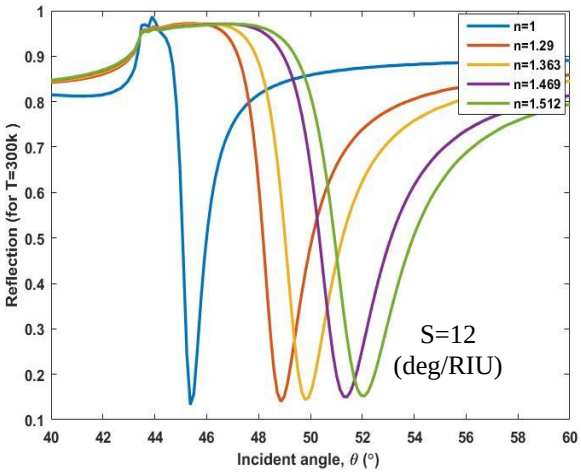
(ب)

(ج)

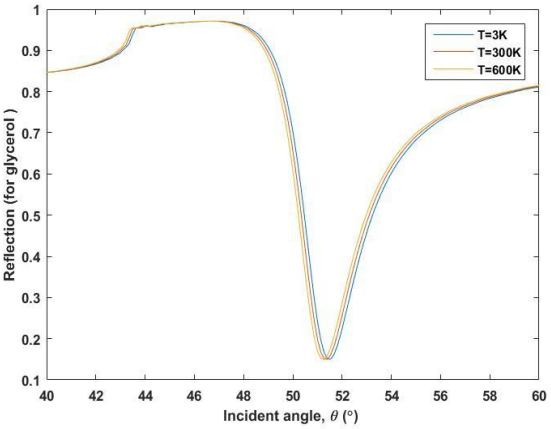
شکل۲ : پروفایل انتشار نور در ساختار قبل از تزویج(ستون سمت چپ) و پس از تشدید پلاسمونهای سطحی(ستون سمت راست)
الف) E_x - ب) E_y - ج) H_z

زیست ماده های بررسی شده، متان(CH_4)، اسید استیک ($C_2H_4O_2$)، گلیسیرول ($C_3H_5(OH)_3$) اتیل سالیسیلات ($C_9H_{10}O_3$) می باشند که در طول موج700nm به ترتیب دارای ضرایب شکست 1.29، 1.3628، 1.4687و 1.5123 هستند[۸]. شکل۳ میزان انعکاس از مرز فلز و نیمه هادی را برحسب زاویه ی تزویج نشان می دهد. مشاهده می شود به ازای مواد مختلف زاویه ی تزویج نور تغییر کرده و برای چهار زیست ماده ی معرفی شده به ترتیب 48.86°، 49.8°، 51.28° و 52.08° می باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۳: نمودار میزان بازتابش در دمای 300k برای چهار ماده زیستی.



شکل۴: تاثیر تغییرات دمایی بر میزان بازتابش و زاویه ی تزویج

به منظور بررسی اثر تغییرات دمایی بر رفتار زیست حسگر پیشنهادی، عملکرد زیست حسگر در سه دمای مختلف T=300K، T=600K و T=3K برای زیست مادهی گلیسیرول شبیه سازی شده است که نتیجه ی حاصل در شکل ۴ دیده می شود. جهت مدلسازی دما, از قسمت index perturbation لومریکال استفاده شده است که ضریب ترمواپتیکی$(dn/dT)(1/K)$ برای SiO_2 مقدار 8.8e-6 در نظر گرفته شده است[۹]. همانطور که مشاهده می شود میزان تغییرات در زاویه تزویج بسیار ناچیز است که نشان دهنده ی پایداری دمایی ساختار پیشنهادی می باشد.

3- نتیجه‌گیری

در این مقاله یک زیست حسگر بدون برچسب مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی ارائه شد و رفتار حسگری آن نسبت به زیست ماده های مختلف مانند متان، اسید استیک، گلیسیرول و اتیل سالیسیلات مورد بررسی قرار گرفت. بمنظور شناسایی مواد از نمودار بازتاب مربوط به هریک از آنها استفاده شده است. همچنین اثر تغییرات دمایی بر روی عملکرد زیست حسگر بررسی گردید. نتایج به دست آمده نشان می دهند که زیست حسگر پیشنهادی می تواند بسادگی برای تشخیص زیست مواد مختلف در شرایط دمایی متنوع بکار رود.

4-مرجع‌ها

[1] S. Szunerits, and R. Boukherroub, “Graphene-Based Biosensors”, *Interface Focus*, vol. 8, no. 3, article no. 20160132, 2018.

[2] J. Juan-Colás, S.Johnson, and T. F. Krauss, “Dual-Mode Electro-Optical Techniques for Biosensing Applications: A Review”, *Sensors*, vol. 17, article no. 2047, 2017.

[3] A. Syahir, K. Usui, K-y. Tomizaki, K. Kajikawa, and H. Mihara, “Review-Label and Label-Free Detection Techniques for Protein Microarrays”, *Microarrays*, vol. 4, pp. 228-244, 2015.

[4] X. Chen, Y. Liu, J. Huang, W. Liu, J. Huang, Y. Zhang, and W. Fu, “Label-Free Techniques for Laboratory Medicine Applications”, *Frontiers in Laboratory Medicine*, vol. 1, pp. 82-85, 2017.

[5] B. Špacˇková, P. Wrobel, M. Bocková, J. ˇí Homola, “Optical Biosensors Based on Plasmonic Nanostructures: A Review”, *Proceedings of the IEEE*, vol. 104, no. 12, pp. 2380-2408, 2016

[6] A. Farmani, A. Mir, M. Bazgir, and F. B. Zarrabi, “Highly Sensitive Nano-Scale Plasmonic Biosensor Utilizing Fano Resonance Metasurface in THz Range: Numerical Study”, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 104, pp. 233-240, 2018.

[7] M. A. Baqir, A. Farmani, T.Fatima, M. R. Raza, S. F. SHaukat, and A. Mir, “Nanoscale, Tunable, and Highly Sensitive Biosensor Utilizing Hyperbolic Metamaterials in the Near-Infrared Range”, *Applied Optics*, vol. 57, no. 31, pp. 9447-9454, 2018.

[8] https://refractiveindex.info/

[9].D. B. Leviton and B. J Frey, “Temperature dependent absolute refractive index measurements of synthetic fused silica,” vol.6273, p. 62732K, 2006.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ساخت رنگدانه سرامیکی زرد بر پایه سیلیکات زیرکونیوم

حاجی علیزاده، فریبا؛ خواجه امینیان، محسن؛شهسواری،فاطمه ؛واصل نیا،سید یوسف؛مطهری،حمید

چکیده

در این مقاله رنگدانه های سرامیکی زرد بر پایه ورود ناخالصی انتیموان و کروم درون ساختار سیلیکات زیرکونیوم با روش حالت جامد با شیوه ترکیب مختلف سنتز شده‌اند. با توجه به انالیز XRD مشخص شده است که هر دو ساختار سنتز شده سه فازی می باشند. بررسی تصاویر SEM نشان می‌دهد نمونه سنتز شده روش اول دارای میانگین اندازه ذرات ۱۵۴ نانومتر و نمونه دوم دارای میانگین اندازه ذرات ۹۰۲ نانومتر می‌باشد. آزمون رنگ سنجی رنگ زرد نمونه‌ها را تایید می‌نماید .پارامتر b* مثبت که بیانگر رنگ زرد است برای نمونه اول۵۰ و برای نمونه دوم ۳۶/۱۴ می‌باشد.

کلید واژه- رنگدانه ، سیلیکات زیرکونیوم ، رنگ سنجی ، زرد

Fabrication of a yellow ceramic pigment based on zirconium Silicate

Hajializadeh Fariba, Khajeh aminian Mohsen, Shahsavari Fatemeh,Vaselnia yoosof,Motahari Hamid

Fariba.hajializadeh@yahoo.com

Abstract:

In this paper, yellow ceramic pigmens were synthesized based on doping of antimony and chromium into the structure of zirconium silicate using a solid state method with a combination of different methods. According to the XRD analysis both samples own three different compounds. SEM images show that the synthesized sample of the first method has an average particle size of 154 nano mater, and the second sample has an average particle size of 902 nano mater. The colorimetric anaiysis indicates that sampies are yellow. The b * parameter for the samples is 50 and 36/14 respectively, which indicates they are yellow.

Keywords: Pigment, zirconium silicate, Colorimetric, yellow

مقدمه

رنگدانه های بر پایه زیرکون ($ZrSiO_4$) به علت پایداری شیمیایی بالا و مقاومت در برابر انحلال هنگام قرار گرفتن روی سطح کاشی، معمولا در سرامیک استفاده می شود. رنگدانه های دارای ترکیب زیرکون را نمی‌توان از زیرکونیا معدنی تولیدکرد. زیرکونیا(ZrO_2) از طریق فرایندتصفیه پیچیده ای به دست می آید . [۱].

پرکاربردترین روش های سنتز رنگدانه‌های سرامیکی عبارتند از :حالت جامد، سل ژل ، ترسیب شیمیایی و... که روش حالت جامد به دلیل کم هزینه بودن ، پرکاربردترین روش است[۲]. علاوه بر روش ساخت رنگدانه و اندازه ذرات آن، نوع چاپ آن روی سطح نیز مهم است. در چاپ دیجیتال بررسی خواص ژئولوژیکی جوهر، کشش سطحی پتانسیل زتا ذرات جوهر، ته‌نشینی، اندازه و شکل قطره،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

انرژی جنبشی نفوذ، اندازه ذرات، کنترل خواص الکتریکی و مغناطیسی، ثبات در محیط‌های آلی و بهبود استحکام رنگ مورد نیاز است [۳و۴]. تولید رنگدانه با روش ترسیب شیمیایی و حالت جامد برای انواع چاپ مناسب می‌باشد. در این تحقیق رنگدانه زرد با استفاده از روش حالت جامد و مواد با سمیت کم‌تر و سازگاری بهتر با سطح کاشی نسبت به سایر روش‌ها ساخته می شود. این روش از نظر اقتصادی و زیست محیطی (استفاده از حلال‌های غیرسمی) بسیار مناسب است.

روش تجربی :

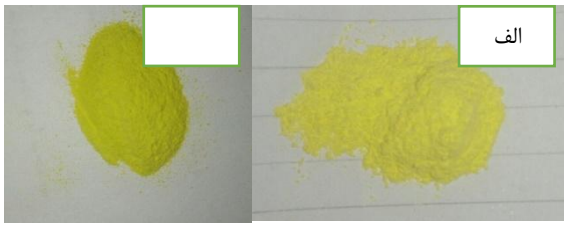
نمونه الف

ابتدا مقدار۰/۶۳گرم سیلیکات زیرکونیوم $ZrSiO_4$ و۰/۵۵ گرم NaOH رو به نسبت مولی یک به چهار با هم مخلوط و به مدت ۵ ساعت در دمای ۹۵۰ درجه سانتیگراد درون کوره قرارداده می شود. این کار صرفا به این دلیل می‌باشد که سیلیکات زیرکونیوم دمای واکنش بالایی دارد و NaOH به عنوان گداز آور برای پایین آوردن دمای واکنش و شکستن ساختار سیلیکات زیرکونیوم به آن اضافه می شود. سپس ۰/۰۶۳گرم $Sbcl_3$ را با ۱۰ میلی لیتر آب مقطر مخلوط کرده و به مدت ۲۰ دقیقه روی استیرر قرار داده می‌شود. بعد از آن ۰/۱۱۲ گرم $Cr(NO_3)_3.9H_2O$ به آن افزوده شد. زمانی که محلول همگن شد مخلوط NaOH و $ZrSiO_4$ که از قبل در کوره پخت شده به آن اضافه می‌شود. .به مدت ۳۰ دقیقه روی استیرر هم زده می شود تا محلول یکدست شود.بعد از آن محلول در دمای ۱۵۰ درجه سانتی گراد قرار داده می شود تا خشک شود. پودر به دست آمده به مدت ۲ ساعت در دمای ۱۰۰۰ درجه سانتی گراد دورن کوره قرار گرفته است.

نمونه ب:

در نمونه ب بر خلاف نمونه الف، $ZrSiO_4$ وNaOH مانند بقیه مواد بدون پخت و مستقیم وارد محلول می شوند. وزن مواد با نمونه الف یکی است. روش انجام آزمایش مانند نمونه قبلی است .بعد از خشک شدن، پودر حاصل درون کوره به مدت ۲ ساعت در دمای ۱۰۰۰ درجه سانتی گراد قرار گرفته است.

هر کدام از این نمونه‌ها با استفاده ازمشخصه یابی‌های SEM(میکروسکوپ الکترونی روبشی، KYKY مدلEM3200) ،XRD(دستگاه X'Pert (40KV,30mA و تابش (CuKα (λ=1.54Å و آزمون رنگ سنجی CIE L*a*b*(دستگاهXrite sp-64 Spectrophotometer)مورد بحث و بررسی قرار گرفته اند.

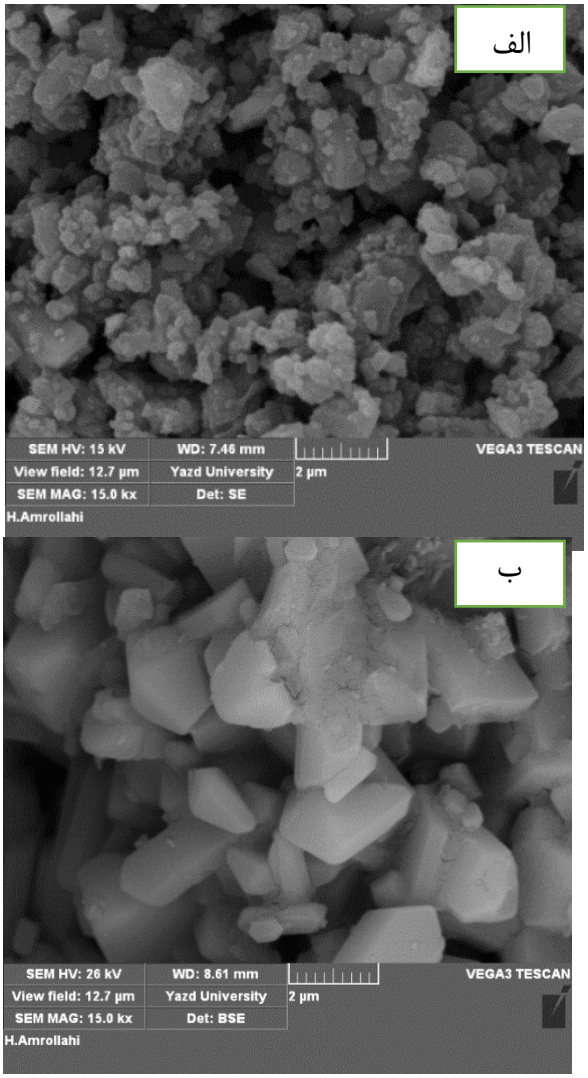


شکل ۱ رنگدانه های سنتز شده به روش الف و ب

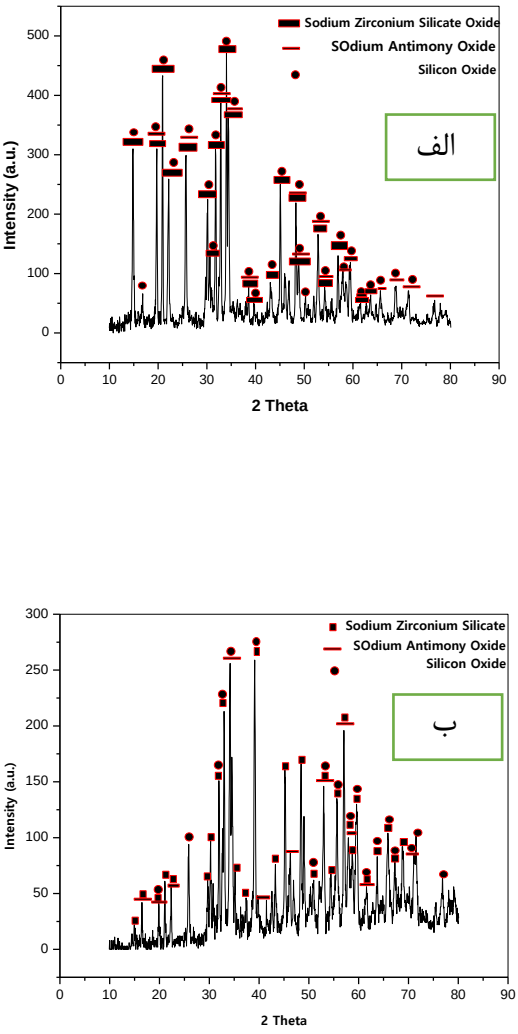
بحث و نتیجه گیری :

به کمک تصویر SEM میتوان شکل، اندازه، نحوه قرارگیری ذرات در سطح جسم وخصوصیات سطح نمونه را بررسی کرد. شکل۲ تصویر SEM هر دو نمونه مورد آزمایش را نشان می دهد. تصویر SEM نمونه الف نشان می‌دهد اندازه ذرات نسبت به نمونه ب کوچکتر است. میانگین اندازه ذرات در نمونه الف ۱۵۴نانومتر و نمونه ب ۹۰۲نانومتر است. نمونه الف نسبت به ب ساختار یکنواخت‌تری دارد و ناخالصی نفوذ بهتری در ساختار داشته و ساختار بهتر شکل گرفته است و انتظار می رود بازتاب بهتری روی سطح سرامیک داشته باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲ تصویر SEM از پودر زرد تولید شده به روش الف وب



شکل ۳ طیف XRD پودر رنگدانه زرد تولید شده به روش الف و ب

شکل ۳طیف اشعه ایکسXRD نمونه‌های سنتز شده در دمای ۱۰۰۰درجه سانتی گراد را نشان می‌دهد نمونه الف از سه فاز (Na_2ZrSiO_5 و$NaSbO_3$ و SiO_2) و نمونه ب از سه فاز($Na_2ZrSi_2O_7$ و $NaSbO_3$ و SiO_2) تشکیل شده‌اند. دو فاز $NaSbO_3$ و SiO_2 در هر دو ساختار یکسان می‌باشد. وجود و یا تغییر ارتفاع بعضی از قله‌ها می‌تواند ناشی از ورود ناخالصی به ساختار باشد.

برای تشخیص رنگ رنگدانه ، از آزمون رنگ سنجی CIE $L^*a^*b^*$استفاده شده است. در این آزمون L^* بین ۰ تا ۱۰۰ می باشد و میزان روشنایی را نشان می‌دهد. هر چه L^* به ۱۰۰ نزدیکتر باشد نمونه روشن تر و هر چه به صفر نزدیکتر باشد نمونه تیره تر است. همچنین b^* مثبت نشان دهنده رنگ زرد و منفی آن رنگ آبی رانشان می-دهد. a^* مثبت نشان دهنده رنگ قرمز و منفی آن رنگ سبز را نشان می‌دهد. با توجه به نتایج آزمون رنگ سنجی که در جدول ۱ آمده است، مشاهده شد که نمونه الف نسبت به ب زردی بیشتری دارد. میزان سبزی رنگدانه ب

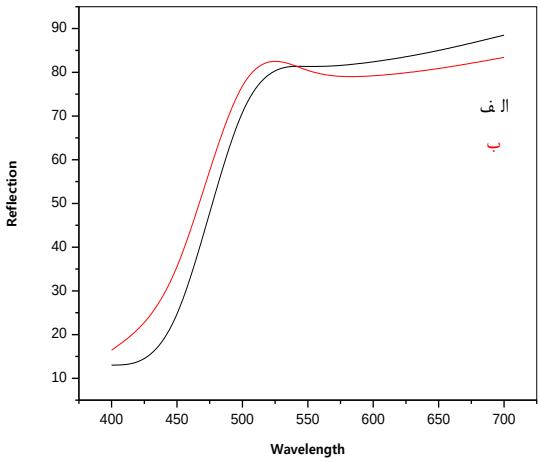
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نسبت به الف بیشتر است.هر دو نمونه از روشنایی بالایی برخوردار می باشند. تغییر رنگ در نمونه‌ها ناشی از ورود ناخالصی انتیموان وکروم درون ساختار سیلیکات زیرکونیوم می باشد که باعث تغییر در ترازها و گاف‌های انرژی شده و طول موج جذبی آن را تغییر می دهد.

جدول ۱ lab پودر زرد تولید شده به روش الف وب

نمونه	b^*	a*	L^*
الف	۵۰	-۱۰/۴۹	۹۰
ب	۳۶/۱۴	-۱۱/۵۸	۹۰/۴۱

با توجه به طیف بازتاب پودرها در شکل ۴ مشاهده می شودکه شیب نمودار الف ازطول موج ۵۶۰ و ب از ۵۳۰ شروع به کاهش می‌کند، این کاهش شیب نشان دهنده این است که اثراتی از رنگ سبز در نمونه وجود دارد.



شکل ۴ طیف بازتاب پودر تولید شده به روش الف وب

نتیجه گیری:

در این مقاله رنگدانه‌های سرامیکی زرد با دو روش الف و ب تهیه شده‌اند. با توجه به طیف XRD مشاهده می‌شود که هر دو نمونه الف و ب ترکیب سه جزئی هستند. با توجه به آنالیز SEM مشخص می‌شود که نمونه الف دارای ذرات ریزتری نسبت به نمونه ب است. آزمون رنگ سنجی نیز نشان داد که نمونه الف به دلیل داشتن مقدار b* بیشتر زردی بیشتری را داراست. با بررسی آزمون رنگ سنجی و مقایسه آن با نمونه‌های مشابه در مراجع مشخص شد روشنایی و بازتاب و زردی نمونه تولید شده با این روش بیشتر است [۵و۶].

منابع

[1] C. Piconi , G. Maccauro “Zirconia as a ceramic biomaterial”, Biomaterials., vol 20 ,pp1-25,1999.

[2]C. Suryanarayana “Mechanical alloying and milling”, Progress in Materials Science, vol.46 , pp.1-184,2001.

[3] M. Dondi, M. Blosi, D. Gardini, C. Zanelli, "Ceramic pigments for digital decoration inks: an overview", Ceramic Forum International, .vol.89,pp.59,2012 .

[4]منتظریان مازیار،"جوهرهای چاپ دیجیتال"، سمینار رفع مشکلات فنی تولید و عیوب محصولات کاشی و سرامیک (یزد)، ۱۳۹۲.

[5] E. Ozel و S. Turan " Production of coloured zircon pigments from zircon " , European Ceramic Society, vol.27 , pp.1751-1757, 2007.

[6] Z. Mesikova, p.sulcova, M.Trojan, “yellow pigments based on Fe2TiO5 and TiO2” *,Thermal Analysis and Calorimetry, vol.83 ,pp.561-563 ,2006.*

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و شبیه سازی تک لایه ضدبازتاب پهن باند بر زیرلایه سیلیکون با استفاده از بلور فوتونی

پریسا حسینی‌زاده، محمد ملک محمد

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اصفهان

چکیده – یکی از روش‌های مؤثر کاهش بازتاب، روش ساختاردهی به سطح مانند ایجاد ساختار چشم پروانه‌ای است. برای طراحی این ساختارها روش‌های مختلفی وجود دارد. یکی از این روش‌ها استفاده از بلور فوتونی است. طبق این روش می‌توان تک لایه ضدبازتاب با ساختاری منظم و قابل کنترل طراحی کرد. به طوری که این لایه در پهنای طیف وسیع، با زاویه فرود زیاد و مستقل از قطبش نور فرودی منجر به کاهش بازتاب می‌شود. در این پژوهش به کمک روش تفاضل متناهی در حوزه زمان (FDTD)، تک لایه ضدبازتاب بر زیرلایه سیلیکون به کمک بلور فوتونی دو بعدی در بازه طیفی ۵-۳ میکرومتر با مقدار میانگین بازتاب حدود ۱٪ و عبور ۹۹٪ شبیه سازی شده است. تک لایه ضدبازتاب سیلیکونی در بسیاری از سامانه‌های اپتیکی و صنایع نظام به خصوص در بازه طیفی ۵-۳ میکرومتر کاربرد دارد.

کلید واژه- بلور فوتونی، تک لایه ضدبازتاب، ساختار چشم پروانه‌ای، FDTD

.

Design and simulation of single broadband anti-reflection layer on silicon substrate by photonic crystals

Parisa Hosseinizadeh, Mohammad Malekmohammad

Physics department, Science faculty, Isfahan University

Abstract- One of the effective methods to reduce the reflection is surface structuring (such as moth-eye structures). There are different techniques for designing structures, one of them is the use of the photonic crystals. In this way, a single anti-reflection layer can be designed with controllable structure. This layer reduces the reflection in both polarization, and large range of wavelength and incident angles. In this study, with the finite difference time domain (FDTD) method a single anti-reflection layer on silicon substrate by two-dimensional photonic crystals in a spectral range of 3-5 μm with an average reflection about 1% and transmission about 99% was simulated. This silicon anti-reflection layer is used in many optical and industrial systems, especially in the range of 3-5 μm.

Keywords: FDTD, Moth-eye structure, Photonic crystals, Single anti-reflection layer

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

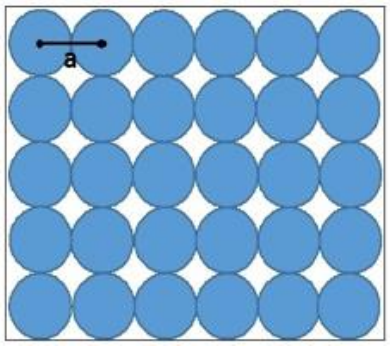
۱- مقدمه

در بسیاری از سامانه‌های اپتیکی، بازتاب از سطوح عناصر باعث کاهش کارایی سامانه می‌شود. معمولاً برای کاهش بازتاب از ساختارهای چند لایه استفاده می‌کنند. در این روش یک تک لایه ضدبازتاب می‌تواند تنها در یک بازه طول موجی محدود، زاویه فرودی و قطبش مشخص بازتاب را کمینه کند [۱]. برای افزایش پهنای باند می‌توان از یک ساختار چند لایه استفاده کرد. ولی در این صورت معمولاً کارکرد آن در زوایای فرود و قطبش‌های مشخص مناسب نخواهد بود و در محیط‌های سخت و خشن طول عمر کوتاهی خواهد داشت [۲ و ۳].

در طبیعت سطح چشم بعضی از حشرات مانند پروانه صاف نیست، بلکه شامل آرایه‌های نانوساختار است و خاصیت ضدبازتابی دارد [۴]. محققان با الهام گرفتن از ساختار چشم پروانه توانستند لایه‌های ضدبازتاب در پهنای طیف وسیع، با زاویه فرود زیاد نسبت به لایه‌های ضدبازتاب معمولی و مستقل از قطبش نور فرودی تولید کنند [۵].

برای ساخت آرایه‌ها روش‌های مختلفی وجود دارد. یکی از این روش‌ها استفاده از بلور فوتونی دو بعدی است. لایه ضدبازتاب که طبق این روش طراحی می‌شود دارای ساختار منظم و قابل کنترل است و ابعاد آرایه‌ها در حد طول موج می‌باشد. در این ساختار پراکندگی نور در هر نقطه با نقاط دیگر به صورت تداخل ویرانگر جمع می‌شود و باعث کاهش بازتاب می‌شود. در این روش آرایه‌ها روی خود زیرلایه تشکیل می‌شوند، بنابراین مشخصات ضریب شکست در تمام بازه طول موج با زیرلایه یکسان است و کاهش بازتاب در پهنای طیف وسیع رخ می‌دهد. هم‌چنین مشخصات مکانیکی و گرمایی لایه ضدبازتاب و زیر لایه تقریباً یکسان خواهد بود، در نتیجه در محیط‌های سخت و خشن مقاومت و طول عمر بیشتری خواهد داشت [۶].

بلور فوتونی را به طور ساده می‌توان یک محیط با خواص اپتیکی متناوب تعریف کرد. به بیان دیگر $\varepsilon(x) = \varepsilon(x + a)$ که در آن $\varepsilon(x)$ تابع مکانی گذردهی الکتریکی است. در شکل ۱ بلور فوتونی دو بعدی نشان داده شده است. a ثابت شبکه و یا دوره تناوب نامیده می‌شود و نمایانگر حداقل طول فضایی است که ساختار شبکه در آن تکرار می‌شود [۷].



شکل ۱: بلور فوتونی دو بعدی (a: ثابت شبکه).

۲- اصول کار شبیه سازی

الگوهای ارائه شده برای توصیف انواع بلور فوتونی بر اساس حل معادلات ماکسول در محیط بلور بنا شده‌اند. روش تفاضل متناهی در حوزه زمان یکی از رایج‌ترین ابزارهای تحلیل ساختارهای بلور فوتونی است. در این روش معادله‌های ماکسول به صورت عددی حل می‌شوند. برای این کار، فضا و زمان را در بازه‌های کوچک شبکه‌بندی نموده و مشتق‌های مکانی و زمانی در معادله‌های ماکسول به صورت گسسته نوشته می‌شوند. با حل این معادله‌ها، میدان‌های الکترومغناطیسی بر حسب فضا و زمان در تمام ناحیه مورد نظر به دست می‌آید. با ذخیره سازی میدان در تمام پله‌های زمانی در نقاط شبکه می‌توان با استفاده از تبدیل فوریه پاسخ را در حوزه بسامد به دست آورد و با بهنجار کردن نسبت به انرژی ورودی می‌توان ضرایب عبور و بازتاب را به دست آورد [۹ و ۸].

کاهش بازتاب در بلور فوتونی به ابعاد دوره تناوب، ارتفاع ساختار و ضریب پرشدگی (ضریب پرشدگی، میزان حجم نسبی مواد بلوکهای ساختمانی بلور به حجم کل را نشان

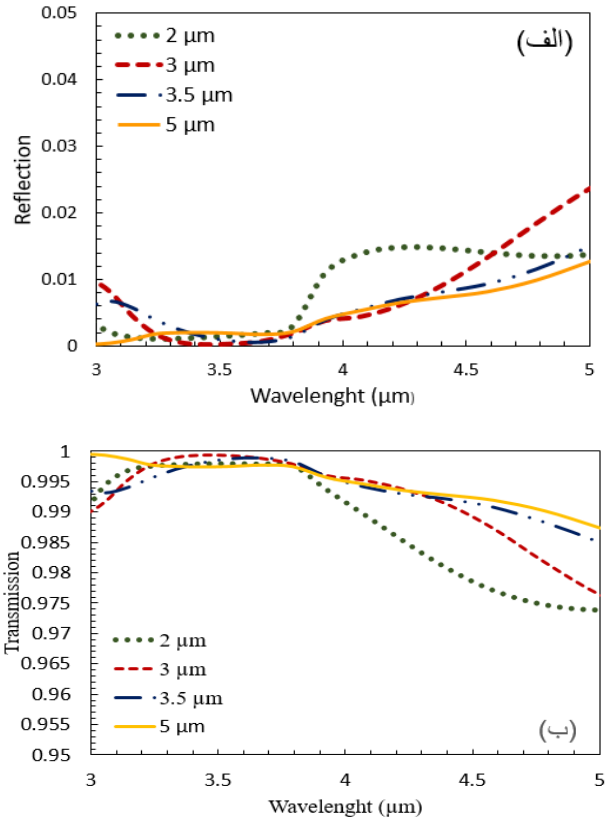
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

می‌دهد) بستگی دارد. در این شبیه سازی ضریب پرشدگی ۰/۲۱۵ در نظر گرفته شده است و مقدار بازتاب و عبور با تغییر ارتفاع و دوره تناوب ساختار در محدوده طیفی ۵-۳ میکرومتر مورد بررسی قرار گرفته است.

۳- تحلیل نتایج

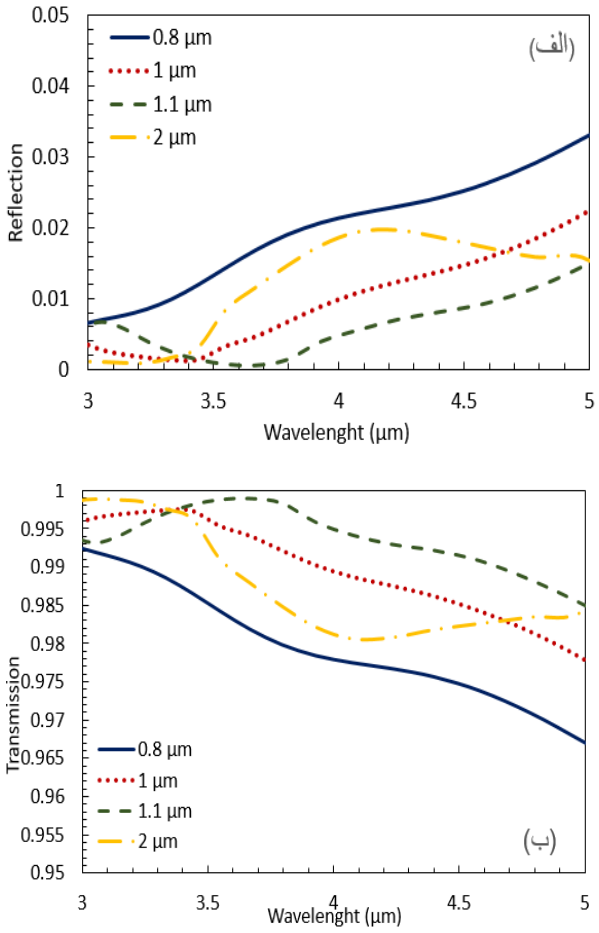
برای سیلیکون ضریب شکست ثابت ۳/۴۴ در نظر گرفته شده و طیف بازتاب و عبور در بازه ۵-۳ µm برای سطح سیلیکون خام به ترتیب ۳۰٪ و ۷۰٪ شبیه سازی شده است.

در نمودار شکل ۲-الف، با افزایش عمق آرایه‌ها در بازه ۵-۳ µm بازتاب کاهش پیدا می‌کند و در عمق ۳/۵µm میانگین بازتاب به حدود ۱٪ می‌رسد. از طرفی با افزایش عمق ساختار بیش از ۳/۵µm تغییر قابل ملاحظه‌ای در مقدار میانگین بازتاب دیده نمی‌شود.



شکل ۲: نمودار طیف بازتاب و عبور با دوره تناوب ۱/۱µm و عمق‌های مختلف.

در شکل ۳، نمودار بازتاب و عبور در عمق ۳/۵µm با دوره تناوب‌های مختلف شبیه سازی شده است. با افزایش دوره تناوب در بازه ۰/۱-۸/۱µm مقدار بازتاب کاهش پیدا می‌کند؛ اما با دوره تناوب ۲µm مقدار بازتاب افزایش پیدا می‌کند؛ بنابراین ساختار با دوره تناوب ۱/۱ میکرومتر در بازه طیفی ۵-۳ میکرومتر کمترین بازتاب را خواهد داشت.



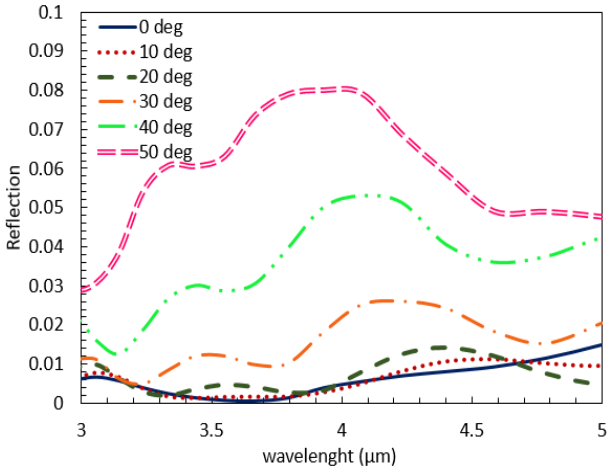
شکل ۳: نمودار طیف بازتاب و عبور با عمق ۳/۵µm و دوره تناوب‌های مختلف.

با توجه به شکل ۲ و ۳، جمع مقدار بازتاب و عبور در هر طول موج برابر مقدار واحد است که نشانگر این نکته است که در این محدوده، پراکندگی و یا جذب وجود ندارد.

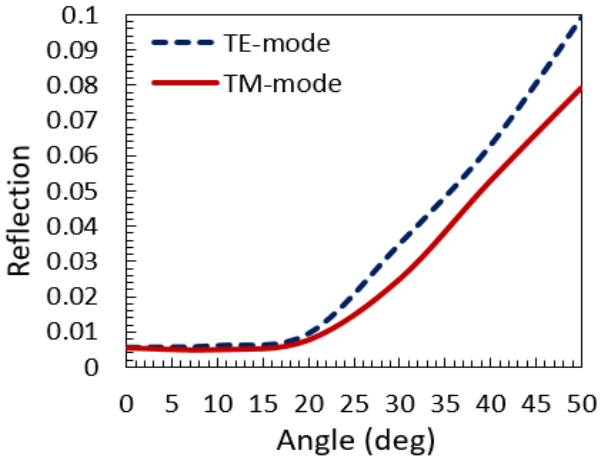
در شکل ۴، نشان داده شده است که با افزایش زاویه نور از ۰-۳۰ درجه مقدار بازتاب در حدود ۲٪ و در زاویه ۵۰ درجه کمتر از ۱۰٪ می‌باشد؛ بنابراین مقدار بازتاب در این ساختار حساسیت زیادی به زاویه فرود از ۰-۳۰ درجه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

ندارد. هم‌چنین در شکل ۵ نشان داده شده است که مقدار بازتاب در ۰-۲۰ درجه مستقل از قطبش نور فرودی است و در محدوده ۵۰-۲۰ درجه، اختلاف مقدار بازتاب در دو مد TE و TM حدود ۱٪ است.



شکل ۴: نمودار طیف بازتاب برای فرود با زوایای مختلف بر نمونه با دوره تناوب ۱/۱μm و عمق ۳/۵ μm.



شکل ۵: نمودار طیف بازتاب برای فرود با زوایای مختلف در دو مد TE و TM بر نمونه با دوره تناوب ۱/۱μm و عمق۳/۵ μm.

۴- نتیجه‌گیری

شبیه سازی نشان می‌دهد که به کمک بلور فوتونی با ابعاد در حد طول موج می‌توان تک لایه ضدبازتاب مستقل از زاویه و قطبش نور فرودی با مقدار میانگین بازتاب حدود ۱٪ و عبور ۹۹٪ در طیف ۵-۳ میکرومتر تولید کرد. چون در این روش از خود زیرلایه برای تولید آرایه‌ها استفاده می‌شود، مشخصات ضریب شکست آن در تمام بازه طول موج با زیرلایه یکسان است و بنابراین لایه ضدبازتاب می‌تواند بسیار پهن باند باشد. هم‌چنین ضریب گرمایی و مکانیکی لایه ضدبازتاب و زیرلایه یکسان است، بنابراین این لایه در محیط‌هایی با شرایط متفاوت، طول عمر بیشتری خواهد داشت.

مراجع

[1] Hemant. Kumar. Ruat, V. Anand. Ganesh, A. Sreekumaran. Nair, Seeram. Ramakrishna, “Anti-reflective coatings: A critical, in-depth review”, Energy & Enviromental Science 4, 3779 (2011).

[2] Cai. Jinguang, Qi. Limin, “Recent advances in antireflective based on nanostructure arrays”, Material Horizons 2, 37-53 (2015).

[3] Lohmueller, Theobald, Robert Brunner, and Joachim P. Spatz. "Improved properties of optical surfaces by following the example of the ‘Moth Eye’." Biomimetics Learning From Nature (2010).

[4] Clapham, P. B. and M. C. Hutley. "Reduction of lens reflexion by the “Moth Eye”principle." Nature 244.5414, 281 (1973).

[5] Lohmueller, Theobald, Robert Brunner, and Joachim P. Spatz. "Improved properties of optical surfaces by following the example of the ‘Moth Eye’." Biomimetics Learning From Nature (2010).

[6] Yi-Fan. Huang, Surojit. Chattopahyay, Li-Chyong. Chen, “Improved broadband and quasi-omnidirectional anti-reflection properties with biomimetic silicon and nanostructures”, Nature Nanotechnology 2, 770-774 (2007).

[۷] خراسانی، سینا، مقدمه‌ای بر اپتیک بلورهای فوتونی، انتشارات دانشگاه صنعتی شریف، ۱۳۸۶.

[۸] عابدی، کامبیز، مقدمه‌ای بر ادوات نوری بلور فوتونی، انتشارات مهرجرد، ۱۳۹۴.

[9] Inoue, Kuon, and Kazuo Ohtaka, Photonic crystals: physics, fabrication and applications, Vol. 94. Springer, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و مدل سازی مدولاتور تمام نوری گرافنی بر اساس فیبر نوری با روکش پلیمری

امین نیکدل اسکویی، هادی صوفی، حامد باغبان، غلامرضا کیانی
دانشکده مهندسی فناوری های نوین، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

چکیده - مدولاتورهای گرافنی نسل جدیدی از مدولاتورهای تمام نوری هستند که با توجه به ویژگی‌های جالب توجه گرافن برای بهبود عملکرد و افزایش سرعت و کاهش توان مصرفی مدولاتورهای نوری طراحی شده اند. در این مقاله یک مدولاتور تمام نوری گرافنی به روش عددی مدل سازی شده است و نقش گرافن نیز در این آنالیز بررسی شده است. برای تحلیل یک فیبر نوری تک مد را در نظر گرفته و به روش مشخص شده، از طرفین کشیده شده و باریک شده است. سپس بر روی قسمت باریک شده گرافن کشیده شده و نتایج بررسی می شود. در نهایت یک لایه پلیمر نیز بر روی گرافن کشیده شده و بهبود عملکرد آن نشان داده شده است. در این تحقیق تاثیر میزان کشیدگی فیبر به عمق مدولاسیون و توان مصرفی بررسی شده است. کاهش شعاع قسمت باریک شده از ۱ تا ۰/۴ میکرومتر باعث بهبود چشمگیر عمق مدولاسیون و کاهش توان می شود.با اضافه کردن یک لایه پلیمر اضافی بر روی گرافن مصرف توان کاهش داده شده است.

کلید واژه- گرافن، مدولاتور گرافنی، تراز فرمی، سیگنال سوییچ، عمق مدولاسیون

Design and modeling of an all-optical graphene modulator based on a polymer-coated optical fiber

Amin Nikdel Oskuyi, Hadi Soofi, Hamed Baghban, and Gholamreza Kiani
School of Engineering-Emerging Technologies, University of Tabriz, Tabriz, Iran

Abstract- All optical-modulator is a new generation of modulators designed in conjunction with electro-absorbing modulators to improve performance, increase speed and reduce the power of these modulators. Graphene has also been used for this kind of modulator because of its unique optical properties. In this paper, an all optical graphene modulator is modeled numerically and the uniqe role of graphene has also been shown in this analysis. For the analysis , a single-mode optical fiber is considered and drawned from it's two sides and narrowed, Then on the narrowed portion a graphene layer was coverd and the results are checked. Finally, a layer of polymer is also coverd on graphene and it's Performance improvements is shown. In this research, the effect of fiber stretching on modulation depth and power consumption has been investigated. Reducing the radius of the narrowed section from 1 to 0.4 µm will significantly improve the depth of modulation and reduce power. Adding an extra polymer layer to graphene has reduced power consumption.

Keywords- Graphene, Graphene Modulator, Fermi Level, Switch Signal, Depth Modulation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

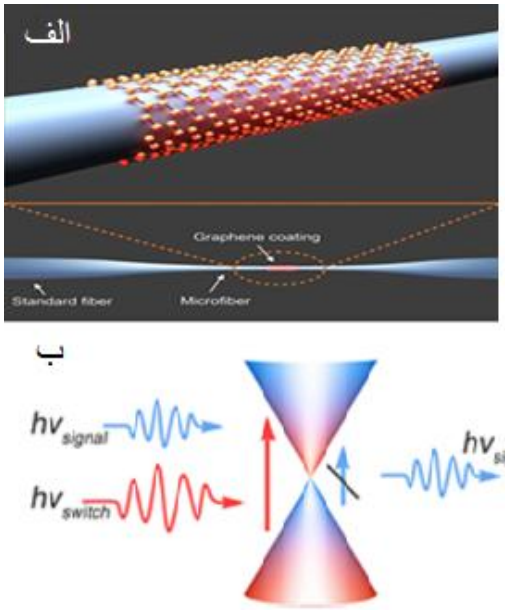
۱-مقدمه

قرن بیستم به خاطر کشف پلاستیک به عنوان قرن پلاستیک شناخته می شود.همچنین قرن بیست و یک را به خاطر کشف گرافن ، عصر گرافن نامیده اند.گرافن یک ماده ی منحصر به فرد است که به خاطر ساختار ساده و منظم شش ضلعی ویژگی های قابل توجه و بینظیری را از خود نشان می دهد.ویژگی هایی که هر یک می تواند در حوزه های مختلف علمی تحول شگرفی ایجاد کند..گرافن دارای ضریب شکست حقیقی و موهومی است اما وابستگی این دو پارامتر به انرژی فرمی آن باعث کاربرد گرافن در مدولاتورهای نوری شده است. یعنی تغییر چگالی حامل های بار در گرافن ، باعث تغییر تراز فرمی شده و به طبع آن باعث تغییر ضریب جذب گرافن می شود که همین ویژگی در مدولاتور های نوری استفاده می‌شود[۱].

اساس عملکرد مدولاتورهای الکتروجذبی گرافنی به این صورت است که گرافن را در ساختاری شبیه ترانزیستور FET قرار داده و با اعمال ولتاژ به آند و کاتد و ایجاد اختلاف ولتاژ ، باعث ایجاد بارهای حامل در گرافن می شوند.تحریک الکترون ها و انتقال آن‌ها به باند هدایت و پر شدن لایه بالا باعث می شود که فوتون‌های با انرژی کمتر قابلیت جذب و تحریک الکترون را نداشته و از گرافن عبور کنند (یک منطقی) و هنگامی که ولتاژ اعمال نشود نور در گرافن جذب شده و خروجی نخواهیم داشت (صفر منطقی)[۲و۳].

۱-۱ – مدولاتور تمام نوری

محدودیت های ساخت و سرعت پایین مدولاتورهای الکتروجذب و چند محدودیت دیگر باعث تغییر نگرش نسبت به مدولاتورهای تمام جذب شده است. در یکی از این نوع مدولاتورها از یک فیبر نوری تک مد از جنس سلیکا استفاده شده است. توسط یک روش حرارتی از دو طرف فیبر نوری کشیده می شود[۴]، سپس بر روی قسمت باریک شده یک تا چند لایه گرافن کشیده می شود. اساس عملکرد نیز مشابه روش الکتروجذب است. برای فرستادن یک منطقی، ابتدا یک نور با فرکانس بیشتر به فیبر وارد می شود. این نور باعث تحریک الکترون های گرافن شده و به لایه هدایت فرستاده می شوند. این باعث ایجاد به اصطلاح "پائولی بلاکینگ گرافن " می شود . در چنین شرایطی با وارد شدن نور ورودی ، نور کمتر جذب می شود و خروجی یک تشخیص داده می شود.



شکل ۱) ساختار یک مدولاتور تمام نوری گرافنی – الف) ساختار یک فیبر نوری است که از دو طرف کشیده شده و در قسمت باریک یک یا چند لایه گرافن به صورت سطح یک استوانه کشیده می شود. ب) نحوه عملکرد ساختار ، نور قرمز نور سویچینگ است که دارای فرکانس بیشتر از ورودی است و باعث به اشباع رساندن گرافن شده است و نور آبی که سیگنال ورودی است از ساختار عبور می کند [۵].

در مقابل برای حالت صفر نور سویچینگ خاموش می شود که در این حالت نور ورودی جذب شده و خروجی صفر تشخیص داده می شود.

۲-۱- رابطه ضریب شکست با تراز فرمی گرافن

همان طور که گفته شد تغییر تراز فرمی گرافن باعث تغییر ضریب شکست گرافن می شود. در گرافن دو بعدی رابطه زیر بین هدایت و ضریب شکست با تراز فرمی حکم فرماست.

$$\sigma = \sigma_{intra} + \sigma'_{inter} + i\sigma''_{inter} \quad (۱)$$

$$\sigma_{intra} = \sigma_0 \frac{4\mu}{\pi} \frac{1}{h\tau_1 - ih\omega} \quad (۲)$$

$$\sigma'_{inter} = \sigma_0 \left(1 + \frac{1}{\pi}\arctan\frac{h\omega - 2\mu}{h\tau_2} - \frac{1}{\pi}\arctan\frac{h\omega + 2\mu}{h\tau_2}\right) \quad (۳)$$

$$\sigma''_{inter} = -\sigma_0 \frac{1}{2\pi}\ln\frac{(h\omega+2\mu)^2 + h^2\tau_2^2}{(h\omega-2\mu)^2 + h^2\tau_2^2} \quad (۴)$$

$$\varepsilon = \frac{1 + i\sigma}{\varepsilon_0 \omega d_G} \quad (۵)$$

$$n = \sqrt{\varepsilon} \quad (۶)$$

در روابط بالا n ضریب شکست گرافن است که از دو بخش حقیقی و موهومی تشکیل شده است. σ هدایت و d_G ضخامت گرافن هستند. هدایت گرافن از سه پارمتر تشکیل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شده است. μ تراز فرمی τ_1, τ_2 گرافن، h ثابت پلانک و ω هم $2\pi f$ که f هم فرکانس نور ورودی است. زمان های بازگشت است که به ترتیب ۱ پیکو و ۱ فمتو ثانیه در نظر گرفته شده است.

۲- روش انجام تحقیق

ابتدا با توجه به روابط بیان شده نمودار ضریب شکست گرافن با تراز فرمی را در نرم افزار متلب کد نویسی و بدست می آوریم (شکل ۲).

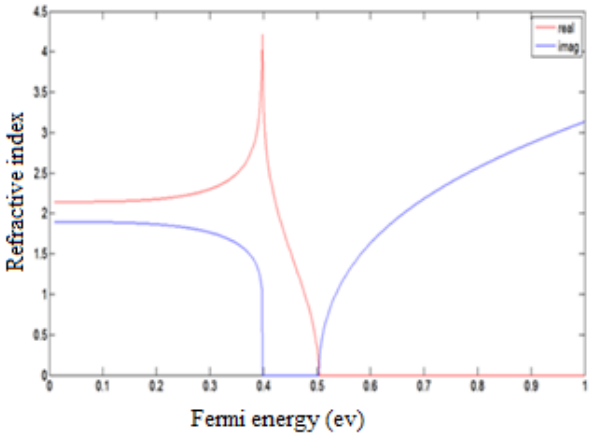
همانطور که در قسمت ۲-۱ ذکر شد، در مدولاتور تمام نوری ، دو نوع سیگنال ارسال می شود. سیگنال با فرکانس بیشتر که سیگنال سوویچ گفته می شود و سیگنال با فرکانس کمتر که سیگنال ورودی گفته می شود. در اینجا سیگنال سوویچ با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر و سیگنال ورودی با طول موج ۱۵۵۰ نانو متر فرستاده می شود. برای فرستادن یک منطقی باید سیگنال ورودی در خروجی وجود داشته باشد یا به عبارتی کمترین جذب را داشته باشد. یعنی سیگنال ورودی با کمترین جذب ممکن از ساختار عبور کند.پس باید گرافن را با فرکانس بیشتر از ورودی به اشباع برسانیم تا سیگنال ورودی کمترین جذب را داشته باشد.

برای کاهش ضریب جذب ساختار باید تراز فرمی گرافن را به نحوی جابه جا کنیم تا کمترین ضریب شکست موهومی را داشته باشد. به عبارتی یک سیگنال با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر به فیبر نوری وارد می شود . با توجه به شکل ۲ ، بازه ۰/۳۹ ev تا ۰/۴۹ تراز فرمی کمترین ضریب جذب را خواهد داشت. پس بایستی توان سیگنال سوویچ به اندازه ای باشد تا تراز فرمی گرافن از ۰/۴۹ بیشتر نشود. در غیر این صورت ضریب شکست موهومی گرافن به شدت افزایش یافته و در نتیجه ضریب جذب ساختار افزایش می یابد. با توجه به روابط زیر و حل معادله ها توان مورد نیاز بدست می آید.

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I\alpha}{h\omega} - \frac{N}{\tau} \qquad (۷)$$

$$\alpha = 2\frac{\omega}{C}\kappa \qquad (۸)$$

N حامل های بار تولید شده در گرافن و I شدت نور ورودی است. c سرعت نور و ضریب جذب هستند. τ هم زمان استراحت گرافن که ۱۰ فمتو ثانیه در نظر گرفته شده است. κ نیز ضریب جذب موهومی گرافن است که توسط رابطه ۸ به ضریب جذب مرتبط شده است.



شکل ۲ – ضریب شکست حقیقی (قرمز) و موهومی (آبی) گرافن

همانطور که گفته شد در قسمت باریک شده فیبر روکش گرافنی به صورت یک سطح استوانه کامل کشیده شده که در اینجا از ۲ تا ۱۰۰ میکرومتر طول گرافن را در نظر گرفته ایم و بهترین طول را بدست می آوریم. برای محاسبه ی عمق مدولاسیون باید میزان تغییر جذب نور ورودی قبل و بعد اعمال سیگنال سوویچ بدست آید.شدت سیگنال ورودی در طول ساختار با رابطه زیر تلف می شود.

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\alpha I \qquad (۹)$$

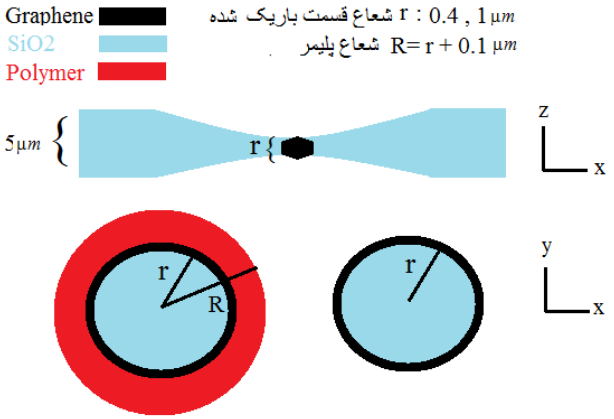
که α ضریب جذب ساختار و I شدت نور ورودی است که در طول ساختار افت می شود. افت شدت سیگنال طبق رابطه ی ۷ باعث کاهش ضریب جذب و به طبع آن باعث کاهش تراز فرمی می شود. رابطه۷ و ۹ با همدیگر حل می شوند و تا همگرایی و رسیدن به حداقل اختلاف ممکن در جواب، این حل ادامه پیدا خواهد کرد. برای محاسبه ی ضریب جذب ساختار از نرم افزار کامسول استفاده شده است. ساختار کلی در شکل ۳ نشان داده شده است.

۳- نتایج

ما در این مقاله تاثیر میزان کشیدگی فیبر نوری را در عمق مدولاسیون و توان مورد نیاز برای اشباع را نشان می دهیم و از شعاع های ۱ و ۰/۴ میکرومتر فیبر نوری برای این منظور استفاده کرده ایم. پس از کشیدگی فیبر، شعاع قسمت باریک شده ۱ و ۰/۴ میکرومتر در نظر گرفته شده است. مدهای بدست آمده در نرم افزار کامسول در دو شعاع ۱ و ۰/۴ میکرومتر بدست آمده است.

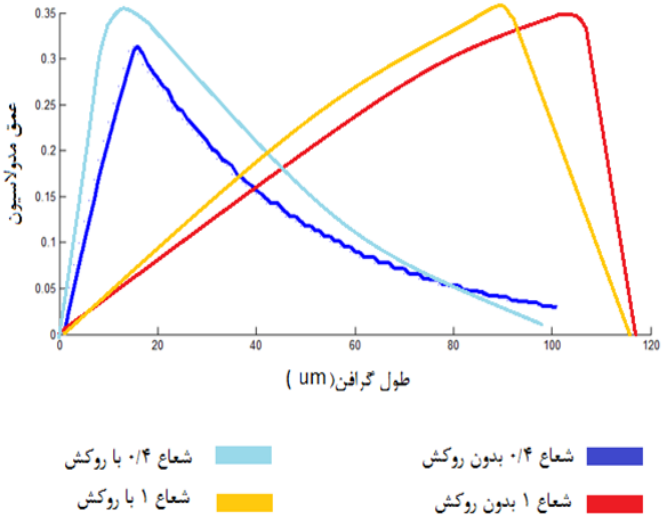
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در مد TM بعد از محاسبات در شعاع ۰/۴ میکرومتر به عمق مدولاسیون dB/μm ۰/۱۴ و در شعاع ۱ میکرومتر عمق مدولاسیون dB/μm ۰/۰۲۲ بدست آمد. همچنین توان مورد نیاز برای شعاع ۰/۴میکرومتر GW/cm^2 ۰/۳۸ و برای شعاع ۱ میکرومتر GW/cm^2 ۲/۸ است که این نشان دهنده ی کاهش چشمگیر توان مورد نیاز در کشیدگی بیشتر فیبر است.



شکل ۳- ساختار مدولاتور تمام نوری از دو جهت مختلف

گام بعدی اضافه کردن یک لایه پلیمر بر روی گرافن است که نتایج بدست آمده ارائه شده است. در این حالت نیز در دو شعاع کشیدگی ۰/۴ و ۱ میکرومتر نتایج بدست آمده است. مد بدست آمده برای این دو شعاع به صورت زیر است. در مد TM بعد از محاسبات در شعاع ۰/۴ میکرومتر با روکش پلیمری با ضریب شکست حدود ۱/۵به عمق مدولاسیون dB/μm ۰/۱۵ و در شعاع ۱ میکرومتر عمق مدولاسیون dB/μm ۰/۰۲۴ بدست آمد. تاثیر میزان کشیدگی بیشتر فیبر در عمق مدولاسیون در حالت روکش پلیمری چشمگیر است. هم چنین توان مورد نیاز برای شعاع ۰/۴میکرومتر GW/cm^2 ۰/۲۹ و برای شعاع ۱ میکرومتر GW/cm^2 ۲/۱ است که این نشان دهنده ی کاهش توان در هنگام اضافه کردن روکش پلیمری هست. پس نتیجه گیری کلی به این صورت است که می توان با کاهش شعاع قسمت باریک یا به عبارتی کشیدگی بیشتر فیبر، توان مصرفی و عمق مدولاسیون را بهبود بخشید. همچنین با اضافه کردن یک لایه پلیمری به صورت پوششی به دور گرافن توان مورد استفاده کاهش پیدا می کند. **مقالات منتشر شده بیشتر به صورت تجربی است. ما در این مقاله به صورت تئوری و با مدل سازی ریاضی ، توان و عمق مدولاسیون را بدست آوردیم. از همه مهم تر اینکه تاثیر میزان کشیدگی بیشتر را در عمق مدولاسیون و توان مورد نیاز بدست آوردیم . هم چنین تاثیر یک روکش پلیمری را نیز نشان دادیم که این برای اولین بار است که با این روش و با این روابط جدید مدل سازی ریاضی این کار را انجام دایدم که گام بسیار مهمی در کاهش مدل سازی و هزینه ها خواهد بود.**



شکل۴- عمق مدولاسیون در دو شعاع ۰/۴ و ۱ میکرومتر با و بدون روکش پلیمری در طول های مختلف گرافن

۴- منابع

[1]. Liu M, Yin X, Ulin-Avila E, Geng B, Zentgraf T, Ju L, et al. “A graphene-based broadband optical modulator.” Nature. 474:64–7و (2011)
[2]. Liu M, Yin X, Zhang X.” Double-layer graphene optical modulator”. Nano Lett.12:1482–5, (2012).
[۳]. A. Melikyan1, L. Alloatti1,A.Muslija1, D. Hillerkuss, P. C. Schindler1, J. Li1, R. Palmer1, D. Korn1.” High-speed plasmonic phase modulators” PUBLISHED ONLINE: 16 FEBRUARY (2014)
[4] R. Garcia-Fernandez, A. Stiebeiner, and A.Rauschenbeutel”Optical nanofibers andspectroscopy” Applied Physics B · May (2011)
[5]. Liu Z-B, Feng M, Jiang W-S, Xin W, Wang P, Sheng Q-W, et al.” Broadband all-optical modulation using a graphene-covered-microfiber”. Laser Phys Lett.10:065901,(2013).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

غیرفعالسازی باکتری اشریشیا کلی و تصفیه آب آشامیدنی با استفاده از پلاسمای هوا به روش تخلیه گلایدینگ آرک

فاطمه مرزدشتی[۱]، مریم نیل‌کار[۲]،ساعد جعفری[۳]، حسین غفوری[۴]

۱- دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک اتمی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان Termeh.mi92@gmail.com
۲- دانشجوی دکتری فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان
۳- دانشیار فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان
۴- دانشیار بیوشیمی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان

چکیده - در تحقیق حاضر با استفاده از پلاسمای حاصل از روش تخلیه گلایدینگ آرک، به غیرفعالسازی باکتری اشریشیاکلی پرداخته شده است. بدین منظور، ۷۰ ml محیط کشت LB حاوی باکتری اشریشیاکلی (هر نمونه با حجم ۱۰ ml) را در زمان‌های ۰، ۵، ۱۰، ۲۰، ۴۰، ۶۰ و ۹۰ ثانیه با پلاسمای گلایدینگ آرک با توان یک کیلووات و با فاصله ۶ سانتی‌متری از سطح نمونه، تحت تیمار قرار دادیم. نتایج نشان داد که بعلت بالابودن توان دستگاه نسبت به نمونه‌های مشابه در روش‌های پلاسماجت و تخلیه سد-دی‌الکتریک، زمان غیرفعالسازی باکتری‌ها بطور قابل توجهی به زیر ۱۰ ثانیه کاهش یافته و از ۱۰ ثانیه به بعد، تغییرات غلظت محیط کشت مایع، روند تقریباً ثابتی داشت.همچنین با افزایش زمان تیمار، pH کاهش می‌یابد. به دلیل عدم نیاز سیستم حاضر به گازهای حامل نظیر آرگون، هلیوم و نیتروژن جهت تولید پلاسما، این سیستم از نظر اقتصادی بعلت عملکرد با پلاسمای هوا مقرون به صرفه‌تر است.

کلید واژه- باکتری اشریشیا کلی، پلاسمای گلایدینگ آرک، غیرفعالسازی، تصفیه آب.

Inactivation of Escherichia coli bacteria and water treatment using the air plasma with gliding arc discharge

Fatemeh Marzdashti[1], Maryam Nilkar[2], Saed Jafari[3], Hossein Ghafouri[4]

1-M.Sc. student of atomic physics, University of Guilan, Faculty of science, Termeh.mi92@gmail.com
2-PhD student of physics, University of Guilan, Faculty of science
3- Associate Prof. of physics, University of Guilan, Faculty of science
4- Associate Prof. of biochemistry, University of Guilan, Faculty of science

Abstract-The aim of this research gliding arch is to inactivate the Escherichia coli bacteria by the use of gliding arc plasma. For this purpose, 70 ml of LB media containing the Escherichia coli bacteria (each sample contains 10 ml) are treated in times of 0, 5, 10, 20,40, 60, and 90 seconds by using a1 kilowatt gliding arc plasma with distance of 6 cm from the surface of sample. The results showed that because of the high power of device, the inactivation time deceases to below than 10 seconds considerably compared with the other methods like the plasma jet and the dielectric barrier discharge and after this time, the variation of optical density becomes negligible. Furthermore, the pH of sample reduces by increasing the treatment time. The utilized system is more economical compared with the other systems because it doesn't need to career gases such as helium, argon, and nitrogen to generate the plasma and operate by the air plasma.

Keywords: Escherichia coli bacteria, Gliding arc plasma, Inactivation, Water treatment.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

امروزه با توجه به اهمیت باکتری‌زدایی و استرالیزاسیون آب به دلیل شیوع عفونت‌ها و بیماری‌ها، یافتن روش‌های جدید و کارآمد بسیار مورد توجه قرار گرفته است. روش‌های گوناگونی برای کاهش آلودگی آب وجود دارند که از جمله آن‌ها می‌توان به افزودن مواد شیمیایی همچون کلر، کلرامین، دی اکسید کلر، آهک کلرینه شده، برم، ید، نقره و همچنین استفاده از اشعه ماوراءبنفش و امواج مافوق صوت و فرآیندهای غشایی اشاره کرد.

اگرچه روش‌های رایج در تصفیه آب آشامیدنی می‌توانند به نحو موثری عوامل میکروبی را کنترل نمایند، استفاده از این روش‌های فیزیکی و شیمیایی معایب زیادی را به همراه دارند. برای مثال، می‌توان به کلرزنی اشاره کرد که یکی از متداول‌ترین روش‌های میکروب‌زدایی آب است و بدلیل معایب و مضراتش، توصیه می‌شود که روش‌های دیگری را جایگزین کلرزنی کنیم یا حدالامکان کلر باقیمانده در آب شهری، در نقطه مصرف و درست قبل از آشامیدن، از آب حذف شود. همچنین استفاده از اشعه ماوراءبنفش، امواج مافوق صوت و فرآیندهای غشایی، علی‌رغم اینکه بسیاری از معیارهای گندزدایی خوب را دارا می‌باشند، اما نمی‌توانند باقیمانده کافی را برای سیستم‌های با شبکه توزیع گسترده یا زمان ماندهای طولانی، فراهم کنند. استفاده از کلرامین، دی اکسید کلر و برم نیز بدلیل کارائی کم، قیمت بالا، و تولید محصولات جانبی سمی محدود شده است [۱].

یکی از جدیدترین و کارآمدترین روش‌های حذف باکتری از آب، روش پلاسمایی است. از مهمترین مزایای این روش عدم نیازبه مواد افزودنی و عدم تولید پسماند سمی است. بعلاوه این روش از نظر اقتصادی نسبت به روش‌های دیگر مقرون به صرفه‌تر است.

پلاسما گازی از ذرات باردار، گونه‌های برانگیخته، رادیکال‌های آزاد و تابش‌های مرئی و فرابنفش است. ویژگی مهم پلاسما توانایی آن در تولید غلظت بالایی از گونه‌های شیمیایی فعال پرانرژی است که این گونه‌ها تاثیر بسزایی در نابودسازی میکروارگانیسم‌ها دارند. پلاسما از نظر دما به سه صورت داغ، گرم و سرد است [۲].پلاسمای سرد عمدتاً جهت میکروب‌زدایی و درمان تومورها در پزشکی به کار می‌رود.

در سالهای اخیر استفاده از دستگاه گلایدینگ آرک پلاسمایی جهت تصفیه آب و نیز غیرفعالسازی باکتریایی مورد مطالعه قرار گرفته است. اخیرا درانیان و همکاران [۳] با استفاده از گلایدینگ آرک هوا نشان دادند که نرخ باکترهای گرم مثبت و گرم منفی موجود در آب وقتی تحت تیمار با پلاسما قرار می گیرند به شدت کاهش یافته و از بین می‌روند. بورلیکا و همکاران [۴ و ۵] در چندین مقاله متفاوت به بررسی غیرفعالسازی باکتری اشریشیاکلی تحت پلاسمای گلایدینگ آرک که با گازهای آرگون، نیتروژن و اکسیژن عمل می نمود، پرداختند و نرخ تغییرات نیترات، پراکسید هیدروژن، pH آب را قبل و بعد از اعمال پلاسما بررسی کردند. نتایج حاکی از تایید غیرفعالسازی باکتری های موجود در آب بود.

با توجه به مروری بر کارهای انجام شده مشاهده می‌شود که زمان غیرفعالسازی باکتری‌ها نسبتا بالا بوده است. به این منظور در تحقیق حاضر با استفاده از پلاسمای سرد فشار اتمسفری به روش تخلیه الکتریکی گلایدینگ آرک با توان بالای ۱ کیلووات، به غیرفعالسازی باکتری اشریشیاکلی از آب در زمان کوتاه‌تر (در حد چند ثانیه) پرداخته شده است. در این آزمایش با توان ثابت و تغییر متغیرهای زمان، پلاسما از بالا به سطح محیط مایع تابانده شده و منجر به غیرفعالسازی باکتری‌ها می‌شود.

مواد و روش‌ها

۱- آماده‌سازی میکروارگانیسم

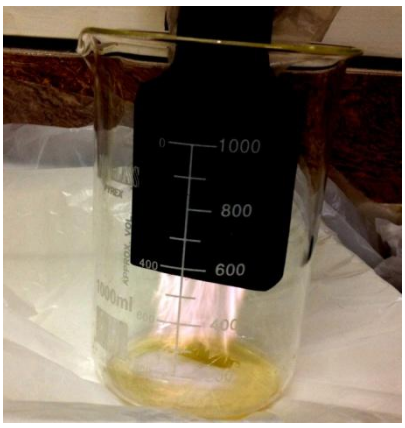
جهت کشت باکتری از محیط کشت LB broth (حاوی ۱۰ گرم پپتون، ۱۰ گرم سدیم کلرید، ۵ گرم عصاره مخمر به ازای هر لیتر) استفاده کردیم. سپس باکتری اشریشیاکلی را در محیط کشت LB broth به مدت ۱۷ ساعت در دمای ۳۷ درجه سانتیگراد کشت دادیم. در نهایت ۷۰ml محیط کشت LB حاوی باکتری اشریشیا کلی فراهم شد. کدورت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

محیط LB حاوی باکتری OD_{600nm}= ۰/۸۹۸ تقریباً متناظر با ۷×۱۰^{۸}CFU/ml برای اشریشیاکلی است.

۲- دستگاه پلاسمای تخلیه الکتریکی گلایدینگ آرک

توان دستگاه مورد استفاده برابر ۱ کیلووات است. به دلیل بالا بودن توان نسبت به موارد مشابه، عمل استریلیزاسیون در کمتر از یک دقیقه و در این مورد در کمتر از ۱۰ ثانیه بخوبی انجام می‌پذیرد. در این آزمایش فاصله خروجی دستگاه تا سطح نمونه برابر ۶ سانتی‌متر تنظیم شده است و پهنای خروجی پلاسما ۵ سانتی‌متر می‌باشد که در مقایسه با روش پلاسماجت (پهنای نقطه‌ای شکل و سوزنی) مقدار بسیار بیشتری از سطح نمونه را تحت تاثیر قرار می‌دهد. در ضمن، در روش موردنظر ما، بجای استفاده از گازهای پرهزینه رایج، از تخلیه الکتریکی هوا استفاده می‌شود[۶].



شکل ۱ : محیط مایع تحت تیمار با پلاسمای گلایدینگ آرک (با گاز هوا)

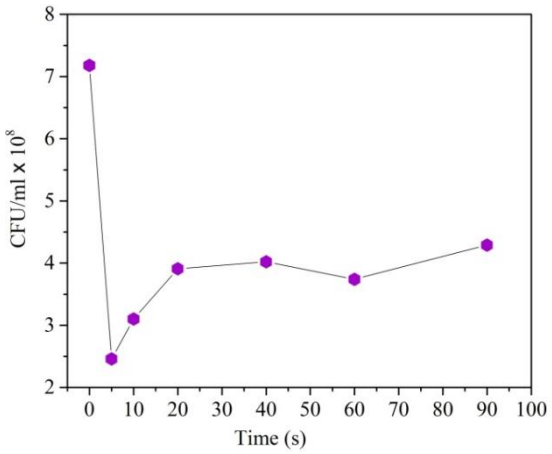
۳- پاکسازی محیط مایع

جهت پاکسازی محیط مایع ابتدا یک بشر ۱ لیتری را در اوتوکلاو استریل می‌کنیم. سپس ۱۰ ml LB حاوی باکتری را درون بشر ریخته و به مدت ۵ ثانیه تحت تیمار با پلاسما قرار می‌دهیم (طبق شکل ۱). این عمل را برای حجم‌های مشابه در زمان‌های ۱۰، ۲۰، ۴۰، ۶۰ و ۹۰ ثانیه تکرار می‌کنیم.

نتایج و تجزیه و تحلیل آن‌ها

غلظت تمامی نمونه‌هایی که در زمان‌های مختلف تحت تیمار قرار گرفته بودند را بطور جداگانه به روش کدورت‌سنجی سنجیدیم.

شکل ۲ نمودار تغییرات تعداد باکتری نسبت به زمان وجدول ۱ تغییرات غلظت محیط کشت حاوی باکتری اشریشیاکلی نسبت به زمان را نشان می‌دهند.



شکل ۲ : نمودار تغییرات تعداد باکتری‌های تحت تیمار نسبت به زمان تابش پلاسما

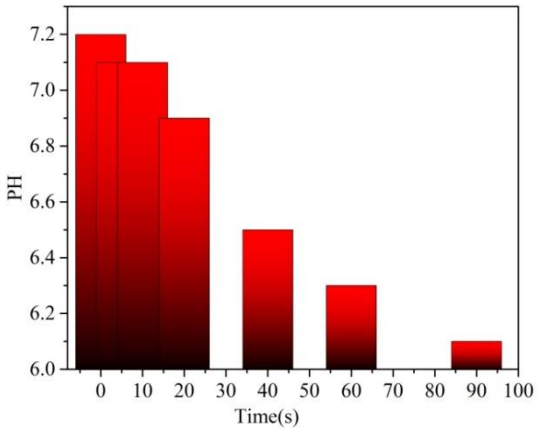
جدول ۱ : تغییرات غلظت (چگالی نوری) محیط کشت حاوی باکتری نسبت به زمان اعمال پلاسما

زمان (S)	چگالی نوری (OD)
۰	۰/۸۹۸
۵	۰/۳۰۸
۱۰	۰/۳۸۷
۲۰	۰/۴۸۹
۴۰	۰/۵۰۳
۶۰	۰/۴۶۸
۹۰	۰/۵۳۶

همانطور که از شکل ۲ مشاهده می‌شود، تعداد باکتری‌های اشریشیاکلی بعد از ۵ ثانیه اعمال پلاسما به محلول آب حاوی باکتری، به حدود ۳۰ درصد رسیده که به معنای کاهش ۷۰ درصدی از مقدار باکتری‌های زنده است. حال اگر زمان اعمال تابش پلاسما به آب حاوی باکتری را

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

افزایش دهیم، مشاهده می‌شود که بعد از گذشت ۲۰ ثانیه، تقریباً مقدار یکنواختی از تعداد باکتری‌های زنده که در حدود ۵۰ درصد است، وجود خواهند داشت و یعنی یک کاهش ۵۰ درصدی در مقدار باکتری‌ها داریم. البته افزایش ناچیز غلظت باکتری در زمان‌های بالاتر از ۱۰ ثانیه را می‌توان به افزایش انرژی جنبشی مولکول‌های نمونه در اثر اعمال پلاسمای گلایدینگ آرک با توان بالا نسبت داد. در واقع بدلیل جذب انرژی بیشتر، مولکول‌های حلال انرژی لازم برای تبخیر سطحی را بدست می‌آورند و این امر سبب افزایش غلظت محلول و نه غلظت باکتری می‌شود. نتایج شکل ۲ در توافق با جدول ۱ بوده و نشان می‌دهد که اعمال پلاسما بر محلول آب باعث کاهش غلظت باکتری‌ها می‌شود.



شکل ۳ : تغییرات pH با گذشت زمان تابش پلاسما

شکل ۳ تغییرات pH محیط کشت حاوی باکتری قبل و پس از تیمار با پلاسمای گلایدینگ آرک را نشان می‌دهد. طبق شکل مشاهده می‌شود که با گذشت زمان، pH محلول حاوی باکتری کاهش می‌یابد، که این کاهش به معنای اسیدی شدن محیط آب و کاهش نرخ باکتری‌های موجود در آب است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله به مطالعه کاهش بار میکروبی از آب با استفاده از پلاسمای تخلیه الکتریکی گلایدینگ آرک پرداختیم. نتایج بصورت زیر خلاصه می‌شوند:

- با توجه به عدم نیاز سیستم مورد استفاده در این آزمایش به گازهای حامل نظیر نیتروژن، آرگون، هلیوم جهت تولید پلاسما، استفاده از این سیستم از نظر اقتصادی مقرون به صرفه‌تر است، زیرا با تخلیه الکتریکی هوا کار می‌کند.
- به دلیل بالا بودن توان دستگاه در حدود یک کیلووات، زمان اثرگذاری پلاسمای حاصل از این سیستم بر حیات باکتری‌ها به زیر ۱۰ ثانیه کاهش چشمگیری می‌یابد.
- pH محیط کشت حاوی باکتری اشریشیاکلی پس از تیمار با پلاسما با گذشت زمان تاثیر پلاسما کاهش می‌یابد.

مراجع

[1]Salvato, J., Nemerow, N., Agardy, FJ., Environmental engineering, 5thed, John Wiley & Sons Inc, p. 375, 2003.

[2] Korachi, M. Aslan, N., “Low temperature atmospheric plasma for microbial decontamination”, Science, technology and education, pp. 453-459, 2013.

[3] Gharagozalian, M., Dorranian, D., Ghorannevis, M., “Water treatment by the AC gliding arc air plasma”, Journal of theoretical and applied physics, Vol. 11, Issue 3, pp. 171-180, 2017.

[4] R. Burlica, M. J., Kirkpatrick, B.R., Locke, “Formation of reactive species in gliding arc discharges with liquid water”, Journal of electrostatics, Vol. 64, Issue 1, pp. 35-43, 2006.

[5] R., Burlica, R.G., Shih, D., Balkwill, B.R., Locke, “Bacteria inactivation using low powder pulsed gliding arc discharge with water spray”, Plasma processes and polymers, Vol. 7, Issue 8, pp. 640-649, 2010.

[۶] مریم نیل‌کار، بررسی اثر پلاسمای سرد فشار اتمسفری هوا روی خواص اپتیکی، ساختاری و ترشوندگی فیلم نازک پلیمری پلی وینیل پیرولیدون، ششمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما، ص ۳۳۰-۳۳۴، ۱۳۹۷.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

گیرنده IFM مایکروویوفوتونیک با قابلیت تنظیم بازه و دقت اندازه‌گیری بر اساس پارامتر Chirp مدولاتور شدت نور

محسن گنجعلی[۱]، سید اسماعیل حسینی[۲]

[۱]دانشجوی کارشناسی ارشد، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه شیراز (m.ganjali@shirazu.ac.ir)

[۲]عضو هیئت‌علمی، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه شیراز (se.hosseini@shirazu.ac.ir)

چکیده - در این مقاله ساختار جدیدی برای اندازه‌گیری فرکانس لحظه‌ای سیگنال مایکروویو با استفاده از فناوری نوین مایکروویوفوتونیک پیشنهاد و تحلیل می‌شود. در این ساختار، نور خروجی یک لیزر موج پیوسته (Continuous wave laser (CWL)) به دو مدولاتور شدت نور، که پارامتر Chirp آن‌ها قابل تنظیم است، اعمال می‌شود. شدت نور خروجی این دو مدولاتور توسط سیگنال مایکروویوی که فرکانس آن باید اندازه‌گیری شود مدوله می شود. دو سیگنال نوری با شدت نور مدوله شده پس از عبور ازدو المان دارای طول و مشخصات پاشندگی (Dispersion) متفاوت، توسط دو آشکارساز نوری، آشکار می شود. توان سیگنال-های خروجی دو آشکارساز نوری تابع فرکانس سیگنال مایکروویو است که با اندازه‌گیری آن‌ها و پردازش ثانویه، فرکانس سیگنال مایکروویو به دست می آید. در ساختار پیشنهادی با تغییر پارامتر Chirp دو مدولاتور شدت نور، می‌توان بازه و دقت اندازه‌گیری فرکانس مایکروویو را تنظیم کرد که از مزیت های این ساختار به شمار می رود.

کلید واژه- بازه و دقت اندازه‌گیری، پارامتر Chirp، گیرنده IFM، مایکروویوفوتونیک

Microwave Photonic IFM Receiver with Tunable Measurement Range and Resolution Based on Intensity Modulator Chirp Parameter

Mohsen Ganjali[1], S. Esmail Hosseini[2]

[1]School of Electrical and Computer Engineering, Shiraz University, Shiraz, Iran (m.ganjali@shirazu.ac.ir)

[2]School of Electrical and Computer Engineering, Shiraz University, Shiraz, Iran (se.hosseini@shirazu.ac.ir)

Abstract- In this paper, a novel scheme for measuring instantaneous frequency of a microwave signal based on microwave photonics technology is proposed and theoretically investigated. In the proposed structure, a microwave signal with its frequency to be measured is applied to two optical intensity modulators with adjustable chirp parameters and modulated on a continuous wave light. Then these two intensity modulated optical signals sent to two dispersive elements with different lengths and dispersion characteristics which leading to two different optical power penalties. There is a relationship between the ratio of the optical power penalties and microwave frequency. Therefore, by measuring the powers of the two signals at the output of the two photodetectors, the microwave frequency can be estimated. One of the main advantages of the proposed IFM is that its measurement range and resolution can be tuned by adjusting the chirp parameters of the two intensity modulators.

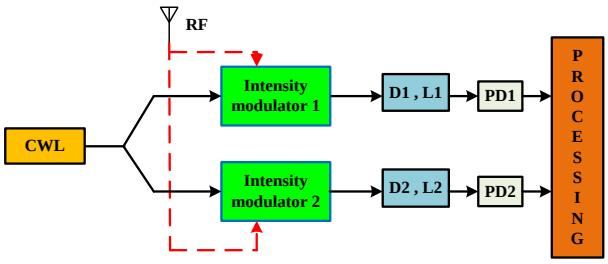
Keywords: Chirp parameter, IFM receiver, Measurement range and resolution, Microwave photonic

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

اندازه‌گیری فرکانس لحظه‌ای سیگنال‌های مایکروویو کاربردهای زیادی در سیستم‌های تجاری و نظامی دارد.

گیرنده‌های IFM (Instantaneous frequency measurement) که برای این کار استفاده می‌شوند در بسیاری از زمینه‌ها مثل علوم پزشکی، دستگاه‌های اندازه‌گیری، زلزله‌شناسی و به‌خصوص در جنگ الکترونیک به کار می‌روند. گیرنده‌های IFM اولیه به‌صورت الکترونیکی و در دو نوع آنالوگ و دیجیتال بودند که در آن‌ها از المان‌های الکترونیکی و RF مانند تقسیم‌کننده‌های توان، میکسر، خط تأخیر و . . . استفاده می‌شد. بنابراین دارای عیب‌هایی مانند مصرف توان بالا، حجیم بودن ساختارها و همچنین دارای پهنای باند پایینی بودند اما با پیشرفت روزافزون علم و همچین با به خدمت گرفتن نور و ادوات نوری در سیستم‌های الکترونیکی که منجر به پدید آمدن فناوری مایکروویوفوتونیک شده، بسیاری از عیوب سیستم‌های قبلی برطرف شده است [۱, ۲]. از مزایای علم مایکروویوفوتونیک می‌توان به تلفات پایین، مقاوم در برابر تداخل الکترومغناطیسی، وزن سبک و از همه مهم‌تر می‌توان به پهنای باند بالا اشاره کرد[۳]. در سال‌های اخیر روش‌های مختلفی برای اندازه‌گیری فرکانس سیگنال مایکروویو به روش نوری پیشنهاد و استفاده شده است. از تکنیک‌هایی که توانست نظر شمار زیادی از محققان را به خود جلب کند تکنیک Mapping یا نگاشت فرکانس هست. این تکنیک جامع به سه دسته اصلی نگاشت فرکانس به توان [۴]، نگاشت فرکانس به زمان [۵] و نگاشت فرکانس به فضا [۶] تقسیم می‌شود. در این



شکل ۱: ساختار گیرنده IFM پیشنهادی

تکنیک سیگنال نوری مدوله‌شده توسط سیگنال مایکروویو از دو محیط دارای پاشندگی عبور می‌کند. می‌توان نشان داد توان سیگنال‌های آشکارشده تابعی از فرکانس سیگنال مایکروویو است. با اندازه‌گیری توان‌های دو مسیر توسط توان متر RF، می‌توان فرکانس سیگنال مایکروویو را اندازه‌گیری کرد.

در این مقاله روش جدیدی برای اندازه‌گیری فرکانس لحظه‌ای سیگنال مایکروویو با استفاده از فناوری نوین مایکروویوفوتونیک و بر اساس تکنیک نگاشت فرکانس به توان پیشنهاد شده است که نشان می‌دهیم با تغییر پارامتر Chirp مدولاتور شدت نور، می‌توان بازه و دقت اندازه‌گیری فرکانس مایکروویو را تنظیم کرد که از مزیت‌های این ساختار به شمار می‌رود.

معرفی ساختار IFM پیشنهادی و تحلیل آن

ساختار پیشنهادی برای اندازه‌گیری فرکانس سیگنال مایکروویو در شکل ۱ نشان داده شده است. در ایده پیشنهادی، یک بیم نوری با میدان الکتریکی $E_i = \sqrt{2}E_0 e^{j(\omega_0 t)}$، وارد یک کوپلر نوری به شکل Y، می‌شود و به دو سیگنال نوری با توان‌های یکسان در خروجی کوپلر تقسیم می‌شود. این دو سیگنال نوری وارد دو مدولاتور شدت نور با chirpهای قابل تنظیم می‌شوند. ساختار این مدولاتورها می‌توانند بر اساس ساختارهای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

اشاره‌شده در [۷, ۸] باشند که نکته مهم در این دو ساختار، امکان تنظیم پارامتر Chirp در آن‌ها هست. سپس شدت دو سیگنال نوری توسط سیگنال RF $V=\sqrt{2}V_m\cos(\omega_m t)$ مدوله می‌شود. با توجه به اینکه دو مدولاتور از یک نوع هستند رفتار و خروجی یکی از مدولاتورها را بررسی می‌کنیم. با فرض آن‌که مدولاتورهای شدت نور از نوع ماخ-زندر هستند، میدان الکتریکی خروجی مدولاتور شماره یک، به‌صورت زیر قابل بیان است،

$$E_1 = E_0\Big[\cos(\omega_0 t)+\cos\Big(\omega_0 t+\frac{\pi V_{DC1}}{V_{\pi 1}}+\frac{\pi V_m}{V_{\pi 1}}\cos(\omega_m t)\Big)\Big]/2 \qquad (۱)$$

که در رابطه بالا ω_m و V_m به ترتیب فرکانس و دامنه سیگنال مایکروویو، V_{DC1} ولتاژ بایاس اعمالی به مدولاتور و $V_{\pi 1}$ ولتاژ نیم موج مدولاتور شدت نور شماره یک می‌باشند. با استفاده از رابطه (۱) و بسط Jacobi-Anger [۱۰]، می‌توان میدان نوری را در خروجی مدولاتور به‌صورت زیر بازنویسی کرد،

$$E_1(t)=\frac{E_0}{2}\Big[\cos(\omega_0 t)+\sum_{-\infty}^{\infty}J_n(\Gamma_1)\cos\Big((\omega_0+n\omega_m)t+\Gamma_{01}+n\frac{\pi}{2}\Big)\Big] \qquad (۲)$$

که در رابطه بالا $J_n(\Gamma_1)$ مرتبه nام تابع بسل نوع اول، $\Gamma_1=\frac{\pi V_m}{V_{\pi 1}}$ اندیس مدولاسیون و $\Gamma_{01}=\frac{\pi V_{DC}}{V_\pi}$ تغییر فاز ناشی از بایاس DC مدولاتور است. اکنون سیگنال نوری با میدان الکتریکی ذکرشده در رابطه (۲) از یک محیط دارای پاشندگی با طول L1 و پاشندگی D1 عبور کند و به اندازه $\beta(\omega_0+n\omega_m)L_1$ را در فرکانس حامل و باندهای کناری $\omega_0+n\omega_m$ تغییر فاز می‌یابد. با اعمال سیگنال نوری (که شدت آن‌ها توسط سیگنال مایکروویو مدوله‌شده و از محیط دارای پاشندگی عبور کرده است) به آشکارسازی نوری، یک جریان الکتریکی تولید می‌شود که توان آن در فرکانس ω_m به‌صورت زیر است [۹]،

$$P_1 = R_1\cos^2\Big[\frac{\pi D_1 L_1\lambda^2 {f_m}^2}{c}+\alpha_1\Big] \qquad (۳)$$

که در این رابطه، R_1 تلفات کل مسیر شامل تلفات محیط دارای پاشندگی، مدولاتور و آشکارساز نوری و α_1 پارامتر Chirp مدولاتور شماره یک است. با توجه به آن هر دو مدولاتور از یک نوع هستند توان خروجی آشکارساز نوری شماره دو هم به‌صورت زیر است،

$$P_2 = R_2\cos^2\Big[\frac{\pi D_2 L_2\lambda^2 {f_m}^2}{c}+\alpha_2\Big] \qquad (۴)$$

با کالیبره کردن دو مسیر، R_1 و R_2 معلوم می‌شوند که بدون از دست دادن کلیت مسئله و برای ساده شدن روابط، آن‌ها یکسان فرض می‌کنیم. تابع مقایسه توان (Amplitude comparison function (ACF)) به‌صورت نسبت توان مسیر شماره یک به توان مسیر شماره دو تعریف می‌شود،

$$ACF=\frac{P_1}{P_2}=\frac{\cos^2\Big[\frac{\pi D_1 L_1\lambda^2 {f_m}^2}{c}+\alpha_1\Big]}{\cos^2\Big[\frac{\pi D_2 L_2\lambda^2 {f_m}^2}{c}+\alpha_2\Big]} \qquad (۵)$$

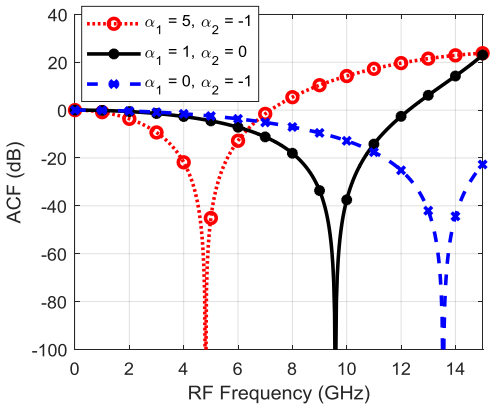
همان‌طور که در رابطه (۵) مشاهده می‌شود ACF تابع فرکانس سیگنال مایکروویو است که باید اندازه‌گیری شود. همچنین با تعریف ACF به‌صورت بالا، اثر اغتشاشات توان نور لیزر حذف می‌شود و دقت اندازه‌گیری را افزایش می‌دهد. با اندازه‌گیری توان سیگنال‌های RF خروجی دو آشکارساز نوری (P_1 و P_2) و محاسبه ACF، فرکانس سیگنال مایکروویو به دست می‌آید. برای اثبات ایده، از دو فیبر نوری با طول‌های L1=20km و L2=15km که دارای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

پاشندگی‌های به ترتیب $17\frac{ps}{nm.km}$ و $14.4\frac{ps}{nm.km}$ در شبیه‌سازی استفاده شده است. همچنین برای سه حالت مختلف که مدولاتورها دارای Chirp متفاوت هستند شبیه‌سازی انجام شده است (سه حالت: ۱) $\alpha_1=5$ و $\alpha_2=-1$، ۲) $\alpha_1=1$ و $\alpha_2=0$ و ۳) $\alpha_1=0$ و $\alpha_2=-1$). نتایج شبیه‌سازی این سه حالت مختلف در شکل ۲ نشان داده شده است. همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌شود با تغییر پارامتر Chirp یک یا هر دو مدولاتور شدت نور، بازه و دقت اندازه‌گیری تنظیم می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک ساختار جدید برای اندازه‌گیری فرکانس سیگنال مایکروویو با استفاده از فناوری نوین مایکروویوفوتونیک و نگاشت توان به فرکانس پیشنهاد شده است. در ساختار پیشنهادی، بازه و دقت اندازه‌گیری فرکانس سیگنال مایکروویو با تغییر پارامتر Chirp یک یا هر دو مدولاتور شدت نور، قابل تنظیم است. با تغییر این پارامتر در محدوده [۱,۵-]، بازه اندازه‌گیری در محدوده ۴/۵GHz تا ۱۳/۵GHz تنظیم شد. هرچه بازه اندازه‌گیری کم‌تر باشد شیب تغییرات ACF نسبت به فرکانس بیشتر است و دقت اندازه‌گیری بالاتر است. بنابراین در ساختار پیشنهادی می‌توان با انتخاب مناسب پارامتر chirp مدولاتورها، به بازه اندازه‌گیری مناسب و دقت کافی رسید.



شکل ۲ : تغییرات تابع ACF بر اساس تغییرات پارامتر chirp مدولاتورهای شدت نور

مرجع‌ها

[1] L. V. Nguyen and D. B. Hunter, "A photonic technique for microwave frequency measurement," *IEEE photonics technology letters*, Vol. 18, No. 10, pp. 1188-1190, 2006.

[2] M. Drummond, P. Monteiro, and R. Nogueira, "Photonic RF instantaneous frequency measurement system by means of a polarization-domain interferometer," *Optics express*, Vol. 17, No. 7, pp. 5433-5438, 2009.

[3] J. Capmany and D. Novak, "Microwave photonics combines two worlds," *Nature photonics*, Vol. 1, No. 6, p. 319, 2007.

[4] X. Zhang, H. Chi, X. Zhang, S. Zheng, X. Jin, and J. Yao, "Instantaneous microwave frequency measurement using an optical phase modulator," *IEEE microwave and wireless components letters*, Vol. 19, No. 6, pp. 422-424, 2009.

[5] L. V. Nguyen, "Microwave photonic technique for frequency measurement of simultaneous signals," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 21, No. 10, pp. 642-644, 2009.

[6] W. Wang *et al.*, "Characterization of a coherent optical RF channelizer based on a diffraction grating," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 49, No. 10, pp. 1996-2001, 2001.

[7] S. E. Hosseini and H. Keshavarz, "Chirp-adjustable optical intensity modulator with tunable OCSR based on Sagnac interferometer," *Optical Fiber Technology*, Vol. 46, pp. 104-112, 2018.

[8] H. Kim and A. H. Gnauck, "Chirp characteristics of dual-drive. Mach-Zehnder modulator with a finite DC extinction ratio," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 3, pp. 298-300, 2002.

[9] F. Devaux, Y. Sorel, and J. Kerdiles, "Simple measurement of fiber dispersion and of chirp parameter of intensity modulated light emitter," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 11, No. 12, pp. 1937-1940, 1993.

[10] F. W. J. Olver, “Bessel functions of integer order,” in *Handbook of Mathematical Functions*, M. A. I. A. Stegan, Ed., pp. 355–434, 1972.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ارتباط‌سنجی طیف هموگلوبین در حالت شفاف‌سازی اپتیکی مکانیکی پوست با طیف حاصل از نمونه خونگیری شده

پریسا منشاری[۱]، عزالدین مهاجرانی[۲]، افشان شیرکوند[۳]

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی

parisa_menshari@yahoo.com [1], e-mohajerani@sbu.ac.ir [2], a_shirkavand@sbu.ac.ir [3]

چکیده – در این مقاله با هدف اجرای طیف‌سنجی هموگلوبین به روش غیرتهاجمی، طیف‌سنجی بازتابی پخشی از بافت پوستی و مقایسه اطلاعات اپتیکی حاصل با اطلاعات طیف‌سنجی نمونه خون انجام گردید. در این طرح تعداد ۵ فرد سالم با شرایط فیزیولوژی مشابه و در شرایط آزمایشگاهی یکسان برای انجام طیف‌سنجی مورد مطالعه قرار گرفتند. دو طیف بازتابی از منطقه آناتومیکی انگشت سوم دست این افراد در حالت بدون شفاف‌سازی اپتیکی مکانیکی و حالت با شفاف‌سازی اپتیکی مکانیکی ثبت شد. سپس طیف نمونه خونی گرفته شده از ناحیه ورید اصلی دست آنها در چیدمان عبوری ثبت گردید و ارتباط‌سنجی این طیف‌ها مورد آنالیز قرار گرفت. با ارزیابی طیف‌های مذکور مشخص گردید که مقادیر ضریب جذب هموگلوبین حاصل از روش غیرتهاجمی طیف پوست به نتایج حاصل از طیف نمونه خون گرفته شده نزدیک می‌باشد.

کلید واژه- طیف‌سنجی بازتابی پخشی، شفاف‌سازی اپتیکی مکانیکی، طیف هموگلوبین.

Comparison of Hemoglobin Spectrum in Mechanical Optical Transparency of the Skin with the Spectrum of the Blood Sample

Parisa Menshari[1], Dr. Ezeddin Mohajerani[2], and Afshan Shirkavand[3]

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University

parisa_menshari@yahoo.com [1], e-mohajerani@sbu.ac.ir [2], a_shirkavand@sbu.ac.ir [3]

Abstract- This research has been conducted with goal to hemoglobin spectroscopy with non-invasive skin diffuse reflectance spectroscopy in compare to blood sample spectroscopy. For this, five normal cases in similar physiological and testing condition, was included. Two reflectance spectra with and without clearing from distal finger was acquired and then blood samples was tested invasively and the blood sample spectra were tested in transmission optical spectroscopy. Analytical quantification was run and it was found that the optical absorption coefficient in both non-invasive skin spectroscopy and blood sample optical spectroscopy were approximately equal. This might be beneficial to substitute non-invasive methods instead of invasive blood tests.

Keywords: Reflective Spectroscopy, Mechanical Optical Transparency, Hemoglobin Spectrometry

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

طی چند دهه اخیر، استفاده از ویژگی‌های نور در شاخه‌ی پزشکی جایگاه ویژه‌ای پیدا کرده است. نقش نور در سیستم‌های اپتیکی برای تشخیص و درمان بیماری‌ها قابل توجه است. طیف‌سنجی نوری به عنوان یک تکنیک غیرتهاجمی، از فناوری‌های مورد توجه در زمینه تحقیقات بالینی به شمار می‌آید. اساس طیف‌سنجی بر پایه میزان جذب، بازتاب، عبور و پراکندگی نور توسط اجزای تشکیل دهنده‌ی محیط در طول موج‌های مختلف استوار است.

در تکنیک طیف‌سنجی بازتابی پخشی، نور در حین انتشار درون بافت با برخورد به ذرات موجود دچار پراکندگی‌های متوالی شده و در نهایت به صورت بازتاب از بافت خارج می‌شود. در این روش طیف‌سنجی، میزان راهی که نور بازتابی پخشی طی می‌کند به ویژگی‌های اپتیکی اجزای سازنده‌ی بافت وابسته است [۱]. در واقع طیف حاصل از این نوع بازتاب، حاوی اطلاعات بیولوژیکی و بیوشیمی بافت و اجزای سازنده‌ی آن می‌باشد.

هدف از این مطالعه، بررسی رفتار طیف جذبی کروموفور هموگلوبین موجود در بافت پوستی در تکنیک طیف‌سنجی بازتابی پخشی و مقایسه آن با طیف حاصل از نمونه خونگیری شده می‌باشد.

شفاف‌سازی اپتیکی مکانیکی بافت

شفاف‌سازی اپتیکی بافت روشی است که سبب کاهش پراکندگی و شفافیت بیشتر بافت می‌شود [۲]. شفاف‌سازی اپتیکی بافت به دو روش شیمیایی و مکانیکی انجام می‌پذیرد. در شفاف‌سازی اپتیکی مکانیکی، در اثر اعمال فشار به موضع و جابجایی ذرات به همراه مایعات میان بافتی، ویژگی‌های اپتیکی بافت دچار تغییر می‌شوند [۳]. بر این اساس شفاف سازی نوری در روش‌های طیف‌سنجی با هدف افزایش عمق نفوذ نور درون بافت، کاهش تأثیر عوامل تداخل‌کننده و نیز افزایش جذب نور توسط کروموفورهای بافت، به عنوان روشی کارآمد در مطالعات بالینی معرفی شده است [۴].

بخش تجربی و چگونگی انجام کار

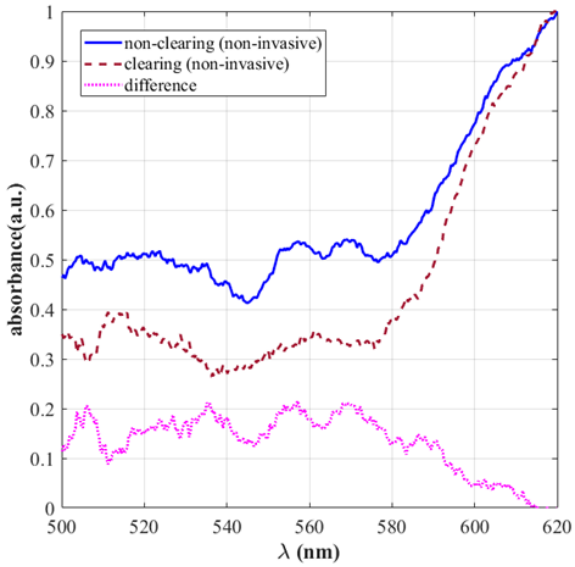
از آنجاکه بدست آوردن طیف جذبی پوست انسان کار دشوار و پیچیده‌ای است، روش طیف‌سنجی بازتابی پخشی جایگزین مناسبی برای بدست آوردن اطلاعات طیفی بافت پوست انسان به شمار می‌رود [۵]. این تکنیک از آن جهت مورد توجه است که روشی کاملا غیرتهاجمی بوده و در عین حال رفتار طیفی بافت را در بر دارد.

در این مقاله به شیوه مطالعه موردی از دستگاه اسپکترومتر مدل USB2000 (Ocean Optics, Inc. USA) و لامپ هالوژن تنگستن با ناحیه طول موجی ۴۰۰ تا ۷۰۰ نانومتر، استفاده شده است. با هدف مطالعه رفتار طیفی، ۵ فرد سالم با شرایط فیزیولوژی مشابه و در شرایط آزمایشگاهی یکسان برای انجام طیف‌سنجی مورد مطالعه قرار گرفتند. برای تعیین بهترین نقطه طیف‌سنجی، نواحی مختلفی از دست افراد مورد آزمایش و بررسی قرار گرفت که از طریق مقایسه طیف‌های بدست آمده با طیف جذبی هموگلوبین، ناحیه داخلی بند اول انگشت سوم دست به عنوان بهترین موضع برای طیف‌سنجی انتخاب گردید. بدین منظور از ناحیه مورد نظر دست راست هر یک از افراد مورد آزمایش، ابتدا در چیدمان بازتابی پخشی و در دو مرحله، یک طیف در حالت شفاف‌سازی اپتیکی مکانیکی بافت با اعمال نیرویی در حدود ۵ نیوتن بر سانتی‌متر مربع بر موضع مورد نظر و طیف دیگر در حالت نرمال (بدون شفاف‌سازی اپتیکی بافت) ثبت گردید. سپس برای ارتباط‌سنجی طیف‌های بدست آمده با طیف‌های خونی، طیف سوم با استفاده از چیدمان عبوری و خونگیری از ورید آرنج هریک از افراد، ثبت گردید. لازم به

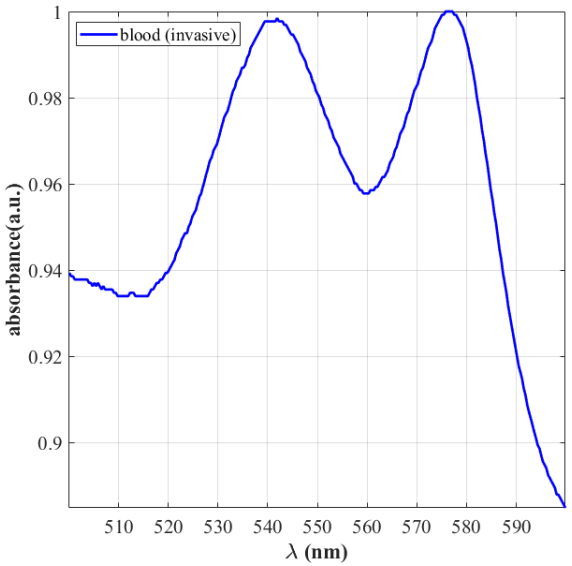
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

ذکر است به منظور افزایش اعتبار نتایج، مراحل طیف‌سنجی مذکور برای هر فرد سه مرتبه تکرار و طیف میانگین حاصل، در ارزیابی نهایی لحاظ شده است.

در شکل (۱) رفتار طیفی یکی از نمونه‌ها در حالت شفاف‌سازی اپتیکی (خط چین)، حالت بدون شفاف‌سازی اپتیکی (خط پیوسته) نشان داده شده است. همچنین در این شکل، به منظور اعتبارسنجی نتایج، تفاضل طیف‌ها در دو حالت به صورت نقطه چین رسم شده است. طیف خون نمونه موردنظر، در شکل (۲) نشان داده شده است.



شکل ۱: طیف پوست یکی از نمونه‌ها در حالت شفاف‌سازی اپتیکی (خط چین)، حالت نرمال (پیوسته)، تفاضل دو حالت (نقطه‌چین).



شکل ۲: طیف خون فرد مورد آزمایش در شکل (۱).

نتایج و بحث

در طیف‌های جذب نشان داده شده در شکل (۱)، در حالت نرمال (بدون شفاف‌سازی اپتیکی مکانیکی) دو پیک جذب هموگلوبین در طول موج‌های حدود ۵۵۰ و ۵۷۰ نانومتر قابل مشاهده می‌باشند. در حالت شفاف‌سازی مکانیکی اپتیکی، هموگلوبین بر اثر اعمال نیرو کنار رفته و پیک‌های مذکور محو می‌شوند که این امر در طیف رسم شده به صورت خط‌چین (حالت شفاف‌سازی مکانیکی اپتیکی) مشهود است. برای نشان دادن این موضوع، تفاضل دو حالت با فشار و بدون فشار در منحنی سوم به صورت نقطه‌چین رسم شده است. ظاهر شدن پیک‌های جذب هموگلوبین در طیف تفاضل، بیانگر کنار رفتن هموگلوبین در حالت شفاف‌سازی نوری مکانیکی می‌باشد.

با استفاده از چیدمان عبوری، طیف خون فرد مورد نظر در شکل (۲) نشان داده شده است. از مقایسه این طیف با طیف تفاضلی ترسیم شده در شکل (۱)، ارتباط بین طیف‌ها در دو روش تهاجمی و غیرتهاجمی قابل استنتاج می‌باشد.

هر ماده یک ضریب اپتیکی به نام ضریب میرایی دارد که معیاری برای سنجش میزان تضعیف ایجاد شده در نور بر اثر پدیده‌های شکست، پراکندگی، بازتاب و جذب توسط اجزای تشکیل‌دهنده محیط در طول موج‌های مختلف، می‌باشد. ضریب میرایی برای هر ماده منحصر به فرد است و اصطلاحا اثر انگشت آن ماده نامیده می‌شود. در این مقاله، ضرایب میرایی کروموفورهای موجود در بافت پوستی و خون از جمله بیلیروبین، ملانین، اکسی هموگلوبین و دی اکسی هموگلوبین، از مقادیر گزارش شده توسط محققان در وبسایت دانشگاه واترلو [۶]، استخراج شده است. با داشتن ضرایب میرایی مذکور، طبق روش و معادلات ذکر شده در مراجع [۱] و [۷]، ضرایب جذب اکسی هموگلوبین و دی‌اکسی هموگلوبین در ۴

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

حالت نرمال (روش غیرتهاجمی)، حالت شفاف‌سازی اپتیکی، تفاضل طیف حالت شفاف‌سازی شده از حالت نرمال و طیف حاصل از نمونه‌ی خون‌گیری شده (روش تهاجمی)، به کمک نرم‌افزار متلب محاسبه و در جدول (۱) گزارش شده است. از مقایسه مقادیر به دست آمده در چهار حالت مشاهده می‌شود که ضرایب جذب در حالت شفاف‌سازی شده کمتر از حالت نرمال می‌باشد. این امر ناشی از کاهش ضخامت بافت پوستی و کنار رفتن هموگلوبین به همراه آب میان بافتی در اثر نیروی مکانیکی اعمال شده، می‌باشد. همچنین از نزدیکی ضرایب جذب حاصل از نمونه خونی و ضرایب جذب تفاضل دو حالت نرمال و شفاف‌سازی شده، اعتبار نتایج حاصل از طیف-گیری به روش غیرتهاجمی استنتاج می‌شود.

شماره نمونه	حالت ۱ نرمال	حالت ۲ شفاف سازی	حالت ۳ طیف تفاضلی	حالت ۴ طیف خون	اختلاف ۳ و ۴
۱	OHE=0.181 DHE=0.009	OHE=0.116 DHE=0.002	OHE=0.065 DHE=0.007	OHE=0.084 DHE=0.003	OHE=0.019 DHE=0.004
۲	OHE=0.248 DHE=0.055	OHE=0.101 DHE=0.021	OHE=0.147 DHE=0.034	OHE=0.097 DHE=0.017	OHE=0.05 DHE=0.017
۳	OHE=0.319 DHE=0.033	OHE=0.042 DHE=0.012	OHE=0.277 DHE=0.021	OHE=0.168 DHE=0.012	OHE=0.1 DHE=0.009
۴	OHE=0.309 DHE=0.092	OHE=0.213 DHE=0.020	OHE=0.096 DHE=0.072	OHE=0.075 DHE=0.052	OHE=0.021 DHE=0.02
۵	OHE=0.114 DHE=0.068	OHE=0.007 DHE=0.049	OHE=0.107 DHE=0.019	OHE=0.095 DHE=0.013	OHE=0.012 DHE=0.006

جدول ۱: ضرایب جذب کروموفورهای اکسی‌هموگلوبین و دی‌اکسی هموگلوبین در چهار حالت: نرمال، شفاف‌سازی، تفاضل حالت‌های نرمال و شفاف‌سازی و طیف خون با ذکر اختلاف نتایج حالت‌های ۳ و ۴.

نتیجه‌گیری

در این مقاله با هدف جایگزینی روش تهاجمی با روش غیرتهاجمی، طیف‌های ثبت شده از نمونه خون در چیدمان عبوری (روش تهاجمی) با نتایج طیف‌سنجی بازتابی پخشی در دو حالت شفاف‌سازی اپتیکی مکانیکی و حالت نرمال (روش غیرتهاجمی)، مورد مقایسه قرار گرفته است. طبق اختلاف محاسبه شده در ستون آخر جدول (۱)، ضرایب جذب کروموفورهای اکسی و دی‌اکسی-هموگلوبین حاصل از طیف تفاضلی حالت نرمال و حالت شفاف‌سازی، نزدیک به ضرایب جذب محاسبه شده از طیف خون می‌باشد. توجه به این نکته حائز اهمیت است که طیف حاصل از نمونه خونگیری شده، شرایط بافت زنده‌ی انسان را ندارد. این در حالی است که ضرایب جذب هموگلوبین محاسبه شده در روش غیرتهاجمی، علیرغم بدست آمدن از طیف‌سنجی پوست با شرایط بافت زنده (دمای ۳۷ درجه سانتی‌گراد بدن انسان و نبض نرمال)، در مقایسه با روش تهاجمی نتایج قابل قبولی را ارائه می‌دهند.

سپاسگزاری

از راهنمایی‌های جناب آقای دکتر حامد نعمتیان و خانم شادی معصومی به جهت راهنمایی‌های دلسوزانه ایشان در راستای پیشبرد اهداف این تحقیق، سپاسگزاری می‌گردد.

مرجع‌ها

[1] W. F. Cheong, S. A. Prahl, and A. J. Welch, “A review of the optical properties of biological tissues”, IEEE journal of quantum electronics, Vol. 26, No.12, pp. 2166-2185, 1990.

[2] Ch. G. Rylander, et al., “Mechanical tissue optical clearing devices enhancement of light penetration in Ex-Vivo porcine skin”, Lasers in surgery and medicine, Vol. 40, No. 10, pp. 688-694, 2008.

[3] V. V. Tuchin, R. K. Wang, A. T. Yeh, “Optical clearing of tissues and cells”, Journal of biomedical optics, Vol. 13, No. 2, pp. 021101-021101, 2008.

[4] D. Zhu, et al, “Recent progress in tissue optical clearing”, Laser & photonics reviews, Vol. 7, No. 5, pp. 732-757, 2013.

[5] N. Sujatha, et al., “Assessment of Microcirculatory Hemoglobin Levels in Normal and Diabetic Subjects using Diffuse Reflectance Spectroscopy in the Visible Region”, Journal of applied spectroscopy, Vol. 82, No. 3, pp. 423-428, 2015.

[6] Original data source available from webpage: http://www.npsg.uwaterloo.ca/data.php

[7] G. Zonios, A. Dimou, “Modeling diffuse reflectance from semi-infinite turbid media: application to the study of skin optical properties”, Optics express, Vol. 14, No. 19, pp. 8661-8674, 2006.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه‌سازی آشکارساز فرابنفش MSM پلاسمونی مبتنی بر GaN

محمد محمدرضایی[۱]، ناصر هاتفی کرگان[۲]

دانشگاه سیستان و بلوچستان، دانشکده علوم، گروه فیزیک

[1]mohammadmohammadrezai@gmail.com , [2]n.hatefi@phys.usb.ac.ir

چکیده - در عصر حاضر به علت پیچیده بودن مسائل و هندسه‌ها استفاده از روش‌های عددی برای حل مسائل بسیار گسترش یافته است. محاسبات عددی ابزار کارآمدی برای مهندسی افزاره‌های نیمرسانا می‌باشد. در این تحقیق از روش المان محدود (FEM) برای شبیه‌سازی آشکارساز MSM پلاسمونی استفاده شده است. از معادلات پایه نیمرسانا و الکترومغناطیس، برای محاسبه عملکرد این افزاره الکترونیکی استفاده شده است. در ولتاژ بایاس ۱۰ V چگالی جریان تاریک بدست آمده از ساختار شبیه‌سازی شده ۵×۱۰^{-۱۲} A/cm^۲ و جریان نوری آن ۸×۱۰^{-۵} A/cm^۲ می‌باشد. با استفاده از یک شبکه پلاسمونی بر روی سطح آشکارساز جریان نوری آشکارساز با افزایش قابل ملاحظه‌ای در ولتاژ بایاس ۱۰ V به مقدار $۱/۵\times۱۰^{-۴}$ A/cm^۲ رسید ولی تغییر در جریان تاریک قابل اغماض است.

کلید واژه- آشکارساز MSM پلاسمونی، نیمرسانای GaN، روش المان محدود

Simulation of a MSM Ultraviolet Photodetector Based on GaN

Mohammad MohammadRezaee[1], Naser Hatefi Kargan[2]

Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, University of Sistan and Baluchestan

[1]mohammadmohammadrezai@gmail.com , [2]n.hatefi@phys.usb.ac.ir

Abstract- Nowadays, numerical methods are widely used for the solution of problems due to the complexity of systems and geometries. Numerical computation is an effective tool for engineering semiconductor devices. In this research finite element method (FEM) has been used for simulation of a plasmonic MSM ultraviolet photodetector. For simulating the operation of this electronic device basic electromagnetic and semiconductor equations have been used. The results show that at a bias voltage of 10 V the dark current of the device is 5×10^{-12} A/cm^2 and the photocurrent is 1.5×10^{-4} A/cm^2. By using a plasmonic grid on the surface of the photodetector the photocurrent increased considerably, with a value of 1.5×10^{-4} A/cm^2 at a bias voltage of 10 V while the variation on the dark current is negligible.

Keywords: Plasmonic MSM photodetector, GaN semiconductor, Finite element method

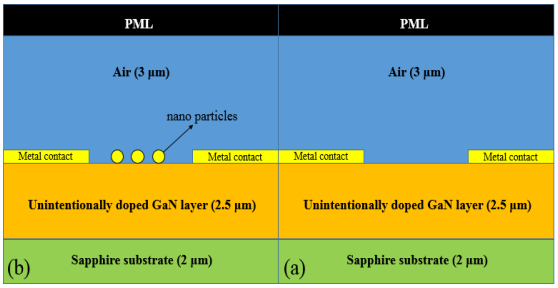
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در گروه نیمرساناهای III-نیترید GaN به علت داشتن گاف انرژی مستقیم و عریض در دهه گذشته مورد توجه بسیاری قرار گرفته است [۱]. گاف نواری GaN، ۳/۴ eV بوده و به دلیل دارا بودن پایداری حرارتی و شیمیایی بالا یک انتخاب مناسب برای آشکارسازی امواج UV است [۲]. آشکارسازهای UV در گستره وسیعی از برنامه‌های کاربردی مانند نظارت بر لایه ازون، تشخیص شعله، مخابرات نوری و ستاره شناسی UV مورد استفاده قرار گرفته اند. در میان معماری‌های متفاوتی که برای ساختار آشکارسازها وجود دارد ساختار مسطح فلز-نیمرسانا-فلز (MSM) در مقایسه با سایر معماری‌ها دارای مزیت‌هایی مانند ساخت ساده، ظرفیت خازنی پایین، منطقه حساس به نور بزرگ و سرعت پاسخ بالا است [۳]. با ایجاد یک شبکه از نانوساختارهای فلزی بر روی سطح آشکارساز و به دام انداختن نور در نزدیکی سطح فلز-نیمرسانا می‌توان جریان تولیدی آشکارساز را افزایش داد. افزایش عملکرد آشکارساز با استفاده از نانوساختارهای فلزی و بهره گیری از اثرات پراکندگی پلاسمونی قبلا توسط چانگ و همکارانش در یک ساختار MSM مبتنی بر GaN گزارش شده است [۴]. در این تحقیق یک آشکارساز MSM پلاسمونی با استفاده از نرم افزار کامسول شبیه‌سازی شد.

ساختار آشکارساز MSM

مساحت سطح فعال آشکارساز شبیه‌سازی شده $۳۰\ \mu m^{۲}$ است و ضخامت لایه فعال $۲/۵\ \mu m$ از جنس GaN نوع n با چگالی ناخالصی $۱۰^{۱۴}\ cm^{-۳}$ می‌باشد، طول اتصالات فلزی و فاصله بین آنها $۱۰\ \mu m$ می‌باشد و از فلز طلا با تابع کار ۵/۱ eV برای اتصالات فلزی استفاده شده است. شکل ۱ ساختار آشکارساز پلاسمونی و معمولی شبیه‌سازی شده را نمایش می‌دهد.



شکل ۱. ساختار معمولی (a) و پلاسمونی (b) آشکارساز MSM.

روش شبیه‌سازی

روش المان محدود یک روش محاسباتی برای یافتن حل عددی تقریبی معادلات دیفرانسیل جزئی می‌باشد. در این تحقیق معادلات حاکم بر اصول کار فیزیک افزاره‌های نیمرسانا با توجه به تابع توزیع ماکسول-بولتزمن جهت شبیه‌سازی آشکارساز MSM به روش المان محدود حل شدند. معادلات اساسی که برای شبیه‌سازی فیزیک نیمرسانا در آشکارساز استفاده شده است عبارت اند از معادله پواسون و معادلات پیوستگی:

$$\begin{aligned} &\nabla.(\varepsilon\nabla V)=q(p-n+N)\\ &-\nabla.J_n=-q(R_n-G)\\ &-\nabla.J_p=q(R_p-G) \end{aligned} \qquad (۱)$$

در این معادلات V پتانسیل الکترواستاتیک، q بار الکتریکی، n و p چگالی حجمی الکترون‌های آزاد و حفره‌ها و N چگالی اتم‌های ناخالصی می‌باشد. $R_{n,p}$ نرخ بازترکیب حامل‌ها و G نرخ تولید حامل‌ها است. از آنجا که نیمرسانای GaN دارای گاف نواری مستقیم است نرخ بازترکیب به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\begin{aligned} &R_n=R_p=C(np-n_i^{۲})\\ &n_i^{۲}=\gamma_n\gamma_p\sqrt{N_{c.}N_{v.}}\exp\left(\frac{-E_g-\Delta E_g}{۲V_{th}}\right) \end{aligned} \qquad (۲)$$

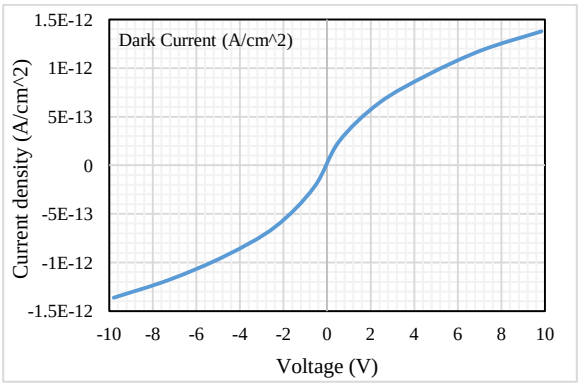
در این معادله γ_n و γ_p فاکتور تبهگنی، $N_{c.}$ و $N_{v.}$ چگالی حالات موثر برای الکترون-حفره‌ها، ΔE_g مقدار باریک شدن گاف نواری بدلیل آلاییده شدن نیمرسانا، V_{th}

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

سرعت حرارتی و C فاکتور متوسط نرخ بازترکیب ماده GaN است که مقدار آن $۱/۱\times۱۰^{-۸}cm^{۳}s^{-۱}$ [۵] می‌باشد.

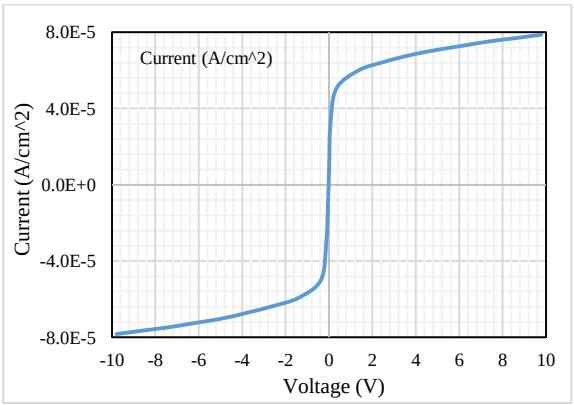
نتایج شبیه‌سازی

شکل ۲ چگالی جریان تاریک محاسبه شده برای آشکارساز معمولی را نمایش می‌دهد.



شکل ۲. چگالی جریان تاریک آشکارساز MSM معمولی.

از آنجا که نیمرسانای GaN دارای گاف نواری عریض است آشکارسازهای مبتنی بر GaN دارای جریان تاریک پایینی خواهند بود که این نتیجه در شکل ۲ مشخص است. برای اندازه گیری جریان نوری آشکارساز، تحت تابش نور با توان mW ۳ و طول موج nm ۳۴۳ قرار گرفت.

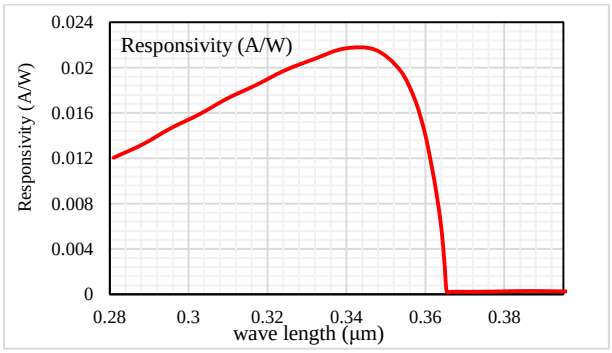


شکل ۳. چگالی جریان نوری آشکارساز MSM معمولی.

در شکل ۳ مشخص است با تابش نور به آشکارساز جریان تولید شده توسط آشکارساز افزایش می‌یابد. برای محاسبه پاسخدهی آشکارساز تحت طول موج‌های مختلف از رابطه (۳) استفاده شد.

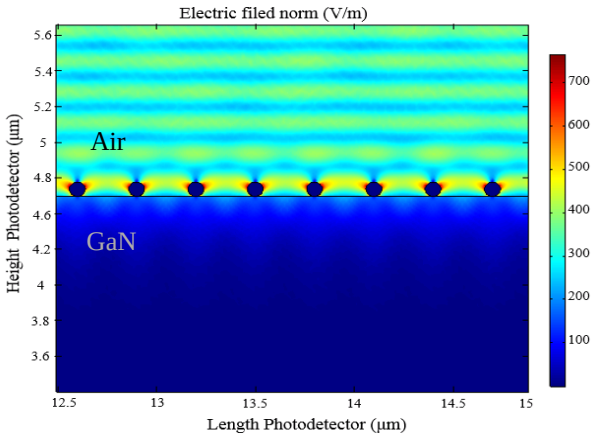
$$R = \frac{q}{h\nu}\eta \qquad (۳)$$

در این رابطه q بار الکتریکی، h ثابت پلانک و η بازده کوانتومی می‌باشد. پاسخدهی آشکارساز در ولتاژ بایاس V ۲ و ناحیه طول موجی nm ۲۸۰ تا nm ۴۰۰ در شکل ۴ نمایش داده شده است.



شکل ۴. پاسخدهی آشکارساز معمولی تحت ولتاژ بایاس V ۲.

همانطور که در شکل ۴ مشخص است بیشترین پاسخدهی آشکارساز مربوط به محدوده طول موجی لبه گاف نواری است و علت آن بیشتر بودن چگالی حالات در لبه گاف نواری است. با استفاده از نانو میله‌های فلزی تعبیه شده در سطح نیمرسانا می‌توان جذب نور را با تحریک پلاسمون سطحی موضعی (LSPR) افزایش داد.

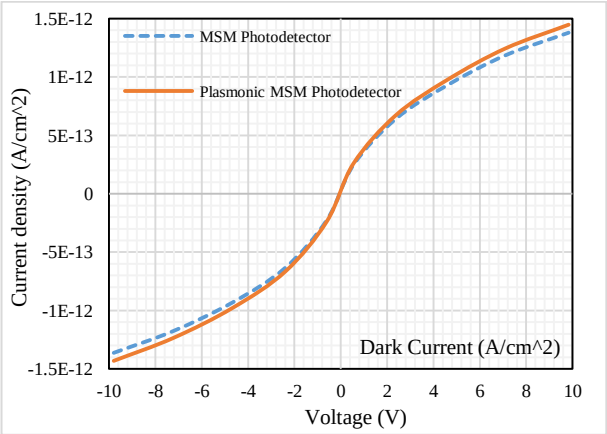


شکل ۵. اندازه میدان الکتریکی آشکارساز پلاسمونی.

همانطور که در شکل ۵ مشخص است نانومیله‌های طلا با شعاع nm ۴۰ و فاصله nm ۴۰۰ باعث تشدید میدان نور

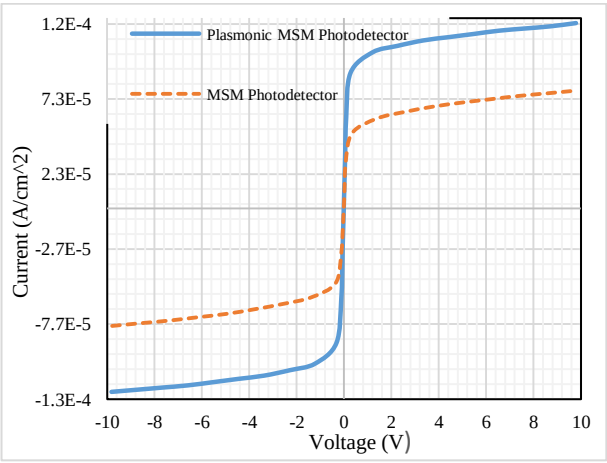
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

فرودی بر روی سطح شده اند. شکل ۶ چگالی جریان تاریک آشکارساز پلاسمونی و معمولی را مقایسه می‌کند.



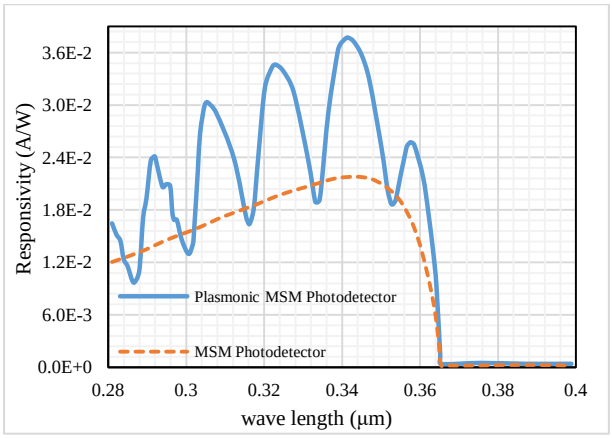
شکل ۶. چگالی جریان تاریک آشکارساز MSM پلاسمونی.

نانو میله‌های طلای روی سطح به دلیل سطح مقطع اتصال کوچک با لایه نیمرسانا رسانندگی را تغییر نداده در نتیجه تغییر اندکی در جریان تاریک آشکارساز مشاهده شد. شکل ۷ جریان نوری آشکارساز معمولی و پلاسمونی را با توان نور فرودی ۳ mW در طول موج ۳۴۳ nm مقایسه می‌کند.



شکل ۷. مقایسه جریان نوری آشکارساز معمولی و پلاسمونی.

در شکل ۷ مشخص است با ایجاد یک شبکه از نانومیله‌های فلزی بر روی سطح نیمرسانا و افزایش جذب آشکارساز جریان نوری افزایش پیدا می‌کند. پاسخدهی یکی از کمیت‌های مهم در آشکارسازها است و همانطور که در شکل ۸ مشخص است پاسخدهی آشکارساز پلاسمونی نسبت به آشکارساز معمولی افزایش پیدا کرده است. رفتار بیشینه و کمینه آشکارساز پلاسمونی ناشی از پدیده تداخل نور است.



شکل ۸. پاسخدهی آشکارساز پلاسمونی تحت ولتاژ بایاس ۲ V.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق یک آشکارساز MSM با روش المان محدود شبیه‌سازی شد و مشخص شد با استفاده از اثر پدیده تحریک پلاسمون سطحی موضعی (LSPR) جریان و پاسخدهی آشکارساز افزایش می‌یابد.

مرجع‌ها

[1] S. Jain, M. Willander, J. Narayan, R. V. Overstraeten, "III-nitrides: growth, characterization, and properties", J. Appl. Phys., Vol. 87, No. 3, pp. 965-1006, 2000.

[2] E. Monroy, F. Omnès, F. Calle, "Wide-bandgap semiconductor-ultraviolet-photodetectors", Semicond. Sci. Tech., Vol. 18, No. 4, pp. R33-R51, 2003.

[3] D. L. Rogers, "Integrated optical receivers using MSM detectors", J. Lightwave Technol., Vol. 9, No. 12, pp. 1635-1638, 1991.

[4] S. Chang, M. Chang, Y. Yang, "Enhanced responsivity of GaN metal–semiconductor–metal (MSM) photodetectors on GaN substrate", IEEE Photon. J., Vol. 9, No. 2, pp. 1-7, 2017.

[5] J. Muth, J. Lee, I. Shmagin, R. Kolbas, H. Casey Jr, B. Keller, U. Mishra, S. DenBaars, "Absorption coefficient, energy gap, exciton binding energy, and recombination lifetime of GaN obtained from transmission measurements", Appl. Phys. Lett., Vol. 71, No. 18, pp. 2572-2574, 1997.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بهبود بازدهی سلول‌های خورشیدی حساس شده به نقاط کوانتومی کربنی به وسیله آلایش نقاط کوانتومی کربنی با نیتروژن

الهام حاجی ماهانی[۱]، وحید صاحب[۲]، حسین روح الامینی نژاد[۱]، مرجان سعید[۱]

۱- دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر، کرمان
۲-بخش شیمی، دانشگاه شهید باهنر، کرمان

Email: ElhamHmahani2018@gmail.com

Rooholamini@uk.ac.ir

چکیده – اخیرا نقاط کوانتومی کربنی به علت داشتن ویژگی‌های بی‌نظیرشان به عنوان جایگزینی مناسب برای نقاط کوانتومی نیمه‌رسانای غیرارگانیک مطرح شده‌اند. برای بهبود خواص این نقاط کوانتومی، آن‌ها را با عناصری چون نیتروژن می‌آلایند. به منظور بررسی اثر آلایش نیتروژن بر عملکرد سلول‌های خورشیدی، نخست نقاط کوانتومی کربنی و نقاط کوانتومی کربنی آلاییده با نیتروژن سنتز شدند، سپس در ساخت سلول خورشیدی به کار گرفته شدند. مشخص شد آلایش نیتروژن اثری مثبت بر بازده سلول خورشیدی داشته است.

کلید واژه- سلول خورشیدی مبتنی بر نقاط کوانتومی کربنی، نقاط کوانتومی کربنی آلاییده شده با نیتروژن

Improving the efficiency of carbon quantum dot sensitized solar cells by doping of carbon quantum dots with nitrogen

Elham Hajimahani[1], Vahid Saheb[2], Hossein Rooholamini Nejad[1], Marjan Saeed[1]

1-Faculty of Physics, Shahid Bahonar University, Kerman
2-Department of Chemistry, Shahid Bahonar University, Kerman

Abstract- Carbon quantum dots have recently emerged as alternatives to traditional semiconductor quantum dots because of their unique properties. Doping of carbon quantum dots with nitrogen can improve their properties. In order to investigate the effect of nitrogen doping on the performance of solar cells, first carbon quantum dots and nitrogen doped carbon quantum dots were synthesized then used to construct solar cells. It was determined that nitrogen doping has a positive effect on the solar cell efficiency.

Keywords: carbon quantum dot solar cell, nitrogen-doped carbon quantum dots

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

در سال‌های اخیر سلول‌های خورشیدی حساس شده به نقاط کوانتومی به علت ویژگی‌های خاص نقاط کوانتومی مورد توجه قرار گرفته‌اند. تاکنون نقاط کوانتومی به کار گرفته شده در سلول‌های خورشیدی، به طور عمده بر پایه فلزات سنگین و سمی سرب و کادمیوم بوده است که علاوه بر دارا بودن خطرات زیست محیطی، پرهزینه نیز هستند [۳و۱]. یکی از مواد نانو ساختاری که معرفی شده است، نقاط کوانتومی کربنی (CQDs) است که دارای خاصیت فلورسانسی عالی هستند. این نانو ذرات شبه کروی، در اندازه زیر ۱۰ نانومتر می‌باشند. برخی از ویژگی‌های نقاط کوانتومی کربنی عبارت‌اند از: گاف انرژی وابسته به اندازه، پایداری کلوییدی بالا، سمیت بسیار پایین، جذب گسترده در سرتاسر طیف خورشید، فرآیند ساخت آسان و کم هزینه و غیره. نقاط کوانتومی کربنی به روش‌هایی چون سایش لیزری، اکسایش الکتروشیمیایی، پیرولیز، هیدروترمال و غیره سنتز می‌شوند. به طور کلی نقاط کوانتومی کربنی با یک هسته کربنی که سطح آن توسط گروه‌های عاملی (کربوکسیل، هیدروکسیل و غیره) پوشیده شده است، توصیف می‌گردند. معمولا هسته کربنی با ساختار هیبریدی sp^2 تشکیل شده است و با بخش‌ها و ترکیب‌های اکسیژن‌دار بر روی سطحش، محدود می‌شود [۲].

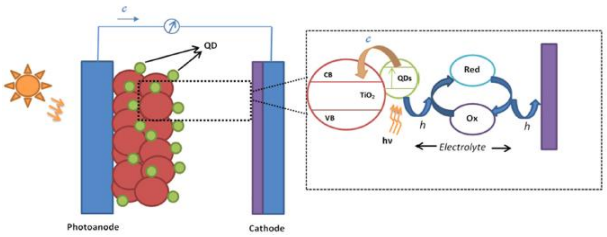
آلاییدن نقاط کوانتومی کربنی با اتم‌های ناهمجنس می‌تواند ویژگی‌های اپتیکی و الکترونیکی آن‌ها را بهبود بخشد که به علت پوشش‌دهی مؤثر سطح و یکی شدن این عناصر با هسته کربنی است. در این میان نیتروژن (N) بیش‌ترین توجه را به خود جلب کرده است چرا که آثار بسیار مطلوب و قابل توجهی بر خصوصیات نقاط کوانتومی کربنی به ویژه ویژگی‌های اپتیکی آنان داشته است [۳].

۲- بخش تجربی

برای سنتز نقاط کوانتومی کربنی، ۴ گرم اسید سیتریک (پیش‌ماده کربنی) در ۱۰ میلی لیتر آب دیونیزه حل شد. بعد از ۳۰ دقیقه هم زدن، محلول به دست آمده در دمای ۲۰۰ درجه سانتیگراد حرارت داده شد. محلول در ابتدا بی رنگ است اما پس از مدتی زرد می‌گردد که معنای به وجود آمدن نقاط کوانتومی کربنی است. در این مرحله ماده به شکل ژله‌ای است که با افزودن آب می‌توان آن را به شکل مایع درآورد. برای سنتز نقاط کوانتومی کربنی آلاییده شده با نیتروژن (N-CQDs)، همان مراحل قبلی طی شد تنها به مقدار ۴ گرم اسید سیتریک، ۱ گرم آمونیاک (پیش‌ماده نیتروژنی) اضافه شد، هنگامی که ماده زرد رنگ ژله‌ای پدید آمد و خنک شد، به آن ۴۰ میلی لیتر استون اضافه شد. به تدریج ذراتی معلق درون استون مشاهده می‌شود که به کمک سانتریفیوژ جمع‌آوری شدند. با تبخیر استون نقاط کوانتومی کربنی آلاییده شده با نیتروژن به شکل پودر به دست آمدند [۴]. می‌توان پودر را در آب نیز حل کرد و محلول کلوییدی شفاف زرد رنگی به دست آورد. برای ساخت سلول خورشیدی حساس شده با نقاط کوانتومی سنتز شده، نخست قطعات شیشه‌های رسانای شفاف FTO، شستشو داده شدند. سپس خمیر TiO_2 که ترکیبی از ۰/۵ گرم نانو ذرات اکسید تیتانیوم (P 25) و ۱ میلی لیتر اسید استیک است به روش دکتر بلید بر روی FTO لایه نشانی شد. سپس FTO/TiO_2 در دمای۴۵۰ درجه سانتیگراد به مدت ۳۰ دقیقه پخت می‌گردد. بدین ترتیب فوتوآند آماده می‌شود. فوتوآند به مدت ۲ ساعت در محلول آبی نقاط کوانتومی سنتز شده قرار داده شد. سپس از محلول بیرون آورده و شسته شد. برای ساخت الکترود کاتد از لایه نشانی نانو ذرات حاصل از دوده شمع بر روی شیشه FTO استفاده شد. برای مونتاژکردن سلول، فوتوآند و الکترود کاتد بین دو گیره

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

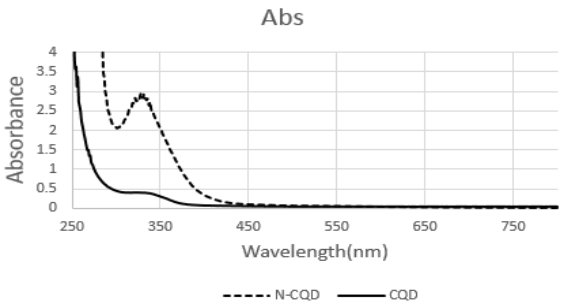
ساندویچ می‌گردند. سپس چند قطره از محلول الکترولیت بر (پایه ید)، بین دو الکترود ریخته می‌شود.



شکل ۱: طرح شماتیک سلول خورشیدی ساخته شده [۱]

۳- بحث و نتایج

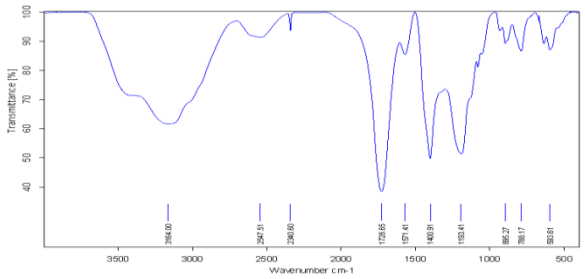
طیف جذبی فرابنفش- مرئی نقاط کوانتومی سنتز شده در شکل ۲ مشاهده می‌شود که توسط دستگاه اسپکتروفتومتر و یک سل کوارتزی به دست آمده است. پیداست، میزان جذب این نقاط کوانتومی بر روی ناحیه فرابنفش تمرکز دارد و به صورت ضعیفی تا ناحیه مرئی کشیده شده است. همچنین نشان‌دهنده اثر داشتن آلایش بر میزان جذب است. نه تنها قله جذب N-CQDs بالاتر است بلکه گستردگی جذب نیز بیش‌تر می‌باشد.



شکل ۲: نمودار طیف جذبی نقاط کوانتومی سنتز شده

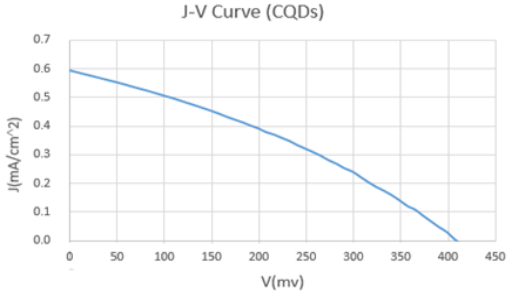
اندازه ابعاد هر دو نوع نقاط کوانتومی سنتز شده به کمک روش پراکندگی نور دینامیکی (DLS) به دست آمده است. اندازه میانگین برای ذرات N-CQDs، ۴ نانومتر و برای CQDs، ۶ نانومتر بود. ابعاد به دست آمده زیر ۱۰ نانومتر می‌باشد همان طور که انتظار می‌رفت. با توجه وابستگی گاف انرژی نقاط کوانتومی به ابعادشان و اینکه نقاط کوانتومی سنتز شده بسیار کوچک هستند، جذب در ناحیه فرابنفش توجیه می‌گردد. (بنا بر قضیه حد کوانتومی، هرچه اندازه نقاط کوانتومی کوچک‌تر شود گاف انرژی بزرگ‌تر می‌شود.)

شکل۳، مشخصه‌یابی FTIR نمونه N-CQDs سنتز شده می‌باشد. گروه‌های عاملی O-H نشان دهنده آب‌دوستی نقاط کوانتومی سنتز شده است که جذب واقع در ۳۱۶۴ این موضوع را نشان می‌دهد. پیک بلند در ۱۷۲۸ جذب ناشی از ارتعاش پیوند C=O است. به طور کلی جذب‌های پایین‌تر از ناحیه cm^{-1} ۱۵۰۰ مربوط به ارتعاش پیوندهای C-O و C-C و C-N می‌باشد که جذب واقع در ۱۱۹۳ مربوط به ارتعاش پیوند قوی C-N است که آلاییده شدن N را تایید می‌کند.



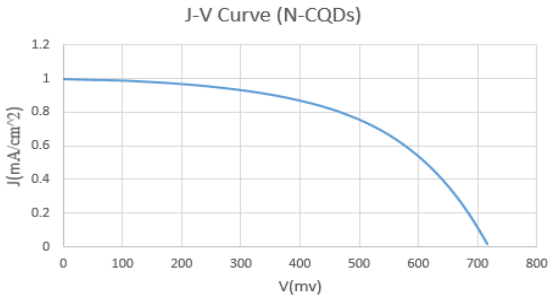
شکل ۳: نمودار FTIR مربوط به N-CQDs سنتز شده

مهم‌ترین آنالیزی که در سلول‌های خورشیدی وجود دارد، بررسی منحنی جریان- ولتاژ می‌باشد. سلول‌های ساخته شده با نقاط کوانتومی سنتز شده به طور جداگانه، در برابر نور خورشید با شدت ۱۰۰ میلی وات بر سانتی‌متر مربع قرار داده شدند. با ثبت ولتاژها و جریان‌های به دست آمده این منحنی برای هرکدام به دست آمد.



شکل ۴: منحنی چگالی جریان- ولتاژ مربوط به سلول خورشیدی حساس شده به CQDs سنتز شده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



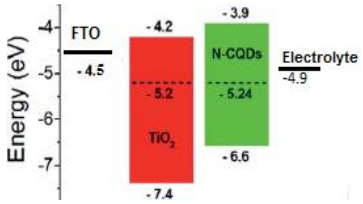
شکل۵: منحنی چگالی جریان- ولتاژ مربوط به سلول خورشیدی حساس شده به N-CQDs سنتز شده

پارامترهای فوتوولتاییک سلول‌های خورشیدی ساخته شده از جمله: چگالی جریان در حالت اتصال کوتاه (J_{sc}) ، ولتاژ در حالت مدار باز (V_{oc})، فاکتور پرشدگی (FF) و بازده تبدیل توان (PCE) در جدول زیر مشاهده می‌شود.

جدول ۱: پارامترهای فوتوولتاییک سلول‌های خورشیدی ساخته شده

پارامتر فوتوولتاییک / سلول حساس شده با	V_{oc} (mV)	J_{sc} (mA/cm^2)	PCE (%)	FF (%)
CQDs	۴۳۰	۰/۶	۰/۰۹	۳۳/۲۵
N-CQDs	۷۲۱	۱	۲/۵	۵۲/۹

با توجه به داده‌های بالا به طور کلی عملکرد سلول حساس شده با N-CQDs در همه پارامترها بهتر بود. زیرا اتم‌های نیتروژن رسانایی را افزایش داده‌اند. با این حال تنها عاملی که باعث کم شدن بازده آن‌ها می‌شود کم بودن فوتوجریان است. به علت تمرکز طیف جذبی نقاط کوانتومی سنتز شده در محدوده فرابنفش تعداد بسیار کمی فوتون توانایی تولید فوتوالکترون را دارند که به همین نسبت فوتوجریان کاهش می‌یابد. همین فوتوالکترون‌های اندک نیز به جای تزریق به TiO_2 به علت وجود دام‌های گوناگون در سطح نقاط کوانتومی بازترکیب می‌شوند. وجود نیتروژن باعث افزایش میزان جذب و کاهش دام‌ها شده و جریان را افزایش می‌دهد. گاف انرژی نقاط کوانتومی سنتز شده، ۲/۸ الکترون ولت به دست آمد که با نتایج تجربی دیگر هم‌خوانی دارد.



شکل۶: نمایی از همخوانی ترازهای انرژی لایه‌های سلول [۳]

۴- نتیجه گیری

در این مقاله اثر آلایش نقاط کوانتومی کربنی با نیتروژن بر عملکرد سلول خورشیدی بررسی شد. پس از سنتز نقاط کوانتومی کربنی و آلاییده شده آن با نیتروژن از آن‌ها در ساخت سلول خورشیدی استفاده شد. نتایج حاکی از آن است که آلایش نقاط کوانتومی کربنی موجب افزایش رسانایی و به وجود آمدن حالات و ترازهای جدید انرژی می‌شود که منجر به کارایی بهتر سلول می‌گردد.

۵- مرجع‌ها

[1] M. Kouhnavard, S. Ikeda, N. A. Ludin, N. B. Ahmad Khairudin, B.V. Ghaffari, M.A. Mat-Teridi, M.A. Ibrahim, S.Sepeai, and K. Sopian. “A review of semiconductor materials as sensitizers for quantum dot-sensitized solar cells,” Renewable and Sustainable Energy Reviews, pp. 397-407, 2014.

[2] R. Wang, K. Lu, Z. Tang, and T. Xu, “Recent progress in carbon quantum dots: synthesis, properties and applications in photocatalysis,” J. Mater. Chem. A, pp. 3717-3734, 2017.

[3] D. Carolan, C. Rocks, D. B. Padmanaban, P. Maguire, V. Svrcek, and D. Mariotti, “Environmentally friendly nitrogen-doped carbon quantum dots for next generation solar cells,” Sustainable Energy & Fuels 1, no.7, pp. 1611-1619, 2017.

[4] H. Wang, P. Sun, S. Cong, J. Wu, L. Gao, Y. Wang, X. Dai, Q. Yi, and G. Zou, “Nitrogen-doped carbon dots for “green” quantum dot solar cells,” Nanoscale research letters, no. 1, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تولید میدان عقبه لیزری توسط موج غیرعادی (موج x) با فرکانس‌های مختلف در پلاسمای مغناطیده

یگانه حیدرزاده[۱]، زهرا غلامی رستم[۱]، حامد مویدی[۲]، حسین آکو[۱]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی نوشیروانی بابل، بابل، ایران

[۲]گروه آموزشی فیزیک پرتوپزشکی، دانشگاه ولنگانگ، استرالیا

چکیده – در این مقاله، انتشار موج غیرعادی (پالس لیزر قطبیده بیضوی) در یک پلاسمای مغناطیده و تولید میدان عقبه ناشی از آن، در نظر گرفته شده است. با توجه به رابطه‌ی پاشندگی موج غیرعادی، رفتار و تغییرات سرعت گروه این موج، در شرایط گوناگون مورد بررسی قرار گرفته و با نوشتن معادلات حاکم، دامنه و همچنین پتانسیل میدان عقبه، در فرکانس‌های مختلف لیزری و فرکانس سیکلوترونی، مطالعه شده است.

کلید واژه- پلاسمای مغناطیده، موج غیرعادی، میدان عقبه

Laser wakefield generation by extra-ordinary wave (x-wave) with various frequencies in magnetized plasma

Y. Heydarzadeh[1*], Z. Gholami rostam[1], H. Moayyedi[2], H.Akou[1]

[1]Department of Physics, Faculty of Basic Science, Babol Noshirvani University of Technology, Babol, Iran
[2]Centre for Medical Radiation Physics, University of Wollongong, NSW 2522, Australia

[*]E_mail: y.ph994@gmail.com

Abstract- In this paper, the propagation of extra-ordinary wave (elliptically polarized laser pulse) in a magnetized plasma and wakefield generation caused by it, is considered. According to the dispersion relation of extra-ordinary wave, the behavior and the group velocity variations of this wave, has been investigated in various conditions and by writing the governing equations, wakefield amplitude and also wakefield potential, in various laser and gyrofrequencies, has been studied.

Keywords: Magnetized Plasma, Extra-Ordinary Wave, Wakefield

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

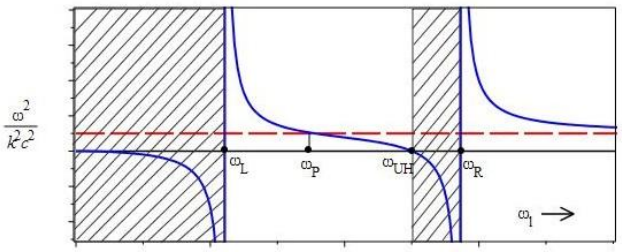
امروزه مطالعات گسترده‌ای در حوزه‌ی شتاب ذرات باردار انجام شده است [۱-۲]. از جمله پژوهش‌های انجام شده در این حوزه، بررسی انتشار امواج الکترومغناطیسی پرقدرت در محیط پلاسما می‌باشد [۳]. شتاب‌دهنده‌های میدان عقبه لیزری، با انتشار پالس پرقدرت و کوتاه در محیط پلاسما، میدان‌های عقبه الکترواستاتیکی را برانگیخته می‌کنند. پلاسمای یون- الکترون سردی را در نظر گرفته که تحت تاثیر یک میدان مغناطیسی خارجی ($\vec{B}=B_0\hat{z}$)، مغناطیده شده است. پالس لیزر در محیط پلاسما، با توجه به راستای انتشاری که با میدان مغناطیسی خارجی دارد، تحت بررسی قرار می‌گیرد. در حالتی‌که موج لیزر در طول میدان مغناطیسی خارجی منتشر شود، یعنی $\vec{k}\parallel B_0$، که $\vec{k}$ بردار انتشار موج و B_0 میدان مغناطیسی خارجی باشد، دو مُد مختلف در امتداد B_0 قابلیت انتشار دارند. این مُدها امواج با قطبش دایره‌ای راست‌گرد (R) و چپ‌گرد (L) می‌باشند که در مقاله [۴] بررسی شده است. با بررسی انتشار مُدهای R و L، مشاهده شد که میدان عقبه تولیدی، در حالت مُد R، دارای دامنه‌ی بزرگتری می‌باشد. اکنون اگر موج در عرض میدان مغناطیسی خارجی ($\vec{k}\perp B_0$) منتشر شود، دو امکان به وجود می‌آید؛ حالت اول؛ میدان الکتریکی موج الکترومغناطیس، موازی با میدان مغناطیسی خارجی ($E\parallel B_0$) باشد. در این حالت، موج دارای قطبش خطی است و حضور میدان مغناطیسی خارجی تاثیری روی موج ندارد، از این رو موج عادی[1] (موج O) نامیده می‌شود. حالت دوم؛ میدان الکتریکی موج، عمود بر میدان مغناطیسی خارجی است ($E\perp B_0$). در اینجا حرکت الکترون تحت تاثیر میدان مغناطیسی خارجی قرار گرفته و تمایل به قطبیدگی بیضوی دارد. به چنین موجی، موج غیرعادی[2] (موج X) گفته می‌شود. در این مقاله، برای برانگیزش میدان عقبه از این مُد لیزر استفاده کرده و دامنه‌ی میدان عقبه را در شرایط مختلف بررسی می‌کنیم.

۲- معادله پاشندگی و سرعت گروه موج غیرعادی

با توجه به توضیحات بخش قبلی، میدان الکتریکی موج به شکل $\vec{E}=(E_x\hat{x}+E_y\hat{y})\exp(ikx-i\omega t)+c.c.$ است. رابطه‌ی پاشندگی برای انتشار این موج به‌صورت زیر می‌باشد [۵]

$$\omega^2=\frac{1}{2}(k^2c^2+2\omega_P^2+\omega_C^2)\pm\frac{1}{2}[(k^2c^2+2\omega_P^2+\omega_C^2)^2 -4(k^2c^2\omega_{UH}^2+\omega_P^4)]^{1/2} \quad (۱)$$

در این رابطه، $\omega_P=\sqrt{4\pi ne^2/m}$ فرکانس پلاسما، $\omega_C=eB/mc$ فرکانس سیکلوترونی و $\omega_{UH}=\sqrt{\omega_C^2+\omega_P^2}$ فرکانس تشدید آمیخته‌ی بالا[3] می‌باشد. بدین ترتیب سرعت فاز موج غیرعادی برابر با $v_\phi=[c^2-c^2\omega_l^2(\omega_l^2-\omega_{UH}^2)/\omega_P^2(\omega_l^2-\omega_P^2)]^{1/2}$، می‌باشد.



شکل (۱): منحنی پاشندگی موج غیرعادی

برای تفسیر رابطه‌ی (۱)، منحنی پاشندگی موج غیرعادی، برحسب فرکانس لیزر در شکل (۱) رسم شده است. موج غیرعادی در دو نقطه قطع می‌شود و v_ϕ به سمت بی‌نهایت میل می‌کند. فرکانس قطع سمت چپ و راست، به ترتیب با روابط زیر مشخص می‌شوند

$$\omega_L=\frac{1}{2}[-\omega_C+\sqrt{\omega_C^2+4\omega_P^2}] \quad (۲)$$

$$\omega_R=\frac{1}{2}[\omega_C+\sqrt{\omega_C^2+4\omega_P^2}]$$

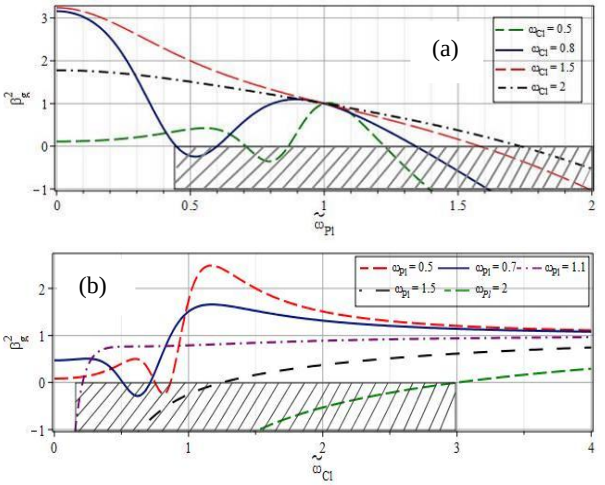
[1]Ordinary wave
[2]Extra-ordinary wave
[3]Upper hybrid resonance frequency

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

با صفر شدن مقدار v_ϕ در نقطه‌ی $\omega_l = \omega_{UH}$، تشدید موج غیرعادی رخ می‌دهد. که ω_l فرکانس لیزر است در ناحیه‌ی انتشاری $\omega_L < \omega_l < \omega_{UH}$، با توجه به اینکه فرکانس موج بزرگتر یا کوچکتر از فرکانس پلاسما باشد، سرعت فاز لیزر به ترتیب کوچکتر یا بزرگتر از سرعت نور در خلاء و در $\omega_l = \omega_P$ با سرعت نور برابر است. ناحیه‌ی انتشار دوم، $\omega_l > \omega_R$ می‌باشد. نواحی هاشور خورده، نواحی عدم انتشار پالس لیزر را نشان می‌دهند که در آن v_ϕ^2 منفی است.با استفاده از معادله پاشندگی (۱)، سرعت گروه بی بعد پالس لیزر با رابطه‌ی زیر داده می‌شود

$$\beta_g = \frac{\tilde{\omega}_{UHl}^2\sqrt{1-\tilde{\omega}_{Pl}^2(1-\tilde{\omega}_{Pl}^2)/(1-\tilde{\omega}_{UHl}^2)}}{(1-\tilde{\omega}_{Pl}^2(1-\tilde{\omega}_{Pl}^2)/(1-\tilde{\omega}_{UHl}^2))+2\tilde{\omega}_{Pl}^2+\tilde{\omega}_{Cl}^2-2} \qquad (۳)$$

که در آن $\tilde{\omega}_{Pl} = \omega_P/\omega_l$، $\tilde{\omega}_{UH} = \omega_{UH}/\omega_l$ و $\tilde{\omega}_{Cl} = \omega_C/\omega_l$ می‌باشد. در شکل (۲)، β_g^2، برحسب $\tilde{\omega}_{Pl}$ و $\tilde{\omega}_{Cl}$ به ترتیب برای مقادیر مختلف $\tilde{\omega}_{Cl}$ و $\tilde{\omega}_{Pl}$ رسم شده است. نواحی هاشورخورده، نواحی عدم انتشار موج را نشان می‌دهند. در (a)، با افزایش $\tilde{\omega}_{Pl}$، β_g^2 کاهش یافته و در (b)، هر چه $\tilde{\omega}_{Pl}$ کمتر باشد، β_g^2، مقدار بیشتری دارد.



شکل (۲): سرعت گروه موج غیرعادی. تغییرات β_g^2 بر حسب (a) $\tilde{\omega}_{Pl}$ (b) $\tilde{\omega}_{Cl}$

۳- انتشار پالس لیزر قطبیده بیضوی در پلاسما

با استفاده از مجموعه معادلات سیال شامل معادلات حرکت، پیوستگی و پوآسون، برهم‌کنش لیزر و پلاسمای سرد قابل توصیف است. با تعریف φ پتانسیل میدان عقبه شده، $\vec{A}$ پتانسیل برداری لیزر، m جرم سکون و v سرعت الکترون، معادلات به شکل زیر نوشته می‌شوند

$$m[\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}+(\vec{v}\cdot\vec{\nabla})\vec{v}] = e(\vec{\nabla}\varphi+\frac{\partial\vec{A}}{c\partial t}-\frac{\vec{v}}{c}\times\vec{\nabla}\times\vec{A}) \qquad (۴)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t}+\vec{\nabla}\cdot(n_e\cdot\vec{v}) = 0 \qquad (۵)$$

$$\nabla^2\varphi = -4\pi e(n_e-n_0) \qquad (۶)$$

با ترکیب معادلات بالا و تغییر متغیر $\xi = z-\beta_g t$، روابط زیر به‌دست می‌آیند

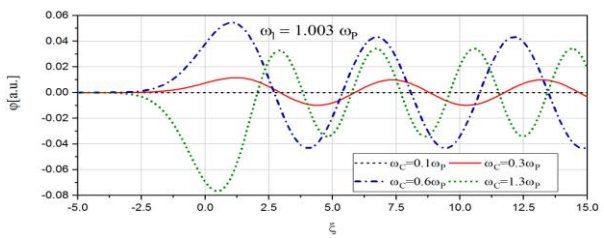
$$\frac{\partial\varphi}{\partial\xi} = -E_w \qquad (۷)$$

$$\frac{\partial E_w}{\partial\xi} = -\frac{\varphi\omega_{UH}^2}{\omega_P^2\beta_g^2}+\frac{1}{2\omega_P^4\beta_g^2}\{1+[1+\frac{\omega_C^2\omega_P^2}{(1-\omega_{UH}^2)}] \times\frac{(1-\omega_{UH})^2}{(1-\omega_C^2)\omega_C^2}\}|E_x|^2 \qquad (۸)$$

در اینجا کمیت‌های زمانی با ω_l و میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی با $e/mc\omega$ بدون بعد شده‌اند. پالس لیزر با پروفایل زمانی گوسی $a = a_0\exp(-\xi^2/L^2)$ در نظر گرفته شده که L طول پالس لیزر و a_0 دامنه‌ی بدون بعد میدان الکتریکی لیزر می‌باشد.

۴- نتایج محاسبات عددی

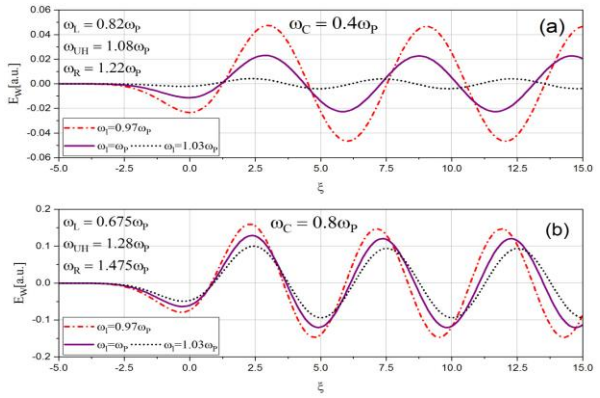
با حل هم‌زمان معادلات (۷) و (۸)، به روش رانگ-کوتای مرتبه چهار، دامنه‌ی میدان عقبه برای حالات مختلف بررسی شده است. پارامترها عبارتند از، $L = 11.94\mu m$، $a_0 = 0.3$، $\lambda_l = 1\mu m$ و $\lambda_P = 30\mu m$. پتانسیل عقبه در شکل (۳) برای مقادیر مختلف ω_C در مقدار ثابت $\omega_l = 1.003\omega_P$ رسم شده است. پتانسیل هنگامی که $\omega_C = 0.1\omega_P$ است، کمترین نوسان را دارد. دامنه‌ی میدان



این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

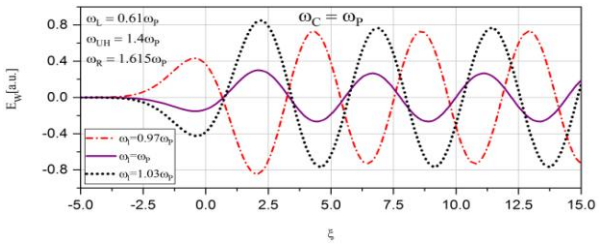
شکل (۳): تغییرات پتانسیل میدان عقبه برای مقادیر مختلف ω_C

عقبه برای سه حالت، $\omega_C < \omega_P$، $\omega_C = \omega_P$ و $\omega_C > \omega_P$ در شکل‌های (۴) تا (۶)، بررسی شده‌اند. در شکل (۴)، با افزایش ω_l، دامنه‌ی میدان عقبه برای هر دو مقدار ω_C، کاهش می‌یابد و با افزایش ω_C از $0.4\omega_P$ به $0.8\omega_P$،



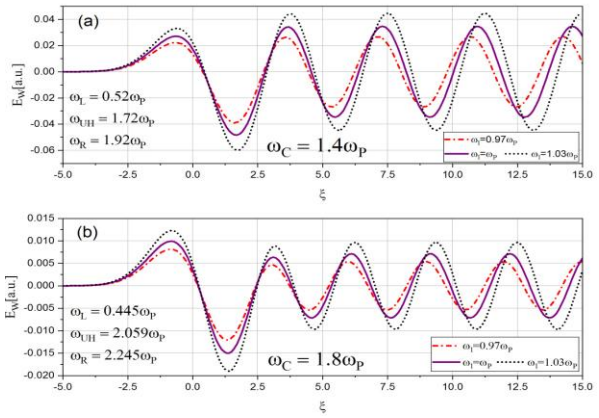
شکل (۴): دامنه‌ی میدان عقبه در سه مقدار ω_l برای دوحالت (a) $\omega_C = 0.4\omega_P$ و (b) $\omega_C = 0.8\omega_P$

دامنه‌ی میدان عقبه، افزایش یافته است. شکل (۵)، رفتار نوسانی میدان عقبه را نشان می‌دهد. وقتی ω_l از مقدار



شکل (۵): دامنه‌ی میدان عقبه در سه مقدار ω_l، در حالت $\omega_C = \omega_P$

$0.97\omega_P$ به مقدار ω_P می‌رسد، دامنه‌ی میدان کاهش و سپس تا $\omega_l = 1.03\omega_P$، افزایش می‌یابد. شکل (۶) رفتاری برخلاف حالت اول را نشان می‌دهد. چنانچه بیشترین دامنه‌ی میدان تولید شده برای $\omega_C = 1.4\omega_P$ و $\omega_C = 1.8\omega_P$ به ترتیب دارای مقادیر ۰٫۴۷۱ GV/m و ۰٫۰۹۴ GV/m می‌باشد. واضح است که با افزایش ω_C،



شکل (۶): دامنه میدان عقبه در سه مقدار ω_l، برای دو حالت (a) $\omega_C = 1.4\omega_P$ و (b) $\omega_C = 1.8\omega_P$

مقدار دامنه کاهش یافته است.

۵- نتیجه‌گیری

میدان عقبه تولید شده در برهم‌کنش پالس لیزر قطبیده بیضوی و پلاسمای مغناطیده، در سه حالت مورد بررسی قرار گرفته است، با توجه به این بررسی هر چه ω_c به مقدار ω_p نزدیک شود (افزایش میدان مغناطیسی)، دامنه‌ی میدان عقبه افزایش می‌یابد، درواقع بطور کلی نتیجه شده است که افزایش میدان مغناطیسی تا زمانی که مقداری کوچکتر از ω_p، داشته باشد، سبب افزایش دامنه‌ی میدان عقبه خواهد شد. آنچه که مسلم است در این حالت، نوسانات الکترون تحت تاثیر میدان مغناطیسی به کمک نوسانات الکتروستاتیک آمده و دامنه نوسان رشد می‌کند.

۶- مرجع‌ها

[1] T. André and et al, *Nature communications* **9**, 1334 (2018).

[2] J. McNeur and et al, *Optica* **5**, 687 (2018).

[3] N. Wadhwani, P. Kumar and P. Jha, *Phys. Plasmas* **9**, 263 (2002).

[۴] حیدرزاده، یگانه؛ آکو، حسین؛ «بررسی انتشار امواج L و R در پلاسمای کم چگال و برانگیزش میدان عقبه»؛ *مقاله نامه ششمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما*، دانشگاه بین‌المللی امام خمینی، قزوین، ۱۳۹۷.

[5] P. Shukla, *Phys. Plasmas* **6**, 1363 (1999).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ساخت دیود انتشار دهنده نور مبتنی بر نقاط کوانتومی

فرشته وهاب زاد[۱]، علی رستمی[۲،۱]، محبوبه دولتیاری[۲]

[۱]دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تبریز

[۲]کمپانی ASEPE

چکیده – امروزه نقاط کوانتومی و ادوات مبتنی برآن از جمله دیود های نورگسیل به دلیل ویژگی های منحصربفردی چون قابلیت ساخت راحت، ارزان بودن، کیفت نور خروجی بالا و از همه مهمتر قابلیت مهندسی گاف انرژی به شدت مورد توجه دانشمندان حوزه اپتو الکترونیک قرار گرفته است. در این پژوهش با ساخت دیودهای نورگسیل با لایه گسیل نور نقطه کوانتومی CdSe/ZnS و CdSe/ZnO با ولتاژ روشن شدن ۲/۵ ولت به شدت نور خروجی ۵۹ lux/mm رسیده ایم. هم چنین قطعات ساخته شده ، پهنای باند ۸ مگا هرتز از خود نشان داده اند که برای استفاده در کاربردهای VLC برای انتقال دیتا مناسب می باشد.

کلید واژه- دیود انتشاردهنده نور- نقطه کوانتومی- بازترکیب الکترون و حفره-پاسخ فرکانسی

The fabrication of Quantum Dot based Light Emitting Diode

Fereshte Vahabzad[1], Ali Rostami[1,2], Mahboube Dolatyari[2]

[1]Faculty of electrical and computer engineering, Tabriz university,
f.vahabzad@gmail.com; rostami@tabrizu.ac.ir
[2]ASPE Company m.dolatyari@gmail.com

Abstract- Recently, light emitting diodes based on quantum dots (QD-LED) are significantly appealing due to their unique features in optoelectronic fields. Narrow emission spectra, the simple synthesis methods, the high output light quality and the most importantly, the ability of controlling the wavelength of the emitting photon with the size of QDs, are some of the unique properties of these devices. In this study, presented structures are based on CdSe/ZnS and CdSe/ZnO QDs. The fabricated structures have the 2.5V turn-on voltage and the output light intensity of 59 lux/mm. Also the devices have the bandwidth of 8 MhZ that can be used in the visible light communication (VLC) to transfer the data.

Keywords: light emitting diode- quantum dot- electron hole recombination-bandwidth

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

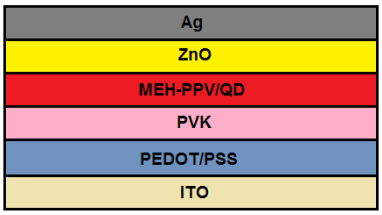
مقدمه

نقاط کوانتومی دسته ای از نانوذرات هستند که به دلیل ویژگی هایی نظیر روش ساخت راحت و ارزان و بازده لومینسانس بالا، قابلیت تولید نور در رنگ های مختلف بسته به سایز نانوذرات، در دیود های نور گسیل مورد استفاده قرار گرفته اند. ساز و کار تولید نور در این ادوات به این صورت است که با اعمال ولتاژ مناسب الکترون ها از کاتد به لایه انتقال دهنده الکترون (ETL) وارد شده و حفره ها نیز به همان طریق مشابه از طریق آند وارد لایه انتقال دهنده حفره (HTL) می شوند. حامل های بار از طریق لایه های انتقالی وارد ناحیه نقطه کوانتومی شده و در آن جا بازترکیب می شوند که منجر به تولید فوتون و گسیل نور می شود. مهمترین ویژگی نقاط کوانتومی در کنار روش تهیه ساده و کیفیت بالای نور، قابلیت تولید نور در طول موج ها و رنگ های مختلف با استفاده از یک ماده در ابعاد مختلف می باشد [۳-۱].

در این پژوهش ما ساختار هایی ارائه داده ایم که مبتنی بر نقاط کوانتومی هسته/پوسته CdSe/ZnO و CdSe/ZnS میباشد. دو قطعه تولیدی کاملا از نظر ساختار یکسان بوده و فقط از نظر همگن بودن نقاط کوانتومی متفاوت می باشند. لذا از این منظر می توان به بررسی خواص ناشی از تغییر همگن بودن نانوذرات پرداخت. قطعه سوم از نظر ساختار کمی متفاوت با دو قطعه قبلی بوده لذا می توان با مشخصه سنجی هایی نظیر جریان-ولتاژ، اندازه گیری پاسخ فرکانسی مدولاسیون و ...به بررسی خواص پرداخت.

روش تولید

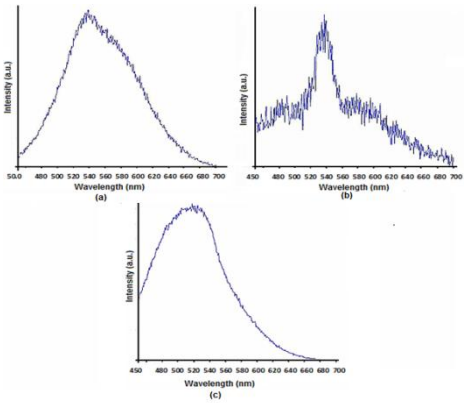
شماتیک کلی ساختار قطعات تولید شده در شکل (۱) آمده است. همانطور که مشخص است از ITO به عنوان آند استفاده شده است. یک لایه به ضخامت ۵۰ نانومتر از PEDOT:PSS به عنوان لایه انتقال دهنده حفره (HTL) به روش پوشش دهی چرخشی روی ITO لایه نشانی شده است. دو لایه QD هر کدام به ضخامت ۲۵ نانومتر نقاط کوانتومی CdSe با پوسته ZnO و یا ZnS به عنوان لایه گسیل نور ایجاد شده است. برای ساخت این دیود یک پوسته نسبتا ضخیم برای محدود کردن الکترون ها و حفره ها داخل لایه QD لازم است این در حالی است که ضخامت زیاد نیز مانع از بازده بالا می شود لذا پوسته با ابعاد متوسط حدود ۸ نانومتر سنتز شد [۳]. برای لایه انتقال دهنده الکترون (ETL) از ماده ZnO به ضخامت ۵۰ نانومتر استفاده شده است و در نهایت یک لایه Ag برای کانتکت کاتد روی لایه ETL ایجاد شده است. حامل های بار از طریق آند و کاتد وارد لایه ETL و HTL شده و از طریق آنها به لایه QD رسیده و در آنجا بازترکیب می شوند. بازترکیب الکترون ها و حفره ها منجر به تولید فوتون و گسیل نور می شود.



شکل ۱. ساختار کلی قطعات تولید شده

نتایج تجربی

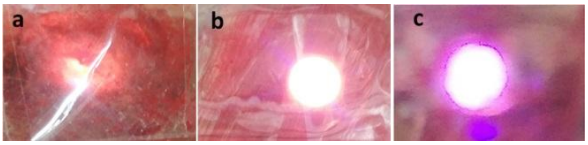
نمودار فوتولومینسانس PL قطعات تولید شده در شکل (۲) مشاهده می شود. همان طور که مشاهده می شود پیک تمامی قطعات در حدود ۵۴۰ نانومتر می باشد.



شکل ۲. نمودار فوتولومینسانس قطعات

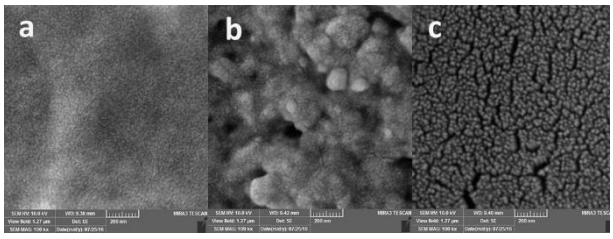
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تصاویر مربوط به گسیل نور قطعات تولید شده در شکل (۳) آمده است. چنان چه مشاهده می شود، LED های تولید شده همگی دارای درخشندگی بالا می باشند به طوریکه بیشترین میزان درخشندگی اندازه گرفته شده ۵۹ lux/mm می باشد.



شکل ۳. نور خروجی ناشی از قطعات

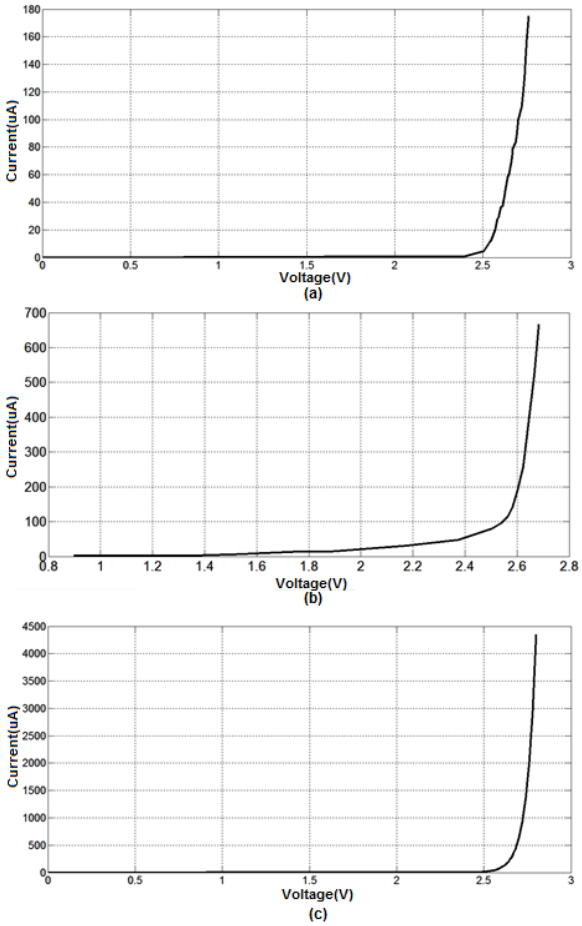
قطعه (a) مربوط به ساختار با نقاط کوانتومی CdSe/ZnS و ابعاد نقاط کوانتومی ۱۶/۱۰ نانومتر و قطعه (b) نیز با همان ساختار و ابعاد ۱۸ نانومتر می باشد. تفاوت دو ساختار با چشم پوشی از تفاوت بسیار اندک در سایز نانوذرات، در یکنواختی و توزیع همگن ذرات می باشد. این تفاوت و همچنین اندازه ابعاد از شکل (۴) که مربوط به میکروسکوپ الکترونی SEM می باشد بدست آمده است.



شکل ۴. شکل SEM برای لایه های کوانتومی

قطعه (c) نیز مربوط به ساختار با لایه نقاط کوانتومی به ضخامت ۲۰/۵۲ نانومتر و ساختار CdSe/ZnO می باشد.

مشخصه های جریان ولتاژ در شکل (۵) قابل مشاهده می باشد. ولتاژ روشن شدن و نقطه کار تمام قطعات تولید شده بین ۲/۲ تا ۲/۶ ولت می باشد. همچنین مشاهده می شود که در یک ولتاژ برابر به طور مثال در ولتاژ ۲/۷ ولت برای قطعات a و b و c میزان تقریبی جریان به ترتیب ۱۲۰، ۶۵۰ و ۱۵۰۰ میکرو آمپر می باشد. که این اختلاف به دلیل تفاوت در ساختار نانوذرات می باشد.



شکل ۵. مشخصه جریان ولتاژ

پاسخ فرکانسی

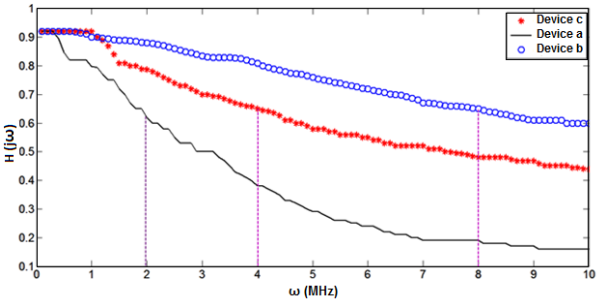
برای اندازه گیری پاسخ فرکانسی و پهنای باند مداری مطابق شکل (۶) آماده کردیم. ولتاژ DC اعمالی برای هر قطعه مربوط به نقطه کار آن می باشد. برای منبع AC نیز فرکانس اولیه روی ۵۰۰ KHz و دامنه ولتاژ پیک تو پیک ۳۰۰ mV تنظیم شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۶. مدار جهت اندازه گیری پاسخ فرکانسی

با اعمال ولتاژ DC دیود ها روشن شده و هدایت آغاز می شود. با اعمال ولتاژ AC با دامنه ثابت به تدریج فرکانس آن را افزایش می دهیم. در هر افزایش یک بار ولتاژ خروجی و یکبار هم ولتاژ ورودی را اندازه گرفته و با تقسیم ولتاژ خروجی به ورودی مقدار نرمالیزه آن را بدست می آوریم. فرکانسی که در آن مقدار این نسبت برابر ۰/۷۰۷ برابر مقدار اولیه شود پهنای باند قطعه نامیده می شود. منحنی مشخصه فرکانسی قطعات ما در شکل (۷) قابل مشاهده می باشد.



شکل ۷. مشخصه فرکانسی قطعات

همانطور که مشاهده می شود قطعه (a) پهنای باند MHz ۲ و قطعه(b) با همان ساختار (CdSe/ZnS) پهنای باند MHz ۸ را از خود نشان می دهند. علت این تفاوت را می توان در میزان همگن بودن نانوذرات استفاده شده در نقاط کوانتومی جستجو کرد. چرا که نانو ذرات با پهن شدگی کمتر و توزیع یکنواخت و همگن تر پهنای باند بالاتری از خود نشان می دهند[۹]. این توزیع یکنواخت را می توان از شکل (۲) که مربوط به PL می باشد مشاهده کرد که ساختار (b) پیک تیزتر و در نتیجه توزیع همگن تر و یکنواخت تر دارد. همچنین منحنی (c) که مربوط به ساختار CdSe/ZnO می باشد پهنای باند MHz ۴ را نشان می دهد. مقادیر بدست آمده برای پهنای باند پاسخ فرکانسی قطعات ما نسبت به مقادیر گزارش شده، اعداد به نسبت بزرگتری هستند که حاکی از آن است که قطعات ما می توانند در حوزه انتقال نور مرئی (VLC) برای انتقال داده با پهنای باند و سرعت بالاتر بکار آیند.

نتیجه‌گیری

دراین پروژه ما دیود های مبتنی بر نقاط کوانتومی (QD-LED) ارائه داده ایم که مبتنی بر لایه گسیل نور نقطه کوانتومی CdSe/ZnS و CdSe/ZnO می باشند. نور گسیلی با طول موج ۵۴۰ نانومتر دارای درخشندگی ۵۹ lux/mm و ولتاژ روشن شدن ۲/۵ ولت می باشد. همچنین قطعات دارای پهنای باند بزرگ به مقدار MHz ۸ از خود نشان داده اند که برای انتقال داده در حوزه VLC کارآمد می باشد.

سپاسگزاري

از شرکت ASEPE جهت همکاری در ساخت قطعات سپاسگزاریم.

مرجع‌ها

[1] W. Chen, K. Wang, J. Hao, D. Wu, J. Qin, D. Dong, et al., "High efficiency and color rendering quantum dots white light emitting diodes optimized by luminescent microspheres incorporating," Nanophotonics, vol. 5, pp. 565-572, 2016.

[2] X. Dai, Z. Zhang, Y. Jin, Y. Niu, H. Cao, X. Liang, et al., "Solution-processed, high-performance light-emitting diodes based on quantum dots," Nature, vol. 515, p. 96, 2014.

[3] Y. Yang, Y. Zheng, W. Cao, A. Titov, J. Hyvonen, J. R. Manders, et al., "High-efficiency light-emitting devices based on quantum dots with tailored nanostructures," Nature Photonics, vol. 9, p. nphoton. 2015.36, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تأثیر دما بر تابش تراهرتز از محیط های ابررسانا

لادن شیخ حسین پور، مهدی حسینی*، مهدی بهادران
دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شیراز، بلوار مدرس، شیراز
*** نویسنده مسئول: hosseini@sutech.ac.ir**

چکیده – در این مقاله تاثیر دما بر تابش تراهرتز از محیط های ابررسانا مورد بررسی قرار گرفته است. معادلات الکترومغناطیسی گردشارها به صورت تحلیلی حل شده و توان تابشی بر حسب پارامترهای ابررسانایی محاسبه شده است. نتایج نشان می‌دهند توان تابشی در دماهای دور از دمای بحرانی وابستگی اندکی به دما دارد، اما با نزدیک شدن دما به دمای بحرانی تاثیر دما قابل توجه است. بررسی قله‌ی توان تابشی بر حسب دما نشان می‌دهد که قبل از دمای بحرانی ابتدا بیشینه شده و سپس به شدت کاهش می‌یابد.

کلید واژه-تابش تراهرتز، دما، عمق نفوذ، طول همدوسی

The Effect of THz Radiation in Superconductor Media

Ladan SheikhHosseinPour, Mehdi Hosseini, Mehdi Bahadoran

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Modares Blvd., Shiraz

In this paper, the effect of temperature on THz radiation in superconductors media is investigated. Electromagnetic equations for vortices have been solved and the radiated power versus superconductors parameters is calculated. Results show that radiated power is slightly dependent on temperature for those much lower than critical temperature (T_c), but an effect of temperature is significant near T_c. The results also reveal that the peak of radiated power gets its maximum just before T_c and then decreases sharply.

Keywords: coherence length, penetration depth, temperature, THz radiation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در سال ۱۹۱۱ اونز[۱] و همکارانش در آزمایشگاه به خاصیت ابررسانایی جیوه در دمای پایین پی‌بردند[۱]. پس از آن به دنبال تحقیقات دانشمندان آلیاژهایی از کوپراتها یافت شد که در دماهای بالا تا ۱۰۸ کلوین خاصیت ابررسانایی خود را حفظ کنند[۱-۳]. نخستین بار فیوری[۲] مشاهده کرد زمانی که ابررساناهای دما بالا تحت جریان و میدان خارجی قرار می گیرند از خود امواج الکترومغناطیسی تابش می‌کنند که فرکانس آنها در محدوده‌ی تراهرتز است[۴]. تابش تراهرتز کاربردهای بسیاری در زمینه های مختلف از جمله پزشکی، سیستم های امنیتی و ... دارد. برای تولید تابش تراهرتز منابع مختلفی وجود دارد[۵]. یکی این منابع اتصالات ذاتی جوزفسون است[۶و۷]. لایه‌هایی که در این دستگاه استفاده می‌شود شامل بلور BSCCO و YBCO است. توان تابشی اتصالات جوزفسون در حدود چند میکروووات بوده است که در سال‌های اخیر به چند میلی وات افزایش یافته است[۸]. دما می‌تواند پارامترهای ابررسانایی را تغییر دهد. در این مقاله تاثیر دما بر تابش تراهرتز در محیط‌های ابررسانا مطالعه می‌شود.

جزییات محاسبه

میدان مغناطیسی می‌تواند به صورت گردشار به درون ابررسانا نفوذ کنند. این میدان از روابط زیر تبعیت می‌کنند [۹و۱]:

$$\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times\vec{B}+\frac{1}{\lambda^2}\vec{B}=\frac{\Phi_0\mathbf{e}_z}{\lambda^2}\sum_n\int dz\,\delta\left[\vec{r}-\vec{r}_n(t,z)\right]$$
$$\times\Theta\left[-x_n(t)\right]\Theta\left[L_x+x_n(t)\right],\quad c\left[\vec{\nabla}\times\vec{E}\right]=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \qquad (۱)$$

در این معادله، $\mathbf{e}_z$ بردار واحد در راستای محور z، $\Theta(x)$ تابع پله، λ عمق نفوذ، φ_0 کوانتوم شار، $r_n(t,z)$ مکان مرکز nامین گردشار در شبکه‌ی گردشارها، x_n مکان nامین گردشار روی محور x، L_x طول ابررسانا در راستای محور x و $a=\sqrt{\phi_0/B}<<\lambda$ فاصله بین خطوط شار است[۹]. در صورتی که طول همدوسی بزرگ شود $(\xi\to\infty)$ از تابع توزیع گاوسی به‌جای دلتای دیراک استفاده می‌کنیم.

معادلات حرکت خطوط شار در محیط ابررسانا به صورت زیر است[۹]:

$$x_n=an+vt,\quad y_p(z)=ap+\delta_p(z) \qquad (۲)$$

که در اینجا n و p اعداد صحیح و $\delta_p(z)$ ناجابجایی مکان در جهت محور y است.

برای پیدا کردن میدان مغناطیسی ناشی از حضور گردشارها در محیط ابررسانا معادله‌ی (۲) را در معادله‌ی اول (۱) جایگذاری کرده و تبدیل فوریه روی آن اعمال می‌شود:

$$B_{zv}(\omega,K)=\left(K^2+\frac{1}{\lambda^2}\right)^{-1}\frac{\phi_0}{\lambda^2}\sum\int dz\int e^{-i\omega t}dt$$
$$\times\int e^{-ik.r}e^{-\frac{R^2}{\zeta^2}}d^3r\;\Theta\left(-\frac{an}{v}-t\right) \qquad (۳)$$

با تبدیل فوریه‌ی معکوس گرفتن از معادله‌ی (۳) در فضای k_x میدان مغناطیسی در مرز ابررسانا (x=0) را پیدا کرده و با استفاده از حساب مانده‌ها رابطه‌ی میدان در مرز قطعه‌ی ابررسانا به صورت زیر خواهد بود:

$$B_{zv}(\omega,x=0,k_{y,z})=\frac{\phi_0}{b\lambda}\sum_{n=1}^{N}e^{-y_p^2/\zeta^2\left(2y_p/\zeta^2-ik_y\right)^2\zeta^2/4}$$
$$e^{b/\lambda\left(an+4/\zeta^2\right)}\int dz e^{ik_z z}\frac{e^{-i(\omega-bv/\lambda)(an/v)}}{-i\omega+ibv/\lambda-\varepsilon} \qquad (۴)$$

که در رابطه‌ی فوق $b=\left[1+\left(k_y y\right)^2+\left(k_z z\right)^2\right]^{0.5}$ است.

میدان مغناطیسی کل برابر است با:

$$B_z(t,r)=B_{zv}(t,r)+B_{z0}(t,r) \qquad (۵)$$

که $B_{z0}(t,r)$ جواب معادله‌ی اول (۱) است زمانی که طرف دوم آن صفر باشد.

---

[۱] Onnes
[۲] Fiory

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

پارامتر ζ که نسبت میدان مغناطیسی به میدان الکتریکی است را [۹و۱۰] به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$\zeta(\omega,k_\perp)=\frac{|k_\omega|\Theta\left(k_\omega{}^2-k_\perp{}^2\right)}{\sqrt{k_\omega{}^2-k_\perp{}^2}}-\frac{ik_\omega\Theta\left(k_\perp{}^2-k_\omega{}^2\right)}{\sqrt{k_\perp{}^2-k_\omega{}^2}} \quad (۶)$$

بنابراین توان تابشی ابررسانا در فرکانس ω را به شکل زیر قابل محاسبه است[۹]:

$$\begin{aligned}P_{rad}(\omega)&=\frac{c}{8\pi}\int\frac{dk_\perp}{(2\pi)^2}\mathrm{Re}\left[\zeta^{-1}(\omega,k_\perp)\right]\left|B_z(\omega,0,k_\perp)\right|^2\\&=\frac{ck_\omega}{8\pi}\int\frac{dk_\perp}{(2\pi)^2}\frac{1}{\sqrt{k_\omega^2-k_\perp^2}}\lambda^2k_\omega^2\left|B_{zv}(\omega,0,k_\perp)\right|^2\end{aligned} \quad (۷)$$

و نهایتاً توان تابشی از جایگذاری معادله‌ی (۴) در عبارت (۷) به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\begin{aligned}P_{rad}(\omega)&=L_yL_z\frac{k_\omega\phi_0{}^2}{32\pi c}\int\frac{dk_\perp}{\pi^2}\frac{1}{\sqrt{k_\omega{}^2-k_\perp{}^2}}S(k_\perp)\\&\times\frac{1}{b\lambda}e^{-b/\lambda\left(an+\zeta^2b/(4\lambda)\right)}\times\frac{e^{-i\omega an/v}e^{-ibn/\lambda}}{-i\omega+ibv/\lambda-\varepsilon}\end{aligned} \quad (۸)$$

$S(k_\perp)$ تابع ساختار شبکه گردشارها است که برابر است با:

$$S(k_\perp)=\sum_p\int\frac{dz}{a}e^{ik_zz+y_p^2/\zeta^2\left(ik_yy_p\right)-y_p^4/\zeta^4+k_y^2y_p^2/4} \quad (۹)$$

توان تابشی در اینجا برای تقریب بی‌نظمی قوی ($k_\omega al_{y,z}<<k_\omega L_{y,z}<<1$) محاسبه شده است. با این تقریب می‌توان نشان داد $\int dk/(2\pi)S(k)=1/a$ و برای توان خواهیم داشت[۹و۱۰]:

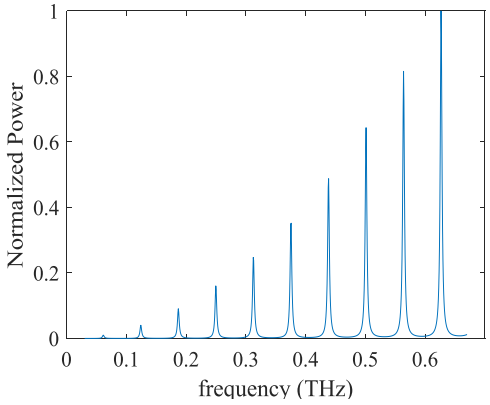
$$\begin{aligned}P_{rad}(\omega)&=\frac{L_yL_zl_yl_z}{32\pi c}\left(\frac{Ba^2\omega^2}{c}\right)^2\left|\Xi(\omega)\right|^2\\\Xi(\omega)&=\frac{1}{b\lambda}e^{-b/\lambda\left(an+\zeta^2b/(4\lambda)\right)}\frac{e^{-i\omega an/v}e^{-ibn/\lambda}}{-i\omega+ibv/\lambda-\varepsilon}\end{aligned} \quad (۱۰)$$

به دلیل اینکه ($k_\perp\lambda<<1$) است بنابراین می‌توان$b\approx1$ در نظر گرفت. رابطه‌ی عمق نفوذ و طول همدوسی با دما به صورت زیر است[۱و۱۱]:

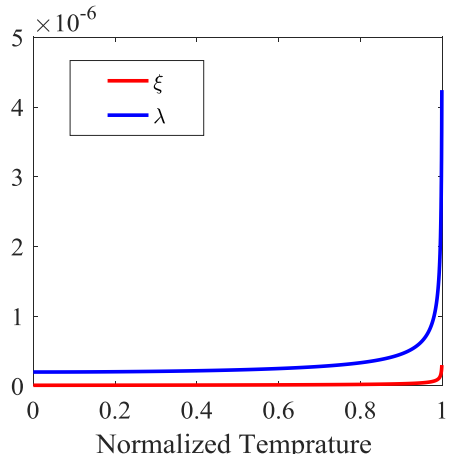
$$\lambda=\lambda_0\left(1-t^2\right)^{-1/2},\quad \xi=\xi_0\left(1-t\right)^{-1/2},\quad t=T/T_c \quad (۱۱)$$

نتایج وبحث

در شکل۱ توان تابشی بهنجار شده بر حسب فرکانس برای دمای بهنجار شده‌ی t=۱/۵ نشان داده شده است. در این شکل تنها ده قله‌ی اول آورده شده است زیرا برای فرکانس‌های نزدیک به شکاف انرژی و یا بالاتر از آن تابش مختل شده و یا به کلی از بین می‌رود. همانطور که دیده می‌شود با افزایش فرکانس شدت تابش بیشتر می‌شود.



شکل ۱: نمودار توان تابشی بهنجار شده بر حسب فرکانس برای دمای بهنجار شده‌ی t=۱/۵



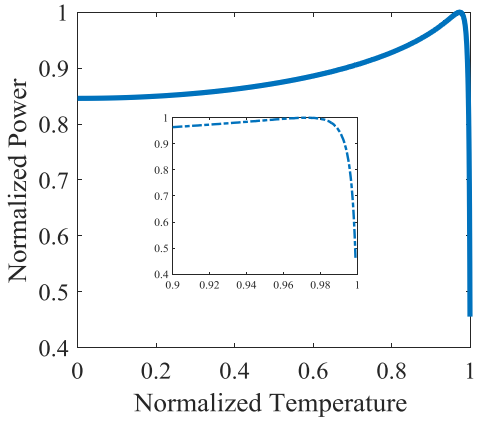
شکل ۲: نمودار طول همدوسی و عمق نفوذ بر حسب دما

در شکل ۲ نمودار طول همدوسی و عمق نفوذ بر حسب دما به نمایش درآمده است. در شکل دیده می‌شود که تا قبل از دمای بحرانی طول همدوسی تقریباً صفر است و خاصیت ابررسانایی به شدت وجود دارد. اما با نزدیک شدن دما به دمای بحرانی، طول همدوسی افزایش یافته تا جایی که در دمای بحرانی طول همدوسی بسیار زیاد شده و خاصیت ابررسانایی از بین می‌رود. همچنین، در دماهای دور از دمای بحرانی، عمق نفوذ تقریباً ثابت است و با

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

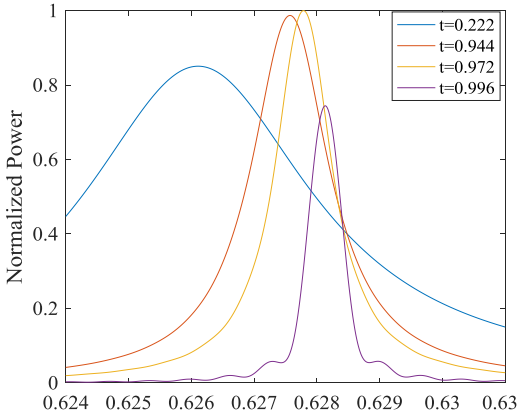
نزدیک شدن به دمای بحرانی عمق نفوذ به سمت بی نهایت میل می‌کند.

شکل ۳ نمودار توان تابشی بهنجار شده بر حسب را نشان می‌دهد. این شکل نشان می‌دهد که در دماهای دور از دمای بحرانی نرخ تغییر شدت توان ثابت است تا اینکه در دماهای نزدیک به دمای بحرانی شدت ماکزیمم می‌شود و قبل از دمای بحرانی به شدت افت می‌کند و در دمای بحرانی به صفر می‌رسد.



شکل ۳: نمودار توان تابشی بهنجارشده بر حسب دما

شکل ۴ نشان دهنده‌ی توان تابشی بهنجار شده بر حسب فرکانس برای دماهای مختلف می‌باشد. همانطور که در شکل مشاهده می‌شود قله‌های توان در دماهای پایین پهن هستند و تفاوت محسوسی با یکدیگر ندارند. اما در نزدیکی دمای بحرانی قله‌ی تابش کوچک شده و همینطور در دامنه‌های آن نوساناتی ظاهر می‌شود.



شکل ۴: نمودار توان تابشی بهنجار شده بر حسب فرکانس برای دماهای مختلف

نتیجه‌گیری

نتایج نشان می‌دهد که با افزایش دما برای دماهای خیلی کمتر از دمای بحرانی توان تابشی با شیب اندک افزایش می‌یابد تا در نزدیکی دمای بحرانی به بیشینه خود می‌رسد و سپس به سرعت کاهش می‌یابد به طوری که در دمای بحرانی به صفر می‌رسد. نقطه‌ی بیشینه می‌تواند در کاربردهای عملی مهم باشد چرا که با تنظیم دما در این نقطه بیشنه‌ی توان تابشی بدست می‌آید.

مراجع

[1] K. F. and A. Sudbo, *Superconductivity Physics and Applications*. John Wiley & Sons,Ltd, 2004.

[2] P. W. Anderson, “The resonating valence bond state in La_2CuO_4 and superconductivity,” Science, Vol. 235, No. 4793, pp. 1196–1198, 1987.

[3] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, “Superconductivity at 39 K in magnesium diboride,” Nature, Vol. 410, No. 6824, pp. 63, 2001.

[4] A. T. Fiory, “Quantum interference effects of a moving vortex lattice in Al films,” Phys. Rev. Lett., Vol. 27, No. 8, pp. 501, 1971.

[5] D. Mittleman, *Sensing with terahertz radiation*, Vol. 85, Springer, 2013.

[6] Y. Makhlin, G. Scöhn, and A. Shnirman, “Josephson-junction qubits with controlled couplings,” Nature, Vol. 398, No. 6725, pp. 305, 1999.

[7] F. S. Cataliotti *et al.*, “Josephson junction arrays with Bose-Einstein condensates,” Science, Vol. 293, No. 5531, pp. 843–846, 2001.

[8] T. Kashiwagi *et al.*, “Generation of electromagnetic waves from 0.3 to 1.6 terahertz with a high-T_c superconducting $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ intrinsic Josephson junction emitter,” Appl. Phys. Lett., Vol. 106, No. 9, pp. 92601, 2015.

[9] L. N. Bulaevskii, E. M. Chudnovsky, C. L. College, B. Park, B. West, and N. York, “Electromagnetic Radiation from Vortex Flow in Type-II Superconductors,” Phys. Rev. Lett., Vol. 97, No. 197002 , pp. 1–4, 2006.

[10] M. Hosseini, “Optimization of the THz radiation from superconductor at non-laminar regime,” Physica C: Superconductivity and its Applications, Vol. 529, pp.36-39, 2016.

[11] L. N. Bulaevskii and A. A. Sobyanin, “macroscopic theory of superconductors with small coherence length,” Physica C: Superconductivity and its Applications, Vol. 152, pp. 378–388, 1988.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تاثیر قدرت جفت شدگی بر رفتار نوری یک جفتگر ۳x۳

آمنه شفیعی[۱]، مهدی بهادران*[۱]، محسن حاتمی[۱]
[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز،شیراز
***نویسنده رابط: مهدی بهادران**

چکیده - در این مقاله به طور تئوری ویژگی های اتصال یک موجبر و دو میکرو حلقه در یک جفتگر۳×۳ مورد بررسی قرار می گیرد و به کمک تئوری مد جفت شده تابع انتقال نوری برای یک گرد زنشگر با جفتگر ۳×۳ بدست می آید. روش تحلیلی که ارایه دادیم برای امواج عبوری در اتصالات موجبری که به صورت خطی و دایره ای توزیع شده اند، مناسب است. اثرات ضریب جفت شدگی در طیف عبوری یک جفتگر ۳×۳، با جزییات مورد بررسی قرار داده ایم. همچنین با توجه به تابع انتقال اپتیکی یک جفتگر ۳×۳، نشان می دهیم انتقال نوری بر حسب طول موج را با تغییر توان جفت شدگی بین موجبر و میکرو حلقه ها میتوان تنظیم کرد.

کلیدواژه- گرد زنشگر، جفتگر۳×۳، تئوری مد جفت شده، جفتگر خطی، جفتگر دایره ای

Effect of Coupling Strength on the Light Behavior through a 3×3 Coupler

Amene Shafiee[1], Mahdi Bahadoran[2], Mohsen Hatami[3]

[1] Department of Physics, Shiraz University of Technology, 31371555, Shiraz, Fars, Iran A. A.shafiee@sutech.ac.ir
[2] Department of Physics, Shiraz University of Technology, 31371555, Shiraz, Fars, Iran bahadoran@sutech.ac.ir
[3] Department of Physics, Shiraz University of Technology, 31371555, Shiraz, Fars, Iran hatami@sutech.ac.ir

Abstract-We theoretically study the transmission characteristics of 3 × 3 optical coupler including a waveguide and two ring resonators using coupled mode theory. Our analytical approach is suitable for either linearly distributed couplers or circularly symmetric distributed coupler. Effect of coupling strength on the transmittance of a 3×3 coupler is investigated in detail. Based on optical transfer function of a 3×3 coupler, we show that the optical transmittance versus wavelength can be calibrated based on the coupling strengths of side couplers.

Keywords: coupled resonators; analytical solution; transmittance; coupled mode theory

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

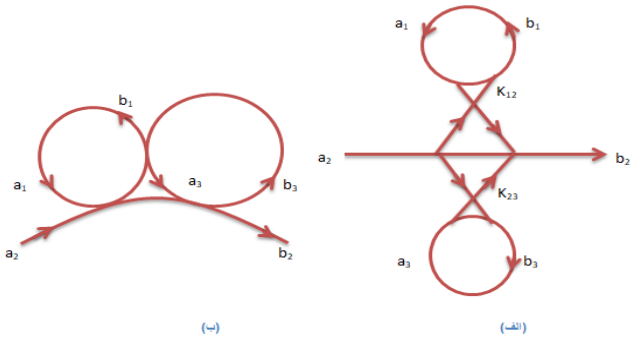
مقدمه

گرد زنشگرها دارای کاربردهای علمی مهمی در سیستم های ارتباط نوری هستند . بدست آوردن تابع تبدیل اپتیک در سیستم‌های اپتیکی و فوتونیکی از اهمیت ویژه‌ای بر خوردار است. تا کنون مطالعات زیادی بر روی محاسبه تابع انتقال نوری در سیستم‌های شامل جفتگرهای ۲×۲ انجام شده است [۱-۴] ولی مطالعه روی جفتگرهای ۳×۳ به‌علت پیچیدگی محاسباتی کمتر مورد بررسی قرار گرفته است. در سال ۲۰۰۴ منگ و همکاران معادله‌ای ویژه مقداری بر اساس چند جمله‌ای چیبشف[1] برای جفتگر های ۳×۳ حل کردند که مناسب برای توزیع‌های خطی و دایره‌ای بود[۵]. محدودیت روش آنها این است که بایستی ضریب‌های جفت شدگی دو حلقه با هم برابر باشند. در سال ۲۰۰۷ توتسوکا و همکارانش ماتریس انتقال جفتگر ۲×۲ را برای شفافیت القاییده در نورکند بدست آوردند[۶].

در این مقاله ابتدا به کمک روش تئوری مد جفت شده به حل تحلیلی معادلات برای جفتگر ۳×۳ می پردازیم و سپس تابع انتقال اپتیکی را مورد بررسی قرار می دهیم.

تئوری مد جفت شده برای جفتگر ۳x۳

محل اتصال بین موجبرها را جفتگر می‌نامیم. مطابق شکل ۱ دو نوع جفتگر۳×۳ وجود دارد که ناحیه جفت شدگی بین موجبرها می‌توانند دارای توزیع خطی (شکل ۱-الف) یا دارای توزیع مثلثی/دایره‌ای (شکل۱-ب) باشند. برای سیستم‌های با توزیع خطی دو جفتگر قوی (K_{12}, K_{13}) و یک جفتگر بسیار ضعیف ($K_{13}=0$) و در سیستم‌های با توزیع دایره‌ای، سه ناحیه جفتگری مجزا با مقادیر مختلف (K_{12}, K_{13}, K_{23}) در نظر می‌گیریم.



شکل۱: پیکر بندی سیستمی شامل دو گرد زنشگر و یک موجبر دارای جفتگر ۳× ۳ با توزیع الف)خطی K13=0 ب)دایره ای K13≠0

مطابق شکل ۱-الف هنگامی که یک سیگنال نوری که از سمت چپ موجبر وارد سیستم می‌شود به دو قسمت تقسیم میشود. قسمتی از مسیر موج ورودی از جفتگر بالایی، K_{12} عبور کرده و به حلقه بالا می‌رسد و قسمتی نیز به کمک جفتگر پایین، K_{23} به حلقه پایین می‌رسد. موج ورودی در حلقه‌ها پس از یک دور چرخش اختلاف فازی به اندازه ζ_i پیدا خواهد کرد. در این مقاله، ابتدا یک حالت کلی را بررسی می‌کنیم که در آن ضریب جفت‌شدگی[2] بین موجبرها و میکروحلقه متفاوت باشد. با استفاده از تئوری حالت اتصال[3]، تغییرات دامنه میدان‌های موجبرهای موجود در جفتگر، a_i، توسط مجموعه‌ای از معادلات دیفرانسیل به صورت زیر بدست می‌آید

$$\begin{pmatrix} 0 & iK_{12}k/2 & iK_{13}k/2 \\ ikK_{12}/2 & 0 & iK_{23}k/2 \\ ikK_{13}/2 & iK_{23}k/2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial a_1/\partial z \\ \partial a_2/\partial z \\ \partial a_3/\partial z \end{pmatrix} \quad (۱)$$

در اینجا k عدد موج و z تغییرات طول جفتگر می‌باشند. در حالت انتقال ضعیف[4] می توان فاز وابسته به زمان را حذف کرد و دامنه موج را به صورت زیر نشان داد:

(۲)

[1] chebyshev

[2] Coupling coefficient

[3] Coupled-mode theory

[4] Weak-guide approximation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$a_m = \varphi_m(x_i)e^{-i\beta Z}, m = 1,2,3$$

که φ_m تابعی از ویژه مقدار $x_i = \beta / k$ است و β ثابت انتشار است. با قرار دادن معادله (۱) در معادله (۲)، دستگاه معادلات به صورت همگن تبدیل می‌شود. با قرار دادن دترمینال ضرایب برابر با صفر داریم:

$$\begin{cases} (2x_i)^3 - p(2x_i) + q = 0 \\ p = {K_{13}}^2 + {K_{23}}^2 + {K_{12}}^2 \\ q = 2K_{12}K_{13}K_{23} \end{cases} \quad (۳)$$

با کمک رابطه $\varphi_1^2(x_i)+\varphi_1^2(x_i)+\varphi_3^2(x_i)=1$ ضریب بهنجارش بدست می‌آید. از آنجا که $\varphi_m(x_i), \tilde{\varphi}_n(x_i)$ مجموعه کاملی را تشکیل می‌دهند، برای بدست آوردن مقادیر ویژه x_1, x_2, x_3 لازم است معادله ویژه مقداری را حل کنیم. این معادله جوابی به صورت $\lambda_1 = \sqrt{\frac{-4p}{3}}\cos(\theta)$ خواهد داشت با توجه به این که موجبرها در سه راس مثلث متساوی‌الاضلاع قرار دارد، ویژه مقادیر دارای اختلاف $2\pi/3$ خواهند بود. با در نظر گرفتن $\lambda_i = -2x_i$ می توان ویژه مقادیر x_1, x_2, x_3 را به صورت زیر نوشت.

$$\begin{cases} x_1 = \dfrac{\sqrt{\frac{4p}{3}}\cos(\theta)}{2} \\ x_2 = \dfrac{\rho}{2}\left(\dfrac{+\cos(\theta)}{2} + \sqrt{\dfrac{3}{2}}\sin\theta\right) \\ x_3 = \dfrac{\rho}{2}\left(\dfrac{\cos(\theta)}{2} - \sqrt{\dfrac{3}{2}}\sin\theta\right) \end{cases} \quad (۴)$$

می‌توانیم با استفاده تعریف x_i و تعریف a_m و رابطه متعامد ماتریس زیر را تشکیل دهیم.

$$x(\tau) = \begin{pmatrix} \varphi_1(x_1)e^{-ix_1\tau} & \varphi_1(x_2)e^{-ix_2\tau} & \varphi_1(x_3)e^{-ix_3\tau} \\ \varphi_2(x_1)e^{-ix_1\tau} & \varphi_2(x_2)e^{-ix_2\tau} & \varphi_2(x_3)e^{-ix_3\tau} \\ \varphi_3(x_1)e^{-ix_1\tau} & \varphi_3(x_2)e^{-ix_2\tau} & \varphi_3(x_3)e^{-ix_3\tau} \end{pmatrix} \quad (۵)$$

در اینجا $\tau = kz$ نشان دهنده قدرت بر هم کنش بین موجبر و میکرو حلقه است. نقطه z=0 شروع ناحیه جفتگری و z=L نشاندهنده انتهای جفتگر است. پس اگر فرض کنیم ماتریس $R(\tau)$ارتباط دهنده بین دامنه سیگنال‌های خروجی و دامنه سیگنال‌های ورودی باشد، در نقطه انتهایی جفتگر ماتریس تبدیل به صورت زیر خواهد بود.

$$R(\tau) = x(\tau)x^{-1}(0) \quad (۶)$$

پیکر بندی خطی و دایره ای متقارن:

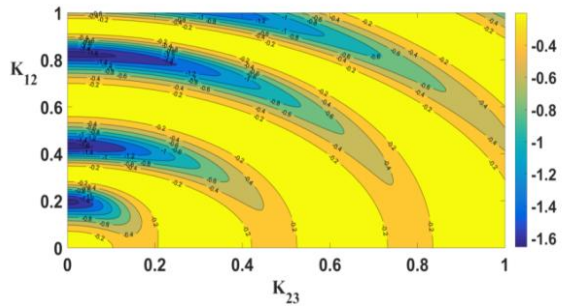
از آنجاکه در پیکر بندی خطی $K_{13}=0$ است، با کمک روابط بالا ماتریس تبدیل برای جفتگر۳x۳ با توزیع خطی به صورت زیر بدست می آید از تعریف اختلاف فاز ایجاد شده در گرد زنشگرها($a_3 = \xi_3 b_3$ و $a_1 = \xi b_1$) نسبت دامنه میدان خروجی به ورودی به شکل زیر خواهد بود

$$T = \frac{A-(K_{23}^2A+K_{12}^2)\frac{\zeta_1}{p}-(K_{12}^2A+K_{23}^2)\frac{\zeta_3}{p}+\zeta_1\zeta_3}{1-(K_{12}^2A+K_{23}^2)\frac{\zeta_1}{p}-(K_{23}^2A+K_{12}^2)\frac{\zeta_3}{p}+A\zeta_1\zeta_3} \quad (۷)$$

که در آن $A = \cos(0.5\tau\sqrt{p})$ است.

شبیه سازی

در اینجا برای گرد زنشگرهای شکل۱-الف، موجبری از جنس $Geo-Sio_2$با ضریب شکست گروه $n_g = 1.46$ [۷] بکار می بریم. شعاع گرد زنشگر بالا $R_1 = 99.1\mu m$، عدد مد زنشگر بالا $N_1 = 3$ ، ضریب جذب خطی موجبر $\alpha = 10dB/m$،فاز $\tau/2 = 10$، و شعاع گرد زنشگر پایین $R_3 = 26.2\mu m$، عدد مد زنشگر پایین، $N_3 = 2$ می باشند. در شکل ۲ ، نمودار انتقال نوری برای میزان جفت شدگی متغیر از صفر تا ۱۰۰ درصد رسم شده است. نمودار برای میزان مختلف جفت شدگی دارای افت و خیز های زیادی است. مختصات ۶ نقطه را به طور تصادفی از نمودار شکل۲ انتخاب شد به گونه ای که مختصات ۲ نقطه در کمترین ۲۰ نقطه در میانگین و۲ نقطه در بیشترین مقدار انتقال نوری از سیستم شکل ۱-الف باشد.

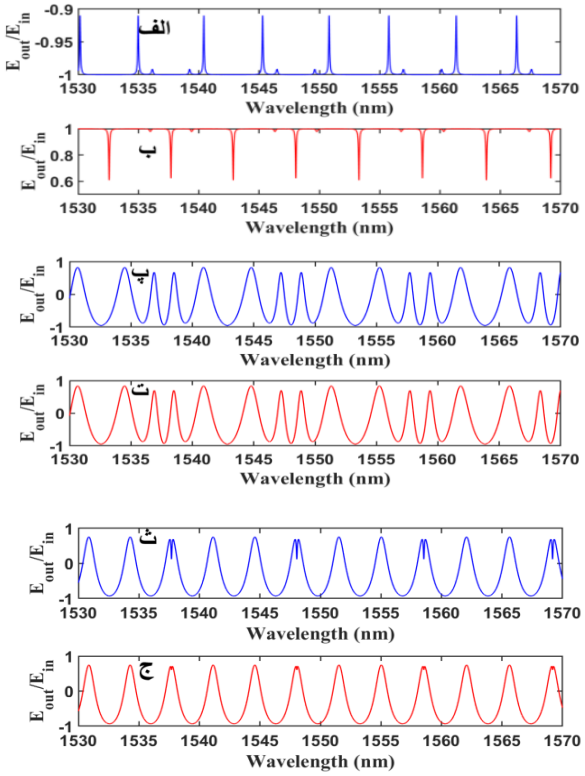


شکل ۲: نمودار عبور ازجفتگر ۳×۳ خطی بر حسب دو جفتگر , K12 K23

با در نظر گرفتن این مقادیر K_{12} و K_{23} نسبت میدانهای عبوری به ورودی در جفتگر ۳×۳ خطی بر حسب طول موج در شکل ۳ شبیه سازی شده اند که کمترین مقادیر جفتگری در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شکلهای۳-الف/ب ، مقادیر میانگین جفتگری در شکلهای۳-پ/ت و مقادیر بیشینه جفتگری در شکلهای۳-ث/ج رسم شده اند.



شکل۳.نمودار نسبت میدانهای خروجی به ورودی در یک جفتگر جفتگر ۳×۳ خطی بر حسب طول موج با مقادیر جفتگری الف) K23=0.29;K12=0.1 ب) K23=0.59;K12=0.2 پ) K23=0.29;K12=0.1 ت) K23=0.615;K12=0.885 ث) K23=0.015;K12=0.19 ج) K23=0.25;K12=0.82

نتایج نشان می‌دهد میزان عبور به شدت تابع میزان جفت شدگی در جفتگرهای بالا و پایین می‌باشدو تغییر درصد جفت شدگی باعث تغییر مکان قله تشدید در خروجی سیستم می-شود.همچنین به کمک ایجاد تغییر در قدرت جفتگرها و یافتن نسبت K_{23} و K_{13} می‌توان خروجی سیستم را کالیبره کرد.

نتیجه‌گیری

ویژگی‌های اتصال یک جفتگر۳×۳ به کمک تئوری مد جفت شده مورد بررسی قرار گرفت و تابع انتقال نوری برای یک گرد زنشگر بدست آمد. نشان دادیم با توجه به تابع انتقال اپتیکی بدست آمده می‌توان نسبت میدانهای ورودی به خروجی و مکان قله های تشدید در طیف طول موجی را با تغییر توان جفت شدگی بین موجبر و میکرو حلقه‌ها کنترل کرد.

مرجع‌ها

[۱] Sanchez, F., Optical bistability in a 2× 2 coupler fiber ring resonator: parametric formulation. Optics communications, 1997. 142(4-6): p. 211-214.

[۲] Smith, L., L. Tenerz, and B. Hok. *Silicon micromachined (2x2) opto coupler*. in *Optical Interconnections and Networks*. 1990. International Society for Optics and Photonics.

[۳] Shoaib, M., M. Younus, and M. Shakeel. A comparative study on the effect of geometrical parameters on characteristics of 2× 2 Single Mode coupler. in Applied Sciences and Technology)IBCAST), 2017 14th International Bhurban Conference on. 2017. IEEE.

[۴] Dumais, P., et al. 2x2 multimode interference coupler with low loss using 248 nm photolithography. in Optical Fiber Communication Conference. 2016. Optical Society of America.

[۵] Meng, Y.-C., et al., Analytical solutions of coupled-mode equations for multiwaveguide systems, obtained by use of Chebyshev and generalized Chebyshev polynomials. JOSA A, 2004. 21(8): p. 1518-1528.

[۶] Totsuka, K., N. Kobayashi, and M. Tomita, *Slow light in coupled-resonator-induced transparency*. Physical review letters, 2007. 98(21): p. 213904.

[۷] Oda, K., N. Takato, and H. Toba, *A wide-FSR waveguide double-ring resonator for optical FDM transmission systems*. Lightwave Technology, Journal of, 1991. 9(6): p. 728-736.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر پلاسمای سرد فشار اتمسفری در اصلاح آلاینده های NO_x

هما نظری[۱]، ساعد جعفری[۲]، مهدی عابدی ورکی[۳]

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، رشت، ایران[۱] Homa.Nazari_3347@yahoo.com

دانشیار گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، رشت، ایران[۲] Sjafari@guilan.ac.ir

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، رشت، ایران[۳] M_abedi-varaki@phd.guilan.ac.ir

چکیده – دراین مقاله یک مطالعه ی نظری برحذف آلاینده‌ی NO_x توسط تکنولوژی پلاسمای غیرحرارتی، به ویژه تخلیه‌ی سد دی‌الکتریک ارائه شده است. مدل یک‌بعدی، کاهش غلظت NO_2 و افزایش غلظت الکترون را به صورت تابعی از زمان نشان می‌دهد. آلاینده‌های هوا همچون اکسیدهای نیتروژن معمولا در مناطقی که وسایل نقلیه و کارخانجات با استفاده از سوخت‌های فسیلی کار می‌کنند، وجود دارند.

کلیدواژه - پلاسمای غیرحرارتی، راکتور تخلیه‌ی سد دی‌الکتریک

The effect of Atmospheric pressure Non-Thermal plasma on treatment of NO_x pollutant

Homa Nazari[1], Saed Jafari[2], Mehdi Abedi Varaki[3]

[1]Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Guilan, Rasht
Homa.Nazari_3347@yahoo.com

[2]Associate Professor, Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Guilan, Rasht
Sjafari@guilan.ac.ir

[3]Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Guilan, Rasht

M_abedi-varaki@phd.guilan.ac.ir

Abstract- In this paper a theoretical study on NO_x removal by non-thermal plasma technology specifically a dielectric barrier discharge, is presented. The one-dimensional model showed a reduction of NO2 concentration and increase in electron concentration as a function of time. Air pollutants such as oxides of nitrogen are commonly found in areas where vehicles and factories using fossil fuels are operating.

Keywords: Non-Thermal plasma, Dielectric barrier discharge reactor

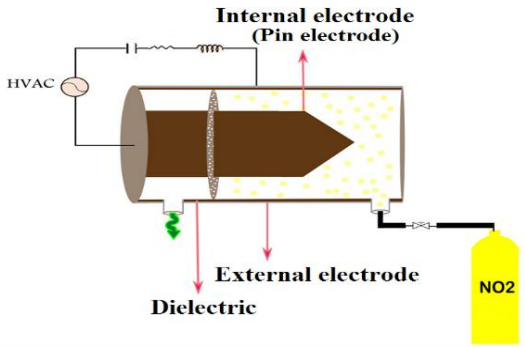
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در سال های اخیرتکنیک های مختلفی همچون، کاهش کاتالیستی انتخابی، سایش مرطوب، تابش های پرتو الکترونی، تخلیه ی سد دی الکتریک، و تخلیه ی کرونای پالسی، به منظور حذف آلاینده های خروجی از اگزوز موتورهای دیزلی، با درجات مختلف موفقیت، وارد شده اند. نگرانی عمده ی بسیاری ازتکنیک ها، انرژی مورد نیازبرای حذف آلاینده ها بوده است، که این مطلب منجر به پیشرفت فناوری قوی یعنی پلاسمای غیر حرارتی شد.در پلاسمای غیر حرارتی، انرژی متوسط الکترون ها،به طور قابل توجهی بالاتر از یون ها و ذرات خنثی است، که این یک مزیت بزرگ در کاهش انرژی مورد نیاز برای حذف آلاینده ها است[۱].پلاسما حالت چهارم ماده است، وگاز یونیزه شده‌ای است که انرژی کافی برای جداسازی الکترون‌ها از اتم‌ها و مولکول‌ها را فراهم می‌کند.انواع مختلفی از اکسیدهای نیتروژن در طبیعت وجود دارند. از جمله: N_2O، NO_2، NO، N_2O_5، NO_3، N_2O_4.عمده‌ترین اکسیدهای نیتروژن موجود در جو N_2O، NO_2، NO است. اختصار ناکس به نیتریک اکسید، یا نیتروژن مونواکسید، و نیتروژن دی‌اکسید، اطلاق می‌شود.که از نقطه نظر فوتوشیمیایی، نیتروژن اکسید جدید نامیده می‌شود.نیتروژن اکسید هنگامی که سوخت در درجه حرارت بالا می سوزد، به وجود می‌آید.در میان شکل‌های مختلف NO_x، نیتریک اکسید و نیتروژن دی‌اکسید سمی هستند. حدود ۹۵٪ از NO_x منتشرشده از فرآیندهای سوختنNO، و۵٪ NO_2 است. غلظت بالای NO_2 در فضاهای باز، بیماری‌های تنفسی و قلبی و،اثرات منفی دیگر NO_x از جمله: مه‌دود فوتوشیمیایی، باران‌های اسیدی، گرمای جهانی، تشکیل فرآورده‌های سمی و... است. تکنیک پلاسمای غیرحرارتی، رویکرد خلاقانه‌ای برای این مشکلات ارائه داده است. برای بسیاری از برنامه‌های کاربردی به خصوص حذف غلظت‌های بسیار رقیق آلودگی هوا، رویکرد پلاسمای غیرحرارتی، به علت انتخاب انرژی و قابلیت آن برای حذف همزمان آلاینده‌های مختلف و همچنین مصرف کم انرژی و مقرون به صرفه بودن بسیار مناسب است.

روش بررسی

بخش‌های مختلف راکتور طراحی شده در شکل (۱) نشان داده شده است.



شکل (۱) : راکتور تخلیه‌ی سد دی الکتریکی (DBD)

راکتور DBD به شکل یک سیلندر استوانه‌ای، به طول ۱۰۰ میلیمتر می‌باشد، که یک الکترود سوزنی درمیانه‌ی آن متصل شده است. سطح داخلی الکترود خارجی با لایه‌ی ۱،۵ میلیمتری از آلومینا به عنوان سد دی‌الکتریک پوشیده شده است. فاصله‌ی سد و الکترود داخلی که محل تخلیه است ۲ میلی‌متر می‌باشد. به دلیل حضور سد دی‌الکتریک بین الکترودها، انجام عمل تخلیه نیاز به منبع تغذیه‌ی ولتاژ بالا دارد.با عبور گاز از سطح دی‌الکتریک، الکترودها میدان الکتریکی کافی را برای تولید پلاسما بین خود ایجاد می‌کنند. آند و کاتد هر دو به منبع تغذیه ولتاژ بالا متصل می‌گردند.طراحی پایه راکتور، شامل یک ورودی گاز به داخل راکتور است. الکترودها هر دو از جنس فولاد می‌باشند. در این آزمایش دمای واکنش‌ها ۳۰۰ کلوین و فشار ۱ اتمسفر در نظر گرفته شده است. در حین حرکت گاز در امتداد محور دودکش، عملکرد منبع تغذیه ولتاژ بالا، منجر به تخلیه درخشان الکتریکی شده و تشکیل پلاسمای غیرحرارتی را سبب می‌شود. علاوه برشکل گیری آسان پلاسما های پایدار و تخلیه ی یکنواخت در راکتورتخلیه ی سد دی الکتریک، مزایای دیگری از قبیل مقیاس پذیری، اثر بخشی و هزینه ی عملیاتی پایین، منجر شده است، محققان استفاده ازاین نوع راکتور را به راکتورهای دیگر ترجیح دهند[۲]. معادلات تعادلی برای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

گونه‌های مختلف، همچون ذرات خنثی، رادیکال‌ها، یون‌ها و ... توسط رابطه‌ی (۱) نوشته می‌شود[۳].

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} - D_\alpha \nabla^2 n_i = R_i \qquad (۱)$$

D_α ضریب پخش دوقطبی است، و R_i سرعت واکنش برای iامین گونه است. شکل‌گیری NO_2 در سه مسیر ممکن رخ می‌دهد. در ابتدا الکترون از تخلیه‌ی الکتریکی در محیط راکتور تولید می‌شود. در مرحله‌ی دوم نیتروژن اتمی تولید می‌شود. و در آخر اکسیژن اتمی از تجزیه‌ی تولید می‌شود. بنابراین بر اساس واکنش‌های شیمیایی ارائه شده، معادلات پیوستگی برای الکترون و سایر گونه‌های باردار به صورت زیر می باشد،

جدول(۱) - واکنش های گاز NO_2 در حضور پلاسمای غیرحرارتی

$e + NO_2^+ \xrightarrow{K_1} NO + O$	$K_1 = 5.49\times10^{-36}$
$O^- + NO \xrightarrow{K_2} NO_2 + e$	$K_2 = 8.3\times10^{-40}$
$O + NO_2 \xrightarrow{K_3} NO + O_2$	$K_3 = 9.6\times10^{-18}$
$e + O_2 \xrightarrow{K_4} O^- + O$	$K_4 = 5.27\times10^{-17}$
$N_2^+ + NO_2 \xrightarrow{K_5} NO_2^+ + N_2$	$K_5 = 0.55\times10^{-39}$
$e + N_2 \xrightarrow{K_6} N_2^+ + e + e$	$K_6 = 6.66\times10^{-17}$

که K ثابت واکنش می‌باشد و یکای آن $m^3.s^{-1}$ است.

$$\frac{dn_{NO_2^+}}{dt} = R_{NO_2^+} \quad \frac{dn_O}{dt} = R_O \quad \frac{dn_{NO_2}}{dt} = R_{NO_2}$$
$$\frac{dn_{N_2^+}}{dt} = R_{N_2^+} \quad \frac{dn_{NO}}{dt} = R_{NO} \quad \frac{dn_{N_2}}{dt} = R_{N_2}$$
$$\frac{dn_{O_2}}{dt} = R_{O_2} \quad \frac{dn_{O^-}}{dt} = R_{O^-} \quad \frac{dn_e}{dt} = R_e + \alpha |V_d| n_e$$

معادله‌ی $R_\alpha = K_i n_\alpha n_\beta$، که درآن چگالی الکترون به صورت معادله‌ی (۲) نوشته می‌شود.

$$\frac{dn_e}{dt} = R_e + \alpha |V_d| n_e \qquad (۲)$$

V_d سرعت سوق و α ضریب یونیزاسیون اولیه می باشد.

$$R_e = -K_1 n_e n_{NO_2^+} + K_2 n_{O^-} n_{NO} - K_4 n_e n_{O_2^-} + K_6 n_{N_2} n_e + \alpha |V_d| n_e$$
$$R_{NO_2^+} = -K_1 n_e n_{NO_2^+} + K_5 n_{N_2^+} n_{NO_2}$$
$$R_{NO} = K_1 n_e n_{NO_2^+} - K_2 n_{O^-} n_{NO} + K_3 n_O n_{NO_2}$$
$$R_O = -K_3 n_O n_{NO_2} + K_4 n_e n_{O_2} + K_1 n_e n_{NO_2^+}$$
$$R_{O^-} = -K_2 n_{O^-} n_{NO} + K_4 n_e n_{O_2}$$
$$R_{NO_2} = -K_3 n_O n_{NO_2} - K_5 n_{N_2^+} n_{NO_2} + K_2 n_{O^-} n_{NO}$$
$$R_{O_2} = -K_4 n_e n_{O_2} + K_3 n_O n_{NO_2}$$
$$R_{N_2^+} = -K_5 n_{N_2^+} n_{NO_2} + K_6 n_e n_{N_2}$$
$$R_{N_2} = -K_6 n_{N_2} n_e + K_5 n_{NO_2} n_{N_2^+}$$

الکترودها، به منظور تغییر جهت سریع میدان الکتریکی شعاعی، به فرکانس منبع تغذیه متصل شده‌اند. پتانسیل اعمالی به صورت $V = V_0(2\pi t\nu)$ است، که در آن $V_0 = 60kV$ دامنه پتانسیل است. و $\nu = 60\,Hz$ فرکانس منبع تغذیه می‌باشد. عملکرد میدان الکتریکی خارجی بین دو الکترود داخلی و خارجی، منجر به یونیزاسیون در داخل راکتور و شکل‌گیری تخلیه پلاسما می‌شود. بنابراین ضریب اولیه‌ی تاونسند $\alpha\left(E/P\right)$ و سرعت سوق الکترون‌ها در معادله‌ای به صورت زیر تعریف می‌شود.

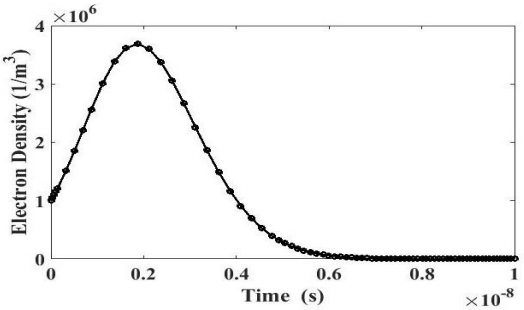
$$V_d = \mu_e E \qquad \frac{\alpha}{P} = A\exp(BP/E)$$

که A و B کمیت‌های ثابت می‌باشند. μ_e تحرک‌پذیری الکترون و V_i پتانسیل یونیزاسیون می‌باشد، که در جدول (۲) ارائه شده‌اند.

جدول (۲) - داده‌های مدل شبیه‌سازی شده

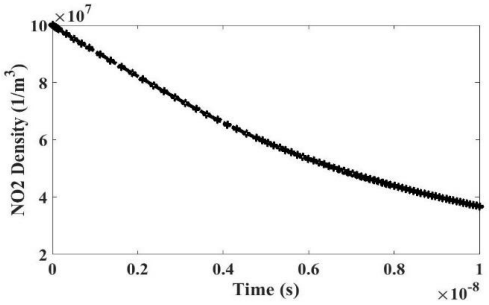
تحرک پذیری الکترون (μ_e)	$0.134\ m^2/V.s$
کمیت ثابت (A)	2.311
کمیت ثابت (B)	119.2
دما (T)	300 K
فرکانس منبع تغذیه (ν)	60 Hz
دامنه پتانسیل (V_0)	60 kV
چگالی اولیه گونه‌ها	$10^8\ m^{-3}$
چگالی اولیه الکترون‌ها	$10^6\ m^{-3}$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل (۲) : نمودار تغییرات زمانی چگالی الکترون درمحیط راکتور نسبت به زمان.

این نمودار نشان می‌دهد هنگامی که میدان الکتریکی خارجی را در راستای شعاعی بین دو الکترود خارجی و داخلی اعمال می‌کنیم، به سبب یونیزاسیون گاز پس‌زمینه و تشکیل پلاسما، چگالی الکترون افزایش پیدا می‌کند. این افزایش در لحظه‌ی ۰,۲ نانوثانیه به اوج می‌رسد. و از آن پس رشد الکترون به سبب واکنش با NO_2^+ و O_2، کاهش پیدا می‌کند.در این سیستم گاز یونیزه می‌شود و پلاسما تشکیل می‌گردد. رامامیورتاهی و همکارش،با شبیه سازی راکتور پلاسمایی توان پالسی،تغییرات چگالی الکترون را به دست آوردند که دست آورد آن ها با نتیجه ی کار ما مطابقت دارد[۴].



شکل (۳) : نمودار تغییرات چگالی NO_2 نسبت به زمان.

نیتروژن دی‌اکسید NO_2 گازی سمی با بویی تند است . این گاز در دمای معمولی زرد و در دماهای بالاتر، به رنگ قهوه‌ای در می‌آید. نیتروژن دی‌اکسید از مهم‌ترین آلاینده های هوا است، و بر رشد گیاهان اثر منفی گلخانه‌ای دارد. با توجه به شکل (۳)، چگالی این گاز با گذشت زمان کاهش، و مطابق با هدف اصلی این راکتور، یعنی کاهش آلاینده‌ی سمی NO_2 است. اکوامارو و همکارانش، با استفاده از تخلیه‌ی تابان، در فشار کم به تجزیه‌ی گاز نیتروژن دی‌اکسید در هوا پرداختند. آن‌ها نشان دادند که با استفاده از این روش می‌توان گاز نیتروژن دی‌اکسید را به دو گاز بی‌ضرر اکسیژن و نیتروژن تبدیل‌کرد و به این طریق این آلاینده را از چرخه‌ی طبیعت حذف کرد. نتایج به دست آمده صحت روش استفاده شده را نشان می‌دهد که با یافته‌ی این محققان مطابقت دارد. همچنین افزودن کاتالیست یا جاذب کاهش نهایی را افزایش می دهد. [۲]

نتایج

مشاهده شده است هنگامی که ولتاژ بالا به الکترود خارجی اعمال می‌شود، و گاف تخلیه‌ی کوچک برای راکتور انتخاب می‌شود، ولتاژ شکست کوچکتر موردنیاز است. بنابراین با همان ولتاژ بالا حذف NO_2 بهتری صورت می‌گیرد. به علاوه با افزایش قطر الکترود داخلی، به سبب کوچک‌شدن گاف تخلیه، راندمان حذف NO_2 افزایش می‌یابد.همچنین با آغاز تخلیه‌ی الکتریکی در داخل راکتور، غلظت مولکول‌های NO_2 بعد از یک افزایش شدید، کاهش پیدا می‌کند.این نتایج طبق بررسی های جامع ونگ و همکارانش در خصوص اثرات ساختاری راکتور تخلیه ی سد دی الکتریک بر روی حذف NO حاصل شده است.[۵]

مراجع

[1] S. Mohapatro and B. Rajanikanth, "Studies on NOX removal from diesel engine exhaust using duct-type DBD reactor," *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 51, pp. 2489-2496, 2015.

[2] P. Talebizadeh, M. Babaie, R. Brown, H. Rahimzadeh, Z. Ristovski, and M. Arai, "The role of non-thermal plasma technique in NOx treatment: A review," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 40, pp. 886-901, 2014.

[3] M. Abedi-Varaki, A. Ganjovi, F. Shojaei, and Z. Hassani, "A model based on equations of kinetics to study nitrogen dioxide behavior within a plasma discharge reactor," *Journal of Environmental Health Science and Engineering*, vol. 13, p. 69, 2015.

[4] B. Ramamurthi and D. J. Economou, "Pulsed-power plasma reactors: two-dimensional electropositive discharge simulation in a GEC reference cell," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 11, p. 324, 2002.

[5] T. Wang, B.-M. Sun, H.-P. Xiao, J.-y. Zeng, E.-p. Duan, J. Xin, *et al.*, "Effect of reactor structure in DBD for nonthermal plasma processing of NO in N 2 at ambient temperature," *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 32, pp. 1189-1201, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر هندسه برهم‌کنش در پراکندگی القایی بریلوئن

محمد جابری[۱،۲،*]، پگاه جمشیدی[۳]، اکبرنظری گلشن[۳]

[۱]تهران انتهای کارگر شمالی پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای

[۲]تهران انتهای کارگر شمالی پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده فوتونیک و فنآوری‌های کوانتومی

[۳]تهران دانشگاه شاهد، دانشکده علوم پایه، گروه فزیک

چکیده –در این مقاله به مطالعه اثر تغییرات هندسه برهم‌کنش در فرایند پراکندگی القایی بریلوئن برای ساختار تک سلولی، جهت دست‌یابی به ساختار بهینه، پرداخته شده است. میزان تغییرات انرژی بازتابی از آینه مزدوج فاز و پایداری انرژی خروجی در محدودسازی اپتیکی از سلول پراکننده بریلوئن مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد با تغییر در هندسه برهمکنش می‌توان علاوه بر بهینه سازی انرژی بازتابی از آینه مزدوج فاز به انرژی پایدار و قابل کنترل در خروجی به عنوان محدود ساز اپتیکی همراه با سایر مشخصه‌های محدود سازی اپتیکی، دست یافت.

کلید واژه- پراکندگی القایی بریلوئن، آینه مزدوج فاز، محدود سازی اپتیکی، هندسه برهمکنش

Effect of Interaction Geometry on the Stimulated Brillouin Scattering

Mohammad Jaberi[1,2,*], Pegah Jamshidi[3], Akbar Nazari Golshan[3]

[1]Plasma and Nuclear Fusion Research Institute, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

[2]Photonic and Quantum Technology Research Institute, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

[3]Department of Physics, Shahed University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the effect of changes in the interaction geometry on the stimulated Brillouin Scattering process in a single-cell setup to achieve the optimized configuration is studied. The energy reflectivity variations of the phase conjugate mirror and energy stability in optical limiting of SBS cell have been investigated. Our results show that the energy reflectivity of phase conjugation mirror can be optimized and the output energy of the SBS cell as a SBS- optical limiter can be controlled by changing the interaction geometry.

Keywords: Stimulated Brillouin Scattering, Phase conjugate mirror, Optical limiting, Interaction geometry

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

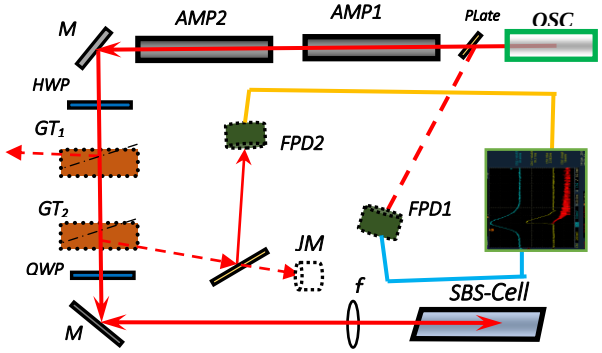
پراکندگی القایی بریلوئن ،SBS، به واسطه کاربردهای آن به عنوان آینه مزدوج فاز اپتیکی و جبران انحراف های به وجود آمده در باریکه فرودی و همچنین تولید تپ های فشرده تا دهها مرتبه کوتاه‌تر از طول عمر فونون آکوستیکی بسیار مورد توجه دانشمندان بوده است[۱, ۲].

از دیگر کاربردهای مهم پراکندگی القایی بریلوئن می‌توان به ایجاد محدود سازی اپتیکی[1] (SBS-OL) اشاره نمود[۳] که تکنیکی برای عبور باریکه های کم شدت و انحراف بخشی دیگر از باریکه پرتوان لیزری می‌باشد. از محدود سازی اپتیکی برای محافظت قطعات اپتیکی و بهینه سازی پایداری سیستم لیزری در لیزرهای پرتوان و یا ساختارهای هندسی بزرگ، بکار گرفته می‌شود. در بسیاری از روش‌های مرسوم برای محدود سازی اپتیکی مانند جذب دو فوتونی، رسانندگی نوری و جاذب اشباع پذیر، به واسطه آسیب‌های ناشی از القای گرما و یا شکست‌های برگشت ناپذیر در دی-الکتریک[2] که در ذات فرایند محدود سازی اپتیکی وجود دارد، کنترل توان نوری لیزرهای پر قدرت کاملا برآورده نمی‌شود. با توجه به اینکه در فرایند SBS آستانه تخریب بیشتر مواد مورد استفاده بالاتر از $100\ GW/cm^2$ می‌باشد، لذا SBS به عنوان یک فرایند خود پایدار (فعال) کننده با توانایی کنترل توان‌های بالای لیزری، روشی بسیار مناسب برای محدود سازی نوری می‌باشد[۴].

در پژوهش حاضر رفتار آینه مزدوج فاز و پدیده محدود سازی اپتیکی با کمک پراکندگی القایی بریلوئن را بر حسب ساختار هندسی سلول SBS (تغییر طول سلول و استفاده از عدسی‌ها با فاصله کانونی متناسب و تغییر فاصله عدسی تا پنجره ورودی سلول SBS) به منظور تغییر در شدت باریکه و تغییر در طول برهمکنش در آرایش تک سلولی با طول‌های مختلف به صورت تجربی مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است. از استون خالص ٪۹۹,۹۸ با ضریب بهره بریلوئن $g_B = 20cm/GW$ به عنوان ماده پراکننده استفاده شده است.

چیدمان آزمایش

در طی فرایند انجام تحقیقات از یک نوسانگر حلقوی تک جهتی برای تولید تپ‌های لیزری تک مد طولی و تک مد عرضی TEM00 استفاده شده است[۵].



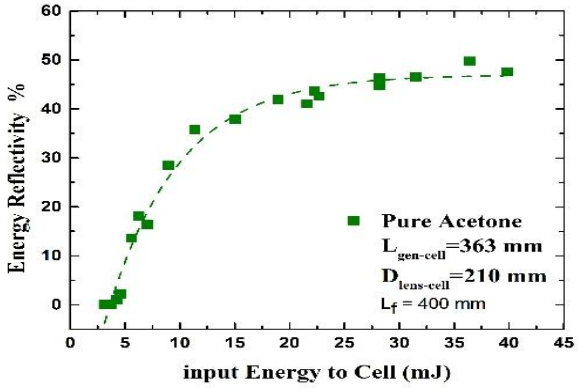
شکل-۱- چیدمان اپتیکی آزمایش: OSC : نوسانگر حلقوی تک مد طولی و تک مد عرضی ، Plate: تیغه شیشه ای پولیش شده، AMP: تقویت کننده، M :آینه تمام بازتابان، HWP: تیغه نیم موج، GT: قطبش‌گر گلن تامسون، QWP: تیغه ربع موج، JM: کالریمتر،FPD : فوتودیود سریع ، f عدسی مثبت وSBS-cell: سلول پراکننده حاوی استن خالص.

قطبش باریکه خروجی لیزر بعد از عبور از دو تقویت کننده با محیط فعال Nd:YAG، توسط دو قطبشگر گلن-تامسون (GT) خطی و به کمک یک تیغه ربع موج با قطبش دایروی توسط یک عدسی مثبت درون سلول SBS کانونی می‌گردد چیدمان آزمایش در شکل (۱) نشان داده شده است.

[1]Stimulated Brillouin Scattering Optical Limiting
[2] Irreversible Dielectric Breakdown

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

رفتار انرژی بازتابی از تک سلول SBS با طول ۳۶۳ میلی‌متر- قطر دهانه ورودی ۱۴ میلیمتر- با استفاده از عدسی با فاصله کانونی ۴۰۰ میلیمتر در فاصله $D = 215\ mm$ تا پنجره ورودی سلول، در شکل شماره (۲) ترسیم شده است. و مطابق با تئوری و نتایج دیگران می‌باشد[۱, ۲] و به منظور مقایسه و صحت نتایج بدست آمده، آورده شده است.

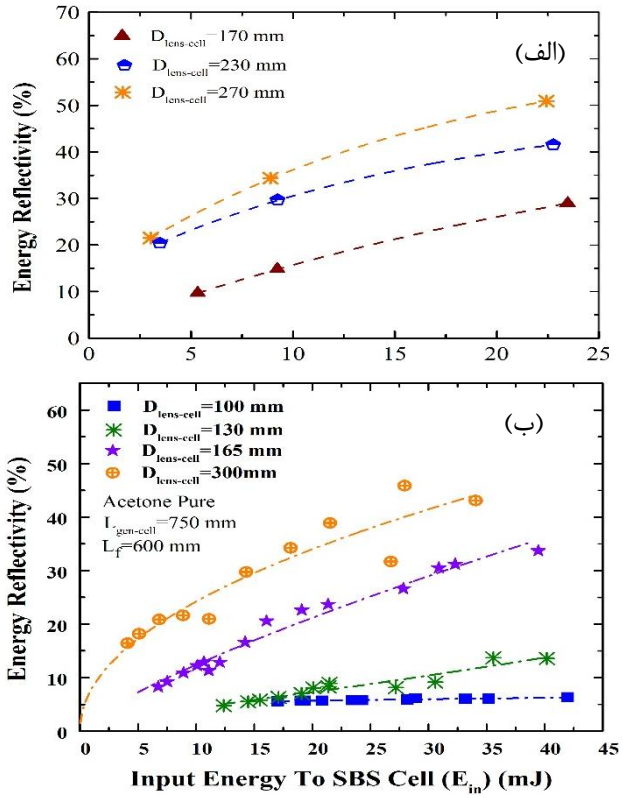


شکل ۲- رفتار انرژی بازتابی از سلول SBS به طول ۳۶۳ mm .

لازم به ذکر است که مقدار انرژی بازتابی به صورت نسبت انرژی بازگشتی بر انرژی ورودی به سلول تعریف می‌شود. همچنین مقدار انرژی استوکس با احتساب ضرایب عبوردهی قطعات اپتیکی (تیغه شیشه‌ای و تیغه ربع موج $T_1 = 91\%$ و قطبشگرگلن-تامسون $T_{GT} = 75\%$) در نظر گرفته شده لذا ضریب عبور دهی برابر با:

$$T = T_1 \times T_{GT} \times T_1 = 62.5\%$$

می شود. رفتار ضریب بازتابش انرژی به صورت نمایی با افزایش انرژی فرودی به سلول تا مقدار مجانبی حدود ۵۰٪ افزایش می‌یابد. رفتار ضریب بازدهی این سلول SBS به ازای تغییر در فاصله عدسی تا ورودی سلول از ۱۵۰ تا ۲۷۰ میلیمتر برحسب انرژی فرودی (۳ الی ۲۵ میلی‌ژول) در شکل ۳(الف) نشان داده شده است. با افزایش فاصله، افزایش انرژی بازتابی مشهود می باشد. این فرایند در حقیقت با افزایش شدت باریکه لیزر و کاهش طول برهمکنش، رخ داده است، لذا با توجه به معادلات حاکم بر پراکندکی القایی بریلوئن انتظار وجود یک نقطه بهینه برای



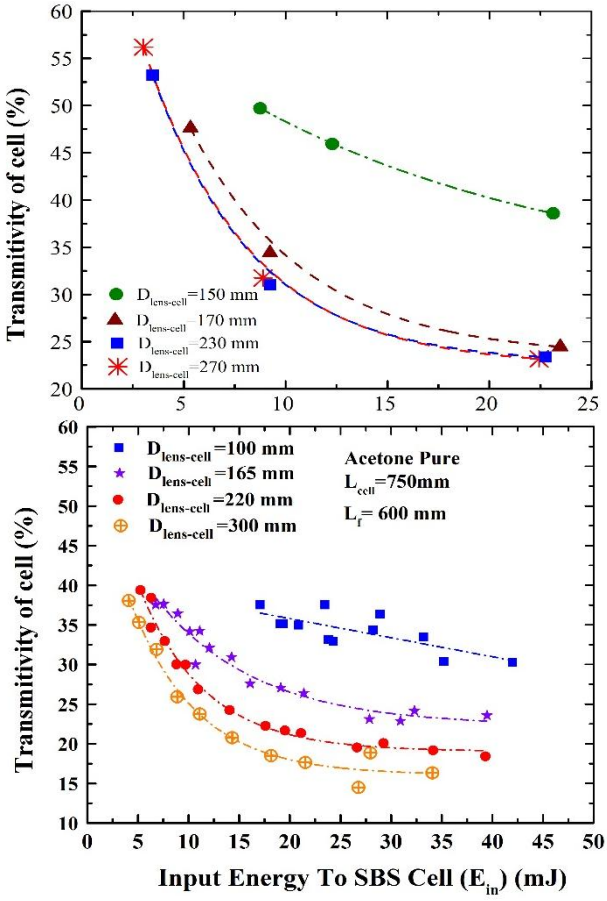
شکل ۳- رفتار انرژی بازتابی از سلول SBS در فواص متفاوت بین عدسی و سلول برای سلول به طول الف) ۳۶۳ mm و ب) ۷۵۰ mm.

فاصله وجود دارد. افزایش بیشتر فاصله D بدلیل تشکیل کمر باریکه در نزدیکی پنجره ورودی و شکست پنجره، امکان پذیر نبود. همچنین در فواصل کوچک D انرژی استوکس بازتابی به شدت کاهش می‌یابد. نتایج بدست آمده همچنین نشان از کاهش مقدار انرژی آستانه بریلوئن و در نتیجه کاهش مقدار G_{th} با کاهش طول برهمکنش و افزایش شدت باریکه، دارد.

در شکل۳(ب) رفتار انرژی بازتابی برای سلولی به طول ۷۵۰mm و عدسی با فاصله کانونی ۶۰۰mm در فواصل متفاوت $D = 100 - 300\ mm$ در بازه انرژی $E_{in\ cell} = 3 - 45\ mJ$ ترسیم شده است. با افزایش فاصله، مقدار انرژی آستانه بریلوئن برای تشکیل موج استوکس از ۱۶ mJ به ۳mJ کاهش یافته و همچنین افزایش انرژی بازتابی از ۹٪ تا ۵۰٪ در انرژی فرودی $E_{in\ cell} = 45\ mJ$ مشاهده می‌شود. این روند در سلولی به طول ۱۵۷ mm نیز مشاهده گردید. لذا با توجه به طول

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

سلول و فاصله بین عدسی تا سلول می‌توان مقادیر انرژی بازتابی و انرژی آستانه را تعیین نمود. با توجه به فرایند پراکندگی القایی بریلوئن هنگامی که انرژی ورودی بازتاب پیدا می‌کند و بخشی از انرژی باریکه لیزر از سلول خارج می شود که ویژگی‌های محدود سازی نوری را دارد. در شکل ۴(الف و ب) رفتار انرژی عبوری از سلول به ترتیب برای طول‌های ۳۶۳ و ۷۵۰ میلیمتر نشان داده شده است.



شکل ۴- رفتار انرژی عبوری به منظور محدود سازی نوری از سلول SBS در فواص متفاوت بین عدسی و سلول و پایداری انرژی خروجی برای سلول به طول الف) ۳۶۳ mm و ب) ۷۵۰ mm.

همانطور که از نمودارها پیداست با افزایش انرژی ورودی به سلول، انرژی عبوری به صورت نمایی کاهش می‌یابد، این روند کاهشی تا یک مقدار مجانبی و تقریبا پایدار و مستقل از انرژی ورودی ادامه می‌یابد. این روند در فواصل بسیار کم D کاهشی و به صورت خطی می‌باشد و با افزایش انرژی تقریبا مقدار ثابتی بدست می‌دهند. نتایج نشان می‌دهد با افزایش فاصله عدسی تا سلول مقدار انرژی محدودشده اپتیکی کمی متفاوت می باشد لذا با تغییر در طول سلول و فاصله بین عدسی و سلول می‌توان انرژی اپتیکی عبوری پایدار و قابل کنترل بدست آورد. از دیگر اثرات محدود سازی اپتیکی می‌توان به تولید باریکه با توزیع1,2 فضایی تقریبا تخت و همچنین رفتار زمانی با قله تخت اشاره داشت که در این مقاله مجال بررسی آن یافت نشد و درمقالات بعدی مورد تحلیل قرار خواهند گرفت.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش به مطالعه پدیده پراکندگی القایی بریلوئن به عنوان آینه مزدوج فازی و محدود ساز اپتیکی پرداخته شد و نتایج با تغییر در طول هندسی سلول و یا فاصله عدسی تا دهانه ورودی باریکه در سلول مورد مقایسه و تحلیل قرار گرفت. نتایج نشان میدهد افزایش فاصله بین عدسی و سلول منجر به افزایش ضریب بازتابش انرژی و کاهش انرژی آستانه بریلوئن می‌شود این نتایج در حالتی است که طول برهمکنش کاهش می‌یابد. همچنین با تغییر در ساختار هندسی پراکندگی القایی بریلوئن (طول سلول، طول برهمکنش و شدت باریکه ورودی) ویژگی‌های فرایند محدود سازی اپتیکی در انرژی خروجی از سلول برقرار است و همچنین میتوان میزان انرژی خروجی پایدار از سلول را با وجود تغییر در انرژی ورودی، کنترل نمود.

مرجع‌ها

1. Damzen, M., et al., Stimulated brillouin scattering: fundamentals and applications. 2010: CRC Press.
2. Brignon, A.et al., Phase conjugate laser optics. Vol. 9. 2004: Wiley. com.
3. Bai, Z., et al., Stimulated Brillouin scattering materials, experimental design and applications: A review. Optical Materials, 2018. **75**: p. 626-645.
4. Hasi, W., et al., Generation of flat-top waveform in the time domain based on stimulated Brillouin scattering using medium with short phonon lifetime. Laser and Particle Beams, 2008. **26**(4): p. 511-516.
5. Jaberi, M. et al. , Longitudinal mode structure in a non-planar ring resonator. Iranian Journal of Physics Research, 2013. **13**(1): p. 35-44.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر میدان الکتریکی بر ساختار الکترونی و خواص اپتیکی نقطه کوانتومی شبه نیم کروی با لایه خیس

معصومه دژکام

گروه فیزیک، واحد مرودشت، دانشگاه آزاد اسلامی، مرودشت، ایران، dezh@miau.ac.ir

چکیده – در این مقاله نقطه کوانتومی شبه نیم کروی-لایه خیس با اعمال میدان الکتریکی خارجی در نظر گرفته شده است. ساختار الکترونی سیستم بطور عددی به روش المان محدود حساب شده است. به دلیل اثر لایه خیس بر ساختار الکترونی باید آن را به حساب آورد. نتایج نشان می دهد که اعمال میدان الکتریکی باعث تغییر ترازهای انرژی سیستم می شود و با افزایش میدان الکتریکی انرژی ترازهای پایه، برانگیخته اول و دوم کاهش می یابد. برای بررسی خواص اپتیکی، دو میدان لیزری کنترل قوی و کاوشگر ضعیف به سیستم اعمال شد و جذب و پاشندگی خطی و غیر خطی مرتبه سوم پالس کاوشگر به دست آمد. طبق نتایج با افزایش میدان الکتریکی، جذب و پاشندگی خطی و غیرخطی مرتبه سوم پالس کاوشگر جابجایی آبی دارد.

کلید واژه- خواص اپتیکی خطی و غیرخطی، ساختار الکترونی، میدان الکتریکی، نقطه کوانتومی شبه نیم کروی

Electric Field Effect on Electronic Structure and Optical Properties of Hemispherical Quantum Dot with Wetting Layer

Masoomeh Dezhkam

Department of Physics, Marvdasht Branch, Islamic Azad University, Marvdasht, Iran
dezh@miau.ac.ir

Abstract- In this paper a hemispherical quantum dot-wetting layer under an external electric field has been considered. The electronic structure of the system has been calculated numerically by finite element method. The wetting layer has been accounted because of its effect on electronic structure. Results show that applying the electric field changes the energy levels of the system and the ground, first and second excited state energies decrease by increasing the electric field. To investigate the optical properties, two strong control and weak probe laser fields have been applied to the system and the linear and third-order nonlinear absorptions and dispersions of the probe pulse have been obtained. According to results the linear and third-order nonlinear absorptions and dispersions of the probe pulse exhibit blue shifts as the electric field increases.

Keywords: Electric field, Electronic structure, Hemispherical quantum dots, Linear and nonlinear optical properties

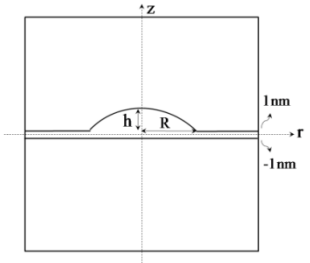
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

نقطه های کوانتومی در سال های اخیر مورد توجه محققان بوده است. ساختار الکترونی و خواص اپتیکی نقطه های کوانتومی با شکل‌های مختلف از جمله شبه نیم کروی با لایه خیس بررسی شده که این شکل در اندازه گیری میکروسکوپ نیروی اتمی توسط Leonard مشاهده شده است[۱]. همچنین اثر میدان الکتریکی بر ترازهای انرژی نقطه کوانتومی [۲-۴] مطالعه شده است. در این مقاله ترازهای الکترونی نقطه شبه نیم کروی-لایه خیس با اعمال میدان الکتریکی بطور عددی به روش المان محدود محاسبه شده است. برای بررسی خواص اپتیکی، دو میدان لیزری کنترل قوی و کاوشگر ضعیف به سیستم اعمال شد، جذب و پاشندگی خطی و غیرخطی مرتبه سوم پالس کاوشگر در حضور میدان الکتریکی به دست آمد.

اثر میدان الکتریکی بر ساختار الکترونی

یک نقطه کوانتومی شبه نیم کروی با لایه خیس از جنس ایندیوم آرسناید در سد گالیوم آرسناید در نظر گرفته شد. شعاع قاعده و ارتفاع این نقطه کوانتومی به ترتیب $R=10nm$ و $h=5nm$ (مانند [۱]) است که مطابق با مشاهدات تجربی است (شکل ۱).



شکل ۱: نقطه کوانتومی شبه نیم کروی با لایه خیس.

با فرض اعمال میدان الکتریکی خارجی در جهت z $\left(\vec{E}_{ext}=E_{ext}\hat{k}\right)$، ساختار الکترونی سیستم در میدان الکتریکی به دست آمد. بدین منظور معادله شرودینگر در تقریب جرم مؤثر برای الکترون محدود در نقطه کوانتومی-لایه خیس حل شد:

$$-\frac{\hbar^2}{2}\vec{\nabla}.\left(\frac{1}{m^*(\mathbf{r})}\vec{\nabla}u(\mathbf{r})\right)+V(\mathbf{r})u(\mathbf{r})-eE_{ext}zu(\mathbf{r})=Eu(\mathbf{r}), \qquad (۱)$$

که $\hbar$، $m^*(\mathbf{r})$، $V(\mathbf{r})$، e، E و $u(\mathbf{r})$ به ترتیب ثابت پلانک تقسیم بر 2π، جرم مؤثر الکترون وابسته به مکان، پتانسیل محدود کننده وابسته به مکان، بار الکترون، ویژه تابع انرژی و ویژه تابع سیستم هستند. جرم مؤثر الکترون و پتانسیل محدود کننده برای این سیستم m_0) $m^*_{GaAs}(r,z)=0.067m_0$ ،$m^*_{InAs}(r,z)=0.023m_0$ جرم الکترون)، $V_{InAs}(r,z)=0$ و $V_{GaAs}(r,z)=0.697eV$ است. معادله (۱) بطور سمتی جداپذیر است پس $u(r,\varphi,z)=N'f(r,z)e^{il\varphi}$ (N' ثابت بهنجارش). با جایگذاری در معادله (۱):

$$-\frac{\hbar^2}{2}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r}{m^*(r,z)}\frac{\partial f_l}{\partial r}\right)+\frac{\hbar^2 l^2}{2m^*(r,z)r^2}f_l(r,z)$$
$$-\frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{m^*(r,z)}\frac{\partial f_l}{\partial z}\right)+V(r,z)f_l(r,z)$$
$$-eE_{ext}zf_l(r,z)=Ef_l(r,z).$$

(۲)

l عدد صحیح است. معادله (۲) بطور عددی با استفاده از روش المان محدود حل شد و ساختار الکترونی سیستم به دست آمد. برای مرزهای بین نقطه کوانتومی-لایه خیس و سد شرایط مرزی

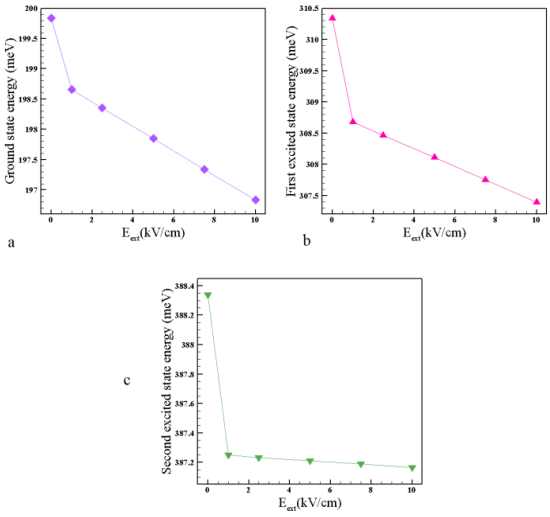
$$((1/m^*(r,z))\mathbf{n}.\vec{\nabla}f_l(r,z))_{InAs}=((1/m^*(r,z))\mathbf{n}.\vec{\nabla}f_l(r,z))_{GaAs}$$

و $\left(f_l(r,z)\right)_{InAs}=\left(f_l(r,z)\right)_{GaAs}$ اعمال شد که $\mathbf{n}$ بردار

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نرمال است. شرایط مرزی برای مرزهای خارجی مانند مرجع [۱] اعمال شده است. ناحیه شبیه سازی به المان های مثلثی تقسیم شد.

سه تراز اول الکترونی سیستم با اعمال میدان الکتریکی به دست آمد. شکل ۲ انرژی ترازهای پایه، برانگیخته اول و دوم را بر حسب میدان الکتریکی اعمال شده E_{ext} نشان می دهد. همانطور که در شکل ۲ دیده می شود با افزایش میدان الکتریکی، انرژی هر سه تراز کاهش می یابد.



شکل ۲: ترازهای انرژی a) پایه b) برانگیخته اول c) برانگیخته دوم سیستم بر حسب میدان الکتریکی E_{ext}.

اثر میدان الکتریکی بر خواص اپتیکی

برای بررسی خواص اپتیکی سیستم، فرض شد که سیستم با میدان الکترومغناطیسی پلاریزه در جهت x برانگیخته شود و گذار بین دو زیرنوار رسانش را القا کند. المان ماتریس ممان دوقطبی $\mu_{ij}=\left|\langle u_i|e\hat{x}|u_j\rangle\right|$ (e بار الکترون و u_i ویژه تابع زیرنوار iام) بطور عددی محاسبه شد که با توجه به آن $|1\rangle\leftrightarrow|2\rangle$ و $|2\rangle\leftrightarrow|3\rangle$ ($|1\rangle\leftrightarrow|3\rangle$)، گذارهای مجاز (ممنوع) دو قطبی الکتریکی هستند. پس شکل سه تراز از نوع آبشاری است. خواص اپتیکی سیستم در حضور میدان الکتریکی در برهم کنش با دو میدان لیزری به دست آمد. دو میدان در جهت x قطبیده شده اند و در جهت z انتشار می‌یابند. میدان اعمال شده به سیستم به صورت زیر است:

$$\mathbf{E}=\hat{x}\,E_p\exp(-i\omega_p t+i\mathbf{k}_p.\mathbf{r})+\hat{x}\,E_c\exp(-i\omega_c t+i\mathbf{k}_c.\mathbf{r})+c.c., \quad (۳)$$

که $E_{p,c}$ و $\mathbf{k}_{p,c}$ دامنه کندتغییر و بردار موج میدانها هستند. میدان کاوشگر پالسی ضعیف با فرکانس ω_p به گذار $|1\rangle\leftrightarrow|2\rangle$ و میدان کنترل پیوسته قوی با فرکانس ω_c به گذار $|2\rangle\leftrightarrow|3\rangle$ اعمال می شود. در تصویر برهمکنش با استفاده از تقریب موج چرخان و تقریب دوقطبی الکتریکی، هامیلتونی سیستم بصورت زیر نوشته می شود[۵]:

$$H=-\Delta_p|2\rangle\langle 2|-(\Delta_p+\Delta_c)|3\rangle\langle 3|-(\Omega_c|3\rangle\langle 2|+\Omega_p|2\rangle\langle 1|+H.c.), \quad (۴)$$

$\Delta_p=\omega_p-\omega_{21}$ و $\Delta_c=\omega_c-\omega_{32}$ ناکوکی میدان های کاوشگر و کنترل، ω_{21} و ω_{32} فرکانس گذار و $2\Omega_p=\frac{\mu_{21}E_p}{\hbar}$ و $2\Omega_c=\frac{\mu_{32}E_c}{\hbar}$ فرکانس رابی گذارهای $|2\rangle\leftrightarrow|1\rangle$ و $|3\rangle\leftrightarrow|2\rangle$ هستند. با استفاده از معادله شرودینگر وابسته به زمان و نوشتن معادلات حرکت برای دامنه احتمال توابع موج الکترونی و حل آنها مانند [۱]، پذیرفتاری خطی و غیرخطی میدان کاوشگر بدست می‌آید. جذب و پاشندگی خطی متناسب است با[۱]:

$$\mathrm{Im}(\chi^{(1)}(\omega_p))=\frac{N|\mu_{12}|^2}{2\varepsilon_0\hbar}\frac{\gamma_2(\Delta_p+\Delta_c)^2+\gamma_2\gamma_3^2+\gamma_3|\Omega_c|^2}{|B|^2}, \quad (۵)$$

$$\mathrm{Re}(\chi^{(1)}(\omega_p))=\frac{N|\mu_{12}|^2}{2\varepsilon_0\hbar}\frac{|\Omega_c|^2(\Delta_p+\Delta_c)-\Delta_p(\Delta_p+\Delta_c)^2-\Delta_p\gamma_3^2}{|B|^2}, \quad (۶)$$

جذب و پاشندگی غیرخطی مرتبه سوم متناسب است با:

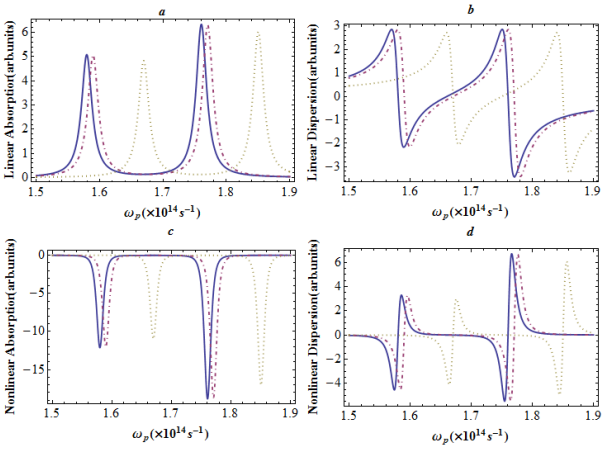
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\mathrm{Im}(\chi^{(3)}(\omega_p)) = -\frac{N|\mu_{12}|^4}{24\varepsilon_0\hbar^3}\times[|\Omega_c|^2+(\Delta_p+\Delta_c)^2+\gamma_3^2] \times\frac{[\gamma_2(\Delta_p+\Delta_c)^2+\gamma_2\gamma_3^2+\gamma_3|\Omega_c|^2]}{|B|^4}, \quad (۷)$$

$$\mathrm{Re}(\chi^{(3)}(\omega_p)) = -\frac{N|\mu_{12}|^4}{24\varepsilon_0\hbar^3}\times[|\Omega_c|^2+(\Delta_p+\Delta_c)^2+\gamma_3^2] \times\frac{[(\Delta_p+\Delta_c)|\Omega_c|^2-\Delta_p(\Delta_p+\Delta_c)^2-\Delta_p\gamma_3^2]}{|B|^4}. \quad (۸)$$

$B=|\Omega_c|^2-(i\gamma_3+\Delta_p+\Delta_c)(i\gamma_2+\Delta_p)$، γ_i آهنگ فروافت زیرنوار $|i\rangle$ و N چگالی الکترون است.

در نهایت خواص اپتیکی نقطه کوانتومی شبه نیم کروی-لایه خیس در حضور میدان الکتریکی E_{ext} بررسی شد. شکل ۳ جذب و پاشندگی خطی و غیر خطی مرتبه سوم پالس کاوشگر بر حسب فرکانس کاوشگر ω_p با اعمال مقادیر مختلف میدان الکتریکی را نشان می دهد. پارامترهای مورد استفاده در محاسبات عبارتند از:



شکل ۳: a) جذب، b) پاشندگی خطی، c) جذب و d) پاشندگی غیرخطی مرتبه سوم پالس کاوشگر بر حسب فرکانس کاوشگر ω_p با اعمال میدان الکتریکی $E_{ext}=10^3V/m$ (خط توپر) $E_{ext}=10^6V/m$ (خط-نقطه) $E_{ext}=10^7V/m$ (نقطه چین).

$N=3\times10^{22}m^{-3}$ ، $\Omega_c=9\times10^{12}s^{-1}$ ، $\gamma_2=\gamma_3=10^{12}s^{-1}$ و $\Delta_c=2\gamma_2$. با توجه به شکل۳ با افزایش میدان الکتریکی اعمال شده، جذب و پاشندگی خطی و غیرخطی مرتبه سوم پالس کاوشگر جابجایی آبی داردکه به دلیل افزایش انرژی گذار بین ترازهای۱و۲ است.

نتیجه‌گیری

ساختار الکترونی نقطه شبه نیم کروی با لایه خیس با اعمال میدان الکتریکی به روش المان محدود بدست آمد. در واقع نقطه کوانتومی با لایه خیس همراه است که باعث تغییر ساختار الکترونی آن می شود پس باید در محاسبات لایه خیس در نظر گرفته شود. طبق نتایج اعمال میدان الکتریکی باعث تغییر ساختار الکترونی سیستم می شود و با افزایش میدان الکتریکی انرژی ترازهای پایه، برانگیخته اول و دوم کاهش می یابد. همچنین نتایج مربوط به خواص اپتیکی سیستم در برهم کنش با دو میدان لیزری نشان می دهد که با افزایش میدان الکتریکی اعمال شده، جذب و پاشندگی خطی و غیرخطی مرتبه سوم پالس کاوشگر جابجایی آبی دارد که به دلیل افزایش انرژی گذار سیستم در اثر افزایش میدان الکتریکی می باشد.

مرجع‌ها

[1] M. Dezhkam, A. Zakery, “Electronic Properties of Hemispherical Quantum Dot/Wetting Layer with and without Hydrogenic Donor Impurity”, J. Phys. B, Vol. 443, pp. 70-75, 2014.

[2] B. M. Bhat, R. A. Zargar, “Effect of electric field and dot radius on the quantum state energies of an electron confined in a GaAs/$Ga_xAl_{1_x}As$ core shell quantum dot”, Computational Condensed Matter, Vol. 12, pp. 14-18, 2017.

[3] A. Chafai, I. Essaoudi, A. Ainane, F. Dujardin, R. Ahuja, “Hydrogenic donor in a CdSe/CdS quantum dot: Effect of electric field strength, nanodot shape and dielectric environment on the energy spectrum”, Phys. E, Vol. 104, pp. 29-35, 2018.

[4] M.Cristea, “Simultaneous effects of electric field, shallow donor impurity and geometric shape on the electronic states in ellipsoidal ZnS/CdSe core-shell quantum dots”, Phys. E, Vol. 103, pp. 300-306, 2018.

[5] W. Yan, T. Wang, X.M. Li, “Theoretical ultraslow bright and dark optical solitons in cascade-type GaAs/AlGaAs multiple quantum wells”, Opt. Commun., Vol. 285, pp. 3559–3562 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

معرفی یک مدولاتور جدید الکتروجذبی پربازده و غیرحساس به قطبش بر پایه گرافن

محمد نجفی حاجی‌ور، محمود حسینی فرزاد

بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز

چکیده – در این مقاله یک ساختار جدید برای از بین بردن حساسیت عملکرد مدولاتورهای گرافنی به قطبش نور فرودی معرفی شده است. این ساختار شامل یک موجبر مدفون شده با مقطع مربعی می‌باشد. هر کدام از دیواره‌های عمودی موجبر با یک لایه گرافن پوشیده شده است و در کف موجبر هم دو لایه گرافن وجود دارد. مدهای قطبشی مختلف برهم‌کنش یکسانی با لایه‌های گرافن دارند و بنابراین عملکرد مدولاتور برای هر دو مد تقریبا یکسان است. نتایج شبیه‌سازی برای عمق مدولاسیون برای دو مد TE و TM و اختلاف آنها به صورت تابعی از ابعاد موجبر آورده شده‌اند و نیز اتلاف ساختار برای دو مد، که می‌توان آن را بخشی از اتلاف ورودی مدولاتور در نظر گرفت، بر حسب ابعاد مورد بررسی قرار گرفته است. به علاوه عمق مدولاسیون میانگین و نیز اتلاف میانگین نیز بررسی شده‌اند که نتایج حاصل نشان می‌دهند ساختار پیشنهادی نشان دهنده یک مدولاتور غیر حساس به قطبش قابل توجه بر پایه گرافن می‌باشد.

کلید واژه‌ها: اتلاف، غیر حساس به قطبش، عمق مدولاسیون، مدولاتور گرافنی، موجبر مدفون شده

Introducing a new high-performance, polarization insensitive graphene-based modulator

Mohamad Najafi Hajivar*[1] and Mahmood Hosseini- Farzad[1]**

[1] Department of Physics, College of Science, Shiraz University

* m.najafi984@gmail.com
** hosseinif@shirazu.ac.ir

Abstract- In this paper, a new structure is proposed in order to eliminate the sensitivity of the graphene modulators to the incident light polarization. This structure consists of a square cross section buried waveguide. Each vertical wall of the waveguide is covered by a graphene layer and there are two graphene layers underneath the waveguide. Different polarization modes have the same interaction with graphene layers and so the modulator performance is almost the same for both modes. The simulation results for modulation depth of TE and TM modes and their differences, as a function of waveguide's dimension are presented, also, loss of the structure for two modes (which can be considered as a part of the insertion loss of the modulator) with respect to dimensions is investigated. Also, the average modulation depth and also average loss are also studied. The results show that the proposed structure demonstrate a remarkable polarization independent graphene-based modulator.

Keywords: Buried waveguide, Graphene modulator, Loss, Polarization insensitive, Modulation depth,

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

مدولاتورهای گرافنی معرفی شده علی رغم داشتن مزایایی چون سرعت بالا، توان مصرفی کم، سایز کوچک و عمق مدولاسیون زیاد، دارای یک نقص بسیار مهم هستند و آن وابستگی عملکرد این مدولاتورها به قطبش نور فرودی می‌باشد. بدین معنی که بسته به نوع قطبش نور فرودی، عمق مدولاسیون دستخوش تغییر می‌شود[۱]. از طرفی اتلاف ذاتی خود موجبر، که می توان آن را بخشی از اتلاف ورودی مدولاتور در نظر گرفت، نیز به قطبش نور بستگی دارد و مقدار آن برای دو قطبش عمود بر هم کاملا با هم متفاوت است[۲]. نتیجه وابستگی اخیر این است که با فرض یکسان بودن سهم دو قطبش در نور فرودی، به دلیل اتلاف متفاوت برای دو مد قطبش، سهم دو قطبش در نور مدوله شده یکسان نخواهد بود، و نور خروجی دارای قطبشی متفاوت از نور فرودی خواهد بود. علاوه بر این اتلاف بیشتر برای یک مولفه قطبش باعث می‌شود که اگر این مدولاتورهای رایج در یک ساختار اپتیک مجتمع به کار گرفته شوند، برای آشکارسازی مولفه با اتلاف بیشتر، باید توان بیشتری از آن را وارد مدولاتور کرد و این خود به معنی افزایش توان مصرفی کل می‌باشد. ساختار مدولاتورهای گرافنی رایج از یک موجبر مستطیلی تشکیل شده است که یک یا چند لایه گرافن بر روی یا زیر آن قرار گرفته است. با اتصال گرافن به الکترودهای فلزی مانند طلا، سیگنال الکتریکی از طریق این الکترودها به گرافن اعمال می‌شود[۳]. سیگنال الکتریکی اعمال شده به گرافن باعث تغییر چگالی حامل‌های بار در گرافن و در نتیجه تغییر پتانسیل شیمیایی آن می‌شود. با تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن قسمت حقیقی و موهومی گذردهی الکتریکی گرافن تغییر می‌کند. از آنجا موضوع اصلی این مقاله مدولاتور الکتروجذبی است، تغییرات قسمت موهومی گذردهی الکتریکی گرافن از اهمیت بیشتری برخوردار است. اگر پتانسیل شیمیایی گرافن را طوری تغییر دهیم که از نصف انرژی فوتون نور فرودی عبور کند، پدیده‌ای به نام انسداد پاولی رخ می‌دهد و باعث می‌شود که الکترون‌های موجود در نوار ظرفیت نتوانند فوتون‌های نور فرودی را جذب نمایند، که این به معنای کاهش جذب به میزان قابل توجهی و بنابراین کوک‌پذیری گرافن است[۳]. یکی از ویژگی‌های اصلی گرافن ناهمسانگرد بودن آن است به طوری که گذردهی الکتریکی آن در صفحه گرافن کاملا با همسان خود در جهت عمود بر صفحه گرافن تفاوت دارد[۴].

گذردهی الکتریکی گرافن

گذردهی در راستای صفحه را با $\varepsilon_{\parallel}$ و مولفه آن در راستای عمود بر صفحه را با $\varepsilon_{\perp}$ نمایش می‌دهیم[۴].

$$\varepsilon_{\parallel}(E_p,E_f)=\varepsilon'(E_p,E_f)+i\varepsilon''(E_p,E_f) \qquad (۱)$$

$$\varepsilon'(E_p,E_f)=1+\frac{e^2}{8\pi E_p\varepsilon_0 d}ln\left[\frac{(E_p+2|E_f|)^2+\Gamma^2}{(E_p-2|E_f|)^2+\Gamma^2}\right]-\frac{e^2}{\pi\varepsilon_0 d}\frac{|E_f|}{E_p^2+(1/\tau)^2} \qquad (۲)$$

$$\varepsilon''(E_p,E_f)=\frac{e^2}{84E_p\varepsilon_0 d}\left(1+\frac{1}{\tau}\left[tan^{-1}\left(\frac{E_p-2|E_f|}{\Gamma}\right)-tan{-}1Ep{+}2EfΓ{+}e2\pi\tau Ep\varepsilon 0\,d\,EfEp2{+}1\tau 2\right.\right. \qquad (۳)$$

همان‌طور که مشخص است، ε' قسمت حقیقی و ε'' قسمت موهومی گذردهی می‌باشند که با رهیافت کرامرز-کرونیگ به دست آمده‌اند که در آن‌ها E_p انرژی فوتون فرودی، E_f انرژی فرمی یا همان پتانسیل شیمیایی، d ضخامت لایه گرافن که معمولا آن را در عمل برابر $1\,nm$ اختیار می‌کنند، Γ پهن‌شدگی گذار بین نواری در طیف بازتابی گرافن است که مقدار آن برابر 110 mev (۱۱۰ میلی‌الکترون‌ولت) می‌باشد و $(1/\tau)$ نرخ پراکندگی حامل‌ها است که به خاطر تاثیر ناچیز آن روی ثابت دی‌الکتریک غالبا مقدار آن را برابر صفر قرار می‌دهند. لازم به ذکر است که در روابط بالا هم سهم گذارهای بین-نواری هم سهم گذارهای درون-نواری به حساب آمده است. معمولا مقدار $\varepsilon_{\perp}$ را برابر 2.5 در نظر می‌گیرند[۴].

موجبر مدفون شده با دو لایه گرافن در کف و یک لایه روی هر کدام ازدیواره‌های جانبی

در این مقاله یک ساختار جدید به منظور از کاهش حساسیت عملکرد مدولاتورهای گرافنی به قطبش معرفی شده است. در این ساختار یک موجبر مدفون شده با مقطع مربعی از جنس سیلیکون، که لایه‌های گرافن بر روی دیواره‌های جانبی و کف آن قرار داده شده‌اند، به عنوان مدولاتور مورد استفاده قرار

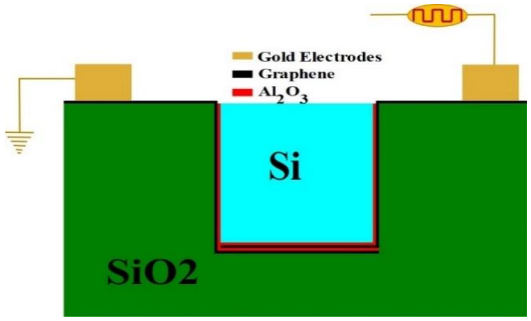
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

گرفته شده است. در عمل این ساختار بدین صورت ساخته می‌شود: ابتدا یک شیار مربعی با سایز مورد نظر در بستره، که در اینجا شیشه است، ایجاد می‌شود، سپس یک لایه گرافن بر روی کف و یکی از دیواره‌های جانبی نشانده می‌شود. در مرحله بعد یک لایه نازک با ضخامت چند نانومتر از یک ماده دی‌الکتریک مانند اکسید آلومینیوم بر روی گرافن نشانده می‌شود. مرحله بعدی شامل لایه‌نشانی گرافن بر روی کف شیار و دیواره جانبی دیگر آن و نیز نشاندن لایه نازک اکسید آلومینیوم بر روی آن می‌باشد. بنابراین بر روی هر یک از دیواره‌های جانبی یک لایه گرافن و بر روی کف شیار دو لایه گرافن قرار داده شده است. در نهایت شیار توسط یک ماده با ضریب شکست بیشتر از بستره پر می‌شود. می‌توان با قرار دادن دو الکترود بر روی لایه‌های گرافن، سیگنال الکتریکی مورد نظر را به گرافن اعمال کرد (شکل ۱). ساختار متقارن است و دو لایه گرافن عمودی و دو لایه گرافن افقی، موجبر را احاطه کرده‌اند (شکل ۱)، که مد قطبش TM با دو لایه گرافن برهم‌کنش می‌کند و مد قطبش TE نیز با دو لایه گرافن برهم‌کنش دارد. توجه داشته باشید که در شکل ۱، راستای انتشار، که عمود بر صفحه است، محور z اختیار شده است. تانسور دی‌الکتریک برای لایه‌های گرافن افقی به این صورت است[۵]:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \qquad (۴)$$

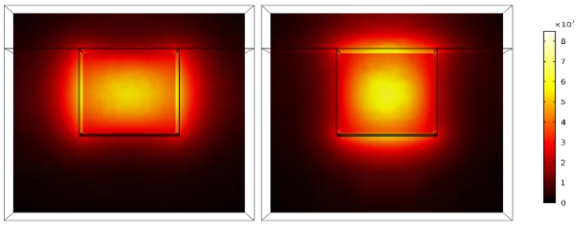
همچنین تانسور دی‌الکتریک برای لایه‌های گرافن عمودی به این شکل است[۵]:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \qquad (۵)$$

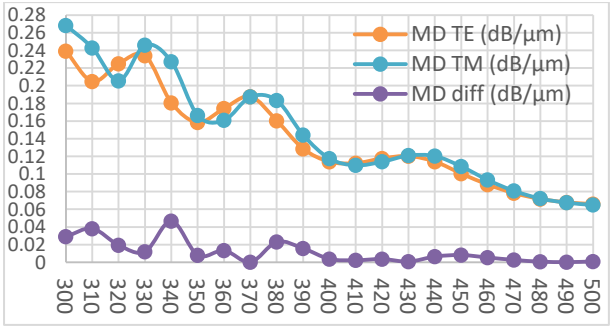


شکل ۱-نمای عرضی ساختار موجبر مدفون شده با لایه‌های گرافن بر روی دیواره‌های جانبی و کف آن به عنوان مدولاتور غیر حساس به قطبش

در شکل ۲ توزیع میدان را برای دو مد قطبشی TM و TE می توان مشاهده کرد. در این شکل می‌توان دید که شدت میدان برای مد TM بر روی کف موجبر تقریبا با شدت میدان برای مد TE بر روی دیواره‌های جانبی یکسان است.



شکل ۲- توزیع میدان در موجبر، مد TE سمت چپ و مد TM سمت راست (واحد میدان دلخواه است.)



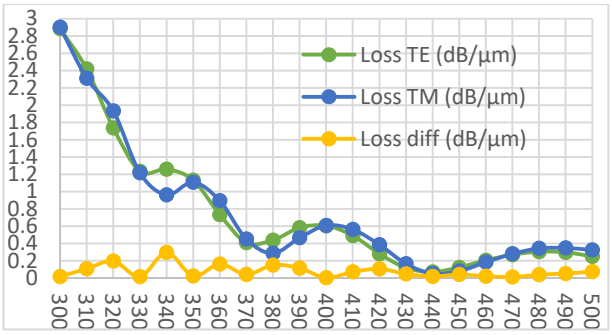
شکل ۳- نمودار عمق مدولاسیون برای دو قطبش مختلف بر حسب طول ضلع مقطع مربعی موجبر

نتایج شبیه‌سازی

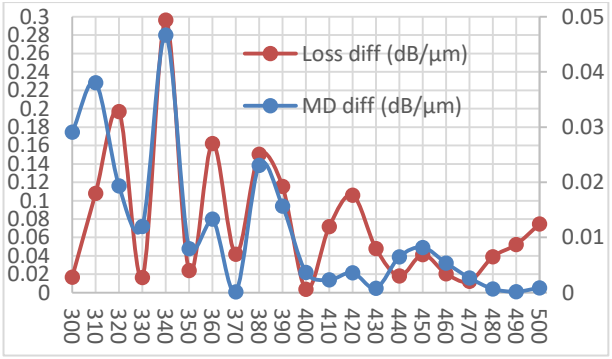
نتایج شبیه‌سازی برای این ساختار در شکل‌های ۳ تا ۶ آمده است. در شکل ۳ عمق مدولاسیون برای دو مد قطبش و اختلاف آن‌ها بر حسب طول ضلع مقطع مربعی موجبر آمده است. در این نمودار مشاهده می‌شود که عمق مدولاسیون برای هر دو مد قطبشی اختلاف چندانی با هم ندارند. در شکل ۴ نمودار اتلاف برای دو مد قطبش نور فرودی و اختلاف آن‌ها آورده شده است. این نمودار نشان‌دهنده آن است که اتلاف ذاتی موجبر نیز برای دو مد اختلاف کمی با هم دارند. در شکل ۵ اختلاف عمق مدولاسیون و اختلاف اتلاف به طور همزمان آورده شده است. نمودار شکل ۵ نشان می‌دهد که این ساختار کاملا با هدف این مقاله تناسب دارد، زیرا کمینه‌های نسبی هر دو کمیت به طرز جالبی کاملا بر هم منطبق شده‌اند. باید بین اتلاف میانگین و عمق مدولاسیون میانگین یک سازش برقرار کنیم، بدیهی است که ترجیح بر آن است که اولی باید کم باشد

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

و دومی باید زیاد باشد، تا توان مصرفی مدولاتور کمتر شود و همچنین سایز کلی مدولاتور نیز کوچک شود.

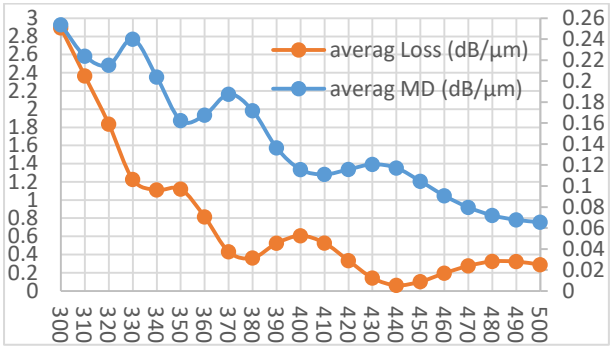


شکل ۴- نمودار اتلاف برای هر دو مد قطبش و اختلاف آن‌ها برحسب طول ضلع مقطع مربعی موجبر



شکل ۵- اختلاف عمق مدولاسیون و اختلاف اتلاف بر حسب طول ضلع موجبر مربعی، محور سمت راست مربوط به اختلاف اتلاف و محور سمت راست مربوط به اختلاف عمق مدولاسیون می باشد.

با رجوع به شکل ۵ می‌توان دید که این نقطه برای هر دو کمیت، یعنی اختلاف عمق مدولاسیون و اختلاف اتلاف، کمینه است، که به نظر می‌رسد که اختلاف عمق مدولاسیون به کمترین مقدار خود در بازه ۳۰۰ تا ۵۰۰ نانومتر برای طول ضلع موجبر رسیده است و اختلاف اتلاف نیز در این نقطه یک کمینه موضعی با در نمودار شکل ۶ میانگین اتلاف دو مد و میانگین عمق مدولاسیون دو مد قطبش به صورت همزمان آورده شده‌اند. این نمودار نشان می‌دهد که بیشینه‌های موضعی عمق مدولاسیون میانگین تقریبا با کمینه‌های موضعی اتلاف میانگین تلاقی دارند، با توجه به این نمودار انتخاب طول ضلع موجبر برابر با ۳۷۰ نانومتر به نظر می‌رسد انتخاب مناسبی باشد زیرا که هم عمق مدولاسیون میانگین بیشینه موضعی است و هم اتلاف تقریبا کمینه موضعی است. مقدار مناسب است. نکته مهم دیگری که می‌توان از نمودار شکل ۶ استخراج کرد این است که عمق مدولاسیون میانگین مقدار مناسبی دارد، به طوری که مثلا برای موجبری با طول ضلع ۳۷۰ نانومتر، این کمیت برابر $0.187\ dB/\mu m$ می‌باشد، که می‌توان در طول $16\ \mu m$ از موجبر به عمق مدولاسیون 3 dB دست پیدا کرد.



شکل ۶- اتلاف میانگین و عمق مدولاسیون میانگین به صورت تابعی از طول ضلع مقطع مربعی موجبر، محور سمت چپ مربوط به میانگین اتلاف و محور سمت راست مربوط به عمق مدولاسیون می باشد.

نتیجه‌گیری

نتایج شبیه‌سازی در این مقاله نشان می‌دهند که ساختار پیشنهادی حاضر یک گزینه بسیار مناسب برای طراحی و ساخت مدولاتورهای گرافنی غیرحساس به قطبش می‌باشد. به علاوه نتایج فوق نشان می‌دهند که با انتخاب سایز مناسب برای موجبر، می‌توان به عمق مدولاسیون نسبتا بالایی دست پیدا کرد که این خود باعث کاهش طول مدولاسیون به میزان قابل توجهی خواهد شد.

مرجع‌ها

[1] Hu, Xiao, and Jian Wang. "Design of graphene-based polarization-insensitive optical modulator." *Nanophononics* 7, no. 3 (2018): 651-658.

[2] Iizuka, Norio, Kei Kaneko, and Nobuo Suzuki. "Polarization dependent loss in III-nitride optical waveguides for telecommunication devices." *Journal of applied physics* 99, no. 9 (2006): 093107.

[3] Liu, Ming, Xiaobo Yin, Erick Ulin-Avila, Baisong Geng, Thomas Zentgraf, Long Ju, Feng Wang, and Xiang Zhang. "A graphene-based broadband optical modulator." *Nature* 474, no. 7349 (2011): 64.

[4] Kim, Jonghwan, Hyungmok Son, David J. Cho, Baisong Geng, Will Regan, Sufei Shi, Kwanpyo Kim, Alex Zettl, Yuen-Ron Shen, and Feng Wang. "Electrical control of optical plasmon resonance with graphene." *Nano letters* 12, no. 11 (2012): 5598-5602.

[5] Amin, Rubab, Zhizhen Ma, Rishi Maiti, Sikandar Khan, Jacob B. Khurgin, Hamed Dalir, and Volker J. Sorger. "Attojoule-efficient graphene optical modulators." *Applied Optics* 57, no. 18 (2018): D130-D140.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بازیابی تابع نقطه گستر(PSF) میکروسکوپ اپتیکی توسط تصویر برداری از اجسام بزرگ

مهدیه چرتاب جباری، امیر حسین برادران قاسمی، حمید لطیفی

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله تابع نقطه گستر PSF با استفاده از الگوریتم براورد بیشینه امید ریاضی در دو چیدمان اپتیکی مختلف و با استفاده از ذرات کروی در دو اندازه متفاوت بازیابی می‌شود. هدف در این آزمایش بررسی امکان براورد PSF یک سیستم تصویر برداری اپتیکی با استفاده از تصویر برداری از اجسامی است که اندازه آنها بسیار بزرگ‌تر از حد پراش رایلی در سیستم مورد نظر باشد. نشان خواهیم داد که حتی با وجود نویز در تصویر حاصل از جسمی با بزرگی بیش از دو برابر حد پراش اپتیکی، PSF سیستم قابل بازیابی است.

کلید واژه- تابع نقطه گستر، PSF، میکروسکوپ اپتیکی، الگوریتم براورد بیشینه امید ریاضی، ذرات پلی استایرن

Point Spread Function reconstruction of an optical microscope using large object imaging

Mahdieh Chartab Jabbari, Amir H. Baradaran Ghasemi, Hamid Latifi

Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, by using expectation–maximization for maximum likelihood estimation algorithm and by using spherical beads with two different sizes, the point spread function (PSF) is calculated in two different optical setups. The purpose of this experiment is to investigate the possibility of PSF reconstruction in an optical microscope through very large objects compared to that of the diffraction limit in the optical systems. We show that the PSF of an optical microscope can be estimated even through objects with size at least two times larger than the diffraction limit and with a noisy image.

Keywords: Point spread function, PSF, optical microscope, maximum likelihood estimation algorithm, Polystyrene beads

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در یک میکروسکوپ نوری در دست داشتن یک شیئ با کیفیت بالا تاثیر بسزایی در دریافت تصویری با کیفیت مطلوب خواهد داشت. با این وجود یک سیستم تصویربرداری متعارف حتی با داشتن اجزاء اپتیکی بی‌نقص، قادر به ایجاد تصویر ایده‌آل نخواهد بود. به دلیل وجود حد پراش اپتیکی، تصویر تولید شده توسط سیستم از یک جسم نقطه‌گونه هیچگاه نقطه نخواهد شد بلکه ابعاد آن پهن می‌گردد. لذا تصویر جسم همواره درجه‌ای از تاری و بهم ریختگی خواهد داشت. این فرایند تخریب در یک سیستم تصویربرداری توسط تابعی به نام تابع نقطه گستر PSF بیان می‌شود. در علم اپتیک، PSF تابعی است که پاسخ سیستم تصویربرداری به یک جسم نقطه‌ای (الگوی پراش نور از یک منبع نقطه‌ای) را توضیح می‌دهد و بعنوان معیاری از کیفیت سیستم در نظر گرفته می‌شود. در یک سیستم ایده‌آل، شکل PSF تابع ایری با پهنای بسیار کوچک است. در صورت معلوم بودن PSF سیستم تصویربرداری، تصویر حاصل از سیستم توسط عمل پیچش (Convolution) تابع نقطه گستر با تابع جسم بدست می‌آید. بنابراین با استخراج PSF سیستم و تصویر حاصل شده از جسم توسط سیستم، پروفایل شدت جسم با عمل واپیچش(Deconvolution) قابل محاسبه خواهد بود. لذا عمل واپیچش، فرایند تخریب در کیفیت تصویر را جبران می‌کند و تصویری با وضوح بیشتر بازیابی می‌گردد. بنابراین استخراجPSF یک سیستم تصویربرداری از اهمیت زیادی برخوردار است و روش‌های مختلفی برای اندازه‌گیری آن توسعه یافته‌اند [1]. چالش اصلی در استخراج PSF این است که جسم مورد استفاده باید نقطه‌ای باشد. لذا از آنجایی که جسم نقطه‌ای ابعادش از حد پراش بسیار کوچکتر می‌باشد لذا سیستم تصویربرداری توان تفکیک مناسب برای تشکیل تصویر واضح نخواهد داشت و مرزهای تصویر حاصل شده تار و غیر قابل تشخیص خواهد بود. از طرفی دیگر بدلیل کوچکی جسم نقطه‌ای تصویر ایجاد شده روی CCD سیستم، تعداد پیکسل‌های کمی را در بر می‌گیرد و عملا خطای زیادی در استخراج ابعاد تصویر بوجود می‌آید. روش‌های سنجش PSF معمولا به دو دسته غیر آگاهانه (Blind) و آگاهانه (Non-Blind) طبقه‌بندی می‌شوند [۲و۳]. در روش آگاهانه جهت عمل واپیچش و بازیابی PSF از تصویر یک جسم از پیش طراحی شده استفاده می‌شود. به عنوان مثال جسم مفروض می‌تواند از یک صفحه شطرنجی با لبه‌های مشخص و تباین زیاد آماده شود. همچنین در این روش می‌تواند از یک روزنه بسیار کوچک روی منبع نوری بعنوان جسم نقطه‌ای جهت استخراج PSF استفاده شود. ولی در روش غیر-آگاهانه جسم مورد استفاده جهت بازیابی PSF سیستم کاملا اختیاری است و معمولا از ناحیه‌ای اختیاری از تصویر جسم برای عمل واپیچش استفاده می‌گردد. از مزیت‌های این روش می‌تواند به کوتاه بودن زمان اجرای الگوریتم محاسباتی توسط رایانه اشاره گردد. ولی این روش تنها برای تصاویری با سیگنال به نویز بالا مناسب است و تخمین PSF، حساسیت بالایی نسبت به خطای آزمایش خواهد داشت [۲] . یکی از روش‌های مطرح برای انجام عمل واپیچش روشی تکرار شونده به نام الگوریتم برآورد بیشینه درست‌نمایی با بیشینه‌سازی امید ریاضی می‌باشد، بصورتی که در هر بار تکرار تصویر بازیابی شده بهبود می‌یابد[۴و۳]. هدف پژوهش حاضر محاسبه دقیق PSF در یک میکروسکوپ نوری با بزرگ‌نمایی زیاد توسط روش آگاهانه می‌باشد. محاسبه عمل واپیچش در آن توسط برآورد بیشینه امید ریاضی در پردازش تصویر انجام می‌گردد. در این مقاله تلاش شده است که از تصویر ذرات کروی نقطه‌گونه با قطر مشخص در الگوریتم برآورد بیشینه امید ریاضی برای محاسبه PSF استفاده شود. این امر باعث می‌گردد که حدس اولیه معتبرتری برای حل الگوریتم براورد بیشینه امید ریاضی در نظر گرفته شود. در ادامه بعد از بیان الگوریتم محاسباتی عمل واپیچش، به دو چیدمان اپتیکی مناسب برای سیستم تصویربرداری

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

پرداخته می‌شود. سپس نتایج حاصل در استخراج PSF آنها، بیان می‌گردند.

تئوری

الگوریتم برآورد بیشینه امید ریاضی یک روش تکرارشونده است که به دنبال یافتن برآوردی با بیشترین درست نمایی برای یک توزیع پارامتری است. با استفاده از این الگوریتم و عمل واپیچش، تابع نقطه گستری که سیستم تصویربرداری برای ایجاد تصویر بر روی جسم اعمال می‌کند، قابل بازیابی می‌شود [۴]. در یک سیستم میکروسکوپی، اگر جسمی که از آن تصویر برداری می‌شود، نقطه‌ای باشد، معادله زیر برای تصویر حاصل، مطرح می‌باشد،

$$h_m(r) = p(r) \otimes h_o(r) \qquad (۱)$$

بدین صورت که p تابع جسم نقطه‌ای، h_o تابع نقطه گستر و h_m تصویر حاصل از جسم نقطه‌ای است. با پیاده سازی الگوریتم بیشینه سازی امید ریاضی برای p(r) و همچنین معادله (۲) برآورد دقیقی از تابع نقطه گستر یک سیستم تصویربرداری بدست می‌آید،

$$h_{o,k+1}(x) = h_{o,k}(x)\int[\frac{p(x.y)}{\int(p(y-x)h_{o,k}(x)+b)dx}]h_m(y)dy \qquad (۲)$$

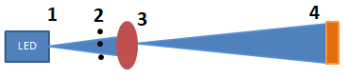
بطوریکه، $h_{o,k}$ تابع نقطه گستر تخمین‌زده شده kام برای سیستم تصویربرداری است. همچنین x و y بترتیب مختصات صفحه جسم و تصویر می‌باشند و b میانگین شدت پس‌زمینه است [۳].

روش انجام آزمایش

در چیدمان اپتیکی شکل(۱)، نور ناهمدوس با استفاده از یک منبع نور هالوژن به یک شیئ ۱۰۰x–oil با روزنه عددی (NA) برابر با ۱,۲۵ تابانده می‌شود. بعد از شیئ یک عدسی نازک با فاصله کنونی ۷,۵cm و با NA برابر با ۰,۵ و در فاصله ۷cm از آبجکتیو، قرار داده می‌شود. تصویر نمونه توسط یک CCD و یک عدسی مرکب با فاصله کانونی برابر با ۳,۵cm ذخیره می‌گردد. فاصله کاری عدسی مرکب برابر با ۲۰cm و F/# آن تا ۱,۴ قابل تغییر می‌باشد. بزرگنمایی حاصل از این چیدمان ۳۳۴۳ بدست‌آمد. در چیدمان اپتیکی شکل(۲) از یک عدد میکروسکوپ تجاری استفاده شده است. شیئ مورد استفاده در چیدمان شکل(۱) در این آزمایش نیز استفاده می‌شود. همچنین از یک CMOS با توانایی تصویربرداری ۱۸ مگاپیکسل برای ذخیره تصویر حاصل از این میکروسکوپ استفاده شد. بزرگنمایی حاصل ۱۹۳۷ بدست آمد.



شکل (۱) چیدمان اپتیکی اول. ۱: منبع نوری، ۲: نمونه، ۳: شیئ، ۴: عدسی اول، ۵: عدسی دوم، ۶: CCD



شکل (۲) چیدمان اپتیکی دوم. ۱ منبع نوری، ۲ نمونه، ۳: شیئ، ۴ گیرنده نوری

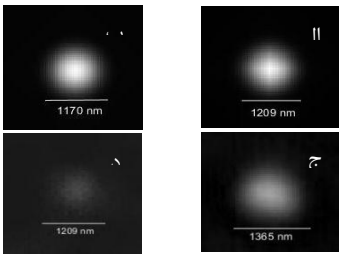
در این آزمایش از کره‌های پلی استایرن به عنوان جسم نقطه‌گونه در دو اندازه ۱۰۰۰ نانومتر و ۳۸۲ نانومتر استفاده شده است. با در نظر داشتن اندازه پیکسل‌ها برای هر کدام از عناصر معادله، یعنی p و $h_{o,k}$، پروفایل شدت مربوطه به دست می‌آیند. حل معادله فوق به روش تکرار انجام می‌گیرد. برای شروع محاسبات $h_{o,k}$ اولیه با استفاده تابع حد پراش رایلی محاسبه می‌گردد. بنابراین با استفاده از تصاویر تجربی حاصل از ذرات کروی و به کمک انتگرال حاصل از روش بیشینه سازی امید ریاضی، PSF چیدمان اپتیکی محاسبه می‌شود.

نتایج

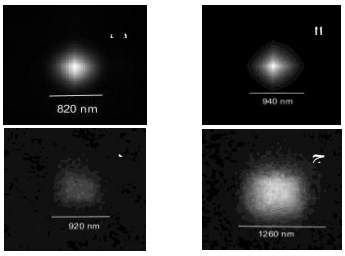
پروفایل‌های شدت تابع نقطه گستر و تصاویر گرفته شده بترتیب برای چیدمان شکل‌های(۱) و (۲) با استفاده از دو نوع جسم کروی در شکل‌های (۳) و (۴) قابل مشاهده هستند. همچنین در شکل (۵) پروفایل شدت در امتداد خط گذرنده از وسط تصاویر شکل‌های (۳) و (۴) رسم شده‌اند. با مقایسه تصاویر شکل ۳(ج و د) و همچنین شکل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۴(ج و د) مشخص است که با بزرگ شدن اجسام هر چند که همچنان اجسام نقطه‌گونه به حساب می‌آیند ولی اندازه تصاویر آنها نیز بزرگ می‌شوند.

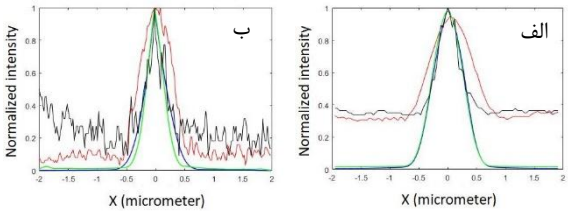


شکل (۳) PSF اندازه‌گیری شده برای چیدمان شکل(۱) با ذرات پلی استایرن در اندازه های (الف) ۱۰۰۰nmو (ب) ۳۸۲nm. تصاویر گرفته شده از ذرات پلی استایرن (ج) ۱۰۰۰nmو (د) ۳۸۲nm توسط چیدمان شکل(۱)



شکل (۴) PSF اندازه‌گیری شده برای چیدمان شکل(۲) با ذرات در اندازه های (الف) ۱۰۰۰nm و (ب) ۳۸۲nm. تصاویر گرفته شده از ذرات (ج) ۱۰۰۰ nmو (د) ۳۸۲nm توسط چیدمان شکل(۲)

لذا با اطمینان نمی‌توان گفت چه اندازه‌ای از جسم نقطه‌گونه برای تخمین مستقیم PSF برای یک میکروسکوپ مناسب است. ولی همانطور که در شکل ۳(الف و ب) و همچنین ۴(الف و ب) مشاهده می‌شود با پیاده‌سازی الگوریتم بازیابی تابع نقطه گستر روی دو اندازه ذکر شده از جسم نقطه‌گونه حتی در ابعاد بزرگ‌تر (بیش از دو برابر حد پراش) مربوط به میکروسکوپ‌ها، به یک جواب مشخص برایPSF هر یک از میکروسکوپ‌ها می‌رسیم. نکته مهم اینکه حتی اگر نویز در تصاویر حاصل از سیستم میکروسکوپی موجود باشد (رنگ‌های سیاه و قرمز در شکل۵)، با پیاده سازی این الگوریتم امکان بازیابیPSF سیستم همچنان امکان‌پذیر است، (رنگ‌های سبز و آبی در شکل (۵) که تقریبا با خطای قابل قبول روی هم افتاده‌اند). پهنا در نصف بیشینه تابع نقطه گستر در چیدمان‌های شکل (۱) و (۲) به ترتیب ۸۳۳nm و ۴۴۴nm محاسبه می‌شوند.



شکل (۵) شدت پروفایل‌های PSF الف) در امتداد خط گذرنده از میانه شکل (۳) و ب) در امتداد خط گذرنده از میانه شکل (۴). در هر دو تصویر منحنی آبی، PSF حاصل از کره ۱۰۰۰nmو منحنی سبز، PSF حاصل از کره ۳۸۲nm و منحنی قرمز، تصویر کره ۱۰۰۰nmو همچنین منحنی سیاه، تصویر کره ۳۸۲nm می‌باشند.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش بطور تجربی با تصویربرداری از کره‌های هم اندازه در دو اندازه ۳۸۲nm (حدود حد پراش رایلی) و ۱۰۰۰nm نانومتر (بیش از دو برابر حد پراش) به بازیابی PSF یک میکروسکوپ آزمایشگاهی و یک میکروسکوپ تجاری توسط حل عددی معادله واپیچش بروش الگوریتم برآورد بیشینه امید ریاضی، پرداخته شد. نتیجه مهم اینکه با استفاده از این روش حتی با تصویربرداری از اجسام خیلی بزرگتر از حد پراش سیستم اپتیکی، PSF سیستم قابل بازیابی می‌باشد.

سپاس‌گزاری

این پژوهش بر اساس قرارداد شماره ۱۳پ ۹۵ توسط ستاد توسعه علوم و فناوری‌های شناختی ایران مورد حمایت قرار گرفته است.

مرجع‌ها

[1]Cole, Richard W., Tushare Jinadasa, and Claire M. Brown. "Measuring and interpreting point spread functions to determine confocal microscope resolution and ensure quality control." *Nature protocols* 6.12 (2011): 1929.

[2] van Kempen, Geert MP, et al. "Comparing maximum likelihood estimation and constrained Tikhonov-Miller restoration." *IEEE Engineering in Medicine and Biology Magazine* 15.1 (1996) 76-83.

[۳] Yoo, H., I. Song, and D-G. GWEON. "Measurement and restoration of the point spread function of fluorescence confocal microscopy." Journal of microscopy 221.3 (2006) 172-176.

[۴] Markham, Joanne, and José-Angel Conchello. "Fast maximum-likelihood image-restoration algorithms for three-dimensional fluorescence microscopy." *JOSA A* 18.5 (2001): 1062-1071.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

کاهش تاثیر توزیع حرارتی روی بازده تولید هماهنگ دوم در داخل کریستال MgO:PPLN با استفاده از طراحی کریستال با دوره تناوب بطور پیوسته متغیر

حمید امراللهی، آتوسا سادات عربانیان، رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

چکیده – در این مقاله با حل معادلات جفت شده انتشار امواج غیر خطی و معادله گرما، اثرات توزیع حرارتی و همچنین اثرات پروفایل گوسی بر روی بازده تولید هماهنگ دوم توسط لیزر پیوسته با طول موج ۱۰۶۴نانومتر داخل کریستال های شبه تطبیق فازی متناوبا قطبیده MgO:PPLN برر سی شده و اثبات می شود که به ازای توان های فرودی بالای ۱۰وات، توزیع نا متقارن حرارتی در طول کریستال منجر به عدم تطابق فازی و کاهش قابل ملاحظه بازده هارمونیک دوم خواهد شد. روش پیشنهادی برای بالا بردن بازده هماهنگ دوم و کاهش اثر توزیع حرارتی، استفاده از دوره ی تناوب متغیر در طول کریستال می باشد که با استفاده از این روش میتوان تاثیر توزیع حرارتی را به حداقل رسانده و بازده هماهنگ دوم، نزدیک به مقداری باشد که تاثیرات توزیع حرارتی صرف نظر شده است.

کلید واژه- تولید هارمونیک دوم، شبه تطبیق فازی، پرتو گوسی، توزیع حرارتی، دوره تناوب بطور پیوسته متغیر.

Reducing the effect of thermal distribution on the second harmonic generation efficiency inside a MgO:PPLN crystal using a design of crystal with continuously variable period

Hamid Amrollahi, Atoosa Sadat Arabanian, and Reza Massudi

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran

Abstract- In this paper, by solving coupled equations of nonlinear propagation of waves and heat equation, the effects of thermal distribution and also the effects of Gaussian profiles on the second harmonic generation efficiency by continuous laser with a wavelength of 1064 nm inside a periodically poled quasi phase-mached MgO:PPLN crystal has been investigated and it has been proved that for the incident powers above 10 watts, the asymmetric thermal distributions along the crystal will result a phase mismatching and a significant reduction in the second harmonic efficiency. The proposed method for increasing the second harmonic efficiency and reducing the thermal distribution effect is the use of the continuously varying period along the crystal so that which by this method one can minimize the effect of thermal distribution and enhance the second harmonic efficiency is close to the value that the effects of thermal distribution has been discarded.

Keywords: Second Harmonic Generation, Quasi Phase Matching, Gaussian Beam, Thermal Distribution, continuously variable period.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

لیزرهای پیوسته ی توان بالا در محدوده ی طول موجی مرئی، کاربرد های فراوانی در حوزه نمایشگر های لیزری، طیف سنجی، پردازش مواد، تحقیقات زیست شناسی، جراحیهای لیزری [۱] و منابع دمش برای لیزر های تیتانیوم سفایر [۲]، لیزرهای رنگینه و یا نوسانگر های پارامتریک نوری[۳] دارند. تبدیل غیرخطی فرکانس لیزری به خصوص تولید هماهنگ دوم از لیزرهای فروسرخ نزدیک با استفاده از بلورهای غیرخطی، رایج ترین روش برای دستیابی به محدوده طول موج مرئی بوده است و باعث گسترش منابع نور همدوس به محدوده های طیفی ای میشود که با استفاده از لیزرهای متداول قابل دستیابی نیست. آرایش تولید هماهنگ دوم تک گذر خارجی، آسان ترین روش تولید هماهنگ دوم است. در این آرایش پرتوی لیزر مستقیماً به بلور تابانده میشود. برای لیزرهای پیوسته به علت کوچک بودن ضریب غیرخطی مرتبه دوم بلورهای غیرخطی، بازده تبدیل هماهنگ دوم ناچیز است با این وجود با گسترش تکنولوژی ساخت بلورهای متناوبا قطبیده با ضریب غیر خطی بالا و استفاده از روش شبه تطبیق فازی، امکان تولید هماهنگ دوم با بازده بالا برای لیزرهای پیوسته توسط آرایش تک گذر از این کریستالها فراهم شده است. مشکلی که در این سیستم ها وجود دارد این است که توان تولیدی هماهنگ دوم توسط بلورهای متناوباً قطبیده، اغلب با جذب سبز و گرم شدن کریستال و همچنین پدیده ی فوتوشکست محدود می شود. اخیرا شبیه سازی آرایش های مختلف کوره برای کاهش اثرات جذب نور سبز و کم شدن تاثیرات گرما در توان های بالا، و افزایش بازده تولید هماهنگ دوم، انجام شده است که به جای استفاده از کوره های متداول، فرض شده ا ست که سطح پایینی کریستال با کوره در تماس است و سطح بالای کریستال با هوا تبادل گرما میکند و با انتقال گرمای کریستال به محیط بیرون، بازده هماهنگ دوم مقداری افزایش پیدا کند. ولی از معایب این کار کاهش کیفیت باریکه خروجی میباشد. زیرا توزیع حرارتی در عرض کریستال متفاوت بوده و پروفایل عرضی هماهنگ دوم تولیدی تغییر می یابد. در این مقاله با پیشنهاد طراحی خاصی از این نوع کریستالها، با تغییر پیوسته دوره تناوب، نشان داده می شود که می توان اثر توزیع حرارتی را کاهش و بازده هماهنگ دوم را افزایش داده و اثبات می شود که می توان بدون کاهش کیفیت باریکه به مقدار بازده بدون در نظر گرفتن تاثیر توزیع حرارتی، دست یافت.

معادلات و تئوری

کریستال های فروالکتریک ضریب غیر خطی بالاتری نسبت به کریستال های دو شکستی دارند ولی به علت جذب بالای نور مرئی، امکان آسیب کریستال در توان های بالا وجود دارد. ضریب جذب برای نور سبز در کریستال MgO:PPLT برابر با $۱,۵۷\ m^{-1}$ و برای طول موج ۱۰۶۴ نانومتر برابر $۰,۱۷\ m^{-1}$ است [۴]. برای تعیین بازده تولید هارمونیک دوم، معادلات جفت شده(۱) با در نظر گرفتن جملات مربوط به جذب خطی میدان ها حل می شود تا تغییرات دامنه میدان های اصلی و هارمونیک دوم طی انتشار در طول کریستال بدست آید[۴].

$$\frac{dE_f}{dz} = i\,\frac{2d_z\omega_f}{n_f(T)c}E_S E_f^{*}\times\exp(-i\,\Delta k(T)\times z)-\frac{1}{2}\alpha_f E_f \qquad (۱)$$
$$\frac{dE_s}{dz} = i\,\frac{2d_z\omega_s}{n_s(T)c}E_f^{\,2}\times\exp(i\,\Delta k(T)\times z)-\frac{1}{2}\alpha_s E_s$$

که در آن ضرایب $E_{f,s}$ و $n_{f,s}(T)$ و $\alpha_{f,s}$ به ترتیب دامنه های میدان، ضرایب شکست متغیر با دما و ضرایب جذب امواج اصلی و هارمونیک دوم می باشد. در کریستال های شبه تطبیق فازی مقدار ضریب غیر خطی d_z برابر با :

$$d_z = d_{eff}\,sign[\cos(2\pi z/\Lambda)] \qquad (۲)$$

همچنین عدم تطبیق فازی Δk برابر است با :

$$\Delta k(T) = 2\pi\left(\frac{2n_f(T)}{\lambda_f}-\frac{n_s(T)}{\lambda_s}-\frac{1}{\Lambda}\right) \qquad (۳)$$

است که در آن Λ دوره تناوب کریستال شبه تطبیق فازی (QPM) می‌باشد. با توجه به وابستگی ضرایب شکست و در نتیجه تطبیق فازی Δk به دما، تغییرات دامنه میدان ها در طول کریستال به تغییرات دما وابسته می‌باشد. بنابراین معادله حرارت (۴) برای بدست آوردن توزیع دمایی در طول کریستال بصورت جفت شده با معادلات

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

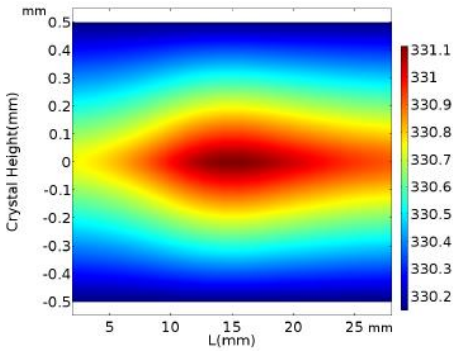
(۱) باید حل شوند، تا تغییرات دامنه میدان های اصلی و هارمونیک دوم با درنظر گرفتن توزیع حرارتی داخل کریستال بدست آیند.

$$\nabla^2 T(r) = Q(r)/K$$
$$Q(r) = -\frac{2C\varepsilon_0}{K}(\alpha_f n_f |E_f(r)|^2 + \alpha_s n_s |E_s(r)|^2) \quad (۴)$$
$$-K\left.\frac{\partial T(x,y,z)}{\partial z}\right|_{z=0} = h[T(x,y,z=0) - T_0]$$

در معادله فوق پارامتر های C و K و h به ترتیب ضریب گرمایی ویژه، ضریب رسانش حرارتی، و ضریب همرفتی هستند.

نتایج شبیه سازی

ابتدا با حل معادلات جفت شده انتشار امواج غیر خطی و معادله گرما، توسط نرم افزار کامسول، اثرات توزیع حرارتی بر روی بازده تولید هماهنگ دوم برای لیزر پیوسته فرودی یا پروفایل گوسی با طول موج ۱۰۶۴نانومتر داخل کریستال های شبه تطبیق فازی متناوبا قطبیده MgO:PPLN بررسی می شود. شکل ۱ توزیع حرارتی در طول کریستال را به ازای توان فرودی ۳۰ وات نشان می دهد.



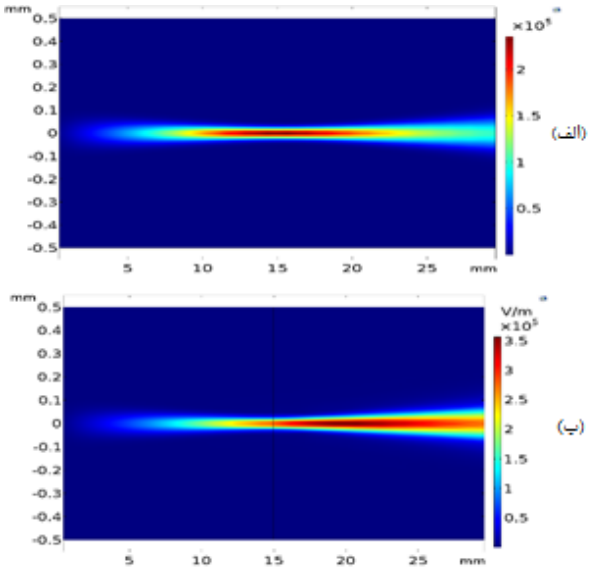
شکل۱:توزیع حرارتی داخل کریستال PPLN به ازای توان فرودی ۳۰ وات

به علت اینکه ابتدای کریستال از مکان کانونی موج فرودی دور بوده و تولید هماهنگ دوم کم است دمای ابتدای کریستال از دمای تطبیق فازی تفاوت چندانی ندارد. در صورتی که با رشد توان هماهنگ دوم هر چه به سمت انتهای کریستال حرکت میکنیم دمای کریستال از تطبیق فازی بیشتر فاصله میگیرد. به عنوان طرح ابتدایی کریستال با دو نیمه با دوره تناوب متفاوت مطابق شکل ۲ را شبیه سازی می کنیم. دوره تناوب کریستال در نیمه دوم آن بر اساس دمای بدست آمده در مرکز کریستال حاصل از حل معادلات جفت شده انتشار و گرما به ازای دوره تناوب نیمه اول محاسبه میشود. نیمه اول کریستال دارای دوره تناوب برابر با Λ=6.98um معادل با دمای تطبیق فازی بدون تاثیرات حرارتی برابر با ۵۷ درجه سانتی گراد می باشد، با این فرض در مرکز کریستال دمای تطبیق فازی حدود ۱درجه تغییر میکند. به ازای این دما دوره تناوب بهینه کریستال برای نیمه دوم برابر با Λ = 7um در نظر گرفته می شود. سپس معادلات جفت شده انتشار و گرما برای این آرایش جدید با دو دوره تناوب متفاوت، مجددا حل شده تا توزیع میدان هماهنگ دوم بدست آید. شکل ۳ توزیع دامنه میدان هماهنگ دوم داخل کریستال MgO:PPLN را برای الف) یک دوره تناوب ثابت در طول کریستال و ب) دو دوره تناوب متفاوت در دو نیمه کریستال نشان

میدهد. همان طور که مشاهده میشود در شکل ب تولید هماهنگ دوم در انتهای کریستال بواسطه تاثیر توزیع حرارتی کاهش پیدا نکرده است. بازده هماهنگ دوم در این روش ۲ برابر بیشتر از زمانی است که مقدار دوره تناوب در طول کریستال ثابت است(شکل الف).



شکل ۲: شمایی از کریستال شبیه سازی شده با دو نیمه با دوره تناوب متفاوت

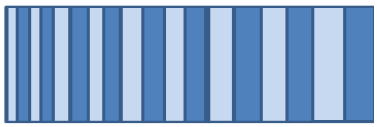


شکل ۳: توزیع دامنه میدان هماهنگ دوم برای الف) یک دوره تناوب ثابت در طول کریستال وب) دو دوره تناوب متفاوت در دو نیمه کریستال

محا سبات نـشان می دهد که هر چه تعداد تغییرات دوره تناوب در طول کریستال افزایش پیدا کند، بازده هماهنگ دوم میتواند بیشـتر شـده و به مقدار بدون تاثیرات حرارتی نزدیک تر شـود. بنابراین میتوان کریسـتال را به جای دو بخش به بخش های بیشـتری با دوره تناوب های متفاوت تقسـیم کرد در این شرایط میتوان کریستالی با دوره تناوب به طور پیو سته متغیر در طول کریستال ساخت. شکل ۴ شمایی از یک کریستال با دوره تناوب متغیر را نشان میدهد که دوره آن به صورت پیوسته

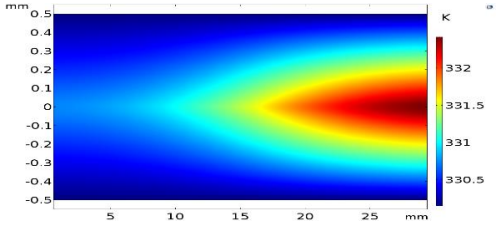
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

خطی از ابتدا تا انتهای کریســـتال بزرگتر میشـــود. (چنین کریستال هایی بطور تجاری در دسترس هستند).



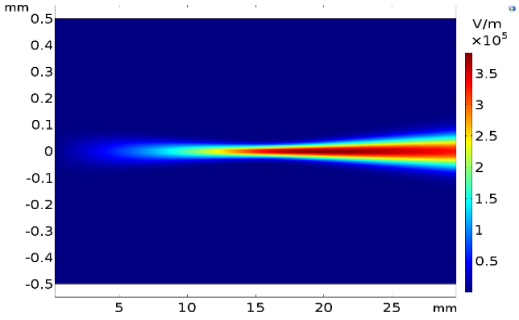
شکل ۴: شمایی از کریستال شبیه سازی شده با دوره تناوب بطور پیوسته متغیر.

برای چنین آرایشی سوال اساسی این است که مقدار دوره تناوب کمینه و بیشینه به ترتیب در ابتدا و انتهای کریستال چه مقدار باشد تا بیشترین بازده تولید هماهنگ دوم بدست آید. بر خلاف حالت قبل که در آنجا دوره تناوب کریستال برای نیمه دوم با توجه به دمای وسط کریستال (که پس از آن افت بازده را داشتیم) بدست می آمد. در اینجا دوره تناوب در دو انتهای کریستال طوری تعیین می شود که دامنه میدان هماهنگ دوم، مشابه با حالت بدون تاثیر توزیع حرارتی بوده و تا انتهای کریستال افزایش یابد. بنابراین برای بدست آوردن این دوره های تناوب، ابتدا معادلات امواج پایه و هماهنگ دوم بدون در نظر گرفتن تاثیر گرما در کریستال MgO:PPLNحل شده و سپس با در نظر گرفتن جذب این میدان ها دمای ابتدا و انتهای کریستال با استفاده از معادله گرما به ترتیب برابر ۳۳۰/۱۵ کلوین (دمای تطبیق فازی) و ۳۳۲/۴۷ کلوین بدست آمده است (شکل ۵)



شکل ۵: توزیع حرارتی داخل کریستال به ازای توان فرودی ۳۰ وات بدون نظر گرفتن تاثیر توزیع حرارتی بر دامنه های میدان

سپس دوره تناوب معادل این دو دما محاسبه شده و به عنوان دوره تناوب در ابتدا و انتهای کریستال در نظر گرفته میشود. در نتیجه مقدار تناوب ابتدای کریستال برابر با ۶/۹۸ میکرومتر و در انتهای کریستال برابر با ۷/۰۶ میباشد و در طول کریستال این تناوب به طور پیوسته خطی تغییر پیدا میکند. سپس معادلات جفت شده انتشار و گرما مجددا برای کریستال با آرایش جدید با دوره تناوب بطور پیوسته متغیر فوق حل میشوند. شکل ۶، توزیع دامنه میدان هماهنگ دوم داخل کریستال MgO:PPLN با دوره تناوب بطور پیوسته متغیر را نشان می دهد. همانطور که دیده می شود با این آرایش پیشنهادی کاهش دامنه میدان در انتهای کریستال بسیار ناچیز بوده و نزدیک به حالتی است که تاثیر توزیع حرارتی در نظر گرفته نمی شد.



شکل ۶: توزیع دامنه میدان هماهنگ دوم داخل کریستال MgO:PPLN با دوره تناوب بطور پیوسته متغیر

نتیجه گیری

با حل معادلات جفت شده انتشار امواج غیر خطی و معادله گرما، اثرات توزیع حرارتی و همچنین اثرات پروفایل گوسی بر روی بازده تولید هماهنگ دوم توسطط لیزر پیوسته با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر داخل کریستال های شبه تطبیق فازی متناوبا قطبیده MgO:PPLN بررسی شد و مشاهده شد که به ازای توان های فرودی بالای ۱۰وات، توزیع نا متقارن حرارتی در طول کریستال منجر به عدم تطبیق فازی و کاهش قابل ملاحظه بازده هارمونیک دوم خواهد شد. روش پیشنهادی برای بالا بردن بازده هماهنگ دوم با وجود اثرات گرما استفاده از دوره ی تناوب متفاوت در طول کریستال میباشد که با استفاده از این روش میتوان تاثیر توزیع حرارتی را به حداقل رسانده و بازده هماهنگ دوم، نزدیک به مقداری باشد که تاثیرات توزیع حرارتی صرف نظر شده است.

مراجع

[1] SADICK, NEiL S.; WEISS, RoBERT. The utilization of a new yellow light laser (578 nm) for the treatment of class I red telangiectasia of the lower extremities", Dermatol Surg. 28(1):21-5 (2002).

[2] S. C. Kumar, G. K. Samanta, K. Devi, S. Sanguinetti, and M. Ebrahim-Zadeh, "Single-frequency, high-power, continuous-wave fiber-laserpumped Ti:sapphire laser," Vol. 51, Issue 1, pp. 15-20 (2012).

[3] G. K. Samanta, S. C. Kumar, R. Das, and M. EbrahimZadeh,"Continuous-wave optical parametric oscillator pumped by a fiber laser green source at 532 nm," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 15, pp. 2255–2257 (2009).

[4] Louchev, Oleg A., et al. "Thermal inhibition of highpower second-harmonic generation in periodically poled LiNbO3 and LiTaO3 crystals." *Applied Physics Letters* 87.13 ,131101 (2005).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تغییرات فشردگی زمانی تپ استوکس بازگشتی از پراکندگی القایی بریلوئن در حضور نانو ذرات نقره

محمد جابری[۱،۲،*]، سیده مولود داوودی[۳]، اکبرنظری گلشن[۳]، محمد رضا جعفری میلانی[۱و۲]
[۱]تهران انتهای کارگر شمالی پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای
[۲]تهران انتهای کارگر شمالی پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده پلاسما فوتونیک و فنآوری های کوانتومی
[۳]تهران دانشگاه شاهد، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده - در این مقاله اثر حضور نانوذرات نقره در پهنای زمانی تپ و میزان فشردگی آن در فرایند پراکندگی القایی بریلوئن، در یک محیط آلی به صورت تجربی مورد بررسی و مقایسه قرار گرفته است. حضور نانوذرات در محیط منجر به تولید پراکندگی القایی مای-براگ درون سلول و تغییر در پاسخ دهی پدیده پراکندگی القایی بریلوئن می‌گردند. نتایج نشان از کاهش پهنای زمانی تپ بازگشتی و افزایش میزان فشردگی با افزایش غلظت نانو ذرات دارد. همچنین می‌توان با تغییر غلظت نانو ذرات میزان فشردگی تپ را کنترل نمود.

کلید واژه-پراکندگی القایی بریلوئن، پراکندگی مای-براگ، فشردگی تپ، نانو ذرات نقره.

Changes in the backward stokes pulse compression in Stimulated Brillouin Scattering by the presence of Ag nanoparticles

Mohammad Jaberi[1,2,*], Seyedeh Molood Davoodi[3], Akbar Nazari Golshan[3], Mohammad Reza Jafari Milani[1,2]
[1]Plasma and Nuclear Fusion Research Institute, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran
[2]Photonic and Quantum Technology Research Institute, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran
[3]Department of Physics, Shahed University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the effect of the presence of Ag nanoparticles in an organic medium on stimulated Brillouin scattering stokes pulse duration and pulse compression has been investigated experimentally. Presence of the nanoparticles in the scattering medium can be resulted in stimulated Mie-Bragg scattering and changes in the Brillouin scattering response of the medium. The results show that the backward stokes pulse duration decreases and pulse compression increases by increasing the concentration of Ag nanoparticles. Also, pulse compression can be controlled by changing the nanoparticles concentration.

Keywords: Stimulated Brillouin Scattering, Mie-Bragg scattering, Pulse compression, Ag nanoparticles.

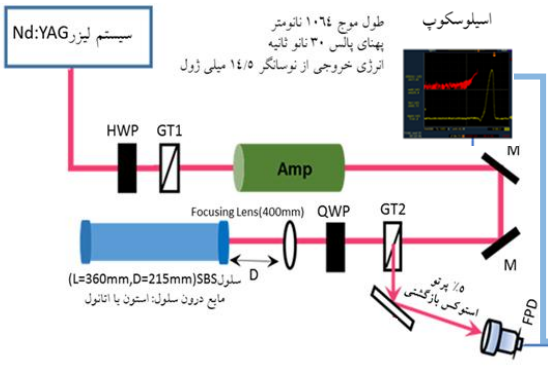
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

پراکندگی القایی بریلوئن[1](SBS) از اواسط قرن گذشته در سیستم‌های نوری به منظور بهبود کیفیت فضایی باریکه‌های لیزری، جبران اثرات غیرخطی و اصلاح ابیراهی‌های نوری در اثر عبور از قطعات و تقویت کننده‌های نوری و همچنین فشرده‌سازی تپ‌های لیزری بسیار مورد توجه دانشمندان قرار داشته است[۱, ۲]. در سال‌های اخیر با توسعه نانو فناوری، مطالعه در زمینه‌ی تاثیر حضور نانو ذرات بر پراکندگی نور، با توجه به کاربردها و تنوع ناشی از جنس، شکل و ابعاد نانو ذرات، مورد اقبال قرار گرفته است[۳, ۴]. تاکنون در مورد تپ بازتابی از محیط حاوی نانوذرات به واسطه پراکندگی القایی مای-براگ مطلبی ارایه نگردیده است و مطالعات در این زمینه از پراکندگی القایی، بیشتر در جهت تغییر در میزان بازتابش انرژی و ایجاد اثرات گرمایی در محیط همراه با انواع پراکندگی‌های دیگر، مطرح شده است[۳, ۴]. در مقاله پیش رو به مطالعه و بررسی تجربی تغییرات پهنای زمانی تپ بازگشتی استوکس از سلول SBS در حضور نانو ذرات نقره و مقایسه نتایج با پراکندگی ناشی از محیط خالص در ساختار تک سلولی پرداخته شده است.

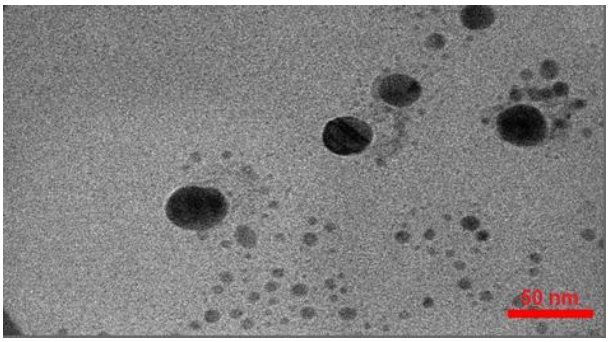
چیدمان آزمایش

از یک سیستم نوسانگر- تقویت کننده با محیط فعال Nd:YAG که به صورت تک مد طولی و عرضی کار می‌کند، استفاده شده است انرژی خروجی از نوسانگر حدودا ۱۴/۵ میلی‌ژول و پهنای تپ نوسانگر حدودا ۳۰ نانوثانیه می‌باشد[۵]. قطبش باریکه ورودی به تقویت کننده به کمک یک تیغه نیم موج[2] (HWP) و قطبش‌گر گلن-تامسون[3] (GT_1) خطی شده و پس از تقویت توسط



شکل ۱: طرح شماتیک چیدمان اپتیکی مورد استفاده

قطبش‌گر (GT_2) و تیغه ربع موج[4] با قطبش دایروی توسط یک عدسی مثبت (میلی‌متر f=۴۰۰) به درون سلول حاوی استون (مِرک با درجه خلوص ۹۹/۹۸٪)، کانونی می‌گردد. پراکندگی القایی بریلوئن با رسیدن به شدت آستانه‌ی بریلوئن، تشکیل و پرتو پراکنده بازگشتی از سلول توسط GT_2 از مسیر انتشار باریکه خارج می‌گردد. تپ استوکس به کمک فتودیود سریع۵ و یک دستگاه اسیلوسکوپ۶ آشکار سازی می‌شود. در این آزمایش از سلولی به طول $l_{cell} = 365\ mm$ بهره گرفته شد. برای تولید نانو ذرات نقره ازطریق روش احیاء شیمیایی با قابلیت کنترل پایداری و اندازه ذرات در حضور آب استفاده شد. تصویر TEM نانو ذرات نقره با ابعاد حدودی از۱۰ تا ۴۰ نانومتر در شکل۲ آورده شده است.



شکل ۲ تصویر TEM نانو ذرات تهیه شده به روش احیای شیمیایی با مقیاس ۵۰ نانو متر.

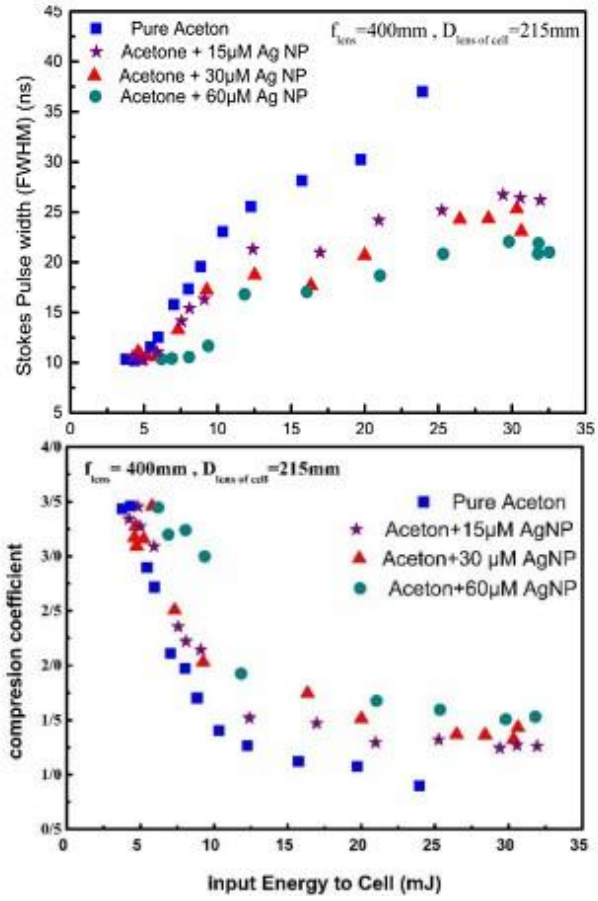
[1] Stimulated Brillouin Scattering
[2] Half Wave Plate(HWP)
[3] Glan-Thomson Polarizers(GT)
[4] Quarter Wave plate(QWP)
[5] Fast photodiode(FPD)
[6] Osciloscop

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

یافته‌های تجربی

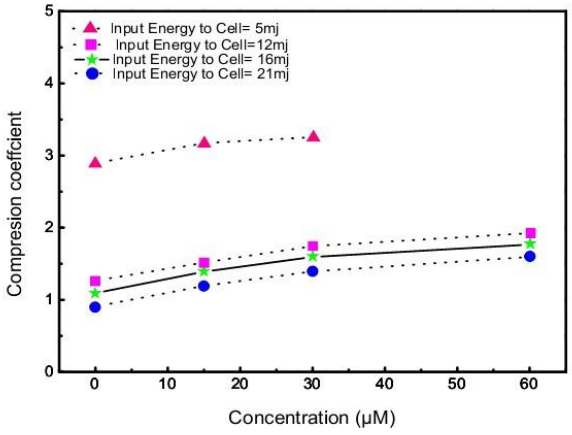
حضور نانو ذرات درون سلول SBS و اندرکنش با میدان لیزری منجر به تولید پراکندگی القایی مای-براگ ،بدون جابجایی فرکانسی، درون سلول می‌گردد[۴]

و با توجه به غلظت و اندازه نانوذرات با تاثیر بر پراکندگی القایی بریلوئن نتایج متفاوتی را بدست می‌دهد. با توجه به ماده پراکننده تغییر در غلظت نانوذرات منجر به تغییر در نوع پراکندگی القایی غالب می‌گردد. در شکل۳-الف رفتار پهنای زمانی و در شکل ۳-ب میزان ضریب فشردگی تپ استوکس نسبت به تپ نوسانگر برحسب انرژی فرودی به سلول ترسیم شده است. نتایج نشان می‌دهد با افزایش انرژی ورودی میزان فشردگی کاهش و پهنای پالس افزایش می‌یابد.



شکل ۳- الف) تغییرات پهنای زمانی تپ ب) میزان فشردگی تپ بر حسب انرژی ورودی با غلظت‌های ۰، ۱۵، ۳۰ و ۶۰ میکرومولار نانو ذرات نقره.

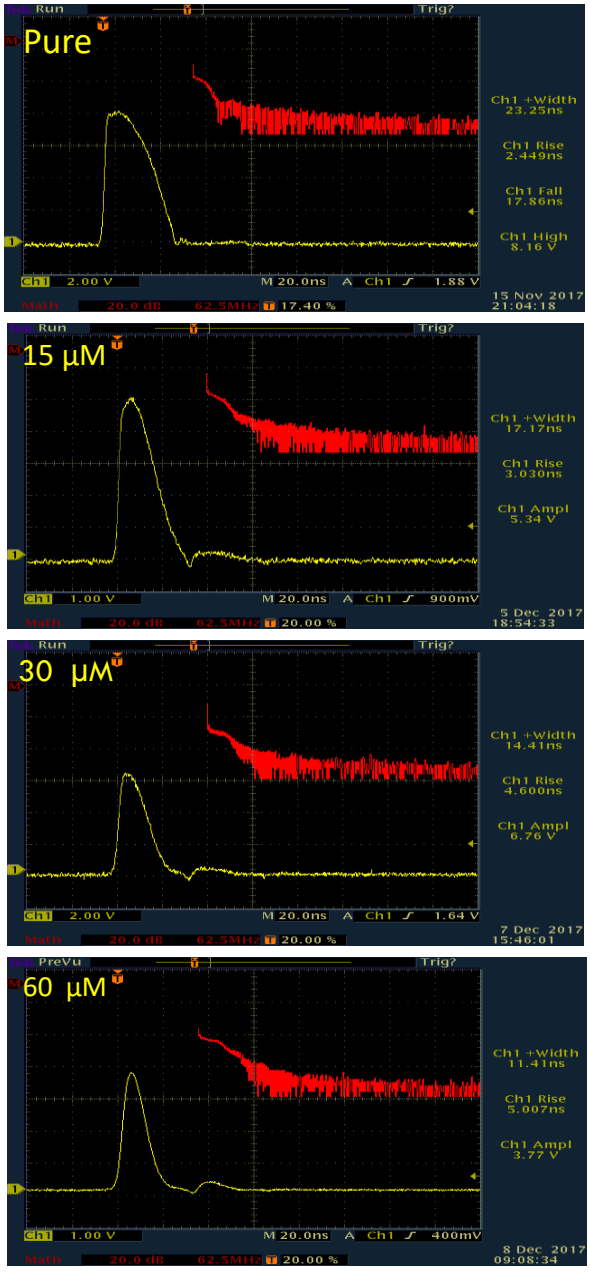
علت این رفتار به انتخاب ساختار هندسی برهم‌کنش و بهره بریلوئن ماده مورد استفاده بستگی دارد. از طرف دیگر حضور نانوذرات در محیط برهم‌کنش، منجر به کاهش پهنای زمانی و افزایش میزان فشردگی تپ می‌شود. در شکل۴ روند افزایشی ضریب فشردگی با افزایش غلظت نانو ذرات معلق در سلول به ازای انرژی‌های ورودی متفاوت، نشان داده شده است. یکی از علت‌های فشردگی بیشتر پهنای زمانی تپ استوکس با افزایش غلظت نانو ذرات را می‌توان در تغییر ضریب شکست محیط مرکب جستجو نمود. تغییرات پهنای زمانی تپ لیزر در فرایند پراکندگی القایی بریلوئن به صورت $t_s \propto \frac{t_l}{g_B I_0 l}$ می‌باشد که در آن t_s و t_l به ترتیب پهنای زمانی تپ استوکس و تپ لیزر، g_B ضریب بهره بریلوئن، I_0 شدت ورودی لیزر و l طول برهم کنش می‌باشد. به واسطه‌ی حضور نانو ذرات فلزی با توجه به معادلات ماکسول گارنت[۶] ضریب شکست محیط افزایش می‌یابد. با توجه به وابستگی ضریب بهره بریلوئن به ضریب شکست محیط $g_B = \frac{\omega_s \gamma_e^2}{ncv^2}\tau_B$ که در آن $\tau_B \propto \frac{1}{n^2}$ و $\gamma_e \propto n^4$ شاهد افزایش ضریب بهره‌ی بریلوئن خواهیم بود. لذا پهنای زمانی تپ کاهش می‌یابد.



شکل ۴- میزان فشردگی تپ بر حسب غلظت نانو ذرات نقره به ازای مقادیر متفاوت انرژی‌های ورودی به سلول SBS.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

رفتار زمانی تپ بازگشتی و تبدیل فوریه آن به ازای انرژی ورودی حدود ۹ میلی ژول در شکل۵ به عنوان نمونه، جهت مقایسه نشان داده شده است.



شکل ۵: رفتار زمانی تپ های ثبت شده توسط اسیلوسکوپ در غلظتهای متفاوت نانوذرات نقره درون سلول حاوی استن خالص

نتیجه‌گیری

در این مقاله اثر حضور نانو ذرات در محیط استون بر روی فرایند پراکندگی القایی بریلوئن و ویژگی‌های زمانی پالس لیزر به طور تجربی مطالعه و بررسی شد. به منظور فشرده سازی تپ لیزری با استفاده از پراکندگی القایی بریلوئن معمولاً از سلول با طول بلند (از مرتبه طول عمر فونون) استفاده می‌گردد اما در این مقاله از سلولی با طول کوتاه به منظور مشاهده رفتار نانوذرات استفاده گردید. نتایج بدست آمده در این تحقیق نشان داد حضور نانو ذرات منجر به کاهش پهنای زمانی و در نتیجه افزایش میزان فشردگی نیز میگردد. لذا حتی هنگامی طول سلول کوتاه باشد میتوان به تپ های کوتاه دست یافت. همچنین به کمک تغییر غلظت نانو ذرات درون سلول و تغییر در شدت باریکه لیزری می‌توان پهنای تپ استوکس را کنترل و تنظیم نمود. علاوه بر آن رفتار زمانی تپ بازگشتی به دلیل عدم جابجایی فرکانسی تپ بازتابی نسبت به تپ لیزر در پراگندگی القایی مای-براگ، تغییرات ساختاری در شکل تپ خروجی و تبدیل فوریه آن نمایان نمی‌گردد.

در هنگام استفاده از لیزرهای پرانرژی حضور نانو ذرات به‌عنوان تضعیف‌کننده جهت جلوگیری از ایجاد اثرات غیرخطی مخرب در استفاده از آینه‌های مزدوج فازی با حفظ کیفیت زمانی پالس مفید خواهد بود.

مرجع‌ها

1. Damzen, M., et al., *Stimulated brillouin scattering: fundamentals and applications*. 2010: CRC Press.
2. Brignon, A. and J.-P. Huignard, *Phase conjugate laser optics*. Vol. 9. 2004: Wiley. com.
3. He, G.S., et al., *Observation of stimulated Mie-Bragg scattering from large-size-gold-nanorod suspension in water*. Physical Review A, 2012. **85**(4): p. 043839.
4. He, G.S., et al., *Nonlinear optical absorption and stimulated Mie scattering in metallic nanoparticle suspensions.* The Journal of Chemical Physics, 2013. **138**(2): p. 024202.
5. Jaberi, M., A. Farahbod, and H. Rahimpur Soleimani, *Longitudinal mode structure in a non-planar ring resonator*. Iranian Journal of Physics Research, 2013. **13**(1): p. 35-44.
6. Choy, T.C., *Effective medium theory: principles and applications*. Vol. 165. 2015: Oxford University Press.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مطالعه و بررسی ژلاتین با استفاده از حسگر زیستی مبتنی بر طیف‌سنجی رامان ارتقاء یافته‌ی سطحی (SERS)

نفیسه شریفی[1*]، وحید اسکندری[2]

[1] گروه لیزر و فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان ۸۷۳۱۷۵۳۱۵۳، ایران
[2] پژوهشکده علوم و فناوری نانو ، دانشگاه کاشان، کاشان ۸۷۳۱۷۵۳۱۵۳، ایران

*sharifi@kashanu.ac.ir

چکیده- در این پژوهش، با استفاده از روش شیمیایی با عامل کاهنده‌ی ساکاروز، نانوذرات نقره در دمای ۵۰ درجه سانتی‌گراد ساخته شد. در ادامه، با استفاده از روش قطره‌افشان، نانوذرات نقره روی زیرلایه‌های شیشه‌ای لایه‌نشانی شد تا زیرلایه‌های فعال SERS ساخته شود. با استفاده از آنالیزهای مختلف طیف‌سنجی فرابنفش-مرئی (UV-Vis)، پراش اشعه‌ایکس (XRD)، تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) و طیف‌سنجی انرژی پخشی اشعه ایکس (EDS)، مشخصه‌های نانوذرات نقره روی زیرلایه‌ها که به روش قطره‌افشان ساخته شدند، بررسی شد. از آنجا که طیف رامان مولکول‌هایی که بر روی نانوساختارهای نقره‌ای جذب سطحی شده‌اند؛ به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد؛ می‌توان از حسگرهای مبتنی بر طیف سنجی رامان ارتقاء یافته‌ی سطحی (SERS) ساخته شده بر پایه این نانوساختارها برای آشکارسازی مقادیر بسیارکم مولکول‌ها و مواد زیستی استفاده کرد. سپس این زیرلایه‌ها به عنوان زیرلایه فعال SERS برای آشکارسازی ژلاتین با غلظت 10^{-2} مولار استفاده شد. در این مقاله با حکاکی ژلاتین بر روی زیرلایه نقره اندود به روش فیزیکی در غلظت 10^{-2} مولار به دلیل تشدید پلاسمونی نانوذرات نقره باعث افزایش شدت سیگنال SERS شد. در مقایسه با طیف FT-IR زیرلایه SERS یک روش آسان برای تشخیص مولکول ژلاتین محسوب می‌شود.

کلید واژه- حسگر زیستی SERS، نانوذرات نقره، ژلاتین، طیف FT-IR

Investigation of Gelatine Using Surface-Enhanced Raman Spectroscopy (SERS)

Nafiseh Sharifi[1,*] and Vahid Eskandari[2]

[1] Laser and photonic group, Department Physics, University of Kashan, Kashan 8731753153, Iran
[2] Nanoscience and nanotechnology re1search center, University of Kashan, Kashan 8731753153, Iran

*sharifi@kashanu.ac.ir

Abstract- In this study, silver nanoparticles were synthesized using a chemical method with a reducing agent of sucrose at a temperature of 50°C. Subsequently, the silver nanoparticles were deposited on glass substrates using drop-coating to build active SERS substrates. Different analyses including UV-Vis spectroscopy (UV-Vis), X-ray diffraction (XRD), field emission scanning electron microscopy (FESEM) and energy-dispersive X-ray spectroscopy (EDS) were obtained to investigate the characterizations of silver nanoparticles. Since silvery substrates could enhance the Raman signal of molecules, these silvery substrates were used to investigate the molecular and biological detection. The active SERS substrates were obtained to detect 10^{-2} M of gelatine. In this paper, by carving gelatine in 10^{-2} M on silvery substrates by a physical method. The silver nanoparticles plasmonic resonance cause of an increase of SERS intensity. In compare with FT-IR spectrum, SERS substrates is an easy way to obtain gelatine.
Keywords: SERS Biological Sensor, Silver Nanoparticles, gelatine, FT-IR spectrum.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در صنایع غذایی ژلاتین، در تهیه ژله‌ها، پاستیل‌ها، شیرینیجات و بستنی‌ها به کار می رود .ژلاتین در بدن به آسانی جذب شده و با تشکیل امولسیون با چربی‌ها به هضم سایر مواد غذایی کمک می‌نماید. از آنجا که ژلاتین یک پروتئین می‌باشد و میزان بعضی اسیدهای آمینه ضروری آن مثل لیزین بالاست، بر اساس قوانین اتحادیه اروپا، ژلاتین به عنوان یک ماده غذایی محسوب می شود، اما به دلیل فقدان تریپتوفان، یک منبع پروتئینی کامل نیست .ژلاتین با پروتئین شیر سازگار است و یک تثبیت کننده عالی برای محصولات لبنی به حساب می‌آید .ژلاتین به علت جذب دائمی آب و عدم وجود چربی و کربوهیدرات، از نظر کالری نسبتاً ضعیف است و بنابراین در رژیم غذایی نیز تجویز می‌شود. همچنین به علت جایگزین شدن ژلاتین به بیمارانی که نباید نمک مصرف کنند، کمک شایانی می‌کند. ژلاتین همچنین به علت ایجاد لخته مصنوعی و قدرت جذب خون، از خونریزی جلوگیری می‌کند .علاوه بر کاربردهای غذایی ژلاتین، می‌توان به کاربردهای غیرغذایی آن در ریز کپسول کردن مواد دارویی، ایفای نقش به عنوان یک عامل اتصال دهنده‌ی اجزاء مختلف در تهیه قرص، ساخت چسب‌های پزشکی، ساخت دستکش‌های جراحی و همچنین در صنایعی نظیر صنایع عکاسی و نساجی اشاره کرد [۱]. طلا و نقره به دلیل رزونانس پلاسمون سطحی زیاد (SPR) و ویژگی‌های منحصربه‌فردی در صنعت بسیار مورد استفاده واقع می‌شوند [۲]. یکی از کاربردهای اساسی نانوذرات طلا و نقره ساخت زیرلایه‌ی فعال SERS و استفاده از آن‌ها به عنوان حسگر زیستی است. منظور از حسگر زیستی SERS،

حسگر ساخته شده بر پایه اثر پراکندگی رامان که با استفاده

از پوشش‌دهی نانوذرات نقره بر روی بستر شیشه‌ای ساخته شده که باعث بهبود سیگنال رامان ضعیف هدف زیستی جذب شده بر روی بستر می‌شود [۳]. روش پراکندگی رامان ارتقاء یافتهٔ سطحی به علت حساسیت بالا و قدرت تفکیک طیفی مناسب به عنوان یک روش غیرمخرب، اخیراً به یک روش بسیار جذاب در تجزیه و تحلیل مولکولی تشکلیل دهنده‌ی یک نمونه‌ی زیستی و پزشکی تبدیل شده است [۴]. درنتیجه آشکارسازی این ماده در مقادیر کم و تشخیص زود هنگام این ماده از اهمیت زیادی برخوردار است روش‌های مختلفی برای آشکارسازی این ماده وجود دارد که نیازمند هزینه بالای تجهیزات و نیاز به تکنسین های متخصص از معایب این روش است [۵]. در این پژوهش سعی بر ساخت بستر فعال SERS با روشی ساده و ارزان شده که با استفاده از آن می‌توان مولکول ژلاتین را به راحتی و با صرف هزینه‌ی کم‌تر آشکارسازی کرد.

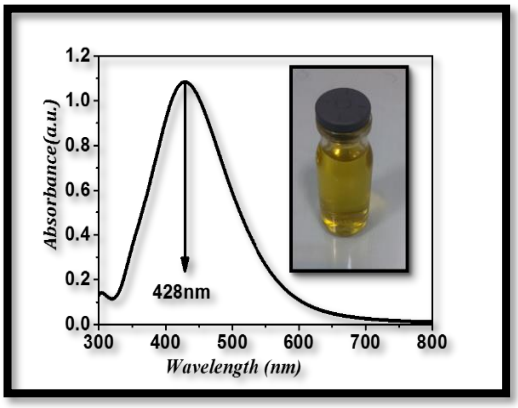
روش ساخت

لام‌های شیشه‌ای با ابعاد ۱ cm×۲/۵ cm به عنوان زیرلایه برش داده شد. برای ساخت نانوذرات نقره از روش شیمیایی استفاده شد. در این روش یون‌های نقره به روش کاهنده‌ی ضعیف احیاء می‌شوند. در ادامه بر روی زیرلایه‌ی شیشه‌ای مقداری از محلول ساخته شده را با قطره چکان می‌ریزیم و نمونه را در دمای ۸۰ درجه‌ی سانتی‌گراد در آون قرار می‌دهیم تا آب موجود در محلول لایه‌نشانی شده و تبخیر شود. برای آشکارسازی ماده هدف مولکول ژلاتین را با غلظت 10^{-2} مولار استفاده شد. در ادامه، مقداری از غلظت تهیه شده به صورت جداگانه بر روی زیرلایه-های نقره‌اندود شده قرار گرفت و در معرض هوا خشک شد.

نتایج و نمودارها

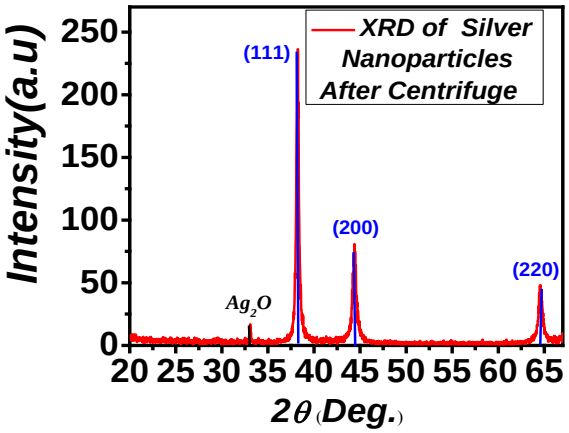
شکل ۱، طیف جذب نانوذرات نقره‌ی ساخته شده در دمای ۵۰ درجه‌ی سانتی‌گراد با گذشت ۴ دقیقه را نشان می‌دهد. شکل ۱، طیف جذب نانوذرات نقره با قله تشدید پلاسمونی ۴۳۹ نانومتر است که در آن به وضوح حضور فلز نقره بر روی زیرلایه‌ی شیشه‌ای مشخص است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



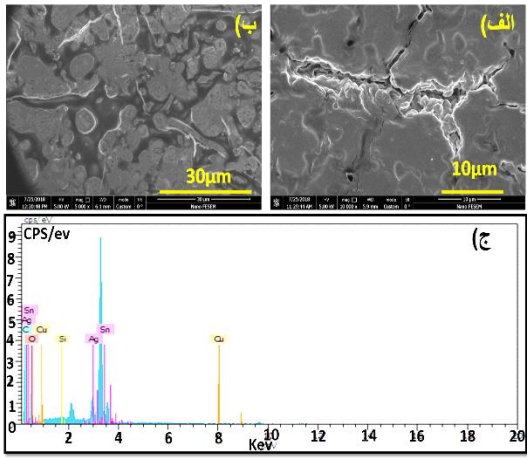
شکل ۱: طیف جذب نانوذرات نقره‌ی ساخته شده با قله‌ی تشدید پلاسمونی ۴۲۸ نانومتر.

شکل ۲، الگوی پراش اشعه‌ایکس مربوط به نانوذرات نقره حکاکی شده روی زیرلایه شیشه‌ای با ساختار FCC را نشان می‌دهد. اصلی‌ترین قله‌ها در زاویه‌ی ۳۸/۲، ۴۴/۳۸و ۶۴/۸ درجه و صفحات بلوری تشکیل شده‌ی صفحات به ترتیب (۱۱۱)، (۲۰۰) و (۲۲۰) واقع شده است، صفحات بلوری ظاهر شده روی بستر شیشه‌ای حضور نانوذرات نقره را تائید می‌کند. اکسیدنقره ظاهر شده در نمودار XRD به خاطر قرارگیری زیرلایه‌ها در دمای ۸۰ درجه‌ی سانتی‌گراد است.



شکل ۲: الگوی XRD از نانوذرات نقره در دمای ساخت ۵۰ درجه‌ی سانتی‌گراد و عامل کاهنده‌ی ساکاروز حکاکی شده روی زیرلایه شیشه‌ای.

شکل ۳-الف، تصویر FESEM ریخت یا مورفولوژی نانوذرات نقره، شکل ۳-ب، نانوذرات نقره و مولکول ژلاتین حکاکی شده روی زیرلایه شیشه‌ای پوشش داده شده با نانوذرات نقره مشاهده می‌شود. شکل ۳-الف، نشان می‌دهد که نانوذرات نقره به‌هم چسبیده و تشکیل جزیره را داده‌اند که در اثر فرآیند حرارت‌دهی به وقوع می‌پیوندد. از آنجا که در این حالت از روش قطره‌افشان استفاده شده است سطح شیشه پوشیده از نانوساختارهای جزیره‌ای نقره است و به علت فرآیند تبخیر سطح دارای پستی بلندی یا خلع وفرج هایی است. شکل ۳-ب، مربوط به نانوذرات نقره بر روی زیرلایه شیشه‌ای و ملکول ژلاتین حکاکی شده روی آن است که در این تصویر نانوذرات نقره به صورت کروی و بیضوی شکل مشاهده می‌شوند و ملکول ژلاتین به صورت لایه‌های ابرگونه روی نانوذرات نقره مشاهده می‌شود. شکل ۳-ج، طیف EDS زیرلایه‌ی شیشه‌ای پوشیده شده از نانوذرات نقره را نشان می‌دهد که به وضوح حضور نقره را تایید می‌کند.



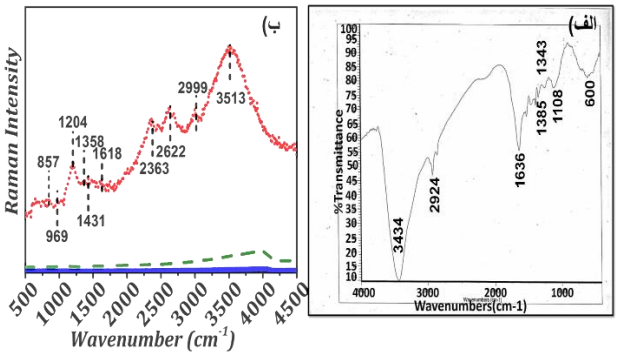
شکل ۳: الف) نانوذرات نقره ساخته شده در دمای ساخت ۵۰ درجه-ی سانتی‌گراد و عامل کاهنده‌ی ساکاروز و روی زیرلایه‌ی شیشه‌ای، ب) نانوذرات نقره و ملکول ژلاتین، ج) طیف EDX نانوذرات حکاکی شده رو زیرلایه‌ی شیشه‌ای.

شکل ۴-الف طیف عبور FTIR از مولکول ژلاتین جامد را نشان می‌دهد که ارتعاشات ظاهر شده در جدول-۱ آمده است. شکل ۴-ب طیف SERS محلولی از مولکول ژلاتین ساخته شده در غلظت 10^{-2} مولار را نشان می‌دهد که ارتعاشات ظاهر شده در جدول-۱ آمده است. که ارتعاشات ظاهر شده در هر دو طیف شباهت نزدیکی به‌هم دارند. پس از استفاده از نانوذرات نقره تهیه شده به عنوان زیرلایه SERS و ثبت طیف رامان ارتقاء یافته، افزایش در شدت قله‌ها به وضوح دیده می‌شود که با محاسبه فاکتور ارتقاء (EF) از طریق رابطه‌ی زیر می‌توان به مقدار آن دست یافت.

$$EF = \frac{N_{vol} \times I_{surf}}{N_{surf} \times I_{vol}}$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در این رابطه Nvol و Nsurf به ترتیب تعداد مولکول‌های، مولکول ژلاتین و بروی زیرلایه‌ی SERS است. Ivol و Isurf نیز شدت طیف رامان و طیف ارتقاء یافته رامان (SERS) است. با جایگذاری داده‌های مربوطه در این رابطه، مقدار $۹/۷۴\times۱۰^{۴}$ بدست می‌آید.



شکل۴: الف) طیف FTIR ژلاتین جامد، ب) طیف رامان (منحنی آبی- خط ممتد) شیشه‌ی نقره‌اند شده، (منحنی سبز-خط‌چین) شیشه‌ی حکاکی شده با ژلاتین، (منحنی قرمز- نقطه‌چین) ژلاتین حکاکی شده روی شیشه‌ی نقره‌اندود جذب شده بر روی زیرلایه فعال SERS.

جدول ۱: طیف ارتعاشات طیف FT-IR و طیف SERS مربوط به مولکول ژلاتین را نشان می‌دهد [۶].

حالت ارتعاشی	موقعیت قله‌های SERS (cm^{-1})	موقعیت قله‌های FTIR ژلاتین جامد (cm^{-1})
تریپتوفان	۸۵۷	۶۰۰
C-C	۹۶۹	-
C-N	-	۱۱۰۸
C-H	۱۳۵۸	۱۳۴۳
C-N	۱۴۳۱	۱۳۸۵
N-H	۱۶۱۸	۱۶۳۶
C-H	۲۳۶۳	-
CH	۲۶۲۲	-
CH_2	۲۹۹۹	۲۹۲۴
N-H	۳۵۱۳	۳۴۳۴

نتیجه‌گیری

ربا توجه به داده‌های ارائه شده در این تحقیق، می‌توان ادعا نمود که به علت ساخت سریع نانوذرات نقره و استفاده در ساخت حسگر زیستی SERS ساخته شده از نانوذرات نقره رشد یافته بر روی زیرلایه‌های شیشه‌ای با روش قطره‌افشان به علت سادگی فرایند ساخت، کم‌هزینه بودن و قابلیت آشکارسازی مواد با غلظت‌های کم روش نوینی برای تشخیص زود هنگام مولکول ژلاتین است. استفاده از سیگنال‌های SERS در مقایسه با سایر روش‌ها از جمله روش FT-IR سریع‌تر و کم هزینه‌تر است. پیش-بینی می‌گردد که روش ارائه شده می‌تواند برای شناسایی، تجزیه و تحلیل نمونه‌ها و بیماری‌های دیگر زیستی و پزشکی که مولکول‌هایی در غلظت‌های کم و با حساسیت زیاد به کار گرفته شود.

مرجع‌ها

[1] Farahnaky A, Majzoobi M, Mesbahi Gh. Characteristics and applications of hydrocolloids in foods andpharmaceuticals. Iranian J Agriculture Science Publication **2009**; 21-28 [in Persian].

[2] M-Nidya, M. Umadevi, P. Sankar, R. Philip, B.J. Rajkumar, L-Phenylalanine functionalized silver nanoparticles: photocatalytic and nonlinear optical applications, Optical Materials 42 (**2015**) 152-159.

[3] C.-C. Lin, Y.-M. Yang, P.-H. Liao, D.-W. Chen, H.-P. Lin, H.-C. Chang, A filter-like AuNPs@ MS SERS substrate for Staphylococcus aureus detection, Biosensors and Bioelectronics 53 (**2014**) 519-527

[4] S. McAughtrie, K. Faulds, D. Graham, Surface enhanced Raman spectroscopy (SERS): potential applications for disease detection and treatment, Journal of Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews 21 (**2014**) 40-53.

[۵] تشخیص وجود مشتقات خوکی در نمونه‌های گوشت و غذاهای بسیار فرآوری شده مشکوک با استفاده از روش واکنش زنجیره‌ای پلیمر از زمان واقعی، الهام ملکی، محمد قربانی، محمد حمیدی، علیرضا صادقی ماهونک، مرتضی خمیری، علوم و صنایع غذایی، شماره ۷۵، دوره ۱۵، **اردیبهشت۱۳۹۷**.

Brown, G. M., & Hope, G. A. (1995). SERS study of the adsorption of gelatin at a copper electrode in sulfuric acid solution, *397*, 293–300 (Brown & Hope, **1995**).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

مدولاتور الکترواپتیکی چند بانده مبتنی برگرافن در بازه تراهرتز

بهنام جعفری[۱]، هادی صوفی[۱]، حمید واحد[۱]، علی اکبر شوقی[۱]

[۱]دانشکده مهندسی فناوری‌های نوین، دانشگاه تبریز، تبریز ۵۱۶۶۶۱۶۴۷۱، ایران

چکیده – در این مقاله یک مدولاتور الکترواپتیکی چندبانده مبتنی بر گرافن تک‌لایه طراحی و مدلسازی شده است که در ساختار آن، نانو آنتن‌های فلزی برای افزایش جذب و بهبود مشخصات مدولاتور قرار گرفته است . با یکپارچه کردن گرافن با ساختار ساندویچی فلز/دی‌الکتریک/گرافن امواج پلاسمونی شدیدا حبس شده در سطح گرافن در داخل ساختار MDG تحریک شده و با انتشار در جهت متضاد آنها در سطح گرافن باعث ایجاد رزونانس فابری_پرو شده که باعث افزایش جذب مولتی باند در گرافن می‌شود. با اعمال ولتاژ بایاس طیف عبور مدولاتور شیفت پیدا می‌کند و بیشینه مقدار عبور از سیستم دستخوش تغییرات زیادی می‌شود. در طول موج ۳۱/۷μm می توان به عمق مدولاسیون در حدود ۱۸dB دست یافت. برخلاف دیگر مدولاتورهای مبتنی برگرافن که اساس مدولاسیون از طریق اعمال تغییرات در جذب آن صورت می‌گیرد در این ساختار عمل مدولاسیون از طریق شیفت یافتن فرکانس پیک‌های عبور فابری-پرو اتفاق می‌افتد.

کلید واژه- مدولاتورهای الکترواپتیکی، گرافن پلاسمونیک، رزونانس فابری پرو.

Graphene based multiband THz electro-optic modulator

Behnam jafari[1], Hadi soofi[1], Hamid Vahed[1], Ali Akbar Shoghi[1]

[1]School of Engineering- Emerging Technologies, University of Tabriz, Tabriz 5166616471, Iran

Abstract- In this article a multiband electro-optic modulator based on single layer graphene is designed and numerically investigated. The designed modulator incorporates metallic Nano-antennas to enhance the absorption and hence the modulator parameters. Due to integrating graphene into a metal-dielectric-graphene (MDG) sandwich structure, highly confined graphene plasmons (GPs) are excited in the MDG structure and multiple order Fabry-Perot (FP) resonances are formed by interference of oppositely propagating GPs waves that account for the multiband absorption enhancement. The applied bias voltage shifts the transmission spectra which in turn shifts the maximum transmission through the structure. At 31.7μm, the modulation depth is as high as 18dB. Unlike other graphene-based modulators that modulation is based on changes in graphene absorption, in this case modulation is based on frequency shifting of FP resonances.

Keywords: Electro optical modulator, Graphene plasmonic, Fabry-Perot resonance.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

بدلیل کاربردهای فراوان و روبه گسترش مدولاتورهای نوری مانند لیزرهای مدرن، مخابرات نوری و ارتباطات تراهرتز تحقیقات و پژوهش‌های مختلفی بر روی آنها انجام شده است[۱]. به لطف پیشرفت های اخیر و چشمگیر در علم نانو، تکنولوژی و دانش مواد، موادی با کاربردها و خصوصیات ویژه بصورت گسترده در ساخت و طراحی مدولاتورهایی با کاربردهای جدید و پارامترهای بهبود یافته، مورد استفاده قرار گرفته‌اند. به عنوان مثال مواد گروه III-V [۲]، ژرمانیوم[۳]، پلیمرها و گرافن[۴] جای مناسبی در مدولاتورهای مبتنی بر سیلیکون برای بهبود پارامترهای کلیدی مانند عمق مدولاسیون، سرعت مدولاسیون، کاهش دادن اندازه‌ی مدولاتور، بهبود بازه‌ی طول‌موجی و دیگر پارامترهای مهم مدولاتورها کسب کرده‌اند. یکی از معایب مدولاتورهای ابتدایی مبتنی بر سیلیکون کم بودن عمق مدولاسیون در آنها بود برای غلبه بر این مشکل این مدولاتورها در اندازه بزرگی طراحی و ساخته می‌شدند و دلیل آن نسبتا ضعیف بودن اثر الکترو_اپتیک آنها است. در مقابل استفاده از گرافن در مدولاتورهای نوری می‌تواند به محدودیتهای سرعت، اندازه و عمق مدولاسیون غلبه کند. از ویژگی‌های منحصر بفرد گرافن می‌توان به دینامیک بسیار سریع حامل‌ها ، جذب مستقل از طول موج[۵]، مشخصات نوری قابل تنظیم با استفاده از دوپینگ الکترواستاتیکی ، نرخ تلفات کم، قابلیت تحرک بالا و توانایی حبس انرژی الکترومغناطیسی در حجم بسیار کوچک[۶] اشاره کرد. از طرف دیگر، میزان جذب نوری گرافن تک لایه برای یک موج الکترومغناطیسی که به صورت عمود بر آن بتابد، تقریبا مستقل از فرکانس نور و برابر با $\alpha\pi = 2.3\%$ است. یکی از روش‌های نوین پیشنهاد شده در سالیان اخیر برای افزایش اندرکنش موج الکترومغناطیسی با گرافن، استفاده از نانوساختارهای‌های فلزی و استفاده از اثرات پلاسمونیک است. در پژوهش حاضر با استفاده گرفتن از مزایای گرافن، تحریک امواج پلاسمونی در آن و تداخل فابری پرو بین امواج پلاسمونی قطبیده شده توانستیم به طیف عبور چند بانده دست بیابیم بطوریکه با تنظیم ولتاژ گیت اعمالی به مدولاتور در هر طول موج دلخواه عمل مدولاسیون با بیشینه عمق مدولاسیون اتفاق می‌افتد. اساس مدولاسیون در این ساختار شیفت طیف عبوری از سیستم است برای مثال با اعمال پالس الکتریکی با ولتاژ پایین ۰/۷ ولت و ولتاژ بالای ۱/۵ ولت در طول موج ۳۱ میکرومتر عمل مدولاسیون با بیشترین عمق مدولاسیون اتفاق می‌افتد بطوریکه طیف عبور سیستم در حدود ۷۰ درصد تغییر می‌کند. با افزایش ولتاژ گیت طول‌موج عملیاتی مدولاتور به سمت طول موج‌های پایین شیفت پیدا می‌کند در حالیکه عمق مدولاسیون بیشترین مقدار خود را خواهد داشت.

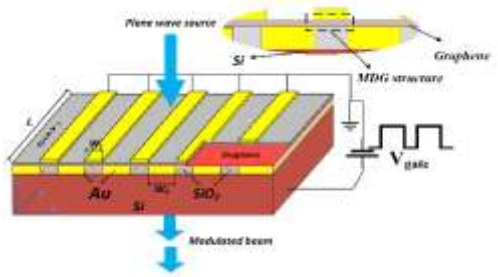
طراحی مدولاتور

شکل۱ ساختار مدولاتور پیشنهادی در سه و دو بعد را نشان می‌دهد. همانطور که دیده می‌شود نانو آنتن‌ها در هر دو طرف بالا و پایین گرافن قرار داده شده‌اند. نانو آنتن‌های بالایی توسط دی‌الکتریکی با ضخامت $5nm$ از گرافن جدا شده‌اند. عرض هریک از نانو آنتن ها ($W_t=W_b=1\mu m$) است و فرض شده است که طول آنها L در مقابل عرضشان به اندازه‌ی کافی بزرگ باشد. بستر سیلیکونی به ضخامت ۳ میکرومتر که به عنوان گیت برای کنترل پتانسیل الکتروشیمیایی گرافن عمل عمل می کند بطور مستقیم به نانو آنتن های پایینی متصل شده است. یک موج تخت با قطبش عمود بر نانوآنتن‌ها در راستای $z-$ و واقع در نقطه‌ی $z=4\mu m$ به سیستم تابانیده می‌شود با گذر از مدولاتور موج نوری مدوله شده از پایین ساختار خارج می‌شود.

تحلیل نوری ساختار به روش FDTD انجام شده است که در آن طلا به عنوان ماده‌ای از جنس فلز با قابلیت گذردهی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

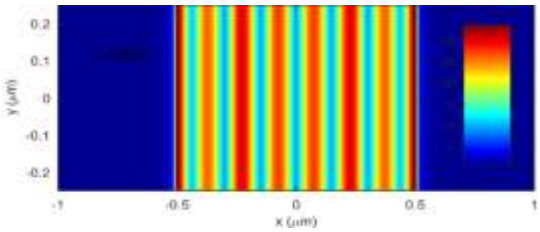
بدست آمده از آزمایشات تجربی مدل شده است. گرافن بصورت ماده‌ی دو بعدی با استفاده از هدایت سطحی آن مدلسازی شده است. معادلات هدایت سطحی گرافن از دو قسمت هدایت نوری مربوط به گذارهای بین باندی و هدایت نوری متناسب با گذارهای درون باندی تشکیل شده است. در بازه‌ی تراهرتز هدایت نوری گرافن بطور عمده توسط گذارهای درون باندی آن مشخص می‌شود لذا می‌توان هدایت نوری گرافن را بصورت مدل شبه درود برای گذارهای درون باندی بصورت رابطه ۱ بازنویسی کرد:



شکل ۱: ساختار مدولاتور. ناحیه‌ی مستطیلی مشخص شده در برش عرضی محدوده ی رزوناتور فابری-پرو را نشان می دهد.

$$\sigma(\omega)=\sigma_{dc}(E_f)/(1+\omega^2\tau^2) \qquad (۱)$$

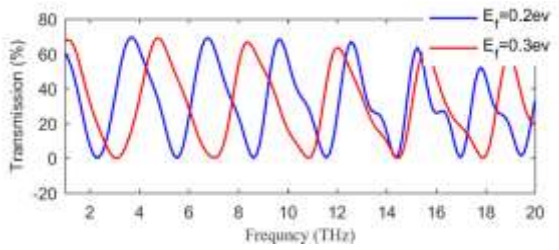
در معادله‌ی بالا $\sigma_{dc}(E_f)$ بیانگر هدایت الکتریکی dc گرافن است که وابسته به موقعیت تراز فرمی است. همانطوری که از معادله پیدا است، در این بازه جذب تراهرتزی گرافن می‌تواند بوسیله‌ی تنظیم تراز فرمی یا به عبارت دیگر دوپینگ گرافن مدوله شود. شکل ۲ توزیع میدان الکتریکی در سطح گرافن در فرکانس ۱۰THz را نشان می‌دهد. بدلیل تقارن ساختار امواج پلاسمونی در هردو سمت کانال گرافنی تحریک می شوند. این امواج پلاسمونی در سطح گرافن در جهت مخالف شروع به حرکت می کنند به عبارت دیگر گوشه های نانوآنتن طلا بصورت دو قطبی عمل می‌کند. با حرکت امواج پلاسمونی در سطح گرافن و تداخل آنها با یکدیگر باعث ایجاد تداخل فابری پرو در ساختار فلز/دی الکتریک/گرافن می شود. در فرکانس هایی که در آن تداخل امواج پلاسمونی باهم سازگار هستند طیف عبور از سیستم بیشترین مقدار خود را خواهد داشت و در فرکانس هایی که امواج پلاسمونی رونده در سطح گرافن تداخل ناسازگار دارند، مولفه‌ی میدان الکتریکی نور در سطح گرافن تلف می شود یا به عبارت دیگر در این فرکانس ها جذب گرافن بیشترین مقدار را خواهد داشت.



شکل ۲: توزیع میدان الکتریکی در سطح گرافن در فرکانس ۱۰ تراهرتز، رزونانس فابری پرو امواج پلاسمونی در سطح گرافن به وضوح قابل مشاهده است. مرتبه ب رزونانس در این فرکانس ۷ است.

نتایج و بحث

طیف عبوری از مدولاتور در شکل ۳ برای دو مقدار تراز فرمی نشان داده شده است. تعداد نقاط روشن و تاریک در توزیع میدان الکتریکی نشان داده شده است. لازم به ذکر است که بدلیل متقارن بودن ساختار مرتبه‌ی رزونانس فابری پرو همواره فرد خواهد بود. اگر M مرتبه ی رزونانس باشد در آنصورت طول موج امواج پلاسمونی از رابطه‌ی $\lambda_{GP}=2W/M$ محاسبه می‌شود، که در آن W عرض نانوآنتن‌ها است. با افزایش فرکانس نور فرودی مرتبه‌ی رزونانس افزایش پیدا میکند.



شکل ۳: طیف عبوری مدولاتور برحسب فرکانس. دیده می شود که با تغییر اندک در تراز فرمی مقدار عبور در بعضی از فرکانس ها به مقدار قابل توجهی تغییر می کند.

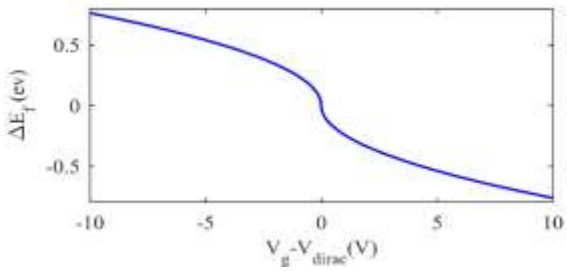
تغییرات تراز فرمی گرافن بر حسب غلظت حامل‌ها در آن از رابطه‌ی $E_f=\hbar\upsilon_f\sqrt{\pi n}$ مشخص می‌شود و ولتاژ گیت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

طبق رابطه‌ی $n=\frac{\varepsilon_0\varepsilon_r V_g}{d_{ox}}$ باعث تغییر غلظت حامل‌ها در گرافن می‌شود. بنابراین طبق مدل صفحات خازنی:

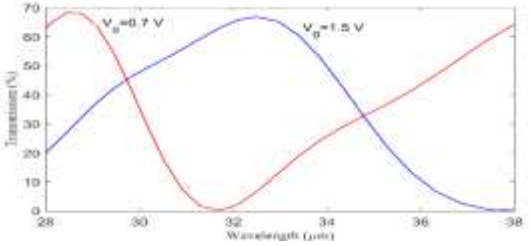
$$\left|\Delta E_f\right| = \hbar v_f \sqrt{\frac{\pi}{e}\frac{\varepsilon_0\varepsilon_r}{d_{ox}}\left|V_g - V_{dirac}\right|} \qquad (۲)$$

در رابطه ی بالا ε_0 ضریب گذردهی خلاء، ε_r ضریب گذردهی دی الکتریک، d_{ox} ضخامت دی‌الکتریک و $v_f \approx 10^6 \frac{m}{s}$ سرعت فرمی گرافن است. در شکل ۴ تغییرات تراز فرمی بر اثر اعمال ولتاژ بایاس نشان داده شده است.

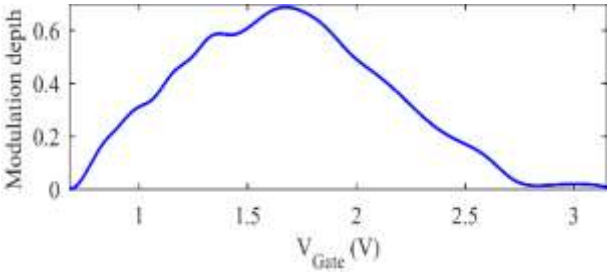


شکل ۴: تغییرات سطح فرمی برحسب ولتاژ بایاس

برای یک بازه‌ی طول‌موجی محدودتر طیف عبور مدولاتور در شکل ۵ آورده شده است. وقتی که سطح پایین پالس اعمالی به گیت V_{g1}=۰/۷V باشد، کمترین مقدار عبور در طول موج ۳۱/۷μm اتفاق می افتد. با افزایش ولتاژ گیت عمق مدولاسیون بتدریج افزایش پیدا می‌کند و سپس بتدریج کاهش پیدا می‌کند. نمودار عمق مدولاسیون برحسب ولتاژ اعمالی در شکل ۶ آورده شده است. در ولتاژ V_g=۱/۶۷ V بیشترین عمق مدولاسیون برای طول موج ۳۱/۷μm بدست می آید که برابر با ۷۰٪ (۱۸dB) است.



شکل ۵: طیف عبوری مدولاتور به ازای ولتاژ گیت اعمالی مختلف



شکل ۶: نمودار عمق مدولاسیون برحسب ولتاژ گیت اعمالی. عمق مدولاسیون در ۱/۶۷ ولت بیشترین مقدار را دارد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک مدولاتور تراهرتز مبتنی بر گرافن مورد طراحی و مدل سازی قرار گرفت. بر خلاف مدولاتورهای گرافنی مرسوم، در این ساختار از شیفت در فرکانس‌های رزونانس در ساختار فابری-پیرو در اثر تغییر در هدایت سطحی گرافن برای عمل مدولاسیون استفاده شده است. مدولاتور طراحی شده، دارای عمق مدولاسیون بسیار زیاد و ولتاژی عملکرد بسیار پایین است. برای مثال در طول موج ۳۱/۷μm برای داشتن عمق مدولاسیون ۷۰٪ تنها نیاز به تغییر ولتاژ اعمالی به گرافن به اندازه ۰/۶۷ V است.

مرجع‌ها

[1] L. Siyuan, W. Yanan, T. Xin, “Graphene-based optical modulators”, Nanoscale research letters, Vol. 10, p. 199, 2015.

[2] T. Yongbo, P. Jonathan, “Over 67 GHz bandwidth hybrid silicon electroabsorption modulator with asymmetric segmented electrode for 1.3μm transmission”, Optics express, Vol. 20, pp. 11529-11535, 2012

[3] C. Papichaya, M. Delphine, “23 GHz Ge/SiGe multiple quantum well electro-absorption modulator”, Optics Express, Vol. 20, pp. 3219-3224, 2012.

[4] L. Ming, Y. Xiaobo, “A graphene-based broadband optical modulator”, Nature, Vol. 474, p. 64, 2011.

[5] J. Dawlaty, S. Shivaraman, et al., “Measurement of the optical absorption spectra of epitaxial graphene from terahertz to visible”, Applied Physics Letters, vol. 93, p. 131905, 2008.

[6] A. Grigorenko, M. Polini K. Novoselov, “Graphene plasmonics”, Nature Photonics, vol. 6, pp. 749-758, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و شبیه سازی سیستم اپتیکی حسگر ردیاب ستاره با استفاده از نرم افزار ZEMAX

حامد آریان فرد ، حامد قامت، بهروز رئیسی

گروه حسگرهای فضایی، پژوهشکده مکانیک، پژوهشگاه فضایی ایران

چکیده - سیستم اپتیکی، بخش مهمی از فناوری ردیاب های ستاره است، تعداد قطعات اپتیکی به کار رفته باید برای تسهیل پردازش و مونتاژ با حفظ کارایی به حداقل برسد. علاوه بر این، جرم و حجم ردیاب ستاره را می توان با کاهش ابعاد محوری و شعاعی سیستم اپتیکی کوچک کرد. در این مقاله به تبعیت از سیستم های اپتیکی نانوحسگرهای ستاره مانند ST-16 (ساخت شرکت Sinclair Interplanetary)و حسگر تصویر پیکسل فعال CMOS انتخابی (مدل MT9P031) ، سیستم اپتیکی مورد نظر، طراحی، شبیه سازی و بهینه سازی شده است.

کلید واژه- ردیاب ستاره، سیستم اپتیکی کامپکت، ابیراهی، بهینه سازی، ارزیابی کیفیت تصویر.

Designing and Simulation of the Optical System of the Star Tracker Sensor, Using the ZEMAX Software

Hamed Arianfard (h.arianfard@isrc.ac.ir), Hamed Ghamat (hamedghamat@gmail.com)
Behrooz Raeisy (b.raeisy@isrc.ir)

Space Sensor Group, Institute of Mechanics Iranian Space Research Center

Abstract- optical system is an important part of star tracker technology, the number of optical components used must be minimized to facilitate processing and assembly, while maintaining efficiency. Additionally, the mass and volume of the star tracker can be reduced by reducing the axial and radial dimensions of the optical system. In this paper, following the use of Star nano-sensor optical systems such as ST-16 (manufactured by Sinclair Interplanetary) and selected CMOS active pixel image sensor (MT9P031 model), the desired optical system, is designed, simulated and optimized.

Keywords: Star Tracker, Compact Optical System, aberration, Optimization, Image quality evaluation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

فناوری ردیاب ستاره شامل توسعه سیستم اپتیکی، پردازش تصویر و تطبیق الگوی ستاره ها می باشد. در این بین، طراحی سیستم اپتیکی بخش مهمی از آن را شامل می شود. هر سیستم اپتیکی دارای پارامترهای عملکردی مختلفی است که کیفیت آن با استفاده از این پارامترها، قابل ارزیابی هستند. میدان دید وسیع، جرم پایین، حجم کم و دقت بالا اهمیت بسزایی را در تحقیق و توسعه ردیاب های ستاره دارند [۱]. طراحان اولیه براساس تئوری زایدل پی بردند که سیستم اپتیکی با تقارن جلو به عقب می تواند ابیراهی های کما، اعوجاج و رنگ جانبی را حذف کند [۲]. در سال ۱۹۸۰ والتر ماندلر[1] فرایندی را برای طراحی لنزهای گوسی دوگانه ارائه داد، که اغلب به عنوان ساختار پایه و مدرن برای طراحی لنزهای گوسی دوگانه درنظر گرفته می شود[۳]، که اساس طراحی سیتم اپتیکی مدنظر ما می باشد. در این مقاله، بر اساس الزامات سیستم اپتیکی مربوط به حسگر ستاره، ساختار اولیه و مواد سیستم اپتیکی، و سپس بهینه سازی ساختار سیستم اپتیکی انجام شده است. عملکرد تصویربرداری سیستم اپتیکی با استفاده از منحنی های نمودار لکه، نمودار غلظت انرژی، نمودار تابع انتقال مدولاسیونو منحنی های ابیراهی ارزیابی شده اند.

پارامتر های عملکردی سیستم اپتیکی

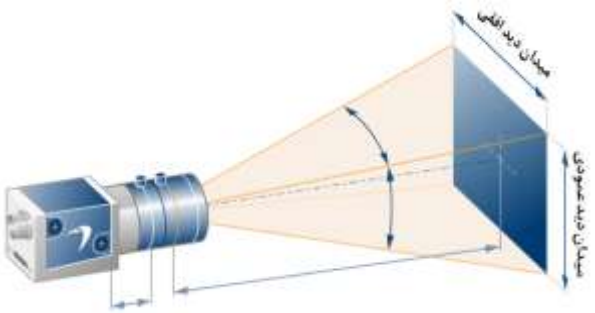
از آنجایی که پارامترهای عملکردی سیستم اپتیکی بایستی برای کاربردهای مورد نظر تعیین شوند، بنابراین بایستی مقدار طول کانونی سیستم اپتیکی را با توجه به ابعاد حسگر تصویر و میدان دید انتخاب شده بدست آورد.

ابتدا مقادیر پارامترهای عملکردی سیستم اپتیکی هدف را بدست آوردیم. اندازه پیکسل حسگر تصویر انتخابی (مدل MT9P031) برای حسگر ستاره مورد نظر $2.2\mu m \times 2.2\mu m$ است [۲]. زیرا ویژگی های این حسگر کاملا سازگار با کاربردهای فضایی است. بنابراین بایستی مقدار طول کانونی سیستم اپتیکی را با توجه به ابعاد حسگر تصویر و میدان دید انتخاب شده(FOV)، بدست آورد. اگر پهنا و ارتفاع مانیتور به ترتیب t_h و t_v در نظر گرفته شوند، آنگاه داریم:

$$\tan\left(\frac{FOV_v}{2}\right)=\frac{t_v}{2f} \quad (۱)$$

$$\tan\left(\frac{FOV_h}{2}\right)=\frac{t_h}{2f} \quad (۲)$$

که f بیان کننده طول کانونی و FOV_v ، FOV_h میدان های دید عمودی و افقی هستند. از آنجا که میدان دید به قدر ستاره ها هم وابسته است، برای اینکه حداقل سه ستاره در میدان دید ردیاب ستاره وجود داشته باشد (قدر آستانه ۶+) ما میدان دید $20^o \times 15^o$ را انتخاب کردیم[۵]. بنابراین طبق روابط۲و۱، طول کانونی موثر سیستم اپتیکی در حدود ۱۶ میلی متر بدست می آید. از طرفی عددF (F#) سیستم های اپتیکی مربوط به ردیاب ستاره نیز بایستی بین ۱ تا ۲ باشد [۶]. بنابراین با توجه به مقادیر مربوط به دو پارامتر کلیدی سیستم و اینکه طیف انتقال سیستم ۴۰۰ تا ۷۰۰ نانومتر باشد طراحی و بهینه سازی سیستم اپتیکی را انجام دادیم.



شکل ۱: شماتیک میدان دید افقی و عمودی سیستم اپتیکی ردیاب ستاره.

طراحی سیستم اپتیکی

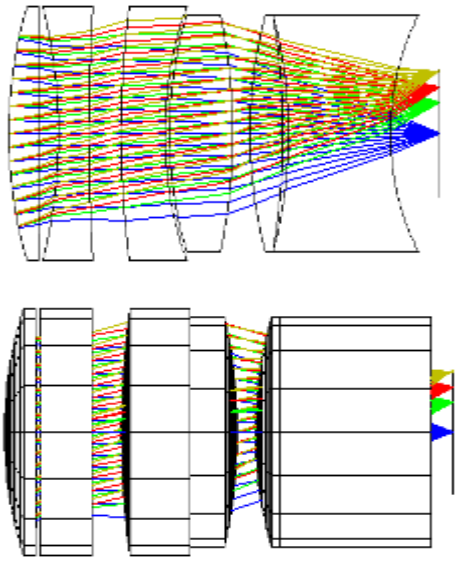
برای طراحی سیستم اپتیکی مدنظر، برخی ساختارهای اپتیکی موجود به عنوان ساختار اولیه بررسی شدند [۶-۸]. در سیستم اپتیکی ردیاب ستاره، ما باید ابیراهی های کروی، آستیگماتیسم، و رنگی را به حداقل برسانیم. همچنین ابیراهی محور عمودی اثر بزرگی را در موقعیت مرکزی تصویر دارد.

برای مواد با ضریب شکست بالا، ابیراهی کروی کوچکتر است. همچنین، لنزهای اپتیکی با ضریب شکست بالا نیاز به ضخامت کمتری دارند و کوچک سازی سیستم اپتیکی را برآورده می کنند. به همین دلیل از شیشه ی فلینت که دارای ضریب شکست بالا است استفاده شد. از طرفی برای کاهش ابیراهی رنگی از

[1] Walter Mandler

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شیشه کراون که دارای ضریب شکست پایین است استفاده کردیم. با توجه به شکل ۲، در سیستم اپتیکی شش لنز، که از سمت چپ، شیشه کراون ULTRAN30، شیشه فلینت BAFN6، شیشه فلینت SF3، شیشه فلینت N-LAF2، شیشه فلینت N15 و شیشه کراون KDP به ترتیب قرار دارند. مقادیر پارامترهای عملکردی سیستم اپتیکی در جدول ۱ آورده شده.



شکل ۲: پیکربندی ساختار سیستم اپتیکی ارائه شده.

جدول ۱: عملکرد سیستم اپتیکی اولیه

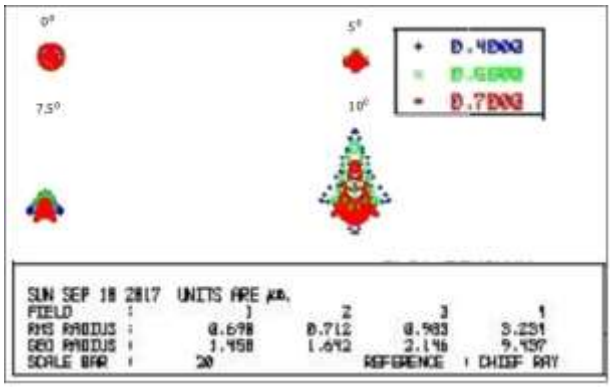
میدان دید	$20^o \times 15^o$
طول کانونی موثر	۱۶ میلی متر
F#	۱/۸۸
بازه طیفی	۴۰۰ - ۷۰۰ میکرومتر
طول موج مرکزی	۵۵۰ نانومتر

بررسی عملکرد سیستم اپتیکی

برای ارزیابی کیفیت تصویر و عملکرد سیستم اپتیکی مورد نظر، نمودار نقطه ای، غلظت انرژی، تابع انتقال مدولاسیون و منحنی های ابیراهی در نقاط محور $(0^o, 5^0, 7.5^o, 10^0)$ بررسی شده اند.

۱-نمودار لکه

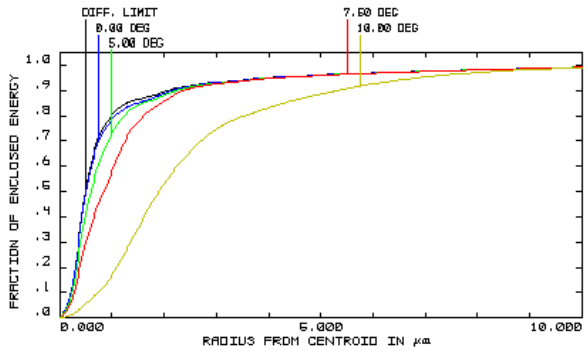
نمودار لکه، تصویر هندسی شکل گرفته، در هنگام تصویربرداری از یک جسم نقطه ای می باشد. دقت اندازه لکه تصویر ستاره باید کمتر از ۲ یا ۳ برابر اندازه پیکسل حسگر تصویر مورد نیاز باشد[۸]. همچنین اختلاف شعاع لکه (rms) در میدان دیدهای مختلف نباید بیش از حد بزرگ باشد. همان طور که در شکل ۳ نشان داده شده، شعاع rms نمودار لکه برای میدان دید اول و دوم در حدود ۰/۷میکرومتر، میدان دید سوم در حدود ۱ میکرومتر و میدان دید چهارم در حدود ۳/۲ میکرومتر است. از آنجایی که سایز پیکسل حسگر تصویر ۲/۲ میکرومتر است، بنابراین اندازه لکه الزامات سیستم اپتیکی ردیاب ستاره را برآورده می کند.



شکل ۳: نمودار لکه سیستم اپتیکی

۲-منحنی توزیع انرژی

انرژی محصور شده، درصدی از انرژی، به عنوان تابعی از قطر تصویر، برای بررسی کیفیت تصویر می باشد. برای سیستم اپتیکی ردیاب ستاره، بایستی ۸۰ درصد انرژی محصور در قطر کمتر از دو تا سه پیکسل باشد [۸]. مطابق شکل ۴ برای میدان دید کامل ۸۰ درصد توزیع غلظت انرژی در قطر کمتر از ۶/۸ میکرومتر قرار گرفته است. بنابراین سیستم اپتیکی ارائه شده الزامات ردیاب ستاره را برآورده می کند.

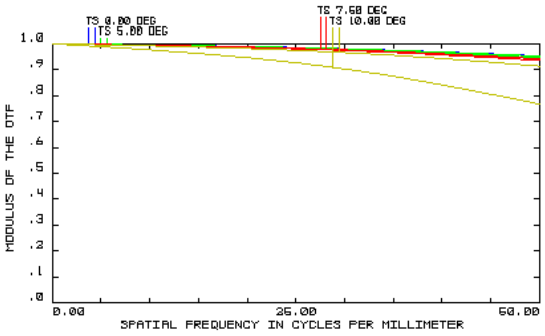


شکل ۴: منحنی توزیع غلظت انرژی سیستم اپتیکی

۳-تابع انتقال مدولاسیون (MTF)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تابع انتقال مدولاسیون (MTF) به عنوان بهترین شاخص ارزیابی کیفیت تصویر سیستم اپتیکی در طراحی اپتیکی مدرن شناخته شده است. MTF انتقال مدولاسیون از شی به تصویر توسط لنز را به عنوان تابعی از فرکانس فضایی ارائه می دهد. یک معیار برای عملکرد عالی (معیاری که اغلب به عنوان یک هدف طراحی برای لنزهای دوربین فیلمبرداری حرفه ای استفاده می شود) این است که ۵۰ درصد MTF را در مقدار فرکانس فضایی ۵۰ جستجو کنید. همان طور که در شکل ۵ نشان داده شده، برای سیستم فوق بالای ۷۷ درصد MTF تمام میدان در فرکانس $50^{cycles}/_{mm}$ وجود دارد. بنابراین سیستم اپتیکی ارائه شده الزامات ردیاب ستاره را برآورده می کند.

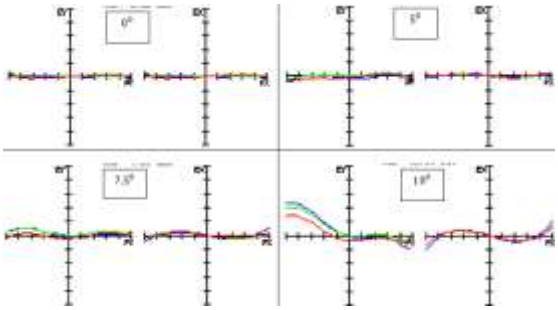


شکل ۵: نمودارهای MTF سیستم اپتیکی ارائه شده.

۴-نمودارهای ابیراهی پرتو

شکل منحنی ابیراهی پرتو می تواند نشان دهد که چه نوع ابیراهی در سیستم اپتیکی برای میدان دید وجود دارد.

نمودارهای ابیراهی چهار میدان دید در طول موج های مختلف سیستم اپتیکی ارائه شده در شکل ۵ نشان داده شده است. محور افقی شعاع پرتو و محور عمودی ابیراهی رنگی جانبی را نشان می دهد. سمت چپ مربوط منحنی های ابیراهی مماسی و سمت راست مربوط به منحنی های ابیراهی ساجیتال است. طبق شکل ۵ ابیراهی های سیستم اپتیکی مورد نظر به صورت بهینه برطرف شده است.



شکل ۶: منحنی های ابیراهی پرتو سیستم اپتیکی بهینه شده

نتیجه‌گیری

ساختار سیستم اپتیکی ارائه شده، از شش لنز مثبت و منفی تشکیل شده است. سیستم اپتیکی فوق دارای میدان دید وسیع $20^{o}\times15^{o}$، طول کانونی مؤثر ۱۶ میلی متر، F# برابر ۱/۸۸ می باشد. طول کلی سیستم اپتیکی برابر ۳۰/۱ میلی متر است.

سیستم فوق دارای ساختار ساده و تعداد لنزهای کمتری نسبت به سیستم های اپتیکی مشابه می باشد. بنابراین سیستم فوق دارای جرم وحجم مناسبی برای استفاده در حسگرهای ردیاب ستاره کوچک است. مقادیر پارامترهای عملکردی سیستم اپتیکی ارائه شده الزامات کاربردی مربوط به حسگر ستاره را برآورده می کند.

مرجع‌ها

[1] C. H. L. Ma, X. Wang, and D. Dai, "Advances and accuracy performance of the star trackers," in *Fifth International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging*, 2013.

[2] R. P. Jonas and M. D. Thorpe, "Double Gauss Lens Design: A Review of Some Classics Using Modern Methods," in *International Optical Design*, Vancouver, 2006, p. MB2.

[3] W. Mandler, "Design Of Basic Double Gauss Lenses," *Proc. SPIE 0237, 1980 International Lens Design Conference,"* 1980, pp. 222-233.

[4] J. Enright, D. Sinclair, and Ch. Fernando, "COTS Detectors for Nanosatellite Star Trackers: A Case Study," in *Small Satellite Conference*, 2011.

[5] I. S. Kruzhilov, "Evaluation of instrument stellar magnitudes without recourse to data as to star spectral classes," *Journal of Applied Remote Sensing*, vol. 6, pp. 063537-1-063537-11, 2012.

[6] M. Moldabekov, D. Akhmedov, S. Yelubayev, V. Ten, B. Albazarov, A. Shamro, *et al.*, "Features of design and development of the optical head of star tracker," *Proc. SPIE 9241, Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XVIII*, pp. 924122-924122-11, 2014.

[7] S. Thibault and M. Wang, "Fast camera objective designs for spectrograph of Mont Megantique telescope," *Proc. SPIE 5249, Optical Design and Engineering*, pp. 122-133, 2004.

[8] S. Wang and Y. Geng, "Large field and high precision optical system for star tracker," *in 2014 IEEE International Conference on Information and Automation (ICIA)*, pp. 484-489, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی آستانه تخریب ناشی از لیزر فوق کوتاه در پوشش های اکسید فلزی

مهدی رحیمی، فاضل جهانگیری، رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی

چکیده-در این مقاله آستانه تخریب لیزری در پوشش‌های اپتیکی متشکل از اکسیدهای ZrO_2، Al_2O_3، Sc_2O_3 و SiO_2 تحت تابش تک پالس لیزری فوق کوتاه مورد محاسبه قرار گرفته است. نتایج شبیه سازی با به کارگیری معادلات نرخ و درنظر گرفتن تحول زمانی یونیزاسیون بهمنی و چند فوتونی نشان می‌دهد که شار لیزری آستانه تخریب لیزری با افزایش طول پالس افزایش می‌یابد.

کلید واژه – آستانه تخریب لیزری، پوشش‌های اپتیکی، تابش تک پالس لیزری فوق کوتاه، ، معادلات نرخ، یونیزاسیون بهمنی و چند فوتونی

Investigation of ultrashort laser induced damage threshold in metal oxide coatings

Mehdi Rahimi, Fazel Jahangiri, Reza Massudi

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University

Abstract-In this paper, the laser damage threshold induced by interaction of single ultrashort pulse with optical coatings including metal oxides of ZrO_2, Al_2O_3, Sc_2O_3 and SiO_2 is calculated. Simulation results using the rate equations and taking into consideration the avalanche and multiphoton ionization reveal that the laser fluence of damage threshold increases with increasing pulse duration.

Keywords: Laser Damage Threshold, Optical Coatings, Single Ultrashort Pulse, Rate Equations, avalanche and multiphoton ionization

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱. مقدمه

با اختراع لیزر و توسعه لیزرهای توان بالا، مطالعه آستانه تخریب ناشی از لیزر که عامل محدود کننده در ساخت تجهیزات اپتیکی و لیزری است مورد توجه قرار گرفت[۱]. تخریب ناشی از لیزر معمولا از طریق دو مکانیزم حرارتی و الکتریکی توصیف می‌شود. برای لیزرهای پیوسته و یا پالس‌های لیزری با طول پالس بلندتر از ۵۰ پیکوثانیه مکانیزم حرارتی برقرار است و به صورت ذوب شدگی موضعی و شکستگی ظاهر می‌شود. ولی برای پالس‌های لیزری فوق کوتاه کمتر از ده پیکوثانیه مکانیزم حاکم بر تخریب الکتریکی است که به صورت کندو سوز ظاهر می‌شود [۲]و[۳]. در کنار مطالعات آستانه تخریب در حجم مواد اپتیکی، بررسی تخریب پوشش‌های اپتیکی نیز که معمولا از دیگر المان‌های اپتیکی آستانه تخریب پایین‌تری دارند مورد توجه قرار داشته است[۴]. در سال ۱۹۹۵ مدل تئوری بر پایه حل معادلات نرخ، برای محاسبه آستانه تخریب پیشنهاد شد که مطابقت خوبی با داده‌های تجربی داشت[۵]. در سال ۲۰۱۱ آستانه تخریب سطحی فیوز سیلیکا را در رژیم فمتوثانیه به صورت تجربی و تئوری بررسی و نشان داده شد که فرآیند بهمنی برای پالس‌های کوچکتر از ۵۰ فمتوثانیه می‌تواند نقش مؤثری داشته باشد[۶].در این مقاله ابتدا تئوری حاکم بر تخریب در رژیم پالس‌های فوق کوتاه را برای لایه‌هایی از جنس اکسیدهای ZrO_2، Al_2O_3، Sc_2O_3، SiO_2 که آینه‌های دی‌الکتریک لیزرهای توان بالا را می‌سازند بررسی می‌کنیم. سپس با استخراج معادلات حاکم بر دینامیک تخریب و حل عددی آن‌ها با استفاده از الگوریتم رانگ-کوتا، وابستگی آستانه تخریب به طول پالس و شدت لیزری را محاسبه و تحول زمانی فرایندهای یونیزاسیون حاکم بر پدیده تخریب را استخراج می‌کنیم. نتایج ما نشان داد که با افزایش طول پالس لیزری آستانه تخریب ماده افزایش و با افزایش چگالی الکترونی، ضریب جذب نیز افزایش پیدا می‌کند.

۲. تئوری و معادلات حاکم

تخریب ایجاد شده توسط لیزر در دی الکتریک‌ها در رژیم پالس‌های فوق کوتاه مبتنی بر برانگیختگی غیر خطی، یونیزاسیون چند فوتونی و یونیزاسیون تونلی زنی الکترون‌ها از باند ظرفیت به باند رسانش توضیح داده می‌شود. این فرآیندهای غیر خطی در واقع الکترون اولیه برای شروع یونیزاسیون برخوردی و به دنبال آن یونیزاسیون بهمنی را فراهم می‌آورند[۷]. هنگامی که چگالی الکترون‌ها در باند رسانش از مقدار بحرانی تجاوز کند ماده بسیار جاذب شده و انرژی جذب شده پس از زمانی در حدود ۱ پیکوثانیه به شبکه منتقل می‌شود و این باعث ایجاد تخریب می‌گردد[۳]. از اینرو محاسبه شار لیزری مورد نیاز برای آنکه چگالی الکترونی در باند رسانش از حد بحرانی خود تجاوز کند معیار مناسبی برای آستانه تخریب لیزری محسوب می‌شود. برای محاسبه چگالی الکترون‌ها در باند رسانش از معادله نرخ استفاده می‌کنیم [۱] :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = W_{PI} + W_{AV} - W_R \qquad (۱)$$

که W_{PI} ، W_{AV} و W_R به ترتیب نرخ یونیزاسیون چند فوتونی، یونیزاسیون بهمنی و نرخ واهلش الکترون‌ها از باند رسانش به باند ظرفیت هستند. نرخ فوتویونیزاسیون به صورت زیر تعریف می‌شود [۸] :

$$Q(\gamma,x) = \sqrt{\frac{\pi}{2K(\gamma_2)}} \times \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left\{-n\pi \frac{K(\gamma_2)-E(\gamma_2)}{E(\gamma 1)}\right\} \times \sum_{n=0}^{\infty} \Phi\left\{\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{(2\langle x+1\rangle - 2x+n)}{K(\gamma_2)E(\gamma_2)}}\right\} \qquad (۲)$$

$$x = \frac{2}{\pi}\frac{E_g}{\hbar\omega}\frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\gamma}E\left(\frac{1}{1+\gamma^2}\right)$$

$$\gamma = \frac{\omega\sqrt{m_e^* E_g}}{eE}$$

$$\Phi(z) = \int_0^z \exp(y^2 - z^2)dy$$

γ پارامتر کلدیش، Φ انتگرال داوسون ، E_g پهنای باند، K انتگرال بیضوی نوع اول، E انتگرال بیضوی نوع دوم و $\hbar$ ثابت پلانک است و پارامترهای γ_1 و γ_2 به صورت زیر تعریف می‌شوند :

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\gamma_1 = \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} \qquad \gamma_2 = \frac{1}{1+\gamma^2} \qquad (۳)$$

اگر $\gamma > 1$ باشد نرخ فوتویونیزاسیون برابر نرخ یونیزاسیون چند فوتونی است و برای $\gamma < 1$ نرخ فوتویونیزاسیون برابر نرخ یونیزاسیون تونلی زنی است که از تقریب‌های رابطه (۲) بدست می‌آیند [۸]. نرخ یونیزاسیون بهمنی از مدل درود بدست می‌آید [۴]:

$$W_{AV} = \frac{\sigma}{E_g} I(t) \qquad (۴)$$

که در آن σ سطح مقطع جذب و به صورت $\sigma = \frac{e^2}{c\varepsilon_0 n_0 m_e^*} \times \frac{\tau_c}{1+\omega^2 {\tau_c}^2}$، τ_c زمان بین برخورد دو الکترون و به صورت $\tau_c = \frac{16\pi {\varepsilon_0}^2 \sqrt{m_e^*(0.1E_g)^3}}{\sqrt{2}e^4 n(t)}$، n_0 ضریب شکست محیط، c سرعت نور، ε_0 ثابت دی الکتریک در هوا، m_e^* جرم موثر الکترون، τ_p پهنای زمانی پالس و I شدت پالس لیزری است که به صورت $I = I_0 \exp\left[-4\ln(2)(\frac{t}{\tau_p})^2\right]$ در نظر گرفته می شود.

علاوه بر این، نرخ واهلش از باند رسانش به باند ظرفیت برابر است با :

$$W_R = \frac{n(t)}{\tau_r} \qquad (۵)$$

که در آن τ_r زمان متوسط واهلش الکترون‌ها از باند رسانش به باند ظرفیت است. با توجه به ثابت دی الکتریک ماده و تغییرات آن با افزایش چگالی الکترونی می‌توان میزان جذب ماده را مشخص کرد. ثابت دی الکتریک در این شرایط به صورت زیر تعریف می‌شود :

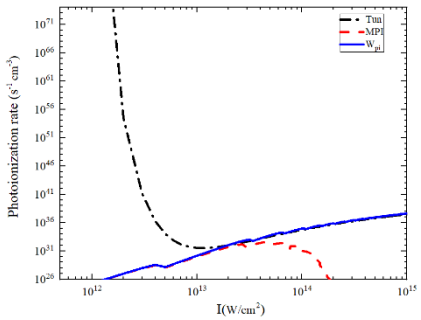
$$\varepsilon_\gamma = \varepsilon_1 + i\,\varepsilon_2 \qquad \varepsilon_1 = \varepsilon_{opt} - \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e^*} \times \frac{1}{\omega^2 + (\frac{1}{{\tau_c}^2})} \qquad (۶)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{ne^2\tau}{\varepsilon_0 m_e^* \omega(1+\omega^2{\tau_c}^2)}$$

$$\varepsilon_{opt} = {n_0}^2$$

۳. نتایج و بحث:

با توجه به معادلات (۲) و (۳)، نرخ فوتویونیزاسیون به صورت شکل (۱) برای سیلیکا بدست آمد. این شکل نرخ فوتویونیزاسیون و تقریب‌های آن در شدت‌های مختلف را نشان می‌دهد. با توجه به شکل، نرخ فوتویونیزاسیون کل در بازه شدت $۱۰^{۱۲}$ ـ $۱۰^{۱۴}$ وات بر سانتی‌متر مربع با نرخ یونیزاسیون چند فوتونی و به ازای شدت‌های بالاتر از $۱۰^{۱۴}$وات بر سانتی‌متر مربع با نرخ یونیزاسیون تونل زنی تقریب زده می‌شود [۸].

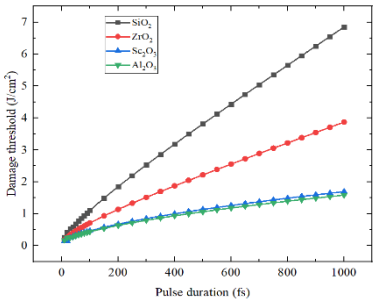


شکل ۱: تغییرات نرخ فوتویونیزاسیون کل، یونیزاسیون چند فوتونی و یونیزاسیون تونل زنی بر حسب شدت میدان لیزری برای سیلیکا در طول موج ۸۰۰ نانومتر

تخریب برای سیلیکا در شدت های کوچکتر از $۱۰^{۱۴}$ وات بر سانتی‌متر مربع رخ می‌دهد پس می‌توان فوتویونیزاسیون کل را برای این ماده با یونیزاسیون چند فوتونی تقریب زد. برای مواد دیگر نیز نرخ یونیزاسیون چند فوتونی با نرخ فوتویونیزاسیون کل منطبق است بنابر این نرخ فوتویونیزاسیون کل با نرخ یونیزاسیون چند فوتونی برابر گرفته می شود.

بنابراین با حل معادله (۱) با استفاده از الگوریتم رانگ-کوتا برای اکسیدهای ZrO_2، Al_2O_3، Sc_2O_3، SiO_2 به استخراج نتایج می‌پردازیم.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



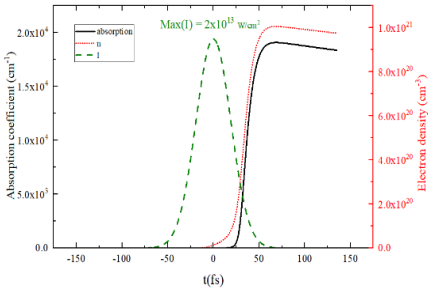
شکل ۲: آستانه تخریب بر حسب طول پالس

شکل ۲ نشان می‌دهد که آستانه شار لیزری مورد نیاز برای ایجاد تخریب در مواد مورد بررسی با افزایش طول پالس لیزری افزایش می‌یابد . آستانه تخریب به صورت $F_{cr} \propto \tau^{K}$ با طول پالس رابطه دارد و K برای مواد مورد بررسی به صورت زیر بدست می‌آید.

K	۰/۸۰۲۹	۰/۷۴۶۷	۰/۵۴۹۵	۰/۵۶۳۶
ماده	SiO_2	Al_2O_3	SC_2O_3	ZrO_2

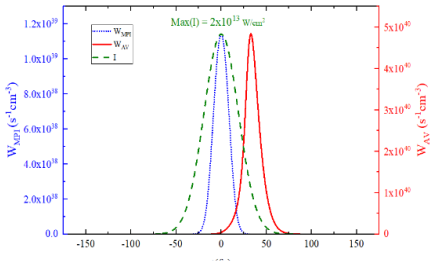
داده‌های بدست آمده در شکل ۲ برای سیلیکا و سفایر مطابقت خوبی با نتایج تجربی در مرجع [۹] دارند. دلیل افزایش آستانه تخریب با افزایش طول پالس را می‌توان کاهش شدت پالس لیزری لازمه برای تخریب در طول پالس‌های بلندتر و به دنبال آن کاهش نرخ یونیزاسیون-های بهمنی و چند فوتونی دانست.

همچنین بررسی ما نشان می‌دهد که ضریب جذب با افزایش چگالی الکترونی مطابق معادله (۶) افزایش می-یابد. این تغییرات در شکل ۳ به عنوان نمونه برای سیلیکا، به ازای طول پالس لیزری ۴۵ فمتوثانیه ارائه شده است. مطابق شکل هنگامی که چگالی الکترونی (n) افزایش می-یابد، α نیز افزایش می‌یابد.



شکل ۳: افزایش ضریب میرایی با افزایش چگالی الکترونی در سیلیکا.

شکل ۴ تغییرات زمانی یونیزاسیون‌ها برای سیلیکا در طول پالس ۴۵ فمتوثانیه را نشان می‌دهد و روند تغییرات آن را با پالس مقایسه می‌کند. مشاهده می‌شود که یونیزاسیون بهمنی مکانیزم غالب در تولید الکترون های باند رسانش می‌باشد.



شکل ۴: تغییرات یونیزاسیون بهمنی و یونیزاسیون چند فوتونی با زمان برای سیلیکا

نتیجه‌گیری

در این مقاله علاوه بر محاسبه آستانه تخریب برای پوشش های ZrO_2، Al_2O_3، Sc_2O_3و SiO_2 ، نشان دادیم با افزایش طول پالس آستانه تخریب افزایش می‌یابد. همچنین نشان دادیم با افزایش چگالی الکترونی ضریب جذب افزایش می‌یابد. در نهایت نرخ یونیزاسیون بهمنی و فوتویونیزاسیون را برای سیلیکا محاسبه کردیم و نشان دادیم نرخ یونیزاسیون بهمنی فرآیند غالب در ایجاد الکترون های باند رسانش است.

مراجع

[1] Ristau, Detlev, ed. Laser-induced damage in optical materials. CRC Press, 2014.

[2] Stuart, B. C, et al. "Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics." Physical review B 53.4 (1996): 1749.Stuart, Brent C., et al. "Optical ablation by high-power short-pulse lasers." *JOSA B* 13.2 (1996): 459-468.

[3] Stuart, Brent C., et al. "Optical ablation by high-power short-pulse lasers." *JOSA B* 13.2 (1996): 459-468.

[4] Jing, Xufeng, et al. "Calculation of femtosecond pulse laser induced damage threshold for broadband antireflective microstructure arrays." Optics express 17.26 (2009): 24137-24152.

[5] BC Stuart, MD Feit, AM Rubenchik, BW Shore… - Physical review …, 1995 - APS

[6] Chimier, B., et al. "Damage and ablation thresholds of fused-silica in femtosecond regime." Physical Review B 84.9 (2011): 094104.

[7] Lenzner, Matthias. "Femtosecond laser-induced damage of dielectrics." International Journal of Modern Physics B 13.13 (1999): 1559-1578.

[8] Keldysh, L. V. "Ionization in the field of a strong electromagnetic wave." *Sov. Phys. JETP* 20.5 (1965): 1307-1314.

[9] Mero, M., et al. "Scaling laws of femtosecond laser pulse induced breakdown in oxide films." Physical Review B 71.11 (2005): 115109.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی و محاسبه اثر نقص جابجایی اتم های سیلیکونی ناشی از تابش بر روی قطعات فوتودیودی با استفاده از تغییرات طول عمر حامل‌ها

سارا شوریان[۱] ، حمید جعفری[۱]، سید امیرحسین فقهی[۱]

[۱]گروه کاربرد پرتوها، دانشکده مهندسی هسته ای، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

چکیده – فوتودیودها بعنوان ساختار پایه بسیاری از قطعات مورد استفاده در ارتباطات نوری ممکن است تحت تابش یونیزان قرار گیرند. در این کار تاثیر PKAهایی با انرژی‌های مختلف(۵۰ eV، ۱۰۰ eV و ۲۰۰ eV، ۵۰۰ eV و ۱۰۰۰ eV) بر ساختار سیلیکونی یک فوتودیود بررسی شده است. تاثیرات میکروسکوپی PKA ها بر ساختار سیلیکونی که با عث ایجاد نقص های فرنکل و ایجاد سطوح جدید انرژی در باند ممنوعه این نیمه‌هادی می شود، توسط نرم افزار دینامیک مولکولی LAMMPS بررسی شده است. تغییرات ماکروسکوپی این قطعه که ناشی از گیراندازی حامل‌های بار در تله‌های بوجود آمده می باشد، منجر به کاهش جریان کاتد و به دنبال آن بهره کوانتومی فوتودیود می شود که توسط نرم افزار SILVACO شبیه سازی و محاسبه شده است. بنابراین با توجه به تاثیرگذاری بر ضریب اطمینان داده‌های حاصل شده از این قطعات، می بایستی این افت ناشی از تابش در هنگام طراحی مدارات و همچنین تحلیل نتایج در نظر گرفته شود.

کلید واژه- تابش یونیزان ، فوتودیود سیلیکونی، نقص جابجایی، PKA

Investigating and Calculating of Silicon Displacement defect due to irradiation on Photodiodes Using Carrier Lifetime Changes

S. Shoorian[1]; H. Jafari[1]; S. A. H. Feghhi[1]
Radiation Application Department, Shahid Beheshti University, Tehran, IRAN

Abstract- Photodiodes as the base structure of many optical components may be exposed to ionizing radiation. In this paper, the effect of PKAs with different energies (50 eV, 100 eV and 200 eV, 500 eV and 1000 eV) have been investigated on a silicon photodiode. PKAs microscopic effects on the silicon structure, which cause Frenkel defects formation and the creation of new energy levels in the semiconductor band gap, The device's macroscopic changes due to the trapping of charge carriers in the created traps, lead to the reduction of the photodiode cathode current and, consequently, the quantum efficiency, which is simulated and calculated by SILVACO. This affects the reliability of the data obtained from these components, which should be considered when designing the circuits and analyzing the results.

Keywords: Displacement defect, Silicon Photodiode, PKA, Ionizing radiation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

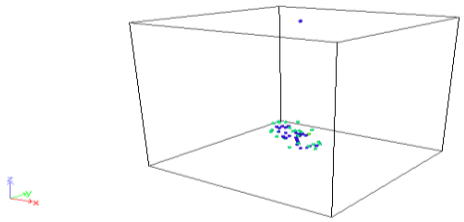
مقدمه

فوتودیودها به عنوان آشکارسازهای نوری دارای کاربردهای فراوانی در زمینه‌های مختلف از جمله ستاره‌شناسی، ارتباطات نوری، حس-گرهای زیستی و نظامی هستند.امروزه، فوتودیودهای بهمنی (APDs[1]) که در حالت گایگر کار می-کنند به این منظور بکار گرفته می‌شوند[۱]. فوتودیود ها معمولا از جنس سیلیکون و دارای ساختار پیوندی PIN می باشند. برخورد تابش های یونیزان به کریستال سیلیکونی این ساختارها در محیط‌هایی مانند فضا، شتاب-دهنده‌ها و ... باعث بروز نقص‌هایی در آنها می‌شود. آسیب پرتویی در فوتودیودها هنگامی رخ می‌دهد که درون حجم حساس این قطعات انرژی ، بیشتر به شکل یونیزان یا جابجایی اتمی، بجا گذاشته شود[۲]. این اندرکنش‌ها به نوع ذره و انرژی آن بستگی دارند. در انرژی‌های پایین‌تر قسمت بزرگ‌تری از انرژی ذره صرف یونیزاسیون اتم‌های سیلیکون در شبکه می‌شود. این یونیزاسیون بطور کامل برگشت‌پذیر است.

اتلاف انرژی غیریونیزان (NIEL[2]) ممکن است باعث جابجایی اتم-های سیلیکون از جای خود در شبکه و تولید یک اتم بین‌نشین و یک تهی‌جا (جفت فرنکل) شود. به اتمی که به دلیل تابش از جای خود در شبکه جابجا شده است، PKA [3] گفته می‌شود. اگر انرژی PKA به اندازه کافی بزرگ باشد، باعث جابجایی اتم‌های سیلیکون دیگری از جایگاه خود در شبکه می‌شود و آبشاری از نقص‌ها تولید می‌کند. این نقص‌ها سبب تولید سطوح جدید انرژی در باند ممنوعه می-شوند[۳].این اثرات به صورت تغییرات پارامترهای میکروسکوپی شناخته می شوند که توسط نرم افزار های دینامیک مولکولی و مونت کارلویی قابل بررسی هستند. اثرات ماکروسکوپی ناشی از تابش نیز باعث تغییر خواص الکتریکی فوتودیود سیلیکونی می شود که از مهم‌ترین آنها تغییرات بهره کوانتومی و جریان نشتی آن می‌باشد. این تغییرات را می توان در نرم افزار های شبیه ساز قطعات نیمه هادی از جمله SILVACO محاسبه و بررسی نمود[۴]. علی‌رغم دقت بیشتر روش تجربی، از آنجا که آزمایش عملی هزینه زیادی داشته و زمانی طولانی برای اجرا نیاز دارند، با استفاده از شبیه‌سازی می‌توان در زمان و هزینه صرفه‌جویی نمود. همچنین از آنجا که مشاهدات تجربی شکل‌گیری نقص‌های نقطه‌ای ناشی از برخوردها بخاطر زمان بسیار کوتاه و مقیاس فضایی بسیار کوچک (ps,nm) تقریبا غیرممکن است، مدل‌سازی شکل‌گیری نقص و شبیه‌سازی قطعه برای درک مکانیزم‌های پیچیده شکل‌گیری نقص و عملکرد ساختارهای تابش دیده ضروری است[۵].نرم‌افزار SILVACO یک برنامه کامپیوتری است که توانایی شبیه‌سازی قطعات الکتریکی در دو و سه بعد را دارا می‌باشد. با این شبیه‌ساز می‌توان خواص الکتریکی مرتبط با ساختار فیزیکی و شرایط بایاس معین را با معادلات برگرفته از قوانین ماکسول پیش‌بینی نمود[۵۴].

روش کار

در این کار به منظور بدست آوردن تعداد جفت فرنکل‌های ایجاد شده توسط PKA در ساختار فوتودیود از نرم افزار LAMMPS استفاده شده است[۶]. به این منظور PKA با انرژی-های ۵۰eV،۱۰۰eV،۲۰۰ eV، ۵۰۰ eV و۱۰۰۰eV به جعبه‌ی سیلیکونی با ابعاد $۲۴a \times ۲۴a \times ۲۴ \; a\,cm^3$ است که a در آن ثابت شبکه بوده و مقدار آن برای سیلیکون برابر ۵,۴۳۱ آنگستروم می‌باشد، تابانده شده است. این ابعاد با توجه به انرژی‌های انتخاب شده برای PKAها و محاسبات برد آن‌ها در سیلیکون با استفاده از نرم‌افزار SRIM انتخاب شده است[۷]. تعداد اتم‌های جابجا شده از جایگاه خود در شبکه کریستالی در نتیجه اندرکنش PKAها با اتم-های سیلیکون را می‌توان با فراخوانی فایل تولید شده از LAMMPS در نرم‌افزار OVITO مشاهده نمود. تعداد جفت فرنکل‌های تولید شده در ابتدا با ورود PKA به شبکه افزایش یافته تا به بیشینه مقدار خود برسد، اما پس از مدتی بدلیل بازترکیب تعداد آن‌ها کاهش یافته تا به مقدار نهایی خود در طول مدت زمان ۶۵ns برسد. جفت فرنکل‌ها برای PKA با انرژی ۵۰۰ eV در گام چهارم محاسبات (۴ ns) در شکل ۱ نشان داده شده است. از آنجاییکه جریان یک نیمه‌هادی مجموع جریان ناشی از حامل‌های اقلیت و اکثریت می‌باشد. پس با توجه به به طول عمر حامل‌ها که قبل از بازترکیب شدن توسط پایانه‌های الکتریکی نیمه‌هادی جمع‌آوری شوند، جریان خروجی قطعه متفاوت خواهد بود. طول‌عمر الکترون‌ها و حفره‌ها خود تابع سه کمیت چگالی دام‌ها[4]، سطح مقطع گیراندازی حامل[5] و سرعت حرارتی[6] است. چگالی دام‌ها از طریق محاسبات روی داده‌های گرفته شده از LAMMPS (تعداد جفت فرنکل‌های تولید شده در واحد حجم) بدست آمده است. سایر این مقادیر نیز از مدل چهار ترازی با انتقال بار مستقیم استخراج شده‌اند[۸].



شکل ۱: جفت فرنکل‌های تولید شده در کریستال سیلیکونی در اثر برخورد PKA با انرژی ۵۰۰ eV در گام چهارم محاسبات (۴ ns)

[1] Avalanche Photodiodes
[2] Non-Ionizing Energy Loss
[3] Primary Knock-on Atom
[4] Trap density
[5] Carrier capture cross section
[6] Thermal velocity

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

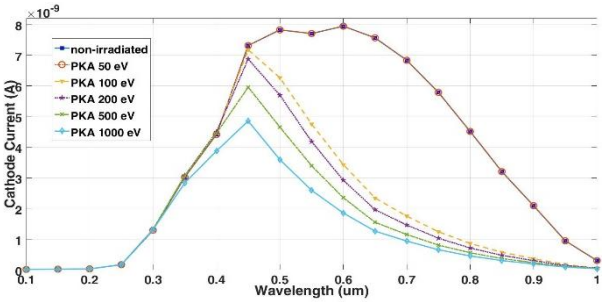
این تغییر طول عمر حامل‌ها در ساختار فوتودیود نیز توسط دستور TRAP در نرم افزار SILVACO وارد می گردد. مدل یک فوتودیود سیلیکونی با ابعاد سطح مقطعی ۱۰×۱۰ μm2 تعریف شده است که ابتدا مشخصه‌های الکتریکی آن قبل از پرتودهی استخراج شده‌اند. سپس با اعمال تغییرات طول عمر حامل‌ها ناشی از تابش PKA، این مشخصه‌ها مجدد اندازه‌گیری شده‌اند تا تاثیر تابش بر عملکرد الکتریکی قطعه مورد بررسی قرار گیرد. این مشخصه ها شامل جریان کاتد و بهره کوانتومی فوتودیودها می باشد که بر حسب پارامترهای اپتیکی قطعه یعنی طول موج ها و شدت های نور تابیده شده محاسبه شده اند.

نتایج و جمع‌بندی

برای بررسی تغییرات جریان کاتد فوتودیود بر حسب طول موج نور فرودی با استفاده از دستور beam در نرم افزار سیلواکو، یک باریکه نوری با شدت نوری ثابت ۱/۳۲×۱۰$^{-۱}$ W/cm^2 با طول موج‌های متفاوت ۰/۱ μm تا ۱ μm و گام‌های ۰/۰۵ μm عمود به قطعه تابانده شده است.

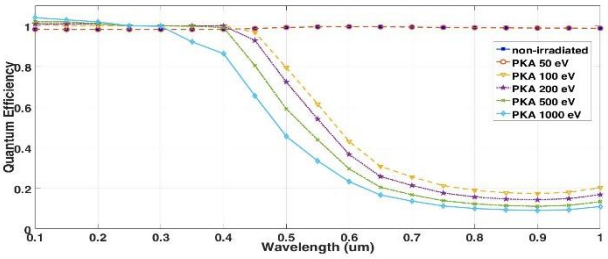
تغییرات جریان کاتد فوتودیود بر حسب طول موج نور فرودی برای انرژی‌های مختلف PKA، در ولتاژ ۰,۲ V در شکل ۲ رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود با افزایش انرژی PKA، تغییرات جریان کاتد بر حسب طول موج ناگهانی‌تر می‌شود که کوچکتر شدن پهنای نمودارهای مربوط به تابش PKA گواه این موضوع است. مقدار جریان کاتد کاهش میابد بطوریکه بعنوان مثال این جریان برای فوتودیود تابش ندیده در طول موج ۰/۴۵ μm برابر ۷/۳۱×۱۰$^{-۹}$ A و برای فوتودیود تحت تابش PKA با انرژی ۱۰۰ eV برابر ۷/۱۷×۱۰$^{-۹}$ A است. با افزایش انرژی PKA این افت جریان ادامه پیدا می‌کند بگونه‌ای که این مقدار برای PKA با انرژی ۱۰۰۰ eV در همین طول موج برابر با ۴/۸۵×۱۰$^{-۹}$ A می‌شود که حدود ۶۶/۳ ٪ این مقدار در فوتودیود قبل تابش است.

همچنین تغییرات بهره کوانتومی بر حسب طول موج نور فرودی بصورت نسبت جریان خروجی به تعداد فوتون‌های نوری فرودی در نظر گرفته شده است. بنابراین این کاهش جریان کاتد برای قطعات پرتودیده در انرژی‌های مختلف PKA ، همانطور که در شکل ۳ نمایش داده شده است منجر به کاهش بهره کوانتومی فوتودیود در طول موج‌های نوری مختلف می‌شود که این کاهش در بین طول موج‌های ۵/۶-۰/۰ μm حدود نصف بهره فوتودیود تابش ندیده، و در طول موج‌های بیشتر تا حدود ۰/۱ است. همانگونه که مشاهده می‌شود در طول موج‌های کوچکتر، در این نمونه حدود ۰/۳۵ μm، PKA تاثیر به‌سزایی در جریان کاتد ندارد. کاهش بهره کوانتومی هم همانگونه که مشاهده می‌شود برای PKAهایی با انرژی کمتر از eV ۱۰۰۰، تقریبا تا طول موج ۰/۴ μm چشم‌گیر نمی‌باشد.



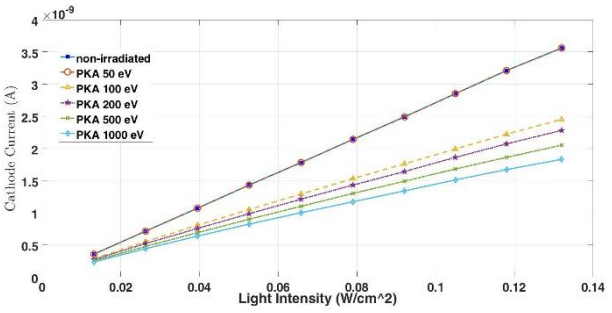
شکل ۲: تغییرات جریان کاتد بر حسب طول موج فوتون فرودی برای PKAهای متفاوت

این کاهش جریان کاتد را می‌توان با گیراندازی حامل‌ها توسط نقص-های ایجاد شده که سبب شکل‌گیری سطوح انرژی جدید در باند ممنوعه می‌شوند، توجیه نمود.



شکل ۳: تغییرات بهره کوانتومی بر حسب طول موج فوتون فرودی برای PKAهای متفاوت

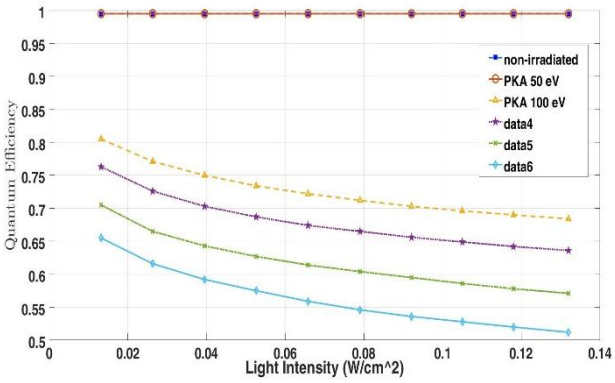
تغییرات جریان کاتد و همچنین بهره کوانتومی نسبت به شدت‌های متفاوت یک منبع نوری از ۰/۰۱۳۱۶ W/cm^2 تا ۰/۱۳۱۶ W/cm^2 نیز بررسی شد. در اینجا از طول موج ثابت ۰/۶۲۳ μm استفاده شده است. همانگونه که در شکل ۴ نشان داده است، هرچه شدت فوتون نوری فرودی افزایش میابد، اختلاف جریان کاتد فوتودیود پرتودیده با حالت پایه آن بیشتر می‌شود و این مقدار در بیشینه شدت موج فرودی به کمتر از ۷۱/۴ ٪ ، زیر ۶/۸۴×۱۰$^{-۱}$ آمپر، مقدار قبل از پرتودهی می‌رسد.



شکل ۴: تغییرات جریان کاتد بر حسب شدت فوتون فرودی برای PKAهای متفاوت در ولتاژ ۲ V

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

علاوه بر این، با توجه به شکل ۵، برخورد PKA با فوتودیود سبب کاهش بهره کوانتومی آن بر حسب شدت فوتون فرودی تا حدود نصف مقدار قبل از تابش، برای پرانرژی‌ترین PKA (۱۰۰۰ eV)، می‌شود.



شکل ۵: تغییرات بهره کوانتومی بر حسب شدت فوتون فرودی برای PKAهای متفاوت در ولتاژ ۲ V

نتیجه‌گیری

با توجه به نتایج بدست آمده، برخورد PKA با انرژی ۵۰ eV با فوتودیود سیلیکونی تاثیری بر پارامترهای الکتریکی و اپتیکی آن ندارد چراکه بر اساس نظریه کین‌چین-پیس[۷]، حداقل انرژی مورد نیاز برای تولید نقص در یک کریستال باید کمی بیشتر از ۲ برابر انرژی آستانه جابجایی آن کریستال باشد[۹]. از آن‌جا که انرژی آستانه کریستال سیلیکون حدود ۲۵ eV است، لذا PKAهایی با انرژی مساوی یا کمتر از ۵۰ eV تاثیری بر عملکرد قطعه نخواهند داشت. اما همانگونه که از نتایج بدست آمده می‌توان دریافت، برخورد PKAهایی با انرژی بیشتر از حد ذکر شده، بدلیل ایجاد نقص در شبکه سبب تغییر ساختار کریستالی سیلیکون شده و پارامترهای الکتریکی و اپتیکی قطعه را تحت تاثیر قرار می‌دهند. از جمله شاخص‌ترین آن‌ها، تغییر جریان نشتی بر حسب طول موج فوتون فرودی می‌باشد که برای PKA با انرژی ۱۰۰۰ eV برابر با $۴/۸۵\times۱۰^{-۹}$ A بوده که حدود ۶۶/۳ ٪ مقدار آن در فوتودیود قبل تابش است. بررسی تغییرات جریان نشتی بر حسب شدت نور فرودی حاکی از آن است که افزایش انرژی PKA و شدت نور فرودی هر دو سبب کاهش جریان نشتی شده بطوری‌که این مقدار در بیشینه شدت موج فرودی به کمتر از ۷۱/۴ ٪ ، زیر $۶/۸۴\times۱۰^{-۱}$ آمپر، مقدار قبل از پرتودهی می‌رسد.

هنگام استفاده از ادوات الکترونیکی در محیط‌های پرتویی باید ضریب اطمینان داده‌ها را لحاظ نمود. بنابراین با توجه به تاثیرگذاری محیط-های تابشی بر ضریب اطمینان داده‌های حاصل شده از قطعات الکترونیکی از قبیل فوتودیود، می بایستی این افت ناشی از تابش در هنگام طراحی مدارات و همچنین تحلیل نتایج در نظر گرفته شود.

مرجع‌ها

[1] Henri Dautet, Pierre Deschamps, Bruno Dion, Andrew D. MacGregor,Darleene MacSween, Robert J. McIntyre, Claude Trottier, and Paul P. Webb, “Photon counting techniques with silicon avalanche photodiodes” , APPLIED OPTICS / Vol. 32, No. 21 / 20 July 1993.

[2] H. Jafari, S.A.H. Feghhi*, S. Boorboor, “Evaluation of gamma dose effect on PIN photodiode using analytical model”, Radiation Physics and Chemistry 144 (2018) 379–385

[3] F. Honniger, “Radiation Damage in Silicon - Defect Analysis and Detector Properties” DESY-THESIS-2008-002.

[4] Silvaco International, ATLAS (vol I & II) User's Manual, (http://www.silvaco.com/).

[5] S. Plimpton, Fast Parallel Algorithms for Short-Range Molecular Dynamics, J Comp Phys, 117, 1-19 (1995)

[6] Hong Li a, et all. "The evolution of interaction between grain boundary and irradiation induced point defects: Symmetric tilt GB in tungsten", Journal of Nuclear Materials, Volume 500, March 2018, Pages 42-49.

[7] Ziegler,J.F.,2001.SRIM2000.http://www.srim.org/

[8] F. Moscatelli, A. Santocchia, D. Passeri, G.M. Bilei, B.C. MacEvoy, G. Hall, P.Placidi, “An enhanced approach to numerical modeling of heavily irradiated silicon devices”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, Volume 186, 2002, Pages 171-175

[9] G.H.Kinchin and R.S.Pease, “The Displacement of Atoms in Solids by Radiation”, Rep. Prog. Phys. 18 1, 195.

[7] Kinchin-Pease

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

حسگر اپتیکی بر پایه شفافیت القایی پلاسمونی در فراماده گرافنی

عبدالرسول قرائتی[۱]، جمال ایزدشناس جهرمی[۲]

[۱]استاد گروه فیزیک دانشگاه پیام نور، تهران، agaraati@pnu.ac.ir

[۲]دانشجوی ارشد فیزیک دانشگاه پیام نور، تهران، vahidizadshenas@gmail.com

چکیده - در این کار به حل عددی یک ساختار فرامواد متشکل از گرافن پرداخته می‌شود که در آن دو میله گرافنی بر روی یک دی‌الکتریک قرارگرفته‌اند. درواقع برهمکنش مخربی که بین دو مد پلاسمونی روشن-تاریک در این ساختار ایجاد می‌شود منجر به ایجاد شفافیت القایی در پاسخ‌های طیفی می‌شود. برای مشاهده پنجره روشن از شکست تقارن در ساختار استفاده شده است. علاوه بر این با تغییر ولتاژ ورودی گرافن یا تغییر در آلایش شیمیایی گرافن می‌توان محدوده این روزنه روشن را کنترل کرد که محدوده مادون‌قرمز دور را پوشش می‌دهد. بنابراین از دو طریق شکست تقارن در ساختار و پتانسیل شیمیایی کنترل محدوده رزونانسی ایجاد می‌شود. ضریب شکست نور در این ساختار برابر با ۳۶۱/۳ است و حساسیت این ساختار برابر با ۲۰um/RIU محاسبه شده است. کاربردهای که از این نوع ساختار ایجاد می‌شود در کلیدهای نوری، کند سازی نور، حسگرهای زیستی است.

کلید واژه- شفافیت القایی پلاسمونی، شفافیت القایی الکترومغناطیسی، حسگر، گرافن، کنترل پذیری

Optical sensor based on plasmon induced transparency in metamaterial graphene

Abdolrasoul Gheraati[1], Jamal Izadshenas Jahromy[2]
[1]Professor of Department of Physics, Tehran, agharaati@pnu.ac.ir
[2]Student of physics, Tehran, vahidizadshenas@gmail.com

Abstract- In this work, considers the numerical solution of a metamaterials structure consisting of graphene in which two graphene bars are on a dielectric. Actually, the destructive interaction occurred in this structure between the two bright-dark plasmonic modes leads to stimulated transparence in spectral responses. In fact, observe induced transparency by symmetry breaking in structure. Furthermore, controls the scope of this clear aperture by changing the graphene input voltage and changes in the chemical doping of graphene covered the far infrared range. So, in two ways, resonance range controls which are that symmetry breaking in structure and chemical potential. Reduce of group velocity is order of 361.3 and sensitivity of this structure calculated as 20 um/RIU. Results show that graphene metamaterials may offer new possibilities for applications in optical switches, light slowing and biosensors.

Keywords: Plasmon Induced Transparency (PIT), Electromagnetically Induced Transparency (EIT), Sensors, Graphene, Tunablity.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

شفافیت القایی الکترومغناطیسی(EIT) یک اثر کوانتومی است که در سیستم‌های اتمی رخ می‌دهد و باعث کاهش جذب در محیط می‌شود. روش‌های متفاوتی برای ایجاد EIT معرفی‌شده است که از سیستم‌های نوسانی کلاسیک استفاده‌شده است همانند: استفاده از تشدیدکننده‌های میکرو و جریان‌های الکتریکی است[۱]. شفافیت القایی پلاسمونی روشی جدید برای ایجاد پدیده شبه EIT است که به‌تازگی توجه زیادی را به خود جلب کرده است و کاربردهای همچون طراحی حسگرها، ذخیره‌سازی اطلاعات، مبدل قطبش، کلیدهای اپتیکی و مدولاتورها دارد. شفافیت القایی پلاسمونی با در کنار هم قرار گرفتن مدهای تاریک روشن پلاسمونی صورت می‌گیرد. درواقع برهمکنش مخربی که از این دو مد تاریک و روشن ایجاد می‌شود پدیده شفافیت القایی پلاسمونی(PIT) را ایجاد می‌کند که باعث کاهش جذب و ایجاد نور کند در نانو ساختارها می‌شود[۲].

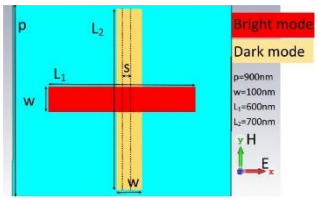
توانایی کنترل محدوده فرکانسی در ساختارهای فرامواد از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. تابه‌حال ساختارهای زیادی برای روش PIT پیشنهادشده است که در بیشتر این ساختارها از فلزات نجیب همچون طلا و نقره استفاده‌شده است. روش‌های متفاوتی برای ایجاد کنترل‌پذیری فرکانس تشدید وجود دارد که می‌توان به مواد غیرخطی و کریستال‌های مایع اشاره کرد. در کار حاضر ساختاری معرفی می‌شود که از گرافن به‌جای فلزات نجیب استفاده‌شده است. رفتار رسانندگی الکتریکی گرافن در محدوده تراهرتزی همانند فلزات نجیب است. یکی از مهم‌ترین ویژگی‌های گرافن رسانندگی قابل‌کنترل آن است که توسط پتانسیل شیمیایی یا تغییر ولتاژ قابل‌کنترل است. رسانندگی گرافن در غیاب میدان مغناطیسی از طریق فرمول کوبو تخمین زده می‌شود. رسانندگی الکتریکی گرافن شامل دو قسمت درون باندی و میان باندی است که در محدوده تراهرتزی سهم برهمکنش‌های درون باندی غالب است که در زیر رسانندگی الکتریکی گرافن را مشاهده می‌کنیم[۳].

$$\sigma = \frac{j}{\omega + j/\tau}\frac{e^2 2k_B T}{\pi\hbar^2}\ln\left[2\cosh\frac{\mu_c}{2k_B T}\right] \qquad (۱)$$

که در آن τ آهنگ واهلش برای گذارها است، μ_c پتانسیل شیمیایی، T دما برحسب درجه کلوین، ω فرکانس زاویه‌ای است. برای محاسبه تابع دی‌الکتریک گرافن از $\varepsilon = 1 + \frac{i\sigma}{\omega\varepsilon_0 d}$ استفاده می‌کنیم که در آن d ضخامت گرافن استفاده‌شده در ساختار است.

هندسه و ساختار

در این ساختار پیشنهادی از دو میله از جنس گرافن استفاده‌شده است که بر روی یک بستر از جنس شیشه قرار دارد که ضخامت دو میله گرافنی ۱ nm و ضخامت زیر لایه ۱۰۰ nm است که در شکل(۱) مشاهده می‌شود. این ساختار به‌صورت دوره‌ای بوده و نور در راستای z بر آن می‌تابد[۴].

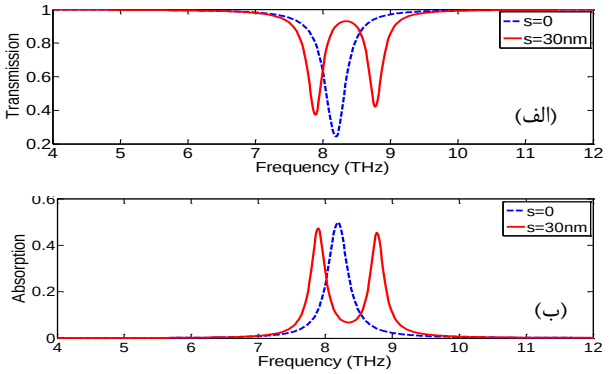


شکل ۱: شماتیک نانوساختار پلاسمونی

همان‌طور که از شکل(۱) مشخص است میله افقی با رنگ قرمز، مد روشن است و میله عمودی با رنگ زرد مد تاریک ساختار است. همان‌طور که قبلاً بحث شد برای تولید PIT اصلی‌ترین نقش را بر هم زدن تقارن در ساختار ایفا می‌کند. در این ساختار برای بر هم زدن تقارن از جابه‌جا کردن میله عمودی به سمت راست استفاده می‌کنیم. به‌این‌ترتیب که میله عمودی را با گام‌های ۵ nm به سمت

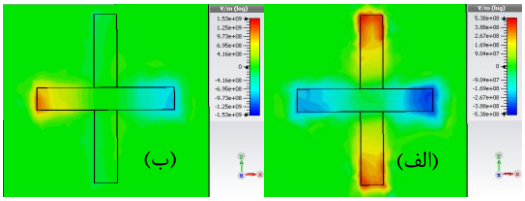
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

راست حرکت می‌دهیم و اثر بر هم زدن تقارن را در پاسخ‌های طیفی ساختار بررسی می‌کنیم. در ابتدا میله عمودی در مرکز میله افقی قرار دارد که تنها یک تک رزونانس در پاسخ طیفی آن‌ها مشاهده می‌کنیم که نشان از جفت‌شدگی ضعیف بین دو میله گرافنی است اما در مرحله بعد میله عمودی را جابه‌جا می‌کنیم و اثر آن را در پاسخ‌های طیفی بررسی می‌کنیم.



شکل ۲: نمودارهای (الف)عبور (ب)جذب برای دو حالت متقارن و همراه با شکست تقارن در هندسه ساختار

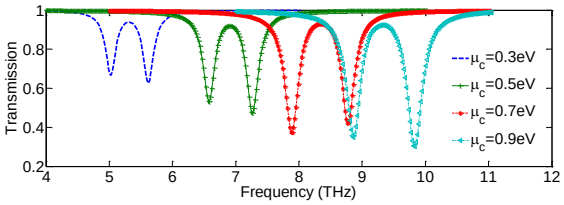
همان‌طور که در شکل(۲) مشاهده می‌کنیم زمانی که میله عمودی در مرکز میله افقی قرار دارد تنها یک تک رزونانس مشاهده می‌شود اما با جابجا کردن میله عمودی یا به عبارتی بر هم زدن تقارن در هندسه ساختار مشاهده می‌شود که پدیده PIT در پاسخ‌های طیفی ظاهر می‌شود. همان‌طور که در شکل(۲) مشاهده می‌شود با شکست تقارن در ساختار جذب به‌شدت کاهش پیدا می‌کند که یکی از ویژگی‌های پدیده EIT است. برای توجیه این پدیده به بررسی توزیع میدانی الکتریکی در این ساختار می‌پردازیم. در ابتدا میله عمودی در مرکز میله افقی قرار دارد که همان‌طوری که در شکل(۳) قسمت (الف) مشاهده می‌کنیم، در ابتدا میله افقی به یک دوقطبی الکتریکی تبدیل‌شده است که دلیل بر وجود یک تک فرکانس در حالت S=0 است. شکل(۳) قسمت (ب) توزیع‌های میدانی را برای حالت عدم تقارن نمایش می‌دهد که دو میله تشکیل یک چهار قطبی الکتریکی داده‌اند. بنابراین برهمکنش مخربی که این دو مد روشن و تاریک ایجاد می‌کنند پدیده PIT را در پاسخ‌های طیفی ایجاد می‌کند که باعث کاهش شدید جذب می‌شود. می‌توان نتیجه گرفت که برهم زدن تقارن در هندسه ساختار سبب تغییر در توزیع‌های میدانی الکتریکی و تولید PIT می‌شود.



شکل ۳: توزیع میدان الکتریکی (الف) در حالت متقارن (ب) در حالت شکست تقارن

کنترل پذیری محدوده تراهرتز

یکی از ویژگی‌های فوق‌العاده گرافن تغییرپذیر بودن رسانندگی الکتریکی گرافن است. در بازه تراهرتزی تغییرات پتانسیل شیمیایی بسیار چشم‌گیر است. درواقع تغییرات پتانسیل شیمیایی به‌وسیله تغییر در ولتاژ ورودی یا تغییر در آلایش‌های شیمیایی امکان‌پذیر است[۵].



شکل ۴: نمودار عبور بر حسب فرکانس با تغییر پتانسیل شیمیایی

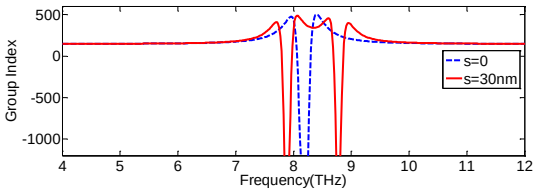
در شکل(۴) با تغییر در پتانسیل شیمیایی یک انتقال فرکانسی در محدوده تراهرتزی مشاهده میشود چرا که با تغییر پتانسیل شیمیایی، چگالی حامل‌های بار در گرافن تغییر می‌کند. این کاربرد بسیار مهمی برای گرافن محسوب می‌شود چون با یک ساختار گرافنی می‌توانیم طیف وسیعی از محدوده فرکانسی را پوشش دهیم.

بررسی اثر کاهش سرعت گروه

یکی از ویژگی‌های پدیده EIT کاهش سرعت گروه است[۱]. کاهش سرعت گروه نقش مهمی در ذخیره‌سازی اطلاعات اپتیکی دارد. مثبت و منفی بودن ضریب گروه به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

معنای کندی و تندی سرعت گروه است[۶]. سرعت گروه از طریق رابطه $V_g = \frac{c}{N_g}$ محاسبه می‌شود که در آن V_g سرعت گروه و c سرعت نور و N_g ضریب گروه است.

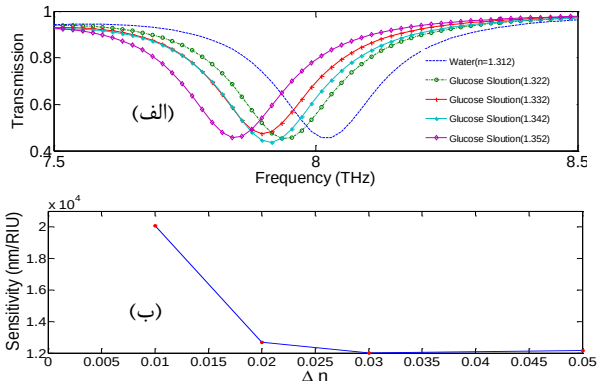


شکل ۵: نمودار ضریب گروه برای حالت متقارن و شکست تقارن

در شکل(۵) در حالتی که ساختار در تقارن کامل است هیچ کاهش سرعت گروهی مشاهده نمی‌شود درصورتی‌که با از بین بردن تقارن در ساختار کاهش سرعت گروه از مرتبه ۳۶۱,۳ مشاهده می‌شود که نسبت به [۲] که سرعت گروه از مرتبه ۱۱۰ کاهش می یابد بسیار قوی‌تر است.

بررسی اثر حسگر اپتیکی

یکی از ویژگی‌های جالب فرامواد حساسیت آن‌ها به ضریب شکست محیط اطراف هست که به آن قابلیت طراحی حس‌گرهای وابسته به ضریب شکست می‌دهد[۷].



شکل۶: نمودار (الف)عبور (ب) حساسیت با تغییر ضریب شکست محیط اطراف

همان‌طور که در شکل(۶) مشاهده می‌شود ساختار را درون آب و گلوکز با ضریب شکست‌های مشخص قرار داده‌ایم و نمودار عبور و حساسیت این نانو ساختار را محاسبه کردیم که حساسیت این نانوساختار برابر با ۲۰ um/RIU است که نسبت به[۷] که مقدار ۹۲۸,۹ nm/RIU محاسبه شده است بسیار بالاتر است.

نتیجه‌گیری

در کار حاضر یک ساختار فرامادی مبتنی بر گرافن معرفی شده است که با برهم زدن تقارن در هندسه ساختار، میزان جذب در فرکانس تشدید را به شدت کاهش داده و مقدار ان به کمتر از یک درصد رسیده است. همچنین با استفاده از قابلیت‌های شگفت انگیز گرافن، محدوده تراهرتزی پوشش داده شده است. در مرحله بعد به بررسی سرعت گروه پرداخته شد که کاهش سرعت گروه از مرتبه ۳۶۱,۳ محاسبه‌شده است. در آخر به بررسی پارامتر حساسیت حس‌گر پرداخته شد که مقدار حساسیت آن برابر با ۲۰ um/RIU محاسبه شد.

مرجع‌ها

[1] Y. Fan, T. Qiao, F. Zhang, Q. Fu, J. Dong, B. Kong, and H. Li; “An electromagnetic modulator based on electrically controllable metamaterial analogue to electromagnetically induced transparency” Scientific reports 7, (2017) 40441.

[2] X. Zhao, C. Yuan, L. Zhu, and J. Yao; “Graphene-based tunable terahertz plasmon-induced transparency metamaterial” Nanoscale 8, No. 33, (2016) 15273-15280.

[3] L. A. Falkovsky; “Optical properties of graphene” In Journal of Physics: Conference Series 129, No. 1, 012004, 2008.

[4] C. Sun, J. Si, Z. Dong, and X. Deng; “Tunable multispectral plasmon induced transparency based on graphene metamaterials” Optics express 24, No. 11, (2016) 11466-11474.

[5] J. Ding, B. Arigong, H. Ren, M. Zhou, J. Shao, M. Lu, Y. Chai, Y. Lin, and H. Zhang; “Tuneable complementary metamaterial structures based on graphene for single and multiple transparency windows” Scientific reports 4, (2014) 6128.

[6] X. Shi, D. Han, Y. Dai, Z. Yu, Y. Sun, H. Chen, X. Liu, and J. Zi; “Plasmonic analog of electromagnetically induced transparency in nanostructure graphene” Optics express 21, No. 23, (2013) 28438-28443.

[7] X. J. He, L. Wang, J. M. Wang, X. H. Tian, J. X. Jiang, and Z. X. Geng; “Electromagnetically induced transparency in planar complementary metamaterial for refractive index sensing applications” Journal of Physics D: Applied Physics 46, No. 36, (2013) 365302.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

فاز هندسی یک اتم دو ترازی در مجاورت یک نانوکره‌ی جاذب و پاشنده

سمیه محمدی عبده‌وند[۱]، احسان عموقربان[۱،۲،۳]، علی مهدی‌فر[۴]

[۱] دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

[۲] گروه پژوهشی فوتونیک، دانشگاه شهرکرد

[۳] مرکز تحقیقات نانوتکنولوژی، دانشگاه شهرکرد

[۴] گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان

چکیده- در این مقاله به مطالعه‌ی فاز هندسی یک اتم دو ترازی در مجاورت یک نانوکره‌ی جاذب می پردازیم. بدین منظور، با به کاربردن معادله‌ی تحول زمانی فون-نویمن، عملگر چگالی کاهش یافته سامانه اتمی را در تقریب‌های مارکوف و امواج چرخان بدست می‌آوریم. سپس با تعیین ویژه مقادیر و ویژه بردارهای عملگر چگالی کاهش یافته‌ی سامانه اتمی، به محاسبه‌ی جابجایی لمب و آهنگ‌های گذار برحسب تانسور گرین الکترومغناطیسی سامانه می‌پردازیم. در نهایت با محاسبه تانسور گرین الکترومغناطیسی سامانه و استفاده از رهیافت سینماتیک، فاز هندسی بدست می‌آید. مشاهده می‌کنیم که فاز هندسی در نزدیکی بسامد برانگیختگی پلاریتون-فونون در کره به شدت تغییر خواهد کرد.

کلید واژه- فاز هندسی، عملگر چگالی کاهش یافته، معادله فون- نویمن، رهیافت سینماتیک فاز هندسی

Geometric phase of a two-level atom near a dissipative and dispersive nano-sphere

Somaye Mohamadi Abdhvand, Ehsan Amooghorban, Ali Mahdifar
Somaye.mah1993@gmail.com, amoghorban@gmail.com, ali.mahdifar@gmail.com

Abstract- In this paper, we study the geometric phase of a two-level atom near a dissipative nano-sphere. For this purpose, by applying the Von-Neumann equation, we obtain the reduced density operator of the atomic system in the Markov and the rotating-wave approximations. Then, by specifying the eigenvalues and the eigenvectors of the reduced density operator, the Lamb shift and transition rates in terms of the Green tensor of system are obtained. Finally, by calculating the Green tensor of system and making use of the kinematic approach, the geometric phase is calculated. We observe that the geometric phase near the excitation frequency of the polariton-phonons in the sphere will be drastically changed.

Keywords: Geometric phase, Reduced density operator, Von Neumann equation, Kinematic approach

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱. مقدمه

زمانی‌که یک بردار روی یک سطح تخت یا خمیده طوری انتقال داده شود که طول آن ثابت و راستای آن نسبت به بردار عمود بر سطح تغییر نکند، انتقال موازی داده شده است[۱]. اگر این انتقال روی یک منحنی بسته که بر یک سطح تخت قرار دارد انجام شود، بردار بدون هیچ تغییری به نقطه اولیه باز می‌گردد. ولی اگر این انتقال روی سطح خمیده انجام شود، زمانی که بردار به نقطه اولیه می‌رسد، به اندازه زاویه φ برابر با زاویه‌ای که توسط منحنی محاط شده، چرخیده است. در مکانیک کلاسیک به این زاویه که در فرآیند انتقال موازی بدست می‌آید فاز هندسی گفته می‌شود. فاز هندسی در مکانیک کلاسیک اولین بار توسط پانکاراتنام حین مطالعه‌ی چرخش قطبش نور در سال ۱۹۵۶ مطرح شد [۲].

در مکانیک کوانتومی حالت هر سامانه در هر لحظه از زمان توسط بردار حالت توصیف می‌شود. تحول زمانی بردار حالت سامانه توسط معادله شرودینگر و یا عملگر یکانی $U(t)=e^{-iHt/\hbar}$ توصیف می‌شود. حال اگر این تحول یک تحول چرخه‌ای باشد، بردار حالت اولیه‌ی $|\psi\rangle$و نهایی $|\psi'\rangle$توسط رابطه‌ی $|\psi'\rangle=e^{i\varphi}|\psi\rangle$به یکدیگر مرتبط می‌شوند که در آن φ یک عدد حقیقی است. در مکانیک کوانتومی فاز حاوی اطلاعاتی راجع به حافظه‌ی سامانه است. در سال ۱۹۸۴ بری نشان داد زمانی‌که هامیلتونی یک سامانه کوانتومی تحول چرخه‌ای پیدا کند، عامل فازی ایجاد شده در بردار حالت سامانه شامل دو بخش خواهد بود: بخش اول وابسته به دینامیک سامانه بوده، در حالی‌که بخش دوم کاملا مستقل از دینامیک است و فقط به هندسه‌ی فضای حالت بستگی دارد [۳]. آهارنوف و آناندن در سال ۱۹۸۷ فاز هندسی مزبور را برای تحول سامانه‌های غیر بی‌دررو تعمیم دادند. در حال حاضر، فاز هندسی برای سامانه‌های غیرچرخه‌ای مخلوط، سامانه های اپتومکانیک و سامانه‌های اتمی که در خلا در برهم‌کنش با میدان الکترومغناطیسی هستند محاسبه شده است [۶-۴]. در این مقاله قصد داریم تا فاز هندسی را برای یک سامانه‌ی اتمی که در مجاورت یک نانو کره‌ی دی‌الکتریک جاذب است مطالعه کنیم.

۲. دینامیک سامانه

سامانه‌ای متشکل از یک اتم دو ترازی در مجاورت یک نانوکره دی الکتریک در نظر می‌گیریم که با میدان الکترومغناطیس در برهم کنش است. هامیلتونی این سامانه به صورت زیر نوشته می شود:

$$H_{tot}=H_A+H_F+H_I,$$

که در آن $H_A=\sum_{m=1}^{2}\hbar\omega_m|m\rangle\langle m|$ هامیلتونی اتم آزاد، H_F هامیلتونی میدان الکترومغناطیسی، ماده و بر هم بین آن‌ها و H_I هامیلتونی برهم‌کنشی بین اتم و میدان است. در این‌جا هامیلتونی بر هم‌کنشی به صورت $H_I=-\mathbf{D}(t)\cdot\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ نوشته می‌شود که در آن $\mathbf{D}(t)=\mathbf{d}_{21}|2\rangle\langle 1|e^{-i\omega_0 t}+\mathbf{d}_{21}^{*}|1\rangle\langle 2|e^{i\omega_0 t}$ گشتاور دو قطبی الکتریکی القایی بین ترازپایه $|1\rangle$ و تراز برانگیخته $|2\rangle$ و $\mathbf{E}(r,t)$ میدان الکتریکی است.

به منظور توصیف دینامیک سامانه از معادله فون-نویمن زیر در تصویر برهم‌کنش استفاده می‌کنیم:

$$\frac{d}{dt}\rho_{tot}(t)=-\frac{i}{\hbar}\left[H,\rho_{tot}(t)\right]. \qquad (۱)$$

با به کار بردن تقریب های مارکوف و امواج چرخان و فرض برهم‌کنش ضعیف بین اتم و میدان، رابطه (۱) به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{d}{dt}\rho(t)=-\frac{i}{\hbar}\left[H_{LS},\rho(t)\right]+\Gamma(\omega_0)\left[\rho_{22}|1\rangle\langle 1|-\frac{1}{2}\{|2\rangle\langle 2|,\rho(t)\}\right]$$
$$+\Gamma(-\omega_0)\left[\rho_{11}|2\rangle\langle 2|-\frac{1}{2}\{|1\rangle\langle 1|,\rho(t)\}\right].$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

فرض می کنیم که سامانه اتمی در حالت اولیه $\cos\theta/2\,|+\rangle+\sin\theta/2\,|-\rangle$ است. با یافتن پاسخ‌های رابطه‌ی بالا، ماتریس چگالی کاهش یافته سامانه اتمی به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\rho(t)=\begin{pmatrix} e^{-\gamma(\omega)t}\cos^2\frac{\theta}{2}-\frac{\Gamma(-\omega_0)}{\gamma(\omega_0)}\left(e^{-\gamma(\omega)t}-1\right) & \frac{1}{2}e^{-\frac{\gamma(\omega_0)}{2}t-i\Delta t}\sin\theta \\ \frac{1}{2}e^{-\frac{\gamma(\omega_0)}{2}t+i\Delta t}\sin\theta & 1-e^{-\gamma(\omega_0)t}\cos^2\frac{\theta}{2}+\frac{\Gamma(-\omega_0)}{\gamma(\omega_0)}\left(e^{-\gamma(\omega_0)t}-1\right) \end{pmatrix}. \quad (۲)$$

در این‌جا $\Gamma(\pm\omega_0)=\sum_{i,j}[\mathbf{d}_{21}]_i^*[\mathbf{d}_{21}]_j\,\gamma_{ij}(\pm\omega_0)$ بوده که در آن

$$\gamma_{ij}(\omega_0)=\frac{2\mu_0\omega^2}{\hbar}\left[1+N(\omega,\beta)\right]\mathrm{Im}\,\mathbf{G}_{ij}(\mathbf{r}_A,\mathbf{r}_A,\omega_0),$$

$$\gamma_{ij}(-\omega_0)=\frac{2\mu_0\omega^2}{\hbar}N(\omega,\beta)\,\mathrm{Im}\,\mathbf{G}_{ij}(\mathbf{r}_A,\mathbf{r}_A,\omega_0),$$

آهنگ‌های گذار به سمت بالا و پایین هستند. علاوه بر این، $N(\omega,\beta)=\frac{1}{e^{\hbar\omega/k_BT}-1}$ بسامد گذار بین دو تراز، ω_0 میانگین تعداد فوتون‌ها و $\bar{\mathbf{G}}_{ij}(\mathbf{r}_A,\mathbf{r}_A,\omega)$ تانسور گرین الکترومغناطیسی سامانه است. جابجایی لمب سامانه با استفاده از توابع هم‌بستگی میدان الکتریکی به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\Lambda(\omega_0)=-\frac{1}{\hbar}\sum_{i,j}[\mathbf{d}_{21}]_i^*[\mathbf{d}_{21}]_j\,\mathrm{Re}\,\bar{\mathbf{G}}_{ij}(\mathbf{r}_A,\mathbf{r}_A,\omega).$$

۳. تانسور گرین سامانه

با به کاربردن روش برهم‌نهی پراکننده، تانسور گرین سامانه به صورت زیر تفکیک می‌شود [۷]:

$$\bar{\mathbf{G}}_e^{fs}(\mathbf{r},\mathbf{r}')=\bar{\mathbf{G}}_{0e}(\mathbf{r},\mathbf{r}')\delta_f^s+\bar{\mathbf{G}}_{es}^{(fs)}(\mathbf{r},\mathbf{r}'),$$

که در آن $\bar{\mathbf{G}}_{0e}(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ تانسور گرین خلا و $\bar{\mathbf{G}}_{es}^{(fs)}(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ تانسور گرین پراکنده است. برای وضعیتی که نقاط چشمه و میدان هر دو در ناحیه ۱ (بیرون از کره) هستند، تانسورهای بالا به صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$\bar{\mathbf{G}}_{0e}(\mathbf{r},\mathbf{r}')=\frac{\hat{r}\hat{r}}{k_s^2}\delta(r-r')+\frac{ik_s}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}(2-\delta_m^0)\frac{2n+1}{n(n+1)}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}$$
$$(\mathbf{M}_{mn}^{(1)}(k_s)\mathbf{M}'_{mn}(k_s)+\mathbf{N}_{mn}^{(1)}(k_s)\mathbf{N}'_{mn}(k_s)),$$

$$\bar{\mathbf{G}}_{es}^{11}(\mathbf{r},\mathbf{r}')=\frac{ik_1}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}(2-\delta_m^0)\frac{2n+1}{n(n+1)}\frac{(n-m)!}{(n+m)!} \quad (۳)$$
$$\left[B_M^{11}\mathbf{M}_{mn}^{(1)}(k_1)\mathbf{M}'^{(1)}_{mn}(k_1)+B_N^{11}\mathbf{N}_{mn}^{(1)}(k_1)\mathbf{N}'^{(1)}_{mn}(k_1)\right].$$

که در آن علامت پرایم نشان دهنده‌ی مختصات چشمه و عبارت های بدون پرایم بیانگر نقاط میدان، ضرایب B_M^{11} و B_N^{11} ضرایب بازتاب تعمیم یافته و ویژه توابع $\mathbf{M}_{nm}$ و $\mathbf{N}_{nm}$ توابع موج کروی هستند که جزییات آن در مرجع [۷] آمده است. به منظور ساده‌سازی محاسبات، فرض می‌کنیم که اتم مزبوز در جهت مثبت محور z و در فاصله r از مرکز کره است. با انجام محاسبات طولانی نشان داده می‌شود که مولفه های شعاعی و مماسی تانسور گرین پراکننده (۳) به ترتیب به صورت زیر ساده می‌شوند:

$$\bar{\mathbf{G}}_{rr}^{11}(\mathbf{r}_A,\mathbf{r}_A,\omega)=\frac{ik_1}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2n+1}{kr}\frac{n(n+1)}{kr}\left(Z_n^{(1)}(kr).Z_n(kr)\right)+$$
$$\frac{ik_1}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2n+1}{kr}\frac{n(n+1)}{kr}\left[Z_n(kr)\right]^2\left(B_{M,N}^{11}\right),$$
$$\bar{\mathbf{G}}_{tt}^{11}(\mathbf{r}_A,\mathbf{r}_A,\omega)=\frac{ik_1}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2n+1}{2}\left(Z_n^{(1)}(kr)\cdot Z_n(kr)\right)$$
$$+\frac{ik_1}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2n+1}{2}\left[\frac{1}{kr}\frac{d\left[rZ_n^{(1)}(kr)\right]}{kr}\frac{1}{kr}\frac{d\left[rZ_n(kr)\right]}{kr}\right]+$$
$$\frac{ik_1}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2n+1}{2}\left(B_M^{11}\left(Z_n^{(1)}(kr)\right)^2+B_N^{11}\left(\frac{1}{kr}\frac{d\left[rZ_n^{(1)}(kr)\right]}{kr}\right)\right).$$

که در آن $Z_n(kr)$ تابع بسل کروی $j_n(\rho)$ و $Z_n^{(1)}(kr)$ تابع هنکل مرتبه اول $h^{(1)}{}_n(\rho)$ هستند.

۴. فاز هندسی

در ادامه، با استفاده از رهیافت سینماتیک که یک روش مناسب برای محاسبه فاز هندسی سامانه‌های مخلوط آماری است، به محاسبه فاز هندسی سامانه‌ی اتمی می‌پردازیم. با توجه به این‌که سامانه مورد مطالعه در این‌جا یک سامانه اتلافی است، بنابراین این سامانه در حالت مخلوط آماری به‌سر می‌برد. از این‌رو با به کاربردن

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

رهیافت سینماتیک، فاز هندسی به صورت زیر تعریف می‌شود [۸] :

$$\Phi_g = \arg\left(\sum_{k=1}^{N}\sqrt{\lambda_k(0)\lambda_k(T)}\langle\phi_k(0)|\phi_k(T)\rangle e^{-\int_0^T\langle\phi_k(t)|\dot{\phi}_k(t)\rangle dt}\right), \quad (۴)$$

که در آن λ_k ویژه مقادیر، $T=2\pi/\Lambda$ و $|\phi_k\rangle$ ویژه بردارهای ماتریس چگالی کاهش یافته (۲) هستند. با انجام محاسبات ساده ولی طولانی می‌توان نشان داد که ویژه مقادیر و ویژه بردارهای ماتریس چگالی کاهش یافته اتمی به صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$\lambda_{\pm}(t)=\frac{1}{2}(1\pm\eta),$$

$$|\phi_+(t)\rangle=\sin\frac{\theta_t}{2}|+\rangle+\cos\frac{\theta_t}{2}e^{i\Lambda t}|-\rangle.$$

در این‌جا $\eta=\sqrt{\xi^2+e^{-4(\Gamma(\omega_0)+\Gamma(-\omega_0))t}\sin^2\theta}$، $\tan\theta_t/2=\sqrt{\eta+\xi/(\eta-\xi)}$ و $\xi=e^{-4(\Gamma(\omega_0)+\Gamma(-\omega_0))t}\cos\theta+Q\left(e^{-4(\Gamma(\omega_0)+\Gamma(-\omega_0))t}-1\right)$ است.

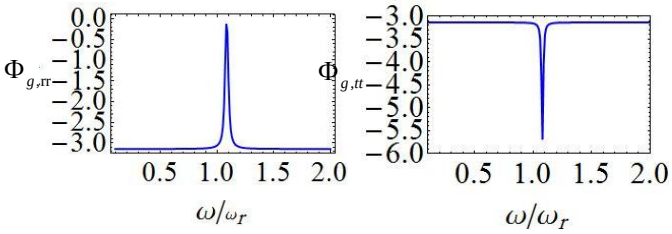
اکنون با جایگذاری روابط بالا در رابطه (۴) و انجام محاسبات طولانی خواهیم داشت:

$$\Phi_g=-\frac{1}{2}\int_0^T\left(1-\frac{Q-Qe^{\gamma(\omega_0)t}+\cos\theta}{\sqrt{e^{\gamma(\omega_0)t}\sin^2\theta+(Q-Qe^{\gamma(\omega_0)t}+\sin\theta)}}\right)\Lambda dt, \quad (۵)$$

که در آن $Q=\dfrac{\Gamma(\omega_0)-\Gamma(-\omega_0)}{\Gamma(\omega_0)+\Gamma(-\omega_0)}$ است.

۵. محاسبات عددی و نتیجه گیری

با توجه به پیچیدگی رابطه ی (۵)، در ادامه به بررسی عددی فاز هندسی می‌پردازیم. بدین منظور، نانو کره‌ای به شعاع ۰/۹۸ μm و از جنس گالیوم آرسنیک در نظر می‌گیریم که گذردهی الکتریکی آن توسط الگوی لورنتس-دورود الگوسازی $\varepsilon=\varepsilon_\infty\dfrac{\omega^2-\omega_l^2+\imath\gamma\omega}{\omega^2-\omega_r^2+\imath\gamma\omega}$ می‌شود. در این‌جا، $\omega_r=0.506\times10^{14}\ \mathrm{rad\,s^{-1}}$، $\omega_l/\omega_r=1.08$، $\gamma/\omega_r=0$، $\varepsilon_\infty=11$، $r=0.02\,\mu m$ و $\theta=\pi/2$ در نظر می‌گیریم [۹]. اکنون با جایگذاری این روابط در رابطه (۵)، فاز هندسی برحسب بسامد بدون بعد ω/ω_r برای وضعیتی که گشتاور دو قطبی اتم در راستای شعاعی (عمود بر سطح کره) و مماسی (به موازات سطح کره) است، در شکل‌های زیر رسم شده است.



به سادگی می‌توان نشان داد که در غیاب نانو کره، فاز هندسی (۵) برابر $-\pi$ است. در حالی‌که نمودارهای بالا نشان می‌دهند که فاز هندسی در حضور نانو کره و در نزدیکی بسامد برانگیخته شدن پلاریتون-فونون‌های سطحی $\omega/\omega_r=1.09$ به شدت تغییر می‌کند. به علاوه، اگرچه در این مقاله نشان داده نشده است، همانطور که انتظار داریم فاز هندسی با افزایش فاصله اتم از کره به سمت مقدار خلا یعنی $-\pi$ میل می‌کند.

۶. مرجع‌ها

[1] J. Anandan, The geometric phase, Nature **360**, 307 (1992).

[2] S. Pancharatnam, Generalized theory of interference and its application, Proc. Ind. Acad. Ssi. A **44**, 247 (1984).

[3] A. Hansen, the Berry phase, Ph. D thesis (2006).

[4] M. V. Berry, Proc. Roy. Soc. Lond. A **392**, 45 (1984).

[۵] پروین رحیمی،علی مهدی‌فر و احسان عموقربان، فاز هندسی سامانه های اپتوکوانتومی، مجله پژوهش فیزیک ایران، **۱۷**، ۲۱ (۱۳۹۶).

[6] A. Uhlman, Rep. Math. Phys. **24**, 229 (1986).

[7] L. Li, P. Kooi, M. Leong, T. Yeo, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **42**, 2302 (1994).

[8] D. M. Tong, E. Sjoqvist, L. C. Kwek, C. H. Oh, Phys. Rev. Lett. **93**, 080405 (2004).

[9] B. Bellomo, R. Messina. Phys. Rev A **87**, 012101 (2013).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست‌وپنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

حالت‌های همدوس گرمایی متناظر با گروه‌های لی: ویژگی‌های غیرکلاسیکی

فتانه زهتاب‌زاده[۱]؛ محمّدجواد فقیهی[۱] و حمیدرضا باغشاهی[۲]

[۱]گروه فوتونیک، دانشکده علوم و فناوری‌های نوین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته، ماهان، کرمان
[۲]گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ولی‌عصر(عج) رفسنجان، رفسنجان

چکیده- حالت‌های همدوس گرمایی رده مهمی از حالت‌های تابشی هستند که از ترکیب حالت همدوس استاندارد و حالت گرمایی پدید می‌آیند. در رویکرد غیرخطّی این رده از حالت‌ها، عملگرهای نابودی و آفرینش جای خود را به همتای غیرخطّی خود می‌دهند. در این مقاله پس از معرّفی حالت‌های همدوس گرمایی متناظر با گروه‌های $SU(1,1)$ و $SU(2)$، ویژگی‌های غیرکلاسیکی آن‌ها مورد ارزیابی قرار می‌گیرد.

کلید واژه- حالت گرمایی، حالت همدوس $SU(1,1)$، حالت همدوس $SU(2)$، تابع توزیع هوسیمی.

Thermal coherent states associated with Lie groups: Nonclassical properties

Fataneh Zehtabzadeh[1], Mohammad Javad Faghihi[1] and Hamid Reza Baghshahi[2]

[1]Department of Photonics, Faculty of New Science & Technology, Graduate University of Advanced Technology, Mahan, Kerman
[2]Department of Physics, Faculty of Science, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, Rafsanjan

Abstract- Thermal coherent states are important classes of radiation fields composed of standard coherent state and thermal state. In nonlinear treatment, annihilation and creation operators are replaced by their nonlinear counterparts. In this paper, after introducing thermal coherent states corresponding to $SU(1,1)$ and $SU(2)$ Lie groups, their nonclassical properties are studied.

Keywords: Thermal state, $SU(1,1)$ Coherent state, $SU(2)$ Coherent state, Husimi distribution function.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدّمه

نظر به این که اثرات گرمایی غیر قابل اجتناب هستند تابش گرمایی می‌تواند به عنوان نوفه در سیگنال‌های همدوس به حساب آید. این تابش با دمای تعادلی T از چشمه فوتون‌های گرمایی توصیف می‌شود. اولین بار در سال ۱۹۶۵ حالت‌های گرمایی جابجاشده توسط گلاوبر و لاخس مطرح شدند. عملگر چگالی مربوط حالت‌های گرمایی در فضای حالت‌های عددی برای میدان تک مد با رابطه زیر مشخص می‌شود [۱]:

$$\hat{\rho}_t = \frac{1}{1+\bar{n}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\bar{n}}{1+\bar{n}} \right)^n |n\rangle\langle n| \qquad (۱)$$

$\bar{n}$ میانگین تعداد فوتون‌های گرمایی است. حالت همدوس استاندارد به عنوان حالت خلأ جابجاشده با عملگر جابجایی $\hat{D}(\alpha) = \exp\left(\alpha \hat{a}^\dagger - \alpha^* \hat{a}\right)$ تعریف می‌شود که در آن $\hat{a}$ و $\hat{a}^\dagger$ عملگرهای نابودی و آفرینش بوزونی هستند. میدان تابشی در حالت همدوس استاندارد در فضای عددی با رابطه زیر توصیف می‌شود:

$$|\alpha\rangle = \exp\left(\frac{-|\alpha|^2}{2} \right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle = \hat{D}(\alpha)|0\rangle \qquad (۲)$$

که درآن α یک عدد مختلط است. از تأثیر عملگر جابجایی از سمت چپ و همیوغ مختلط آن از سمت راست روی عملگر چگالی $\hat{\rho}_t$، حالت همدوس گرمایی به صورت زیر پدید می‌آید:

$$\hat{\rho}_d = \hat{D}(\alpha) \hat{\rho}_t \hat{D}^\dagger(\alpha) \qquad (۳)$$

با قرار دادن رابطه (۱) در (۳) برای حالت همدوس گرمایی به صورت زیر داریم:

$$\hat{\rho}_d = \frac{1}{1+\bar{n}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\bar{n}}{1+\bar{n}} \right)^n |n,\alpha\rangle\langle n,\alpha| \qquad (۴)$$

که در آن $|n,\alpha\rangle$ حالت عددی جابجاشده هستند و با رابطه زیر نشان داده می‌شود:

$$|n,\alpha\rangle = \exp\left(\frac{-|\alpha|^2}{2} \right) \times \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} \sqrt{\frac{m!}{n!}} (-\alpha^*)^{n-m} L_m^{n-m}\left(|\alpha|^2\right)|m\rangle, & m \le n \\ \sum_{m=0}^{\infty} \sqrt{\frac{n!}{m!}} \alpha^{m-n} L_n^{m-n}\left(|\alpha|^2\right)|m\rangle, & m > n \end{cases} \qquad (۵)$$

در این مقاله، با تعمیم گروهی حالت‌های همدوس استاندارد، حالت‌های همدوس گرمایی مربوط به گروه‌های $SU(1,1)$ و $SU(2)$ معرّفی می‌شوند و ویژگی‌های غیرکلاسیکی آن‌ها مورد بررسی قرار می‌گیرد.

حالت همدوس: تعمیم گروهی

اهمیّت حالت‌های همدوس به خاطر تعمیم‌هایی از آن‌ها که ویژگی‌های غیرکلاسیکی از خود بروز می‌دهند دو چندان می‌شود. حالت همدوس غیرخطّی یکی از مهم‌ترین تعمیم‌های حالت همدوس استاندارد است که در آن عملگرهای نابودی و آفرینش بوزونی با همتای تعمیم‌یافته خود جایگزین می‌شوند. این حالت‌ها رابطه ویژه مقداری $\hat{A}|\alpha, f\rangle = \alpha|\alpha, f\rangle$ را برآورده می‌کنند که در آن $\hat{A} = \hat{a} f(\hat{n})$ و $f(\hat{n})$ نشان‌دهنده یک تابع عملگر- مقدار وابسته به شدّت است. نمایش حالت‌های همدوس غیرخطّی در فضای حالت‌های عددی به شکل زیر است [۲]:

$$|\alpha, f\rangle = N_f \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{[f(n)]!\sqrt{n!}} |n\rangle, \qquad N_f = \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^2}{n![f(n)]!^2} \right)^{-1/2} \qquad (۶)$$

که در آن $[f(n)]! = f(n) f(n-1) \ldots f(1)$ و $[f(0)]! = 1$. با توجّه به رابطه (۲) که الگویی را به‌صورت خلأ جابجاشده برای حالت‌های همدوس معرّفی می‌کند، تلاش می‌شود حالت‌های همدوس غیرخطّی نیز به صورت خلأ جابجاشده با عملگر جابجایی تعمیم‌یافته بیان گردد. ازآن‌جا که رابطه جابجایی عملگرهای تعمیم‌یافته بوزونی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مربوط به نوسانگر غیرخطّی رابطه جابجایی مشابهی با عملگرهای خطّی ندارد، در نتیجه تأثیر عملگر جابجایی غیرخطّی که از تعمیم جبری عملگرهای نابودی و آفرینش حاصل می‌شود، روی حالت خلأ نمی‌تواند به بسط صریحی در فضای عددی منجر شود. برای غلبه بر این مشکل سازوکارهایی وجود دارد که یکی از آن‌ها پیش از این گزارش شده است [۳]. راه‌کار مناسب در این‌جا مبتنی بر رهیافت گروهی است. به منظور دست‌یابی به سامانه‌های تابشی غیرخطّی مبتنی بر نظریه گروه، حالت‌های همدوس $SU(1,1)$ و $SU(2)$ مورد توجّه هستند.

حالت‌های همدوس $SU(1,1)$

با استناد به رهیافت مانکو، تابع غیرخطّی متناظر با طیف تابشی مربوط به پتانسیل مثلثاتی $V(x)=U_0\tan^2(bx)$، که در آن U_0 شدت پتانسیل و b دامنه میدان است به‌صورت زیر خواهد بود [۴]:

$$f^{SU(1,1)}(n)=\sqrt{\frac{\mathrm{h}b^2}{2\mu\varepsilon}(n+2\lambda-1)} \qquad (۷)$$

در این تابع، ε بیان‌گر بسامد میدان، μ مشخص کننده جرم کاهش‌یافته ذره و λ پارامتر مربوط به قدرت پتانسیل است که می‌توان مقادیر صحیح و نیمه‌صحیح اختیار کند به‌طوری که $\lambda(\lambda+1)=2\mu U_0/\mathrm{h}^2b^2$. از نقطه‌نظر حالت‌های همدوس غیرخطّی تابع وابسته به‌شدّت رابطه (۷) با حالت‌های همدوس $SU(1,1)$ در ارتباط است. با توجّه به جبر لی $su(1,1)$، حالت‌های همدوس $SU(1,1)$ را می‌توان با تأثیر عملگر جابجایی متناظر با این گروه در حالت خلأ به‌دست آورد (مشابه با حالت‌های همدوس استاندارد). بنابراین عملگر جابجایی $SU(1,1)$ به‌صورت $\hat{D}_f^{\,su(1,1)}(\alpha)=\exp\left(\xi\hat{K}_+-\xi^*\hat{K}_-\right)$ به‌دست می‌آید که در آن $\xi=\sqrt{\mathrm{h}b^2/2\mu\varepsilon}\,\alpha$، $\hat{K}_+=\sqrt{2\mu\varepsilon/\mathrm{h}b^2}\,\hat{A}^\dagger_{SU(1,1)}$ و $\hat{K}_-=\sqrt{2\mu\varepsilon/\mathrm{h}b^2}\,\hat{A}_{SU(1,1)}$ [۵].

حالت‌های همدوس $SU(2)$

به‌طور مشابه با حالت‌های همدوس $SU(1,1)$، با درنظرگرفتن پتانسیل پوشل-تلر تصحیح‌شده به صورت $V(x)=U_0\tanh^2(bx)$، تابع غیرخطّی متناظر با طیف تابشی این پتانسیل به صورت زیر است [۴]:

$$f^{SU(2)}(n)=\sqrt{\frac{\mathrm{h}b^2}{2\mu\varepsilon}(2\lambda-n+1)} \qquad (۸)$$

که این تابع غیرخطّی با حالت‌های همدوس $SU(2)$ در ارتباط است. عملگر جابجایی مربوط به گروه $SU(2)$ به‌صورت $\hat{D}_f^{\,SU(2)}(\alpha)=\exp\left(\xi\hat{k}_+-\xi^*\hat{k}_-\right)$ خواهد بود که در آن، $\hat{k}_+=\sqrt{2\mu\varepsilon/\mathrm{h}b^2}\,\hat{A}^\dagger_{SU(2)}$ و $\hat{k}_-=\sqrt{2\mu\varepsilon/\mathrm{h}b^2}\,\hat{A}_{SU(2)}$.

حالت‌های همدوس گرمایی گروهی

حالت‌های همدوس گرمایی گروهی از ترکیب عملگرهای جابجایی گروهی و عملگر چگالی حالت‌های گرمایی به‌دست می‌آیند. با توجه به معرّفی عملگرهای جابجایی گروه‌های $SU(1,1)$ و $SU(2)$، دو رده مختلف از حالت‌های همدوس گرمایی غیرخطّی به صورت زیر معرّفی می‌شوند:

$$\hat{\rho}_d^{\,SU(1,1)}=\hat{D}_f^{\,SU(1,1)}(\alpha)\hat{\rho}_t\hat{D}_f^{\dagger\,SU(1,1)}(\alpha)$$
$$\hat{\rho}_d^{\,SU(2)}=\hat{D}_f^{\,SU(2)}(\alpha)\hat{\rho}_t\hat{D}_f^{\dagger\,SU(2)}(\alpha) \qquad (۹)$$

بررسی ویژگی غیرکلاسیکی

تابع توزیع هوسیمی ابزاری برای توصیف سامانه‌های تابشی کوانتومی است که به صورت زیر تعریف می‌شود [۶]:

$$Q(\alpha,\alpha^*)=\frac{1}{\pi}\langle\alpha|\hat{\rho}|\alpha\rangle \qquad (۱۰)$$

در رابطه بالا $|\alpha\rangle$ حالت همدوس استاندارد و $\hat{\rho}$ عملگر چگالی متناظر با سامانه تابشی است. از تابع توزیع هوسیمی به عنوان ابزاری برای بررسی چلاندگی سامانه تابشی استفاده می‌شود [۷]. یادآوری می‌شود، در اپتیک کوانتومی، چلاندگی به معنی کاهش افت‌وخیزهای یکی از

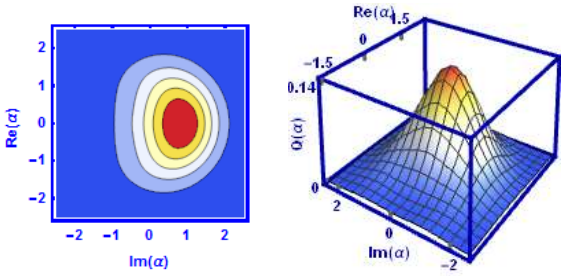
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

کوادراتورهای میدان (کمتر از حالت همدوس یا خلاء) به بهای افزایش افت‌وخیزهای کوادراتور دیگر است. در این‌جا با قراردادن عملگر چگالی مربوط به حالت همدوس گرمایی غیرخطّی $SU(2)$ داریم:

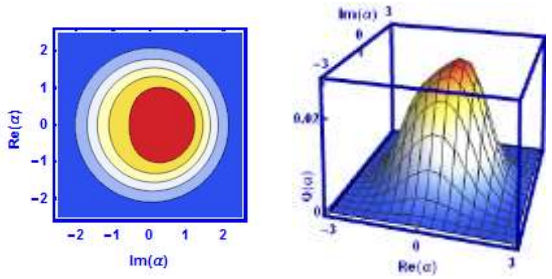
(۱۱)

$$Q(\alpha,\alpha^*)=\frac{1}{\pi(\bar{n}+1)}e^{\left(-|\alpha|^2\right)}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{\bar{n}}{1+\bar{n}}\right)^n\left|\sum_{m=0}^{s-1}\sum_{p=0}^{\min[m,n]}\frac{|\alpha|^{2m}}{\sqrt{m!}}d_{mp}\right|^2,$$

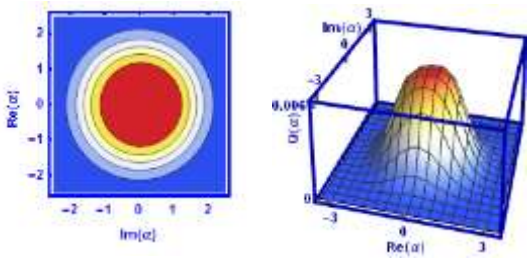
$$d_{mp}=\left(\frac{1}{1+|\varsigma|^2}\right)^{\lambda}\times\frac{\left(-\varsigma^*\right)^m(\varsigma)^n\sqrt{m!n!}\left(\frac{-|\varsigma|^2}{1+|\varsigma|^2}\right)^{(-p)}}{p!(n-p)!(m-p)!}\times\frac{[f(n)]![f(m)]!}{[f(p)]!^2}$$



شکل۱: تابع توزیع هوسیمی و نمودار کنتور متناظر با آن به ازای $\alpha=x+iy$ ، $\bar{n}=1$ ، $\varsigma=0.5$ و $\lambda=3$



شکل۲: تابع توزیع هوسیمی و نمودار کنتور متناظر با آن به ازای $\alpha=x+iy$ ، $\bar{n}=10$ ، $\varsigma=0.5$ و $\lambda=3$



شکل۳: تابع توزیع هوسیمی و نمودار کنتور متناظر با آن به ازای $\alpha=x+iy$ ، $\bar{n}=50$ ، $\varsigma=0.5$ و $\lambda=3$

در شکل‌های (۱)، (۲) و (۳) تابع توزیع هوسیمی به ازای مقادیر مختلف میانگین تعداد فوتون‌های گرمایی رسم شده است. هم‌چنین نمودار کنتور متناظر با هر حالت نیز به تصویر کشیده شده است. نمودار کنتور شکل (۱) که برای حالت $\bar{n}=1$ است به‌روشنی نشان می‌دهد، سامانه تابشی در کوادراتور $\hat{y}$ چلانده است. هم‌چنین با توجّه به افزایش تعداد میانگین فوتون‌های گرمایی در شکل‌های (۲) و (۳)، دیده می‌شود که رفته‌رفته چلاندگی سامانه از بین می‌رود و رفتار سامانه‌ی تابشی به سمت رفتار کلاسیکی میل می‌کند، آن طور که مورد انتظار است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، با تعمیم جبری عملگر جابجایی و با توجّه به حالت‌های گرمایی معرّفی شده توسط گلاوبر-لاخس، حالت‌های همدوس گرمایی $SU(1,1)$ و $SU(2)$ معرّفی شدند. نتایج عددی نشان دادند که با افزایش تعداد میانگین فوتون‌های گرمایی رفتار سامانه تابشی از غیرکلاسیکی (چلاندگی در راستای $\hat{y}$) به سمت کلاسیکی میل می‌کند.

مراجع

[1] S. Sivakumar, “Effect of thermal noise on atom-field interaction: Glauber-Lachs versus mixing”, Eur. Phys. J. D., Vol. 66, No. 10, pp. 277, 2012.

[2] V.I. Man'ko, G. Marmo, E.C.G. Sudarshan and F. Zaccaria, “*f*-oscillators and nonlinear coherent states”, Phys. Scr.Vol., Vol. 55, pp. 528-541, 1997.

[۳] مظاهری ز.، فقیهی م.ج. و باغشاهی ح.ر. «حالت همدوس تغییرشکل‌یافته از نگاه تابع توزیع ویگنر»، بیست‌وچهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، دانشگاه شهرکرد، ۱۳۹۶.

[4] M.M. Nieto, “Exact wave-function normalization constants for the $B_o\tanh z$-$U_0\cosh^{-2}z$ and Pöschl-Teller potentials”, Phys. Rev. A., Vol. 17, No. 4, 1978.

[5] S.R. Miry and M.K. Tavassoly, “Generation of a class of SU(1,1) coherent states of the Gilmore–Perelomov type and a class of SU(2) coherent states and their superposition ”, Phys. Scr., Vol. 85, pp. 6, 2012.

[6] S.A.M. Vamegh and M.K. Tavassoly, “Nonclassicality of new class of states produced by superposition of two nonlinear squeezed states with respective phase φ ”, Rep. Math. Phys.,Vol. 75, No. 2, pp. 149, 2015.

[7] Z. Ficek, M.R Wahiddin, *Quantum Optics for Beginners*, CRC Press, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز، شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و راه‌اندازی یک سیستم تصویر برداری طیفی بر پایه‌ی فلورسانس القایی لیزری جهت بررسی و تشخیص بافت سرطانی پستان

زهرا امیدی[۱]، زهرا خدابخشی[۲]، محمدامین بصام[۳]،مرتضی موحد[۴]، بتول سجاد[۱]

۱-گروه فیزیک، دانشکده فیزیک شیمی، دانشگاه الزهرا
۲-گروه فیزیک، دانشگاه شاهرود
۳-دانشکده الکترونیک، دانشگاه صنعتی مالک اشتر
۴-دانشگاه علوم پزشکی بقیه الله (عج)

چکیده – در این پژوهش به منظور دستیابی به تصاویر طیفی مربوط به نمونه‌های سالم و سرطانی بافت پستان، یک سیستم تصویربرداری طیفی فلورسانس القایی لیزری(LIFSI) مبتنی بر جاروب نقطه‌ای سطح نمونه طراحی و راه‌اندازی شده است. روش تصویربرداری طیفی ترکیبی از علم طیف‌سنجی و تصویربرداری است. اطلاعات طیفی مربوط به مجموعه نقاط سطحی نمونه‌ی آغشته به محلول رنگینه در دو راستای X و Y جمع‌آوری شده و پس از پردازش، تصویر نقاط تشکیل دهنده‌ی سطح بر حسب شدت ترسیم می‌شود. هر پیکسل از تصویر خاکستری- مقیاس به دست آمده حاوی طیف یک نقطه‌ی معین روی نمونه است که توسط یک CCD خطی جمع‌آوری شده است.

کلید واژه- تصویر برداری طیفی، فلورسانس القایی لیزری ، طیف سنجی، CCD خطی

Design and Operation of a Laser Induce Fluorescence-Based Spectral Imaging System to Investigate and Diagnose of Cancerous Breast Tissue

Zahra Omidi[1], Zahra Khodabakhsi[2], Mohammad Amin Bassam[3], Morteza Movahed[4], Batool Sajad[1]

1- Physics Department, Alzahra University
2- Physics Department, Shahrood University
3- Electronics Department, Malek Ashtar University
4- Baqiyat allah University of medical sciences

Abstract- In this study, a Laser induced Fluorescence spectral imaging (LIF-SI) point-scanning based system is designed to achieve spectral images of cancerous and healthy breast tissues. The spectral imaging combines spectroscopy and imaging science. The Spectrum at each point of sample collected in the X and Y directions to process and get a picture. Any pixel at the gray-scale image contains spectrum of a definite point on the sample that is collected by a linear CCD array.

Keywords: Spectral Imaging, Laser Induced Fluorescence, Spectroscopy, CCD Array

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

روش های تصـــویربرداری و طیف‌ســـنجی منجر به ایجاد گســـترهای از کاربردها در بســـیاری از علوم به ویژه علوم زیســـتی و پاتولوژی شـــده اســـت. محتوای طیفی یک نمونه اطلاعات مهمی به دست می‌دهد که توسط چشم انسان یا با استفاده از دوربین‌های معمولی قابل آشکارسازی نیست. به‌طور معمول طیف یک ماده، شـــرایط محیطی، فاز و هندســـه‌ی آن را بیان می‌کند[۱]. ترکیبی از فناوری تصویربرداری و طیف سنجی منجر به ایجاد شیوه‌ی نوینی شده است که تحت عنوان تصویر برداری طیفی شناخته می‌شـــود. این روش برتری‌هایی دارد که تصـــویر برداری یا طیف سنجی به تنهایی قادر به کسب آن نیستند. تصویر برداری طیفی به طور نوعی به دو روش تصـــویر برداری میدان گسترده (تصویر لحظه‌ای) و تصویربرداری مبتنی بر جاروب نمونه تقســـیم بندی می‌شـــود[۲]. یکی از توانمندی‌های این روش تهیه‌ی تصـــاویری بزرگ از نمونه‌های میکروسکوپی است، حتی اگر نمونه قابل مشاهده در یک میدان دید نباشد. در این رویکرد در حالی که نمونه به طور پیوســـته جاروب می‌شـــود، اطلاعات طیفی بطور همزمان به‌همراه مختصـــات فیزیکی هر نقطه از نمونه ثبت می‌شـــود[۳]. تصـــویر طیفی یک نمونه می‌تواند مربوط به بازتاب، پراکندگی، گســـیل و عبور باشـــد. زیرا ویژگی‌های جذب، فلورســـانس و پراکندگی بافت با ایجاد بیمارهایی مانند سرطان تغییر می‌کنند. نوری که به بافت زیستی وارد می‌شود تحت تأثیر فرآیندهای پراکندگی ناشی از ناهمگنی ســـاختار بافت و نیز فرآیند جذب توســـط برخی محتویات بافت قرار می‌گیرد. روش تصـــویربرداری امروزه به عنوان روشی نوین در علوم پزشکی به‌ویژه تشخیص غیر تهاجمی بیماری‌ها و کنترل کیفیت مواد غذایی مورد اســـتفاده قرار گرفته اســـت. از این رو، تصـــویربرداری طیفی امکان بررسی کامل‌تر برهم کنش‌های نور با بافت شناسی را فراهم می‌کند[۴].

در روش تصویربرداری طیفی فلورسانس در صورتی که نمونه‌ی خود دارای فلوروفورهای ذاتی باشد، می‌توان با تکیه بر فلورســـانس ذاتی نمونه تصـــویربرداری را انجام داد. این عمل به ســـیســـتم های تصـــویربرداری با توان تفکیک بالا نیاز دارد. در غیر این صـــورت، از یک ماده رنگینـــه‌ی معین بـــه عنوان فلوروفور بیرونی جهـــت دستیابی به وضوح طیفی بالا استفاده می‌شود.

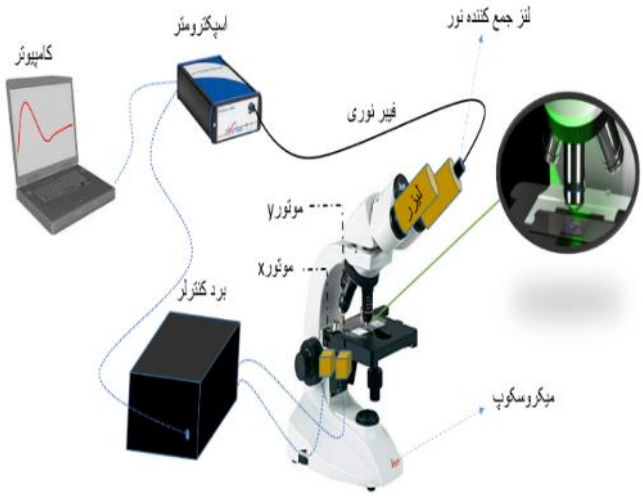
در این پژوهش، برای اولین بار (در داخل کشور) یک سیستم تصویربرداری طیفی فلورسانس القایی لیزری(LIFSI) مبتنی بر جاروب نقطه‌ای سطح نمونه طراحی، راه‌اندازی و بهینه سازی شده است. سپس این سیستم برای تصویربرداری طیفی بر پایه‌ی جاروب نقطه‌ای سطح نمونه‌های سالم و سرطانی بافت پستان به کار گرفته شده است. مقاطع بافتی با ضخامت یک تا دو میلی متر از قسمت های نمونه‌برداری شده توسط آسیب شناس ، تهیه و در این آزمایش مورد استفاده قرار گرفت. نتایج به دست آمده توسط آسیب‌شناس تایید شده است.

۲-چیدمان آزمایشگاهی و روش کار

چیدمان آزمایشگاهی برپا شده در شکل (۱) نشان داده شده است. نمونه‌ی بافت سالم و سرطانی آغشته به محلول سدیم فلورسین ۱ میلی مولار بین دو لام قرار گرفته و روی ســـکوی متحرک یک میکروســـکوپ دو چشمی ثابت می شود. لازم است فاصله ی شیئی و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نمونه در حالتی که بهترین وضـــوح و شـــدت طیفی حاصـــل شـــود، تنظیم شـــود. لیزر دیودی ۴۰۵nm بر روی یکی از چشـــمی‌های میکروســـکوپ قرار گرفته و پرتو آن از طریق عد سی شیئی ۱۰X بر سطح نمونه متمرکز می‌شود. تابش فلورسانس نمونه از همان مسیر تابش فرودی، توســـط تار نوری به قطر داخلی ۴۰۰ µm که روی چشمی دوم میکروسکوپ قرار دارد و با عبور از یک فیلتر عبوری میان گذر، به طیف‌ســـنج آرا یه‌ای مدل Avantes 3648 منتقل می‌شـــود. عملکرد طیف‌ســـنج و حرکت میکرومتری ســـکوی میکروســـکوپ توســـط یک برد کنترل بطور ســـنکرون کنترل می شود. سکوی میکروسکوپ توسط دو موتور متصـــل به آن در دو راســـتای X و Y با دقت ~۳µm حرکت می‌کند. در نهایت طیف‌های جمع آوری شده از نقاط مختلف ســـطح نمونه پردازش شـــده و تصـــویر آن ترسیم می‌شود.



شکل۱- چیدمان آزمایشگاهی تصویربرداری طیفی

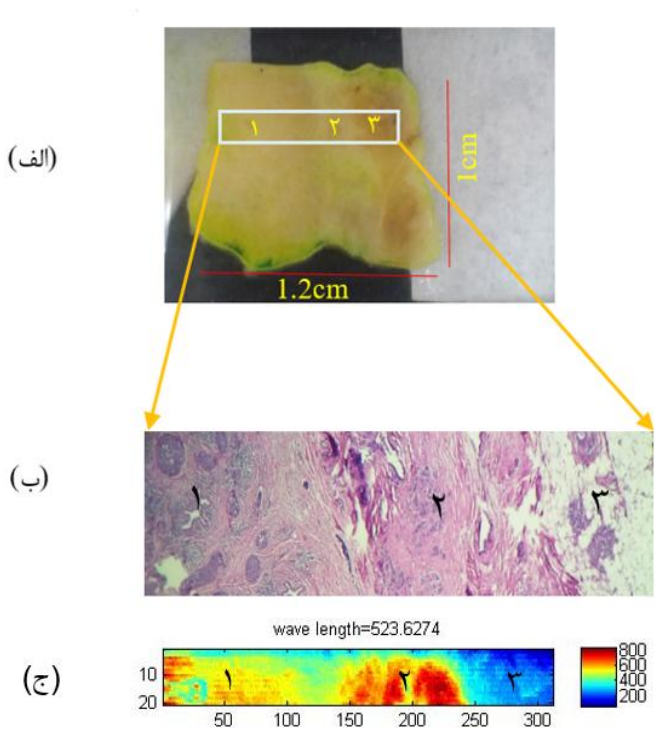
۳-بحث و نتایج

یک نمونه بافت پستان در اندازه‌ی ۱cm×۱/۲cm شامل سه ناحیه‌ی بدخیم، خوش‌خیم و چربی در شکل ۲- الف نشان داده شده است. نمونه‌ی مورد نظر به مدت ۳۰ دقیقه درون محلول ۱ میلی مولار ماده رنگینه قرار داده شده و سپس با آب مقطر شستشو شده است. پس از این مراحل، نمونه بین دو لام قرار گرفته و برای آزمایش تصویربرداری طیفی روی سکوی میکروسکوپ ثابت می‌گردد. با توجه به گام تنظیم شده برای موتورهای X و Y ناحیه‌ای از نمونه به اندازه‌ی ۱mm ×۱/۴mm توسط لیزر جاروب می‌شود. این ناحیه در شکل ۲-الف مشخص شده است. در نهایت طیف-های جمع آوری شده از ناحیه‌ی مورد نظر پردازش شده و تصویر طیفی آن ترسیم می‌شود.

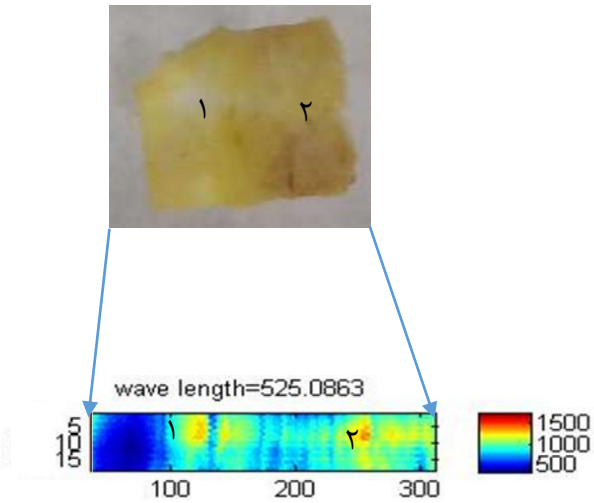
برای بررسی میزان تطبیق تصاویر بدست آمده با نتایج آسیب‌شناسی، پس از پایان آزمایش و ثبت اطلاعات، نمونه‌ها به بخش آسیب‌شناسی ارسال شده و با تهیه لام و بررسی تصویر میکروسکوپی آن نواحی بدخیم، خوش‌خیم و چربی مشخص شده با تصاویر طیفی، توسط پزشک آسیب-شناس مورد تایید قرار گرفته است. در شکل ۲-ب تصویر میکروسکوپی لام رنگی تهیه شده از نمونه نمایش داده شده است. در این تصویر به ترتیب سه بخش بدخیم، خوش‌خیم و چربی قابل تشخیص است. تصویر حاصل از پردازش طیف های جمع‌آوری شده از سطح نمونه در شکل ۲ -ج نمایش داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، میزان شدت در بخش های مختلف نمونه متفاوت است. بیشترین شدت مربوط به ناحیه‌ی خوش‌خیم و کم‌ترین شدت متعلق به بخش چربی تعیین شده است. میزان شدت در ناحیه‌ی بدخیم بین شدت‌های بخش‌های خوش‌خیم و چربی قرار گرفته است. درشکل(۳) نمونه دیگری شامل یک بخش بدخیم (سمت چپ) و یک بخش خوش‌خیم (سمت راست) نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود این نمونه نیز نتایج قبلی را تکرار کرده و شدت بیشتری را در ناحیه‌ی خوش‌خیم نشان می‌دهد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بافت باشد. از آنجایی که از آب به عنوان حلال استفاده شده است و آب در چربی نفوذ نمی‌کند، انتظار می‌رود نفوذ ماده رنگینه در بخش چربی بسیار اندک باشد. بنابراین شدت فلورسانس گسیلی از بخش چربی ضعیف است. یکی از ویژگی های بافت های سرطانی(بدخیم) تراکم سلولی بالای آن‌ها است بگونه‌ای که فضای بین سلولی کمتری نسبت به بافت های سالم و خوش‌خیم دارند. از این رو انتظار می‌رود که نفوذ ماده‌ی رنگینه در بافت خوش‌خیم که فضای بین سلولی بیشتری نسبت به بافت بدخیم دارد بیشتر باشد و به تبع آن شدت فلورسانس بیشتری در این ناحیه حاصل شود. البته این نتیجه برای تمامی بافت‌های سرطانی قابل تعمیم نیست. زیرا محتوی و ساختار بافت‌های مختلف با یکدیگر تفاوت‌های اساسی دارند و لذا برای بافت‌هایی همچون کبد، غده آدرنال، لوزالمعده و غدد بزاقی که در حالت طبیعی تراکم سلولی بالایی دارند، لازم است بطور جداگانه و با روش‌های متفاوتی مورد بررسی و تحقیق قرار گیرند.



شکل ۲- (الف)نمایش سه ناحیه ی بدخیم(۱)، خوش‌خیم (۲) و چربی(۳) یک نمونه بافت ، (ب)تصویرمیکروسکوپی و (ج)تصویر طیفی



شکل ۳- نمونه بدخیم (۱) و خوش‌خیم (۲) همراه با تصویر طیفی مربوطه

بنظر می‌رسد علت این تفاوت در شدت گسیل فلورسانس می‌تواند ناشی از میزان نفوذ ماده‌ی رنگینه در نواحی مختلف

منابع

1. Lindner, M., Shotan, Z. & Garini, Y. (2016), Rapid microscopy measurement of very large spectral images, Optics express, 24(9), 9511-9527.

2. Wang, Yu Winston, et al., (2017), Multiplexed optical imaging of tumor-directed nanoparticles: a review of imaging systems and approaches, Nanotheranotics, 1, 369.

3. Garini, Y., Young, I. T., & McNamara, G. (2006), Spectral imaging: principles and applications. Cytometry Part A: The Journal of the International Society for Analytical Cytology, 69(8), 735-747.

4. Lu, Guolan, and Baowei Fei., (2014), Medical hyperspectral imaging: a review, Journal of biomedical optics, 19, 1 010901.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

دینامیک آشوبی در مشدد حلقوی غیرخطی دارای ثابت‌های انتشار متفاوت

زهرا توحیدی نیا[۱]، مهدی بهادران*[۱]، شهرزاد حسین آبادی[۱]،حسن پاکارزاده[۱]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

چکیده – رابطه‌ای بین میدان‌های عبوری از جفتگر نوری (۲×۲) برای دو موجبر غیرهمسان بصورت تئوری بدست آمد و نتایج بصورت تحلیلی و عددی با یکدیگر مقایسه شد. سپس این جفتگر در یک مشدد حلقوی بکار برده شد و اثرات ضریب شکست غیر خطی بر روی میدان خروجی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهد با انتخاب مواد موجبری متفاوت میتوان به دوپایداری با توان ورودی کمتری دست یافت. همچنین به ازای توان ورودی یکسان، توان خروجی در سیستم با موجبرهای همسان بسیار کمتر از سیستم با موجبرهای ناهمسان است.

کلید واژه- مشدد حلقوی، آشوب، جفتگر۲×۲، مد جفت شده، چند پایداری

Chaotic Dynamics in a Nonlinear Ring Resonator with Different Propagation Constants

Zahra Tohidinia[1], Mahdi Bahadoran[1*], Shahrzad Hosseinabadi[1], Hassan Pakarzadeh[1]

[1]Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran.

Abstract- A transfer function for a 2×2 optical coupler which connecting two different waveguides is derived. The simulated results were compared analytically and numerically. The coupler was then used in a ring resonator and the effects of nonlinear refractive index in the output filed were investigated. The results show that by choosing different waveguide materials bistability can be obtained with less input power. Moreover, for the same input power, the output power from system with identical waveguides is much less than that of from different waveguide.

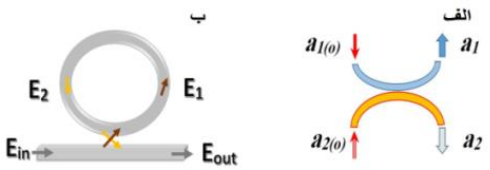
Keywords: Micro ring resonators; Chaos; Coupled mode theory; 2×2 coupler; multi stability

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

سیستم های غیر خطی و آشوبی نسبت به شرایط اولیه بسیار حساس هستند. دو پایداری نوری در سیستمهای غیر خطی پدیده ای است که در آن به ازاء یک توان نور ورودی ، دو توان پایدار در خروجی سیستم مشاهده میشود. دو پایداری در کلید زنی نوری[۱]، فشرده سازی پالس نوری و قفل شدگی مد کاربرد دارد[۲]. در این مقاله رابطه‌ی بین میدان‌های عبوری از جفتگر ۲×۲ رابط بین دو موجبر غیرهمسان بر اساس تئوری مد جفت شده اثبات شد سپس این جفتگر برای یک مشدد حلقوی بکار برده شد. اثرات ضریب شکست غیرخطی بر روی کنترل چند پایداری در میدان خروجی از سامانه مشدد حلقوی شامل دو موجبر مورد بررسی و مقایسه قرار گرفت.

۲- اصول تئوری یک جفتگر ۲×۲



شکل ۱) الف) پیکربندی جفتگر ۲×۲ برای دو موجبر مختلف ب) یک مشدد حلقوی و میدانهای خروجی و ورودی

محل اتصال بین موجبرها را جفتگر می‌نامیم. شکل (۱) پیکربندی جفتگر ۲×۲ را برای دو موجبر مختلف نشان می‌دهد. در شکل دامنه میدان‌های ورودی و خروجی مشخص شده‌اند. در حالت کلی دو معادله دینامیکی برای میدان‌های ورودی و خروجی به یک جفتگر نوری۲×۲ بصورت زیر داده می شود:

$$i\frac{da_1}{dz}=\beta_1 a_1+\mathrm{K}a_2 \qquad ;a_1(z=o)=a_1(\mathrm{o}) \qquad (۱)$$

$$i\frac{da_2}{dz}=\beta_2 a_2+\mathrm{K}a_1 \qquad ;a_2(z=o)=a_2(\mathrm{o}) \qquad (۲)$$

در اینجا a_2,a_1 دامنه میدان های خروجی و , $a_2(\mathrm{o})$ $a_1(\mathrm{o})$ دامنه میدان های ورودی به جفتگر می‌باشند. β_1 و β_2 به ترتیب ثابت‌های انتشار موجبرهای اول و دوم هستند . K ضریب جفت شدگی بین موجبرها می‌باشد.

با مشتق گیری از رابطه (۱) نسبت به z خواهیم داشت:

$$i\frac{d^2a_1}{dz^2}=\beta_1\frac{da_1}{dz}+K\frac{da_2}{dz} \qquad (۳)$$

جوابی برای معادله ۳ به صورت $a_1=Ae^{\alpha z}$ حدس می زنیم با جایگذاری در رابطه ۳ به معادله درجه دوم $\alpha^2+i(\beta_1+\beta_2)\alpha+(\mathrm{K}^2-\beta_1\beta_2)=0$ می‌رسیم.

جواب معادلات ۱ و ۲ با استفاده از شرایط اولیه $a_1(z=0)=a_1(0)$ و $a_2(z=0)=$ $a_2(0)$ به صورت زیر خواهد بود :

$$\begin{pmatrix}\mathrm{a}_1(\mathrm{z})\\ \mathrm{a}_2(\mathrm{z})\end{pmatrix}=\frac{e^{-\frac{i}{2}(\beta_1+\beta_2)z}}{i(\alpha_2-\alpha_1)}\begin{pmatrix}A_{11} & A_{12}\\ A_{21} & A_{22}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\mathrm{a}_1(0)\\ \mathrm{a}_2(0)\end{pmatrix} \qquad (۴)$$

که عناصر ماتریس A به صورت زیر می‌باشند:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

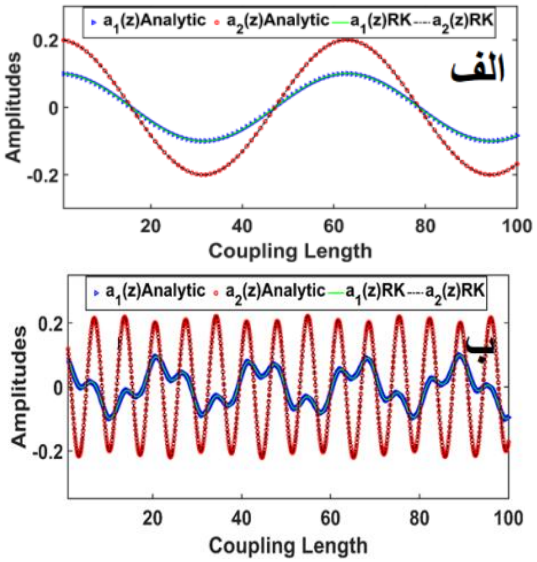
$$A_{11} = -(\beta_2 - \beta_1)\,i\sin\left(\frac{\sqrt{(\beta_1-\beta_2)^2+4K^2}\,z}{2}\right) - \sqrt{(\beta_1-\beta_2)^2+4K^2}\cos\left(\frac{\sqrt{(\beta_1-\beta_2)^2+4K^2}\,z}{2}\right) \quad (۵)$$

$$A_{12} = 2iK\sin\left(\frac{\sqrt{(\beta_1-\beta_2)^2+4K^2}\,z}{2}\right) \quad (۶)$$

$$A_{21} = 2iK\sin\left(\frac{\sqrt{(\beta_1-\beta_2)^2+4K^2}\,z}{2}\right) \quad (۷)$$

$$A_{22} = (\beta_2 - \beta_1)\,i\sin\left(\frac{\sqrt{(\beta_1-\beta_2)^2+4K^2}\,z}{2}\right) - \sqrt{(\beta_1-\beta_2)^2+4K^2}\cos\left(\frac{\sqrt{(\beta_1-\beta_2)^2+4K^2}\,z}{2}\right) \quad (۸)$$

برای تایید درستی معادله ۴، معادلات (۱) و (۲) به روش عددی رانگ_کوتا حل شد. نتایج با حل تحلیلی مقایسه شد. نتایج در شکل ۲ برای $K=0.1$ ، $a_1(0) = 0.1$ ، $a_2(0) = 0.2$ شبیه سازی شده است. در حالت اول (شکل ۲-الف) دو جفتگر دو موجبر یکسان را به یکدیگر متصل می‌کنند ($\beta_1 = \beta_2$). حالت دوم (شکل ۲-ب) جفتگر اتصال دهنده موجبرهایی با ثابت‌های انتشار متفاوت است ($\beta_1 \neq \beta_2$). با توجه به توافق بین روش عددی و تحلیلی ، می توان نتیجه گرفت که جواب بدست آمده از روش تئوری مد جفت شده دقیق و روش بکار برده شده روشی صحیح می‌باشد.



شکل ۲) نمودار حل به روش عددی و تحلیلی معادلات ۱ و ۲.
جفتگر موجبرهای ثابتهای انتشار الف) یکسان $\beta_1 = \beta_2 = o$ ب) متفاوت $\beta_1 = 0.3$ $\beta_2 = 0.9$,

۳- بکارگیری جفتگر۲×۲ در مشدد حلقوی

در مرحله بعد (مطابق شکل ۱- ب) جفتگر۲×۲ در سامانه ای بکار گرفته شد که یک موجبر را به یک مشدد حلقوی جفت کند. در این حالت با توجه به روش ماتریس پراکندگی رابطه بین میدان‌های ورودی و خروجی از مشدد حلقوی به صورت زیر خواهد بود:

$$\begin{pmatrix} E_{out} \\ E_1 \end{pmatrix} = \frac{e^{-\frac{i}{2}(\beta_1+\beta_2)z}}{i(\alpha_2-\alpha_1)} \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{in} \\ E_2 \end{pmatrix} \quad (۹)$$

موج ورودی در حلقه پس از یک دور چرخش اختلاف فازی به اندازه $e^{[i(\Phi_L+\Phi_{NL})-\alpha L]}$ پیدا خواهد کرد. در اینجا α ضریب جذب خطی محیط ، L محیط حلقه ، $\phi_L = \frac{2\pi n_0 L}{\lambda_0}$ و $\phi_{NL} = \frac{2\pi n_2 L (E_j)^2}{A_{eff}\lambda_0}$ [۴]، به ترتیب اختلاف فاز خطی و غیر خطی می‌باشند. n_0 و n_2 به ترتیب ضرایب شکست خطی و غیر خطی موجبر هستند و A_{eff} سطح مقطع موثر و λ_0 طول موج مرکز پالس ورودی است [۳]. میدان E_1 با هر دور چرخش دچار تغییر فاز می شود و به E_2 تبدیل می‌شود که بصورت زیر تعریف می‌شود:

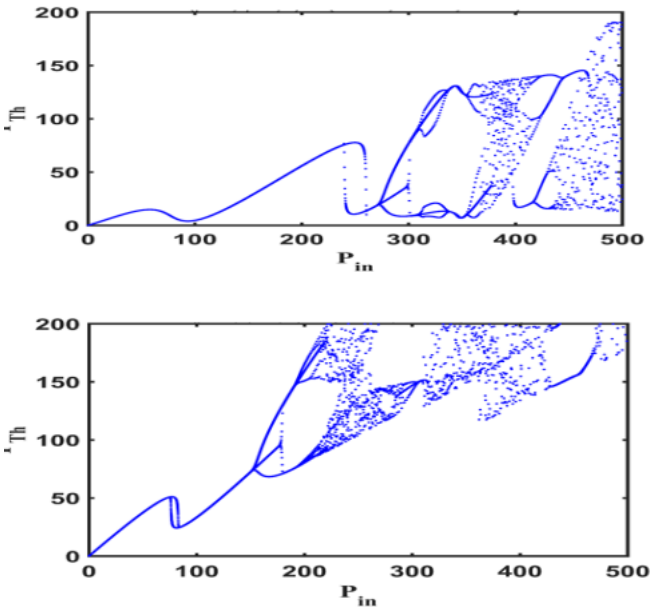
$$E_2 = E_1\, e^{[i(\Phi_L+\Phi_{NL})-\alpha L]} \quad (۱۰)$$

در اینصورت پس از M دور چرخش میدانها بصورت $E_{M+1} = CA_{21}E_{in} + C\,A_{22}\,E_M e^{i(\Phi_N+\Phi_{NL})}$ خواهند بود درنتیجه میدان خروجی از مشدد حلقوی به صورت زیر در می‌آید، که برای سادگی در نوشتار $C = \frac{e^{-\frac{i}{2}(\beta_1+\beta_2)z}}{i(\alpha_2-\alpha_1)}$ را به این صورت تعریف کرده‌ایم.

در اینجا برای مشدد حلقوی با ضریب شکست های $n_0 = 3.34$ و $n_2 = 2.2\times10^{-20}$ (m^2W^{-1}) است انتخاب شد. شعاع $R_1 = 637\mu m$ ، ضریب جذب خطی ماده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

موجبر $\alpha = 230(\frac{dB}{cm})$ و $A_{eff} = 10^{-2}(\mu m^2)$ در نظر گرفتیم. طول موج مرکزی موج ورودی $\lambda_o = 1.55\mu m$ و تعداد دورهای گردش ۲۰۰۰۰۰ دور انتخاب شد. دو حالت مورد بررسی قرار گرفت. الف- حالتی که موجبر ها دارای ثابت انتشار یکسان باشند $\beta_1 = \beta_2$ (شکل- الف۳). ب) حالتی که $\beta_2 = 3$ و $\beta_1 = 1$ باشد (شکل۳- ب).



شکل ۳) نمودار شدت خروجی برحسب شدت میدان از مشدد حلقوی دارای جفتگر الف) همسان $\beta_1 = \beta_2$ ب) ناهمسان به ازای $\beta_1 = 1; \beta_2 = 3$

با افزایش شدت میدان ورودی نمودار بصورت خطی در حال تغییر است زمانی که شدت میدان ورودی بین ۷۰-۸۰W باشد، دوپایداری خواهیم داشت. در محدوده‌ی ۸۰-۱۵۰ وات نمودار خطی و در ناحیه‌ی ۱۸۰-۱۵۰ وات سیستم وارد ناپایداری [۵] شده است. سپس سیستم آشوبی می‌شود.

۴- نتیجه‌گیری:

برای مشدد حلقوی متصل به موجبر با ثابت‌های انتشار غیر یکسان و یکسان می‌توان به ترتیب به دوپایداری در توانهای ورودی ۷۰ و ۲۶۰وات رسید. نتایج نشان می‌دهد با انتخاب مواد موجبری متفاوت می‌توان به دوپایداری با توان ورودی کمتری دست یافت. همچنین به ازای توان ورودی یکسان، توان خروجی در سیستم با ثابت‌های انتشار یکسان بسیار کمتر از حالتی است که ثابت‌های انتشار متفاوتی داشته باشیم.

مرجع‌ها

[1] Y.Y. Chen, , Y.N. Li, and R.G. Wan, "Double-cavity optical bistability and all-optical switching in four-level N-type atomic system." JOSA B, **35**(6), 1240-1247, (2018).

[2] V.R. Almeida, and M. Lipson, "Optical bistability on a silicon chip." Opt. lett., **29**(20), 2387-2389, (2004).

[3] J.P. Deka, S.K. Gupta, and A.K. Sarma, "Controllable chaotic dynamics in a nonlinear fiber ring resonators with balanced gain and loss." ***Nonlinear Dyn***, **87**(2), 1121-1126, (2017).

[4] P.Yupapin, and W. Suwancharoen, "Chaotic signal generation and cancellation using a micro ring resonator incorporating an optical add/drop multiplexer." *Opt. Commun.*, **280**(2), 343-350, (2007).

[5] R.W. Boyd, , M.G. Raymer, and L.M. Narducci, "*Optical instabilities*." Cambridge University Press Cambridge GB, (1986).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ایجاد پالس فوق کوتاه آتو ثانیه در حضور میدان استاتیک

مریم سادات فتاحی،شهاب رحیمی،فروغ حسین‌زاده،سعیدباطبی

دانشکده فیزیک دانشگاه گیلان ، خیابان نامجو ،رشت
Maryam.fattahi1994@gmail.com
Eng.rahimi91@gmail.com
Forouq.hosseinzadeh@gmail.com
S_batebi@yahoo.com

چکیده-در راستای تولید پالس آتو ثانیه ، معادله ی شرودینگر وابسته به زمان را به صورت یک‌بعدی برای اتم هیدروژن حل نموده‌ایم و سپس با محاسبه تبدیل فوریه‌ی شتاب دوقطبی القایی تشکیل‌شده ، طیف هماهنگ‌های مرتبه بالا را برای دو حالت میدان لیزر تک‌رنگ و میدان لیزر دو رنگ در حضور و عدم حضور میدان الکترواستاتیک رسم نموده‌ایم . تولید پالس آتو ثانیه از برهم نهی تعدادی از هماهنگ‌های مرتبه بالا در ناحیه قطع را برای دو حالت فوق مقایسه کرده‌ایم . در نتیجه پالس تولید شده از میدان لیزر تک‌رنگ که با پهنای ۱۵۸ آتو ثانیه بوده است در حضور میدان استاتیک به مقدارپهنای ۱۰۵ آتو ثانیه کاهش یافته است . در حالت میدان لیزر دو رنگ ، پالسی به پهنای ۶۶ آتو ثانیه تولید شده است که در حضور میدان استاتیک ، پهنای آن تا مقدار ۵۲ آتو ثانیه کوتاه‌تر شده است .

کلیدواژه- پالس آتو ثانیه ، میدان الکترواستاتیک ، هماهنگ‌های مرتبه بالا.

Ultra short attosecond pulse generation in the presence of static field

Maryam Sadat Fattahi , Shahab Rahimi , Forouq Hosseinzadeh , Saeed Batebi

Department of Physics, University of Guilan
Maryam.fattahi1994@gmail.com
Eng.rahimi91@gmail.com
Forouq.hosseinzadeh@gmail.com
S_batebi@yahoo.com

Abstract-In order to generate attosecond pulse, we've solved the time dependent Schrodinger equation in 1 dimensional case for Hydrogen atom. Thus, by calculating the Fourier transformation of the induced dipole acceleration, we've depicted the high harmonics spectra for both one color and two color laser fields with and without the presence of a static field. We've also compared generated attosecond pulses by superposing some of the harmonics for the above two cases. As a result, the generated pulse for the monochromatic field, which was 158 attosecond wide, shortens to 105 attosecond in the presence of a static field. in bichromatic laser field case, a 66 attosecond pulse is generated. In presence of a static field, its width shrinks to 52 attosecond.
Keywords: Attosecond pulse , High harmonic , Static field

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

برای شبیه‌سازی هماهنگ‌های مرتبه بالا به روش نیمه کلاسیک ، میدان لیزر فرودی را به صورت کلاسیک و محیط مادی را به صورت کوانتومی در نظر می گیریم [1]، می‌توان از حل معادله شرودینگر وابسته به زمان یک بعدی استفاده نمود . در این مقاله به مقایسه و شبیه‌سازی تولید هماهنگ مرتبه بالا به دو حالت (حالت اول : تولید هماهنگ مرتبه بالا با استفاده از میدان لیزر تک‌رنگ و دو رنگ ، حالت دوم: تولید هماهنگ مرتبه بالا با استفاده از میدان لیزر تک‌رنگ و دو رنگ در حضور میدان استاتیک) می‌پردازیم.

روش‌های محاسباتی

مبنای کار ما محاسبه معادله شرودینگر وابسته به زمان یک بعدی است و از تقریب تک الکترون فعال استفاده نموده‌ایم . بر اساس مدل سه مرحله‌ای تک الکترون از چاه پتانسیل کولنی که توسط میدان لیزر فرودی تغییر شکل می‌دهد ، تونل زنی می کند ، سپس در میدان لیزر شتاب می‌گیرد و با تغییر جهت میدان به سمت هسته والد بازمی‌گردد و درتقریب دو قطبی القایی با گسیل فوتون تابش می‌کند که این تابش می‌تواند در مقیاس آتو ثانیه باشد[2] . میدان فرودی در حالت اول به صورت میدان لیزر تک رنگ و میدان لیزر دو رنگ است .

$$E(t)=\sum_{i=1}^{2} E_i f_i(t)\cos(\omega_i t+\varphi_i) \qquad (1)$$

$$f_i(t)=\operatorname{sech}^2\frac{t}{\tau} \qquad (2)$$

در روابط (۱) و (۲) E_i ، $f_i(t)$ ، ω_i ، φ_i ، τ_i به‌ترتیب دامنه، پوش[3]، فرکانس ، فاز ، مدت تپش میدان لیزری برای میدان لیزر اصلی (پایه) و میدان لیزر کنترلی می‌باشند . میدان فرودی در حالت دوم به صورت مجموع میدان لیزر (تک‌رنگ یا دو رنگ) و میدان استاتیک است که دامنه آن حدود ٪۲دامنه میدان لیزر می‌باشد[5,4] :

$$E(t)=E_S+f_i(t)E_L\cos\omega t \qquad (3)$$

در رابطه (۳) $E(t)$ ، E_S ، E_L ، ω ، $f_i(t)$ به‌ترتیب میدان فرودی ، میدان استاتیک ، دامنه میدان لیزر ، فرکانس لیزر و پوش می‌باشند . با حل معادله شرودینگر وابسته به زمان یک‌بعدی مقدار تابع موج به‌دست می‌آید ، رابطه (۴) .

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(x,t)=\left[-\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+V(x)-exE(t)\right]\psi(x,t) \qquad (4)$$

$$d(t)=\langle\psi(x,t)|V(x)-exE(t)|\psi(x,t)\rangle \qquad (5)$$

برای محاسبه شتاب دو قطبی القایی از رابطه (۵) استفاده می‌کنیم . با محاسبه تبدیل فوریه شتاب دو قطبی القایی می‌توان طیف هماهنگ‌های مرتبه بالا به‌دست آورد ، رابطه (۶).

$$P_R(\omega)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_0^{\tau} d(t)e^{-i\omega t} \qquad (6)$$

در روابط (۶) ، (۷) ، (۸) R مرتبه هماهنگ‌ها است . در پایان از برهم نهی چندین مرتبه از هماهنگ‌های مرتبه بالا یک پالس آتوثانیه منفرد حاصل می‌شود ، نکته مهم در چگونگی انتخاب مرتبه هماهنگ جفت شدگی فازی است که در نزدیکی فرکانس قطع رخ می‌دهد ، رابطه (۷) و (۸) .

$$I(t)=\left|\sum_R D_R e^{-iR\omega t}\,dt\right|^2 \qquad (7)$$

$$D_R=\int dt\, d(t)e^{-iR\omega t} \qquad (8)$$

تحلیل نتایج

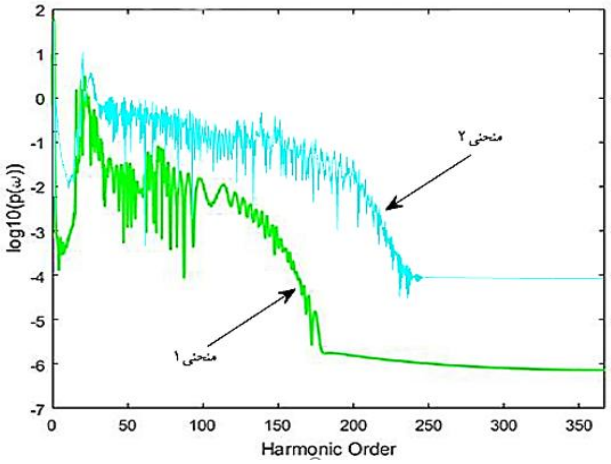
طیف هماهنگ‌های حاصل از این دو میدان را می‌توان در شکل۱ مشاهده نمود که منحنی۱مربوط به لیزر تک‌رنگ و منحنی۲ مربوط به لیزر دو رنگ است . پارامترهای میدان لیزر تک‌رنگ و میدان لیزر دو رنگ در جدول ۱ نمایش داده شده‌اند[1].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

جدول۱ : پارامترهای میدان لیزر

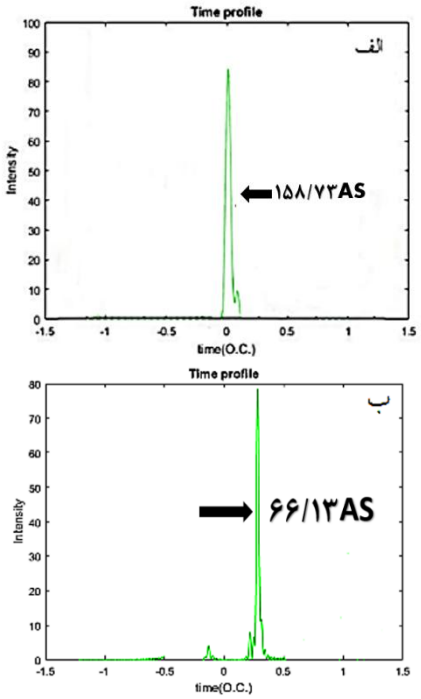
I	λ_i nm	I_i $^{W}/_{Cm^2}$	φ_i
1	800	1×10^{14}	$\frac{\pi}{2}$
2	1600	2×10^{14}	$-\frac{\pi}{8}$

نمودار طیف هماهنگ‌ها در حالتی که میدان لیزر دو رنگ است (یک میدان پایه به همراه یک میدان کنترلی) دارای طول ناحیه تخت بیشتری می‌باشد و نسبت به طیف میدان لیزر تک‌رنگ هموارتر است . در شکل ۱ منحنی ۱ در واقع دو ناحیه تخت داریم که با افت و خیزی که در هارمونیک حدود ۱۰۰ اتفاق افتاده این دو ناحیه از هم تفکیک شده اند . همچنین در منحنی ۲ در هارمونیک حدود۱۵۰ این اتفاق رخ داده است.



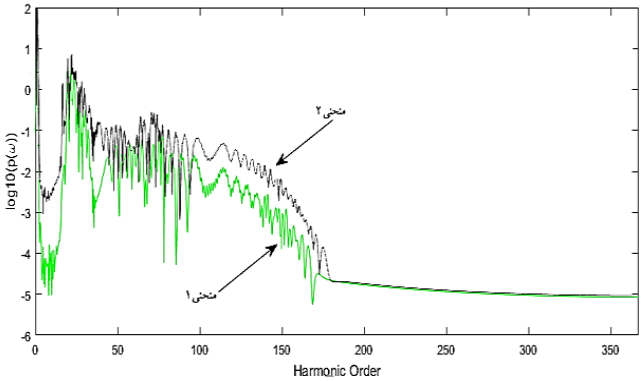
شکل۱: طیف هماهنگ‌ها حاصل از میدان لیزر تک‌رنگ و دو رنگ

در شکل۲ پالس تولید شده از برهم نهی حدود ۴۰ هماهنگ در نزدیکی نقطه قطع (هارمونیک ۱۰۰ام تا ۱۴۰ام) را نمایش داده‌ایم ، که در آن‌ها جفت‌شدگی فازی رخ داده است ، (برای دستیابی به پالس آتوثانیه منفرد نیاز به برقراری شرط جفت شدگی فازی است . به همین دلیل تعدادی از هماهنگ‌ها که در این شرط صدق می‌کنند جمع می‌شوند و سایر هماهنگ‌ها که باعث ایجاد نویز و یا کاهش شدت پالس می‌شوند ، با اعمال فیلتر حذف شده و در محاسبات منظور نمی‌شوند) ، در حالت میدان لیزر تک‌رنگ (شکل ۲- الف) موفق به ایجاد پالس با پهنای ۱۵۸ آتو ثانیه شدیم که در حالت دوم با اعمال میدان کنترلی (میدان لیزر دو رنگ) توانستیم پهنای پالس را تا مرتبه ۶۶آتوثانیه کاهش دهیم(شکل ۲-ب)



شکل۲:(الف)-تک پالس آتو ثانیه بسیار کوتاه حاصل از میدان لیزر تک‌رنگ
(ب)- تک پالس آتو ثانیه بسیار کوتاه حاصل از میدان لیزر دو رنگ

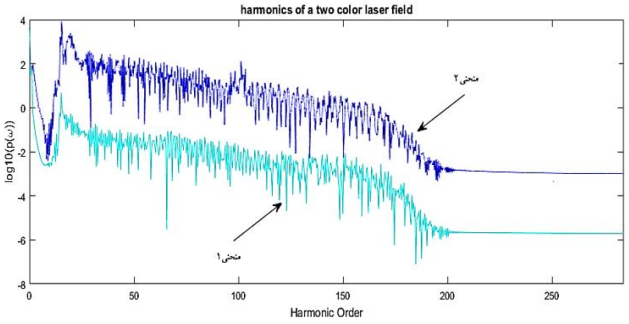
در مرحله بعد با اعمال یک میدان استاتیک ، تاثیرات این میدان را بررسی خواهیم نمود . در شکل ۳منحنی۱ مربوط به میدان لیزر تک‌رنگ و منحنی۲ مربوط به میدان لیزر تک‌رنگ در حضور میدان استاتیک می‌باشد ، در شکل ۴منحنی۱ مربوط به



شکل۳: طیف هماهنگ‌ها حاصل از میدان لیزر تک‌رنگ در حضور و عدم حضور میدان استاتیک

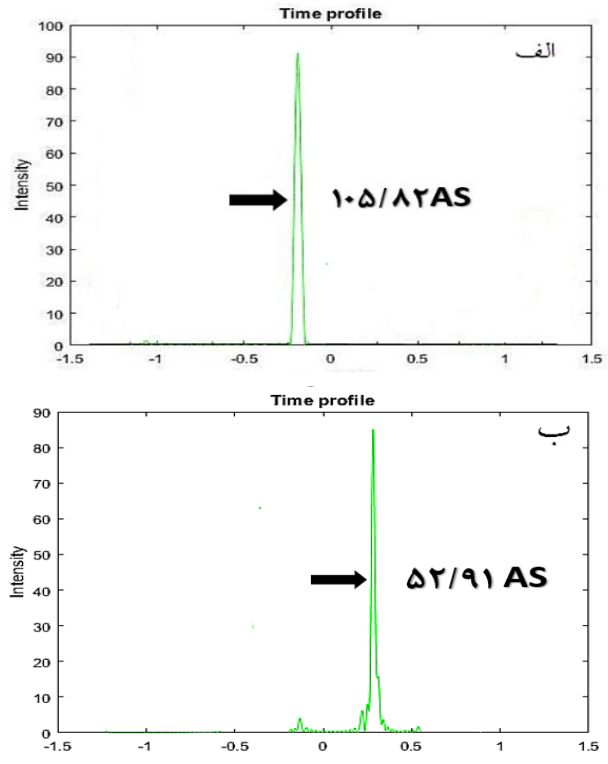
میدان لیزر دو رنگ و منحنی۲مربوط به میدان لیزر دو رنگ درحضور میدان استاتیک است . درشکل ۴ در هارمونیک حدود ۱۰۰ دو ناحیه تخت از هم جدا شده اند. از بررسی طیف هارمونیک در شکل‌های ۳ و۴ مشاهده می‌شود که حضور میدان استاتیک نرخ تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا را درسمت راست ناحیه تخت و در نزدیکی نقطه قطع افزایش داده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۴: طیف هماهنگ‌ها حاصل از میدان لیزر دو رنگ در حضور و عدم حضور میدان استاتیک.

در شکل۵ پالس تولید شده از برهم نهی حدود ۴۰ هماهنگ در نزدیکی نقطه قطع که جفت شدگی فازی در آن‌ها رخ داده‌است را نمایش می‌دهد، در حالت میدان لیزر تک‌رنگ در حضور میدان استاتیک (شکل ۵- الف) موفق به ایجاد پالس با پهنای زمانی ۱۰۵ آتو ثانیه شدیم که در حالت دوم با اعمال میدان کنترلی (میدان لیزر به صورت دو رنگ) و در حضور میدان استاتیک توانستیم پهنای پالس را تا ۵۲ آتو ثانیه کاهش دهیم (شکل۵-ب) .



شکل۵:(الف) - تک پالس‌های آتو ثانیه بسیار کوتاه حاصل از میدان لیزر تک‌رنگ در حضور میدان استاتیک(ب) تک پالس‌های آتو ثانیه بسیار کوتاه حاصل از میدان لیزر دو رنگ در حضور میدان استاتیک.

نتیجه گیری

هدف ما در این مقاله ، بررسی اثر حضور میدان استاتیک در تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا و تولید تک پالس فوق کوتاه آتو ثانیه بوده‌است . با بررسی تاثیرات میدان استاتیک به این نتیجه رسیدیم که با اعمال میدان استاتیک تابع موج الکترون فعال قطبیده می‌شود بنابراین دامنه دو قطبی القایی را افزایش می‌دهد ، این امر باعث افزایش احتمال بازترکیب الکترون خواهد شد . از این‌رو نرخ تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا در ناحیه تخت طیف هماهنگ‌ها افزایش می‌یابد و این امر برای دامنه میدان استاتیک که حدود ۲ ٪ دامنه میدان لیزر پایه می‌باشد به خوبی قابل مشاهده‌است . از طرفی میدان استاتیک کمک شایانی در کاهش پهنای پالس منفرد فوق کوتاه آتو ثانیه می‌کند که منجر به دستیابی پالسی با پهنای ۵۲ آتو ثانیه شده است. به طور کل میدان استاتیک ابزار حساسی برای کنترل تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا است که به صورت ویژه بر نرخ انتشار هماهنگ‌ها اثر می‌گذارد که به دنبال آن می‌توان به پالس‌های فوق کوتاه آتو ثانیه دست یافت.

مرجع‌ها

[1] V. V.Strelkov, M. A. Khokhlova, and N. Yu Shubin A. M. Prokhorov General physics Institute, University, Mosco, Russia *Scientific Research Institute for System Studies*, RAS, Mosco, Russia (2014)

[2] Zenghu Chang;"*Fundamentals of Attosecond Optics*";1st edition;Taylor and Francis group (2011), chapter 1.

[3] J. C. Diels W. Rudolph"*Ultrashort Laser Pulse Phenomena*" Academic Press is an imprint of Elsevier30 Corporate Drive, Suite400 USA (2006)

[4] Min-Qi Bao and Anthony F. Starace Institute for Theoretical Atomic *And Molecular Physics*, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street MS-14

[5] G. Zhao, X. Guo, T. Shao and K. Xue, "*Attosecond pulse generation by applying a weak static electric field to a few-cycle pulse*''School of Physics, Northeast Normal University, Changchun People's Republic of China(2011)

[6] Peng-Cheng Li, I-Lin Liu, Shih-I Chu, "*Optimization of three-color laser field for the generation of single ultrashort attosecond pulse*''Optical Society of America-(2011)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.

اثر مورفولوژی کریستالی بر خواص نوری لایه‌های نازک پروسکایت هالوژنی

سیروس بازیره[۱]، الناز یزدانی*[۱]، احمد مشاعی[۱]، ماندانا سادات حسینی [۱]

دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک ، دانشگاه تربیت مدرس، تهران-ایران

elnaz.yazdani@modares.ac.ir*

چکیده –لایه جاذب پروسکایت‌های هالوژنی به دلیل داشتن ساختار نواری مستقیم و خصوصیات اپتیکی خوب مانند ضریب جذب بالا در محدوده مرئی، از مواد بسیار جذاب در کاربردهای اپتوالکترونیک هستند. این مواد به عنوان محیط فعال در دیودهای نورگسیل و لیزرهای نیمه رسانا می‌توانند مورد استفاده قرار بگیرند. در این مقاله، خواص نوری لایه‌های نازک پروسکایت هالوژنی با تغییر نسبت پیش ماده‌های به کار رفته در سنتز و تغییر مورفولوژی کریستال‌های ایجاد شده به طور تجربی بررسی و مطالعه شده است. در نهایت، امکان تقویت نور در لایه‌های سنتز شده بسته به سایز و ساختار کریستالی توضیح داده شده است.

کلید واژه- پروسکایت، خواص اپتیکی،لایه نازک ، ساختار کریستالی

Crystal morphology effect on optical properties of halide Perovskite thin films

Sirous Bazire[1], Elnaz Yazdani*[1], Ahmad Moshaii[1],Mandana Sadat Hosseini[1]

Departmentof physics, Tarbiat Modares University, Tehran-Iran

Abstract- The halide Perovskite absorber layer due to their direct band gap and proper optical properties such as high absorption coefficient in the visible domain are an attractive material for optoelectronics applications. They can be used, as an active medium in light emission diodes and semiconductor lasers. In this paper, the optical properties of halide perovskite thin films by altering the ratio of the employed precursors and the changingof the synthesized crystals morphology has been investigated experimentally. Finally, the optical amplification possibility in synthesized films versus to the crystal size and structure have been explained.

Keywords: Perovskite, optical properties, thin film, crystal structure

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

پروسکایت‌ها دسته وسیعی از مواد با فرمول شیمیایی ABX_3 با ویژگی‌های فیزیکی ، شیمیایی و اپتیکی منحصر به فرد هستند. اولین بار در سال ۲۰۰۹ پروسکایت‌های هالوژنی در ساخت سلول‌های خورشیدی مورد استفاده قرار گرفتند[۱]. در سال ۲۰۱۴ آقای تان و همکارانش پروسکایت‌های هالوژنی را به عنوان محیط فعال در دیود های نور گسیل مورد استفاده قرار دادند[۲]. و در همین سال ، آقای ژینگ و همکارانش گزارشی از گسیل‌های القایی از لایه‌های نازک پروسکایت‌های هالوژنی را در دمای اتاق ارائه کردند[۳].سپس میکروساختارها، نانو ساختارهای پروسکایتی و نانو کریستال‌های پروسکایت کلوئیدی [۴] به عنوان محیط بهره در لیزرهای تصادفی به کار برده شدند . در این پژوهش، اثر مورفولوژی کریستال‌های سنتز شده برروی تقویت نور با تغییر نسبت-های پیش ماده‌ها به طور تجربی مطالعه شده است.

۲-روش انجام آزمایش

برای لایه نشانی پروسکایت هالوژنی از روش لایه نشانی چرخشی تک مرحله ای استفاده شده است. مرحله اول شامل آماده سازی ، شستشو و آبدوس کردن شیشه‌های لام به قطر ۱/۳ سانتی متر و مرحله دوم آماده سازی پیش ماده‌ها در نسبت‌های مختلف است. عمل لایه نشانی چرخشی در همه نمونه‌ها ۶۰ ثانیه با سرعت چرخش ۴۰۰۰ دور بر دقیقه است و جهت تشکیل کریستال‌ها، ضد حلال در ثانیه ۱۵ بعد از شروع چرخش اضافه می‌گردد. پس از مرحله لایه نشانی، عمل باز پخت به مدت ۵ دقیقه در دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد صورت می‌گیرد. بلافاصله بعد از اتمام مراحل بالا، همه تست‌های مشخصه یابی انجام می‌گردد.

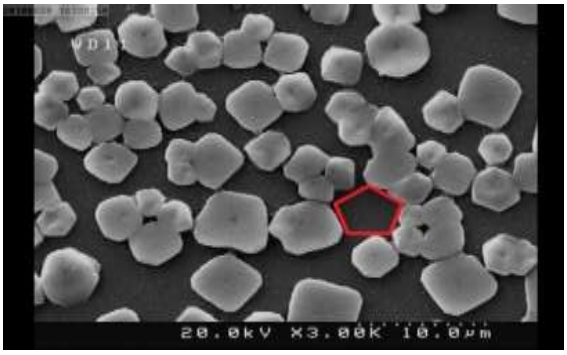
۳- بحث و نتایج

در این پژوهش، با توجه به نتایج مطالعات ارائه شده از روش‌های سنتز و نسبت‌های متفاوت بین دو پیش ماده پروسکایت $CH_3NH_3PbBr_3$ ، با انتخاب دو نسبت ۱:۱ و ۱: ۲/۵ بترتیب برای $PbBr_2$: CH_3NH_3Br ، مورفولوژی‌های متفاوتی از این پروسکایت سنتز و مشخصه یابی لایه‌های نازک توسط تصویر میکروسوپ الکترون روبشی و طیف پراش اشعه ایکس انجام شده است. در نهایت مشخصه یابی و پاسخ اپتیکی لایه‌های نازک با استفاده از طیف‌های جذبی و فوتولومینسانس با جزئیات بیشتر بررسی شده است.

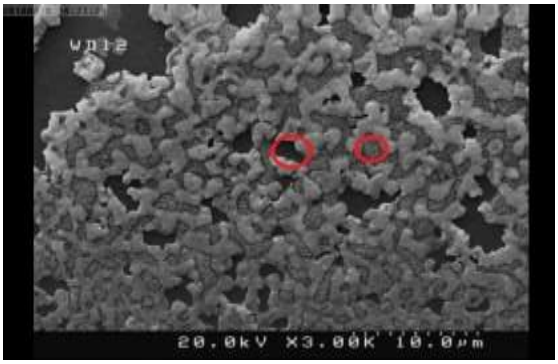
شکل (۱)، تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی با مقیاس ۱۰ میکرومتر از لایه نازک با نسبت ۱:۱ را نشان می‌دهد که کریستال‌های تشکیل شده مجزا از یکدیگر و اندازه آن‌ها تقریبا ۲ میکرومتر است. با توجه به توزیع تصادفی کریستال‌های تشکیل شده در لایه پروسکایت، می‌توان امکان رخ دادن پدیده پراکندگی چندگانه نور (به ویژه در محل حلقه قرمز داخل تصویر) با هدف گیراندازی نور جهت تقویت آن را پیش بینی کرد.

شکل (۲)، تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی با مقیاس ۱۰ میکرومتر از لایه نازک با نسبت ۱ : ۲/۵ را نشان می‌دهد که با افزایش مقدار پیش ماده CH_3NH_3Br ،کریستال‌های تشکیل شده به هم چسبیده و در فواصل بین کریستالی ذراتی از مرتبه نانو حضور دارند که فرصت کافی برای رشد کردن را پیدا نکرده اند. در این مورفولوژی پیش بینی می‌شود علاوه بر فضای بین کریستالی،حفره‌های ایجاد شده در سطح کریستال‌ها نیز بتوانند شرایط ایجاد پراکندگی چندگانه نور را فراهم کنند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

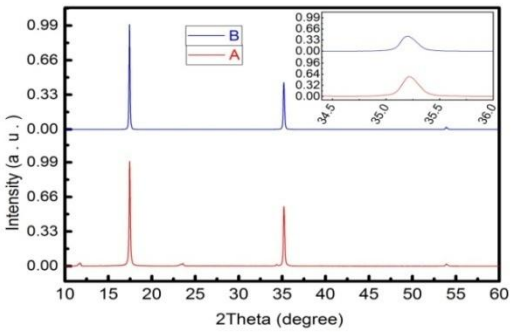


شکل۱ :تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از لایه نازک با نسبت ۱:۱



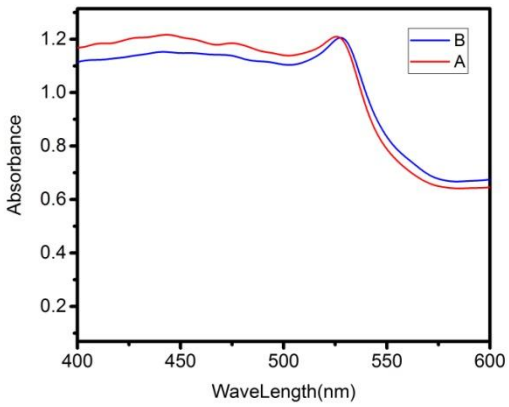
شکل ۲:تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از لایه نازک با نسبت ۱: ۲/۵

در شکل (۳) طیف پراش اشعه ایکس برای هر دو نسبت دارای پیک‌هایی مشترک در زاویه‌های ۱۷/۴، ۳۵/۱، ۵۳/۸ هستند اما در نسبت ۱ : ۲/۵ سه پیک دیگر در زوایای ۱۱/۶، ۲۳/۵ و ۳۴/۳ نیز مشاهده می‌شود که این تفاوت به افزایش مقدار CH_3NH_3Br مربوط می‌گردد. بزرگنمایی پیک‌های هر دو نسبت در زاویه ۳۵/۱ نشان می‌دهد که مقدار پهنای نیم بیشینه طیف برای نسبت ۱: ۲/۵ بیشتر است. طبق رابطه دبای- شرر که پهنای نیم بیشینه طیف با اندازه کریستال رابطه معکوس دارد ، کوچک تر بودن اندازه ذرات در سنتز ۱ : ۲/۵ قابل توجیه می نماید و با نتایج میکروسکوپ الکترونی روبشی مطابقت دارد.



شکل۳ : طیفXRD ، (A) نسبت ۱: ۲/۵ ، (B) نسبت ۱:۱

شکل(۴)طیف جذب را نشان می‌دهد که هر دو نسبت در ناحیه ۴۰۰ تا۶۰۰ نانومتر جذب دارند . در این ناحیه نسبت ۱: ۲/۵ جذب بالاتری در مقایسه با نسبت ۱:۱ دارد که طبق قانون بیر -لامبرت به ضخامت بیشتر این لایه مرتبط است.

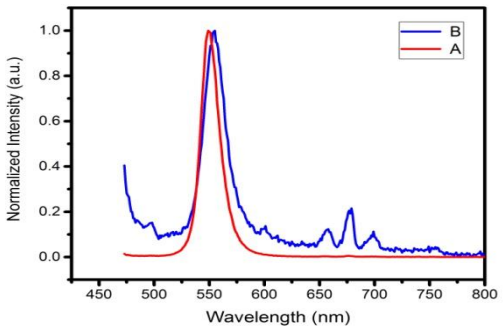


شکل ۴ : طیف جذب، (A) نسبت ۱: ۲/۵ ، (B)نسبت ۱:۱

شکل(۵) ، طیف فوتولومینسانس از هر دو نسبت که با طول موج ۴۵۰ نانومتر تحریک شده اند ، به ترتیب در طول موج‌های ۵۴۹ و ۵۵۵ نانومتر برای نسبت های۱: ۲/۵ و ۱:۱ دارای پیک ماکزیمم بوده اند وپهنای نیم بیشینه طیف برای نسبت‌های ۱: ۲/۵ و ۱:۱ به ترتیب ۱۶ و ۲۵ نانومتر است که کاهش پهنای نیم بیشینه طیف نسبت ۱: ۲/۵، به کاهش فاصله بین کریستال‌ها و بهبود ساختار

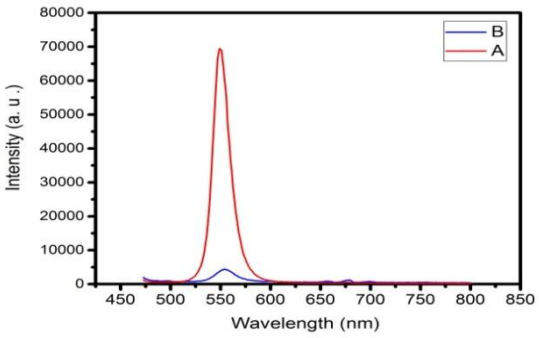
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

کریستالی بر می‌گردد و بیانگر کاهش اثرات فونونی در پروسکایت با نسبت ۱: ۲/۵ است .



شکل۵:مقایسه شیفت قرمز و پهنای طیف فوتولومینسانس نرمالیزه شده ، (A) نسبت ۱: ۲/۵ و (B) نسبت ۱:۱

شکل (۶) ، شدت طیف فوتولومینسانس برای دو نسبت ۱:۱ و ۱: ۲/۵ را نشان می‌دهد. در نسبت ۱: ۲/۵ به دلیل افزایش نرخ بازترکیب الکترون – حفره در اثر کاهش فواصل بین کریستالی و کوچک شدن اندازه کریستال‌ها شدت طیف فوتولومینسانس در مقایسه با نسبت ۱:۱ بیشتر است.



شکل ۶ : مقایسه شدت طیف فوتولومینسانس ، (A) نسبت ۱: ۲/۵ و (B) نسبت ۱:۱

نتیجه گیری

در این پژوهش اثر مورفولوژی، ساختار کریستالی و سایز آنها از طریق طیف سنجی فوتولومینسانس و جذب و پراش اشعه ایکس مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان دادند که با تغییر نسبت بین پیش ماده‌ها و ثابت نگه داشتن سایر شرایط لایه نشانی منجر به تغییر مورفولوژی و ساختار کریستالی لایه‌های نازک شد و این به نوبه خود منجر به رفتارهای نوری متفاوت در لایه‌های نازک پروسکایتی شدند به طوریکه با افزایش میزان CH3NH3Br به $PbBr_2$ منجر به افزایش شدت فوتولومینسانس ، کوچکتر شدن پهنای نیم بیشینه طیف , و همچنین باعث کاهش شیفت قرمز در آن می شود. می توان با انتخاب مناسب بین پیش ماده‌ها و کنترل مورفولوژی، تقویت نور را افزایش داده و امکان استفاده از این لایه‌ها به عنوان محیط‌های بهره لیزر و حتی لیزرهای تصادفی بدون کاواک را فراهم آورد.

مرجع‌ها

[1] T. Miyasaka, et al, "organometal halide perovskites as visible – light sensitizers for photovoltaic cells,"J . Am. chem. soc. Vol.131,pp.6050-6051,2009

[2] K . Tan, M .L .lai, et al, " Brightligh-emitting diodes based on organometal halide perovskite," Nat Nano, vol.9,pp.687-692,09// print 2014

[3] G. Xing, N.Mathews, et al. " Low-temperature solution-processed wavelength-tunable perovskites for lasing," Nat Mater, vol. 13, pp. 476-480,05//print 2014

[4] S. Yakunin, L. Protesescu, et al. " Low-threshold amplified spontaneous emission and lasing from colloidal nanocrystals of caesium lead halide perovskites." Nat Commun, vol.6,2015

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

حسگر زاویه سنج دو فیبری نوری مبتنی بر شدت‌سنجی

فاطمه سالمی، محمد داود طالب‌زاده، علیرضا حکیمی‌فرد

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه دانشگاه صنعتی جندی‌شاپور دزفول، ایران.

fateme.salemi2015@gmail.com; Davoud.Talebzadeh@gmail.com; Ahakimyfard@jsu.ac.ir

چکیده در این تحقیق از حسگرهای جابجایی بر اساس شدت سنجی استفاده شده است. این حسگرها اجزای ارزانتری دارند، به سادگی ساخته می‌شوند و پهنای باند خیلی بالاتری دارند این پژوهش بر روی حسگرهای دو فیبری به عنوان فیبر فرستنده و گیرنده به همراه یک هدف بازتابنده که قابلیت جابجایی دارد، انجام شده است. همچنین دو فیبر نسبت به هدف بازتابنده قابلیت جابجایی زاویه‌ای دارند. در این تحقیق سعی شده، توان خروجی و ورودی، همچنین میزان همپوشانی بین فیبر فرستنده و گیرنده به صورت عددی محاسبه و حالتهای بهینه شناسایی شود. در حسگرهای شدت‌سنجی فیبرنوری مبتنی بر جابجایی زاویه‌ای، عوامل مختلفی در حسگری موثر هستند که بعد از شبیه‌سازی حسگر و بررسی این عوامل، مشاهده شد که با کم‌شدن قطر فیبر فرستنده، توان خروجی دریافتی توسط گیرنده، زیادتر می شود و محدوده حسگری افزایش می‌یابد. با کاهش قطر مغزی فیبر فرستنده ناحیه مرگ کاهش می‌یابد. با افزایش قطر مغزی فیبر گیرنده توان خروجی دریافتی توسط فیبر گیرنده افزایش می‌یابد و ناحیه مرگ کاهش می‌یابد.

کلید واژه- جابجایی زاویه‌ای، حسگر جابجایی، فیبر نوری، شدت سنجی، ناحیه مرگ.

Intensity-based Opto-Pair Fiber Angular Displacement Sensor

Fatemeh Salemi, Mohammad Davoud Talebzadeh, Alireza Hakimifard

Department of Basic Sciences, Jundi-Shapur University of Technology, Dezful, Iran.
fateme.salemi2015@gmail.com ; Davoud.Talebzadeh@gmail.com; Ahakimyfard@jsu.ac.ir

Abstract- In this study, sensors are used based on intensity measurements. These sensors have cheaper components, are simply fabricated and have a much higher bandwidth. The study focuses on two fiber sensors as transmitter and receiver fibers, with a reflective target, also two fibers have angular displacement flexibility relative to the reflector. In this research, we tried to calculate numerically the output and the input powers, and the amount of the overlap area between sending and receiving fibers, then some optimal states are recognized. In intensity-based angular fiber optic displacement sensors, various factors affect the sensitivity. After simulating the sensor and checking these factors, it was found that by decreasing the diameter of the transmitter fiber, the receiver output power is increased, also the sensing range increases. By decreasing the core diameter of the sending fiber, the dead band region of the sensor is decreased. When the receiver core diameter increases, the power output of the receiver fiber increases, and the dead band region decreases.

Keywords: angular displacement, dead band region, displacement sensor, intensity measurement, Optical fiber.

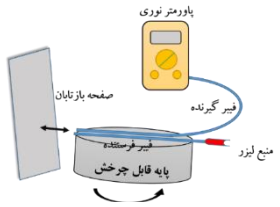
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

حسگرهای جابجایی فیبرنوری به دلیل فشرده بودن، سبک وزنی، حساسیت بالا و سازگاری با محیط زیست، توجه بسیاری از محققین را جلب کرده‌اند. شان و همکارانش دو نوع از حسگرهای جابجایی فیبر نوری را مورد بررسی قرار دادند[۱]: حسگرهای جابجایی فیبر نوری مبتنی بر شدت‌سنجی (Intensity-based Fiber Optics Displacement Sensors: ISFOD) و حسگرهای جابجایی فیبر نوری مبتنی بر تداخل سنجی (Interferometry-based Fiber Optics Displacement Sensors: IFFOD). ISFODها برای ساختن ساده‌تر هستند. اجزای ارزان‌تر و پهنای باند خیلی بالایی دارند. در جاهایی که برای اندازه‌گیری جابجایی زاویه‌ای، باید دقت و سرعت نمونه‌برداری بالا و هزینه پایین باشد، کاربردی‌تر هستند. ژو و همکارانش طراحی و عملکرد یک سیستم دو فیبری را توصیف کردند که میزان چرخش زاویه‌ای پروب حسگر را به دست می‌دهد[۲]. این حسگر پاسخ خطی عالی، اثر پسماند مغناطیسی کوچک و بازتولید مجدد خوبی داشت. به‌طور مشابه ساختارهای تفاضلی برای بهبود پایداری و ترکیب بازتابنده‌های چندتایی در یک حسگر جابجایی فیبر نوری مورد مطالعه قرار گرفت [۱, ۳]. جعفری و گلنبی برای اندازه-گیری جابجایی دو روش زیر را بررسی کردند. یک بار دو فیبر نوری با پوشش حائل محافظ در کنار یکدیگر قرار گرفتند و بار دیگر، پوشش حائل محافظ برداشته شده و دو فیبر در تماس با غلاف با همراهی فاصله مرکز- مرکز کوچک‌تر قرار گرفتند[۴]. لیبر و کُربر عملکرد حسگر جابجایی فیبر نوری بر پایه بسامد اپتیکی حوزه بازتاب‌سنجی بررسی کردند [۵]. ساگراریو ترکیب خاصی را برای اندازه‌گیری جابجایی زاویه‌ای متشکل از یک فیبر نوری فرستنده و چهار فیبر نوری گیرنده، به کار گرفت [۶]. در مورد تحلیل سایر خواص حسگری فاصله می‌توان کارهای دیگری را در مراجع [۷-۹] مطالعه کرد. در این پژوهش سعی کرده‌ایم با شبیه سازی عددی، عناصر مهم چنین حسگرهایی را بازشناسی و به ازای پارامترهای فیزیکی و به منظور طراحی حسگر، مقادیر مناسبی را پیشنهاد کنیم.

روش تحقیق

پیکربندی حسگر شبیه‌سازی شده در شکل ۱ نشان داده شده است. پروب حسگر که شامل یک فیبر فرستنده و یک فیبر گیرنده مجاور یکدیگر است، مستقیماً روی مقطع جسم در حال چرخش ثابت شده و با تنظیم پایه قابل چرخش نسبت صفحه بازتابان، جابجایی محوری قابل تنظیم است.



شکل ۱: نمای کلی برای فیبرها بر پایه‌ی جابجایی زاویه ای

اگر P_0 توان کل نور تابیده شده به درون فیبر توسط لیزر باشد، می‌توان فرض کرد که شدت نور خارج شده از فیبر فرستنده دارای توزیعی گاوسی به صورت زیر است.

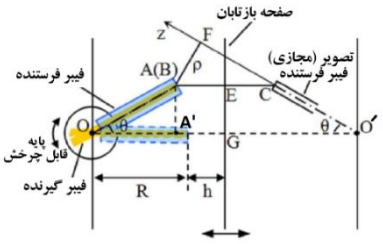
$$I(\rho,z)=\frac{P_0}{\pi\, w^2}\exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2}\right) \qquad (۱)$$

که در آن، $w=w(z)$ شعاع موثر در مکان خاص z در امتداد انتهای خروجی فیبر فرستنده است.

$$w(z)=a_{EF}+\eta\tan(arcsinNA)\,z^{\frac{3}{2}} \qquad (۲)$$

a_{EF} شعاع مغزی فیبر فرستنده، NA گشودگی عددی فیبر فرستنده، η ضریب کوپلینگ نوری می‌باشد که مربوط به خصوصیات منبع نور و تاثیر فیبر فرستنده روی شدت نور مربوطه است که از طریق آزمایش اندازه‌گیری می‌شود.

به منظور بررسی هندسی حسگر طراحی شده، مطابق شکل ۲ از نقطه‌ی تقاطع چرخش تا انتهای فیبر را با R و فاصله انتهای فیبر تا بازتابنده را با h نمایش می‌دهیم.



شکل ۲: دیاگرام جابجایی زاویه‌ای [۲]

همچنین فاصله مرکز تا مرکز دو فیبر فرستنده و گیرنده را که در مجاور یکدیگر واقع شده‌اند را با p نمایش می‌دهیم. اگر f_{d_E} قطر فیبر فرستنده، f_{d_R} قطر فیبر گیرنده و θ زاویه چرخش فیبرها نسبت به مبدا مختصات باشد، با توجه به روابط هندسی شکل ۲ می‌توان عبارات زیر را نوشت[۲]:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$\overline{OA} = R; \overline{AB} = p = \frac{1}{2} f_{d_E} + \frac{1}{2} f_{d_R}; \overline{OA'} = R\cos\theta; \overline{AE} = \overline{A'G} = h + R\,(1-\cos\theta); \quad \overline{AC} = 2\overline{AE}; \quad \overline{FC} = \overline{AC}\cos\theta; \quad \overline{AF} = \overline{AC}\sin\theta; \quad \overline{BF} = \sqrt{\overline{AF}^2 + \overline{AB}^2}; \quad \rho_{EF} = \overline{AF} = 2(h + R(1-cos\theta))\sin\theta; \quad z_{EF} = z_{RF} = \overline{FC} = 2\{h + R(1-cos\theta)\}\cos\theta; \quad \rho_{RF} = \overline{BF} =$ (۳)

$$\sqrt{4\left(h + R(1-cos\theta)\right)^2 \sin^2\theta + \left(\frac{1}{2} f_{d_E} + \frac{1}{2} f_{d_R}\right)^2}$$

بنابراین مساحت دریافتی موثر به صورت زیر است.

$$S_{eff} = \pi \left(\frac{f_{d_R} cos2\theta}{2}\right)^2 \qquad (۴)$$

پس توان خروجی رسیده به فیبر گیرنده عبارت است از:

$$P_R = I(\rho_{RF}, z_{RF}) \times S_{eff} \times K =$$
$$\frac{K\,P_0\,S_{eff}}{\pi\,w_0^2} \times \exp\left(-\frac{{\rho_{RF}}^2}{w_0^2}\right);\ w_0 = w(z_{RF}) \qquad (۵)$$

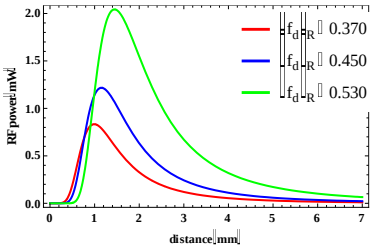
اتلاف توان ایجاد شده در فیبر گیرنده با K نمایش داده شده و نسبت شعاع فیبر گیرنده به فرستنده به صورت زیر است:

$$K = \frac{r_R}{r_E} \qquad (۶)$$

نور از فیبر فرستنده ارسال می‌شود و پس از برخورد به صفحه بازتابان توسط تصویر مجازی که پشت صفحه بازتابان تشکیل می‌شود به فیبر گیرنده می‌رسد. به این ترتیب توان خروجی با توجه به توان ورودی قابل محاسبه است.

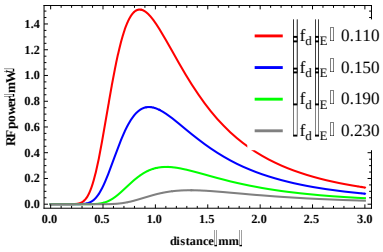
شبیه سازی و بحث

با تغییر دادن عوامل مختلفی از جمله گشودگی عددی، شعاع مغزی فیبر فرستنده، قطر فیبر فرستنده، قطر فیبر گیرنده، جابجایی زاویه‌ای و جابجایی محوری تاثیرشان را در میزان توان دریافتی توسط فیبر گیرنده و با کمک نرم افزار ولفرام متمتیکا، بررسی کردیم. توان‌های خروجی برای حالتی که جابجایی محوری نسبت به صفحه بازتابان در حال تغییر است، مطابق نمودار شکل ۳ شامل یک ناحیه مرگ است یعنی محدوده‌ای از ورودی که به ازای آن، اندازه‌گیر فاقد خروجی است. هرچقدر آستانه تحریک اندازه‌گیر کمتر باشد، دارای ناحیه مرگ کوچکتری است. هرچه قطر فیبر گیرنده بیشتر شود ناحیه مرگ بزرگ‌تر، همچنین حداکثر توان خروجی گزارش شده توسط پاورمتر و محدوده‌ی دینامیکی بزرگ‌تر می‌شود و بیشینه در فواصل دورتری نسبت به صفحه بازتابان توسط گیرنده دریافت می‌شود.



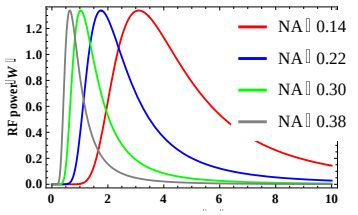
شکل ۳: میزان توان خروجی برحسب جابجایی محوری در حسگر جابجایی برای قطر فیبر گیرنده مختلف بر حسب میلیمتر.

به طور مشابهی، مطابق با نمودار شکل ۴ با کاهش قطر فیبر فرستنده ناحیه‌ی مرگ کاهش و حساسیت و محدوده دینامیکی افزایش می‌یابد. همچنین با کم شدن فاصله صفحه بازتابان از سر فیبرها، قله شدت دریافتی توسط گیرنده، افزایش می‌یابد.

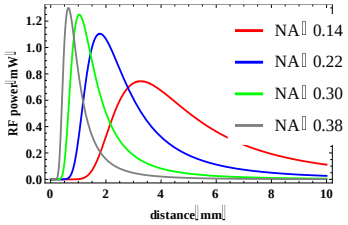


شکل ۴: میزان توان خروجی برحسب جابجایی محوری در حسگر جابجایی برای قطر فیبر فرستنده‌ی مختلف بر حسب میلیمتر.

با تغییر گشودگی عددی در حالات مختلف سمت گیری زاویه صفحه بازتابان نمودارهای شکل ۵ حاصل می‌شود که نشان می‌دهند هرچه گشودگی عددی بیشتر شود سطح همپوشانی بیشتر و در نتیجه توان خروجی دریافتی و حساسیت حسگر بیشتر ولی محدوده دینامیکی و ناحیه مرگ کوچک‌تر خواهد شد. با افزایش زاویه، بیشینه توان دریافتی در فواصل کمتر و به ازای گشودگی‌های عددی بزرگ‌تر قابل حصول است، به طوری که با کم شدن گشودگی عددی، توان ماگزیمم رفته رفته کوچک و در فواصل دورتری نسبت به صفحه بازتابان مشاهده می‌شود.

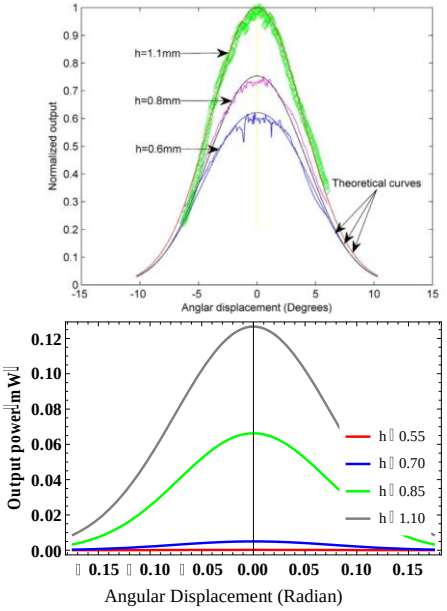


این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۵: میزان توان خروجی برحسب جابجایی محوری در حسگر جابجایی دارای گشودگی‌های عددی مختلف (بالا) جابجایی زاویه‌ای ۰ درجه؛ (پایین) جابجایی زاویه-ای ۷ درجه.

همچنین با توجه به نمودار شکل ۶، در محدوده زاویه حدود ۷- تا ۷+ درجه، با افزایش قدرمطلق زاویه چرخش از صفر، توان فیبر گیرنده افزایش می‌یابد. توان ایده‌آل دریافتی در فیبر گیرنده به-ازای جابجایی محوری بیشتر، افزایش می‌یابد که این به معنای ایجاد سطح همپوشانی مؤثر بیشتر است.



شکل ۶: میزان توان خروجی برحسب جابجایی زاویه‌ای از حدود ۷- تا ۷+ درجه برای جابجایی‌های خطی مختلف بر حسب میلیمتر (بالا) آزمایش و نظری[۲]؛ (پایین) شبیه‌سازی.

نتیجه گیری

حسگر مناسب برای سیستم‌های میکرومکانیکال در محدوده جابجایی محوری (کمتر از ۱۰ میلیمتر) و جابجایی زاویه‌ای کوچک (تا حدود ۷ درجه) بررسی شد. برای دسترسی به محدوده دینامیکی بیشتر، بهتر است به ازای گشودگی‌های عددی کوچکتر (حدود ۰,۲)، قطر فیبر فرستنده را نسبت به قطر فیبر گیرنده کوچک‌تر انتخاب کرد. در این حالت عموماً فواصل خطی بیش از یک میلیمتر نسبت به صفحه بازتابان و واقع در محدوده دینامیکی، بازدهی مناسبی دارند و با افزایش قدر مطلق زاویه سمت‌گیریِ صفحه بازتابان نسبت به محور دوفیبر، توان گیرنده کاهش می‌یابد.

مرجع‌ها

[1] M. Shan, R. Min, Z. Zhong, Y. Wang, and Y. Zhang, "Differential reflective fiber-optic angular displacement sensor," *Optics & Laser Technology*, vol. 68, pp. 124-128, 2015.
[2] R. Zhu, R. Jing, and Y. Cheng, "Simulation and experimental studies of a double-fiber angular displacement sensor," *Optics & Laser Technology*, vol. 89, pp. 168-172, 2017.
[3] N. Arora, L. Petit, M. Khan, F. Lamarque, and C. Prelle, "Algorithm for signal processing of long-range fiber optic displacement sensor," in *Mechatronics (MECATRONICS), 2012 9th France-Japan & 7th Europe-Asia Congress on and Research and Education in Mechatronics (REM), 2012 13th Int'l Workshop on*, 2012, pp. 397-402.
[4] R. Jafari and H. Golnabi, "Fibre position effects on the operation of opto-pair fibre displacement sensors," *Optics & Laser Technology*, vol. 43, pp. 814-819, 2011.
[5] S. Liehr and K. Krebber, "A novel quasi-distributed fibre optic displacement sensor for dynamic measurement," *Measurement Science and Technology*, vol. 21, p. 075205, 2010.
[6] D. Sagrario and P. Mead, "Axial and angular displacement fiber-optic sensor," *Applied optics*, vol. 37, pp. 6748-6754, 1998.
[7] P. Buchade and A. Shaligram, "Simulation and experimental studies of inclined two fiber displacement sensor," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 128, pp. 312-316, 2006.
[8] P. Buchade and A. Shaligram, "Influence of fiber geometry on the performance of two-fiber displacement sensor," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 136, pp. 199-204, 2007.
[9] H. Golnabi and P. Azimi, "Design and operation of a double-fiber displacement sensor," *Optics Communications*, vol. 281, pp. 614-620, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

شبیه سازی دینامیکی توزیع دما در عمق هدف فلزی در اثر تابش لیزر پالسی

مهدی نظرعلی زاده ، فرشاد مرادی و امیرحسین ساری

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد علوم و تحقیقات،تهران

چکیده - امروزه انتقال حرارت و شبیه سازی دینامیکی توزیع دما کاربرد های فراوانی در شاخه های مختلف علوم به ویژه در صنعت دارد.لذا بر آن شدیم تا نحوه توزیع دما در سطح هدف فلز مس، در اثر تابش لیزر پالسی را به صورت وابسته به زمان شبیه سازی نماییم. در این تحقیق پارامترهای مختلفی مانند ظرفیت گرمایی، ضریب هدایت حرارتی و چگالی ماده به صورت وابسته به دما در نظر گرفته شده است. همچنین گرمای نهان ذوب در محاسبات لحاظ شده است. شبیه سازی در دو بعد انجام گرفته است.

کلید واژه- شبیه سازی، لیزر پالسی، توزیع دما، رسانندگی حرارتی، گرمای نهان.

Dynamic Simulation of Temperature Distribution in Depth of a Metallic Target Irradiated by a Pulsed Laser

Mehdi Nazaralizadeh, Farshad Moradi,Amir Hossein Sari

Department of Physics, Science and Research Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran, mehdinazaralizadeh1991@gmail.com, sari@srbiau.ac.ir

Abstract- In this paper, the temperature distribution in the depth of Cu target after pulsed laser impact has been simulated. This calculation was done by taking the latent melting heat into account. The specific heat capacity, thermal conductivity and density were taken as temperature dependent. The simulation performed mode is a condition in which the thermo-physical properties such as thermal conductivity material are temperature dependent and specific heat capacity at constant pressure, in the new initiative, a mixture of specific heat capacity depends on temperature and latent melting heat is considered. The effect of different laser powers at various impact time are considered and calculated.

Keywords: Simulation, pulsed laser, temperature distribution, latent heat.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

در دو دهه ی اخیر کارهای تجربی متعددی در زمینه ی کاربرد بر هم کنش باریکه های پر انرژی پالسی همانند تابش لیزری با سطح یک هدف جامد انجام گرفته است[1-5] . شبیه سازی این فرآیند و استخراج نحوه توزیع پارامترهای مختلف (مانند دما) در طول زمان نقش تعیین کننده ای در تحلیل نتایج آزمایش ها و بهینه سازی آنها دارند. در این تحقیق از لیزر تنها به عنوان یک منبع حرارتی استفاده و از پارامترهای لیزر نظیر اثر طول موج،ضریب جذب و بازتاب آن چشم پوشی شده است. این شبیه سازی در فضای دو بعدی صورت گرفته شده است که در آن خواص ترموفیزیکی ماده نظیر رسانندگی حرارتی به دما وابسته بوده و ظرفیت گرمایی ویژه در فشار ثابت در ابتکاری جدید به صورت تلفیقی از ظرفیت گرمای ویژه وابسته به دما و گرمای نهان ذوب در نظر گرفته شده است .هدف از انجام این پروژه این است که ببینیم با اعمال چگالی توان لیزر با مدت زمان پالس ۷ نانوثانیه، در هر لحظه از زمان نحوه توزیع دما و میزان نفوذ آن در عمق ماده چگونه است. همچنین بفهمیم هر بار چه مقدار از سطح ماده مس ذوب می شود.

۲-مدل مسئله

فرم کلی معادله انتقال حرارت در جامدات از طریق رسانش به صورت زیر می باشد:

$$\rho(T)C_{Pe}(T)\frac{\partial T(x,t)}{\partial t}-\frac{\partial}{\partial t}\left[k(T)\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\right]=Q \quad (1$$

که در آن ρ چگالی بوده، k رسانایی حرارتی و C_{pe} ظرفیت گرمایی ویژه در فشار ثابت می باشد. در این رابطه Q را به عنوان منبع گرما معرفی می کنیم و ظرفیت گرمایی ویژه را به صورت زیر، برحسب گرمای نهان ذوب ماده تعریف می کنیم:

$$C_{pe}(x,T)=C_p(x,T)+L(x)\,F(T) \quad (2$$

که در آن F(T) به صورت تابع دلتای دیراک است:

$$F(T)=\frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta T}\exp\left(-\frac{(T-T_m)^2}{\Delta T^2}\right) \quad (3$$

در رابطه بالا T_m دمای نقطه ذوب ماده هدف است. اطلاعات مربوط به $K(T)$ و $Cp(T)$ و $\rho(T)$ مواد مورد نظر از جداول، توابع و نمودارهای موجود در کتابهای مرجع جمع آوری و استفاده شده است[6-7]. چگالی توانی پالس لیزر را (با واحد W/m^2) به صورت زیر تعریف می کنیم:

$$W(t)=\begin{cases}P & 0<t<7\times10^{-9}\\ 0 & t>7\times10^{-9}\end{cases} \quad (4$$

که در آن P توان لیزر و t زمان بر حسب ثانیه است.

لیزر نئودیمیم یگ با طول موج ۱۰۶۴نانومتر و پهنای پالس ۷نانوثانیه و شعاع ۵ میلی متررا به نمونه دو بعدی خود که مربعی به ابعاد ۱۰ میلی متر که از مس تشکیل شده است می تابانیم .(لیزر را به سطحی معادل با اندازه شعاع لیزر بر روی دیواره آن می تابانیم نه به تمام دیواره) .شرایط مرزی را نیز به صورت زیر تعریف می نماییم که در آن T_0 دمای اولیه می باشد.

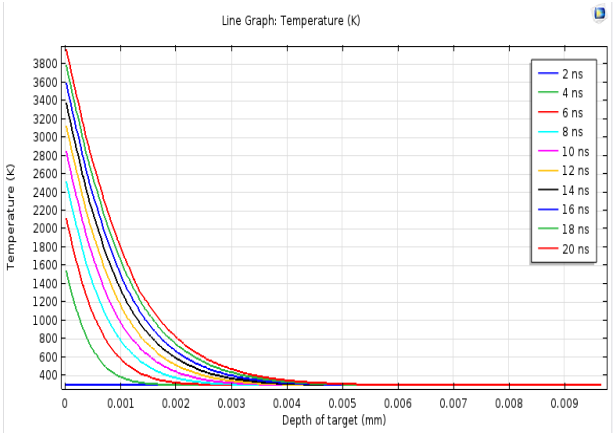
$$T(x,t=0)=T_0 \quad (5$$
$$T(x=\infty,t)=T_0 \quad (6$$
$$\frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=0}=0 \quad (7$$

۳-نتایج و بحث

با استفاده از الگوریتم المان محدود، معادله انتقال حرارت به روش عددی حل و نتایج آن در شرایط مختلف به دست آمد. شکل (۱) نحوه توزیع دما در عمق ماده را در زمانهای مختلف برای هدف مس در حالتی نشان می دهد که چگالی توان اعمال شده توسط لیزر $1e12\ \frac{W}{m^2}$ می باشد.با آغاز به کار لیزر در هر لحظه دما رفته رفته افزایش یافته و مجدد به دمای ۲۹۳ باز می گردد که نشان از انتخاب درست

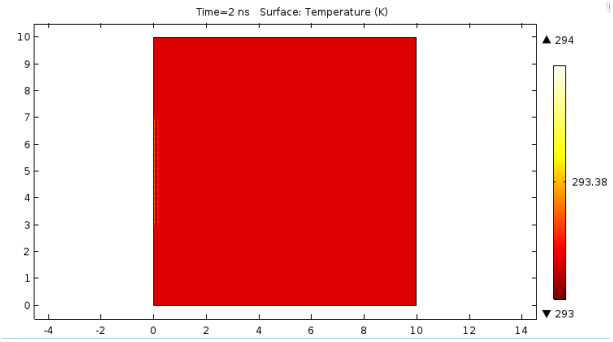
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شرایط مرزی در این شبیه سازی دارد .در ادامه خواهیم دید چگونه می توان به کمک شبیه سازی نتایج حاصل از بر هم کنش میان لیزر و سطح مواد و آنچه در واقعیت رخ می دهد را با دقت بسیار بالا پیش بینی نمود.



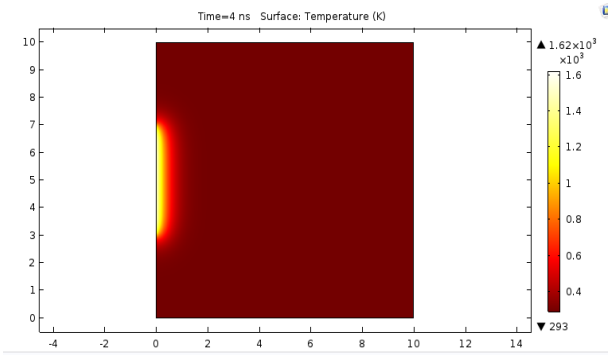
شکل ۱: نحوه توزیع دما در عمق فلز مس در زمان های مختلف

در شکل فوق با رسیدن دمای نمونه هدف به دمای نقطه ذوب (T_m) *بخشی از سطح ماده هدف ذوب می شود.همان گونه که از شکل پیداست با گذر از دمای نقطه ذوب (دمای نقطه ذوب برای مس ۱۳۵۸ درجه کلوین می باشد) بخشی از سطح(به طور تقریبی کمتر از ۱ میلی متر)ذوب خواهد شد.*

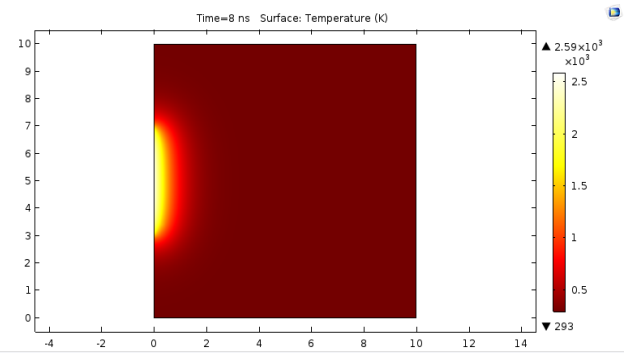


شکل۲ :میزان توزیع حرارت و نفوذ آن در عمق ماده در لحظه 2ns

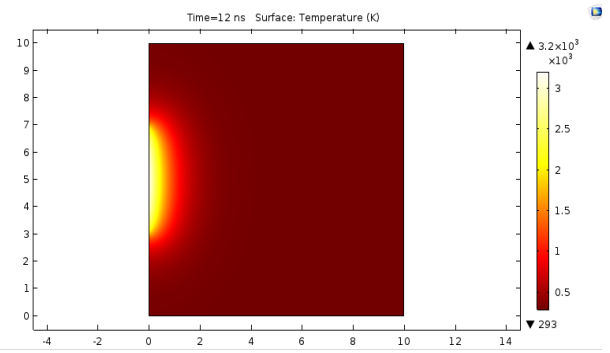
در شکل ۲ لیزر تازه شروع به کار نموده و دمای نمونه هدف تقریبا برابر است با دمای اتاق اما با گذشت زمان دمای نمونه افزایش خواهد یافت که در ادامه خواهید دید.



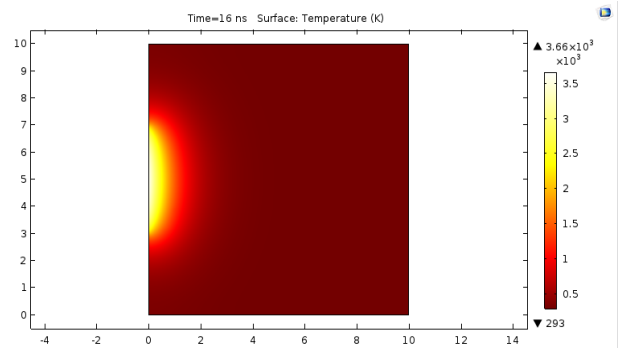
شکل۳ ؛میزان توزیع حرارت و نفوذ آن در عمق ماده در لحظه 4ns



شکل۴: میزان توزیع حرارت و نفوذ آن در عمق ماده در لحظه ۸ns

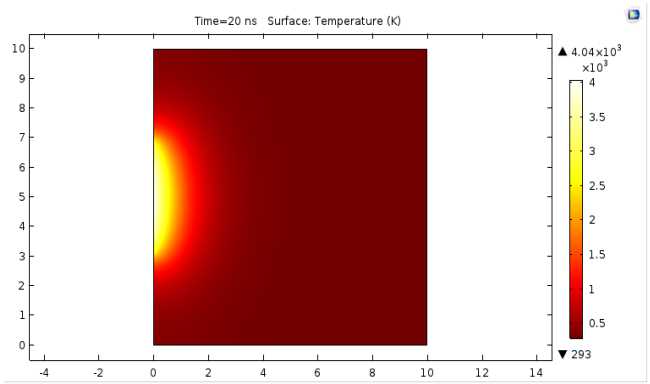


شکل۵: میزان توزیع حرارت و نفوذ آن در عمق ماده در لحظه ۱۲ns



شکل۶:میزان توزیع حرارت و نفوذ آن در عمق ماده در لحظه 16ns

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۷:میزان توزیع حرارت و دفوذ آن در عمق ماده در لحظه 20ns

از گذشته تا کنون روش های متعددی برای بررسی انتقال حرارت مورد استفاده قرار گرفته است که اغلب زمان بر، غیر پاک و پرهزینه هستند لذا به دلیل اهمیت موضوع و جدید بودن آن ،تصمیم گرفتیم تا مدل جامع تئوری فوق را ارائه دهیم که علاوه برصرفه جویی در وقت و هزینه ها ، بر محدودیت های امکانات تجربی نیز غلبه کند. در این روش شما می توانید در هر لحظه از زمان ،در هر مکانی از سطح و یا عمق ماده هدف توزیع حرارت و نحوه تغییرات دما را ملاحظه نمایید. مواد مختلف دارای خواص ترموفیزیکی و همچنین نقطه ذوب متفاوتی نسبت به یکدیگر هستند که وجود تفاوت در این پارامترها باعث ایجاد تفاوت در نحوه توزیع حرارت در عمق هریک از این مواد خواهد بود.

اگر خواص ترموفیزیکی را وابسته به دما در نظر بگیریم و اثر گرمای نهان ذوب ماده را در محاسبات خود لحاظ کنیم، هردو بر روی محاسبات تاثیرگذار خواهند بود. با توجه به کاربردهای روز افزون فلزات و آلیاژهای آن ها در صنعت، تحقیقات زیادی در جهت بهتر شدن خواص سطحی آنها انجام می شود که اهداف اصلی در این تحقیقات رساندن فلزات به خواص مطلوبی مانند مقاومت به خوردگی بالاتر و استحکام و سختی بالاتر و ... است که با توجه به نوع کاربرد آن‌ها مورد نیاز است که یکی از این گزینه ها برای رسیدن به این اهداف استفاده از لیزر در اصلاح سطح است.

مرجع‌ها

[۱] چهرقانی، علی . ۱۳۹۱. آزمایشگاه فرآوری مواد با لیزر، مرکز علوم و فنون لیزر ایران. برگرفته از مقالات ارائه شده در کنفرانس های داخلی

[۲] چهرقانی، علی؛ ترکمنی، محمدجواد؛ صباغ زاده، جمشید. ۱۳۹۰، مدل سازی برهم کنش پرتو لیزر پالسی با اهداف فلزی و تعیین پهنا و عمق نفوذ حرارت. مرکز ملی علوم و فنون ایران، شانزدهمین دوره از کنفرانس انجمن اپتیک و فوتونیک ایران

[3] H. Akamatsu, TY. Ikeda, K. Azuma, E. Fujiwara, M. Yatuszuka, Jpn. J. Appl. Pys. 41 (2002) 399.

[4] .. J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark, The Stopping and Range of lons in Solids, Pergamon Press, New York, 1985.

[5] D.J. Rej, H.A. Davis, G.E. Remnev, V.A. Shulov, R.W. Stinnett, K. Yasusi, J. Vac. Sei. Technol., A 15 (1997) 1089.

[۶] Shackelford, J.F and Alexander, W. 2001. Materials Science and Engeineering Handbook. 3 Edition. .

[۷] **Brades. E.A., and Brook .G.B., 1999. SMithells Metals Reference Book. Butterworth Heinemann**

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اندازه‌گیری ویژگی‌های غیرخطی نوری محلول کلروفیل

مهدیه رضایی[۱]، فاطمه شهشهانی[۲] و عزیزاله شفیع خانی[۳]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه الزهرا (س)، تهران، m.rezaie1372@yahoo.com

[۲] گروه فیزیک، دانشگاه الزهرا (س)، تهران، f_shahshahani@alzahra.ac.ir

[۳] گروه فیزیک، دانشگاه الزهرا (س)، تهران، azshafie@gmail.com

چکیده – در این مقاله نتایج اندازه‌گیری ضریب جذب غیرخطی و ضریب شکست غیرخطی نمونه‌های محلول کلروفیل باغلظت‌های مختلف به کمک روش روبش Z، و با استفاده از هارمونیک دوم لیزر موج پیوسته Nd-YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر به عنوان منبع نور، گزارش شده است. مقدار ضریب شکست غیرخطی و ضریب جذب غیرخطی به ترتیب از مرتبه‌ی 10^{-8} $cm^2/watt$ و 10^{-3} cm/watt به دست آمده است.

کلید واژه- روش روبش Z ، ضریب جذب غیرخطی، ضریب شکست غیرخطی، کلروفیل

Nonlinear Optical Properties Measurement for Solution of Chlorophyll

Mahdiyeh Rezaie [1], Fatemeh Shahshahani [2], and Azizollah Shafikhani [3]

[1] Department of Physics, Alzahra University, Tehran, m.rezaie1372@yahoo.com

[2] Department of Physics, Alzahra University, Tehran, f_shahshahani@alzahra.ac.ir

[3] Department of Physics, Alzahra University, Tehran, azshafie@gmail.com

Abstract- In this paper nonlinear absorption coefficient and nonlinear refractive index of samples with different concentration of chlorophyll measured with Z-scan technique by using second harmonic of continuous wave Nd:YAG laser at the wavelength of 532 nm. The value of nonlinear refractive index and nonlinear absorption coefficient are obtained in the order of 10^{-8} cm^2/watt and 10^{-3} cm/watt, respectively.

Keywords: Z-scan technique, nonlinear absorption coefficient, nonlinear refractive index, chlorophyll

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

ضریب شکست و ضریب جذب نوری بسیاری از مواد با شدت نور تغییر می‌کند. این مواد کاربردهای زیادی مانند کلیدزنی، محدودکنندگی و دوپایداری نوری دارند. بسیاری از مواد آلی دارای خاصیت غیرخطی بالایی هستند، ولی معمولاً این مواد سمّی بوده و تهیه‌ی آن‌ها نیز پرهزینه و مشکل است. اخیراً پژوهشگران به شناخت خواص نوری غیرخطی دسته‌ای از مواد طبیعی مانند رنگدانه‌های طبیعی که در طبیعت یافت می‌شوند، روی آورده‌اند که تهیه‌ی آن ساده‌تر و کم هزینه‌تر است. کلروفیل از جمله رنگدانه‌های طبیعی است. در سال۲۰۱۳ ویژگی‌های غیرخطی رنگدانه‌های طبیعی استخراج شده از اسفناج بررسی شده است. برای کلروفیل نوع a و b محلول در دی‌کلرواتان در طول موج ۵۳۲ نانومتر، ضریب جذب خطی به ترتیب cm^{-1} ۲۴/۴۲ وcm^{-1} ۷/۴۹، ضریب جذب دوفوتون به ترتیب cm/GW ۱۱/۴۷ و cm/GW ۴/۰۸ گزارش شده‌اند. بخش موهومی پذیرفتاری غیرخطی مرتبه‌ی سوم محلول‌های نوع a و b، به ترتیب $۲/۸۵\times۱۰^{-۱۹}$ و $۱/۰۱\times۱۰^{-۱۹}$ و بخش حقیقی آن $۲/۷۳\times۱۰^{-۱۹}$ و$۰/۹۳\times۱۰^{-۱۹}$ اندازه‌گیری شده است.[۱] در سال ۲۰۱۶ اثر غیرخطی کلروفیل نوع a حل شده در استون، با استفاده از لیزر پیوسته $Nd:YAG$ با طول موج ۵۳۲ نانومتر و توان ورودی۹۰میلی‌وات بررسی و ضرایب شکست و جذب غیرخطی از مرتبه‌ی$۱۰^{-۱۲}$و$۱۰^{-۲}$گزارش شد.[۲]

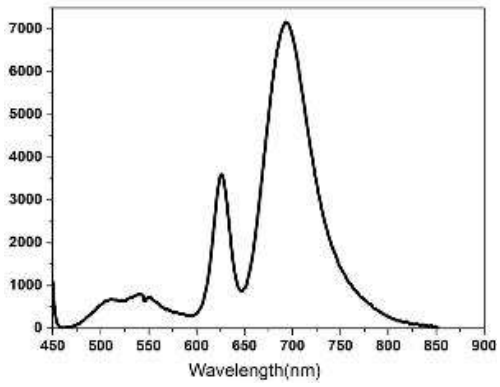
یکی از روش‌های اندازه‌گیری و تعیین علامت ضریب شکست غیرخطی مواد شفاف به نور و ضریب جذب نوری غیرخطی، که روشی نسبتاً ساده و با حسّاسیت بالاست، توسط شیخ بهایی و همکارانش در سال ۱۹۸۹معرفی شد. این روش که به روش روبشZ شناخته شده است، براساس انحراف باریکه فضایی نور عمل می‌کند.[۳]

در این مقاله نتایج تجربی حاصل از اندازه‌گیری ضریب شکست و ضریب جذب غیرخطی محلول کلروفیل که به روش روبشZ، تعیین شده، ارائه شده است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که کلروفیل ضریب شکست و جذب غیرخطی بالایی دارد. از این‌رو می‌تواند به عنوان یک ماده مؤثر در ابزارهایی مانند کلیدهای نوری و محدودکننده‌های نوری مورد توجه قرار گیرد.

۲) روش آزمایش

کلروفیل‌ها ترکیبات هتروسیکلیک آروماتیک و متعلّق به خانواده‌ی مولکول‌های پورفیرین هستند.[۲] ساختار پایه‌ی مولکول کلروفیل، حلقه‌ی پورفیرین که در مرکز آن اتم منیزیم قرار دارد، می‌باشد.[۱] نمونه‌های کلروفیل مورد آزمایش در آزمایشگاه فیزیولوژی گیاهی دانشگاه الزهرا(س) تهیه شد. رقیق کردن محلول کلروفیل با استفاده از پتاس الکلی انجام شد.

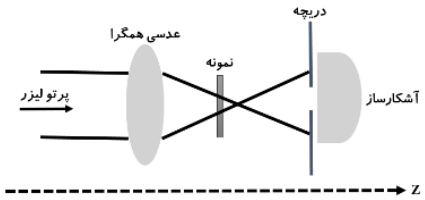
طیف فوتولومینسانس کلروفیل با طول موج برانگیختگی در ۴۴۴ نانومتر در شکل۱ نشان داده شده است.



شکل۱: طیف فوتولومینسانس کلروفیل

برای اندازه‌گیری ضریب شکست و ضریب جذب غیرخطی در روش روبشZ به ترتیب از دو چیدمان دریچه بسته و دریچه باز استفاده شد.[۲] درشکل۲ طرح ساده‌ای از چیدمان دریچه بسته نشان داده شده است. در چیدمان دریچه باز، دریچه‌ی جلوی آشکارساز برداشته می‌شود. مطابق شکل۲ نمونه در فاصله‌ی بین عدسی و آشکارساز در راستای Z جابجا شده و شدت نور عبوری از نمونه توسط آشکارساز اندازه‌گیری می‌شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



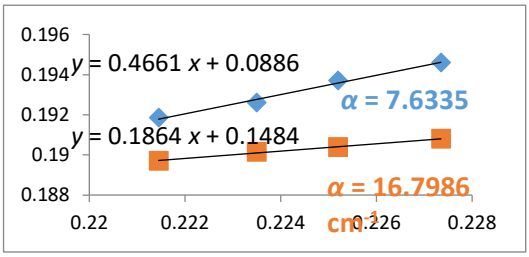
شکل۲: طرح ساده‌ی چیدمان دریچه بسته

در این آزمایش، از هارمونیک دوم لیزر *Nd:YAG* با طول موج ۵۳۲ نانومتر و توان ورودی ۴۰ میلی‌وات استفاده شد. فاصله‌ی کانونی عدسی ۵ سانتی‌متر بوده و نمونه با گام‌های مساوی و کوچک (۱۰۰میکرومتر) در اطراف کانون جابجا می‌شود.

۳) بررسی نتیجه‌های تجربی

شدت نور خروجی از دو نمونه با غلظت مختلف و در شرایطی که شدت نور ورودی کم و اثرات غیرخطی ظاهر نمی‌شوند، اندازه‌گیری و در شکل۳ نشان داده شده است. ضریب جذب خطی نمونه‌ها، با محاسبه‌ی شیب این دو نمودار $\left(\frac{I}{I_0}\right)$ و جایگذاری آن در رابطه‌ی۱، به دست می‌آید. در این رابطه L ضخامت سل شامل نمونه‌ی آزمایش و برابر با ۱میلی‌متر است. ضریب جذب خطی غلظت‌های۰/۳ و ۰/۵ به ترتیب $7/63\ cm^{-1}$ و $16/80\ cm^{-1}$ به دست آمد.

$$\alpha = -\frac{1}{L} Ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \qquad (۱)$$



شکل۳: نمودار شدت خروجی برحسب ورودی در شرایط خطی

تغییرات شدت بهنجار نورعبوری از دو نمونه با غلظت‌های ۰/۳ و ۰/۵، در چیدمان دریچه باز، به ترتیب در شکل‌های (۴-الف) و (۴-ب) نشان داده شده است. ضریب جذب غیرخطی نمونه‌ها از برازش نمودارتجربی با رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$T(z) = \frac{Ln\,(1+q_0(z))}{q_0(z)} \qquad (۲)$$

که در آن $q_0(z)$ با رابطه‌ی۳ تعریف می‌شود:

$$q_0(z) = \frac{\beta\, I_0\, L_{eff}}{1+\frac{z^2}{z_0^2}} \qquad (۳)$$

در این رابطه، β ضریب جذب غیرخطی برحسب سانتی‌متر بر وات است. [۳] L_{eff} طول مؤثر نمونه و با رابطه‌ی (۴) تعریف می‌شود:

$$L_{eff} = (1- e^{-\alpha L})/\alpha \qquad (۴)$$

Z_0 طول پراش و برحسب مشخصه‌های باریکه‌ی نوری از رابطه-ی (۵) به دست می‌آید:

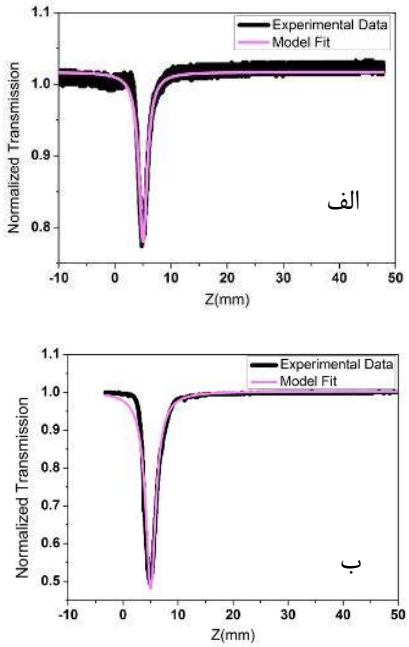
$$Z_0 = K\,(\omega_0^2/2) \qquad (۵)$$

K بردار موج و برابر است با $K=2\pi/\lambda$ و λ طول موج نور است. ω_0 اندازه‌ی لکه در کمر باریکه است که با استفاده از آزمایش لبه تیغ، برابر با ۰/۰۲۰۹۴ میلی‌متر به دست آمد. با جایگذاری ω_0 در رابطه‌ی۵، طول پراش برابر با ۲/۵۸۸۰ میلی‌متر باندازه‌گیری شد. همچنین با استفاده از آزمایش لبه تیغ، پارامتر کیفیت باریکه (M^2) که با رابطه‌ی $M^2 \equiv \frac{\pi\,\omega_0}{z_0\lambda}$ تعریف می‌شود، برابر با ۱/۰۴۴۴۹ بوده که نشان می‌دهد باریکه‌ی نوری با تقریب خوبی دارای پروفایل گوسی است.

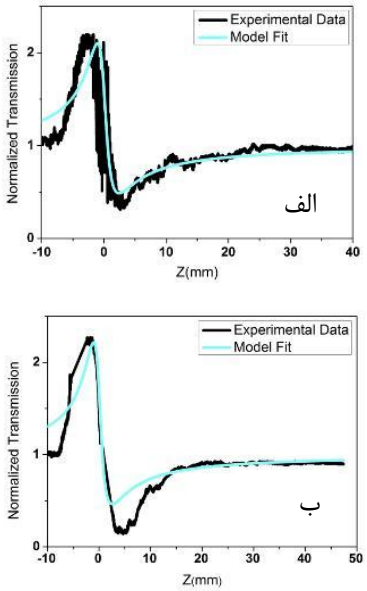
بنابراین مقدار ضریب جذب غیرخطی برای غلظت‌های ۰/۳ و ۰/۵ به ترتیب $1/06\times10^{-3}\ cm/watt$ و $2/19\times10^{-3}\ cm/watt$ تعیین گردید.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تغییرات شدت بهنجار نور عبوری از نمونه‌ها با استفاده از چیدمان دریچه بسته نیز در شکل‌های (۵-الف) و (۵-ب) مشاهده می‌شود.



شکل۴: نمودار شدت بهنجار نورعبوری از نمونه در چیدمان دریچه باز. الف: غلظت۰/۳، ب: غلظت۰/۵



شکل۵: نمودار شدت بهنجار نور عبوری از نمونه در چیدمان دریچه بسته. الف: غلظت۰/۳، ب: غلظت۰/۵

برای محاسبه‌ی ضریب شکست غیرخطی از رابطه‌ی۶ می‌توان استفاده کرد:

$$\Delta T_{\text{p-v}} \simeq 0.406\,(1-S)^{\,0.25}\,k n_2 I_0(t)\,L_{\text{eff}} \qquad (۶)$$

$\Delta T_{p\text{-}v}$ فاصله‌ی بین قلّه و درّه‌ی عبور بهنجار است.[۳] S پارامتر گذرخطی دریچه است که برابر ۰/۳۷تعیین و جایگذاری شده است. I_0 شدت پرتو لیزر در کانون عدسی است.

ضریب شکست غیرخطی برای دو نمونه با غلظت ۰/۳ و ۰/۵ به ترتیب $-۴/۴۵\times۱۰^{-۸}\ cm^2/watt$ و $-۴/۱۶\times۱۰^{-۸}\ cm^2/watt$ به دست آمده‌اند. همان‌طور که در نمودارهای شکل (۵-الف) و (۵-ب) مشاهده می‌شود، ضریب شکست غیرخطی محلول کلروفیل بنابر ترتیب قلّه-درّه، منفی می‌باشد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله ضریب شکست غیرخطی و ضریب جذب غیرخطی کلروفیل اندازه‌گیری شد. ضریب شکست غیرخطی منفی و از مرتبه‌ی $۱۰^{-۸}$سانتی‌مترمربع بر وات و ضریب جذب غیرخطی از مرتبه‌ی $۱۰^{-۳}$ سانتی‌متر بر وات به دست آمد که مقدار نسبتاً بالایی است. بنابراین از این ماده می‌توان به عنوان محدودکننده‌ی نوری استفاده کرد.

مرجع‌ها

[1] Kouissa, B., Bouchouit, K., Abed, S., Essaidi, Z., Derkowska, B., & Sahraoui, B. (2013). Investigation study on the nonlinear optical properties of natural dyes: Chlorophyll a and b. Optics Communications, 293, 75-79.

[2] Al-Hamdani, A. H., Ibrahim, S. I., Jawad, R. S., Nader, R., Adnan, D., & Jabir, M. (2016). Non-linear Properties Measurement for Liquid Solution of α-Chlorophyll Dissolved in Acetone. International Journal of Computation and Applied Sciences IJOCAAS, 1 (2), 28-36.

[3] Sheik-Bahae, M., Said, A. A., & Van Stryland, E. W. (1989). High-sensitivity, single-beam n_2 measurements. *Optics letters*, *14* (17), 955-957.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ساخت و بررسی خواص اپتیکی نقاط کوانتومی دی سولفید مولیبدن به روش گرمابی

فرشته مصطفوی مرشت، اسماعیل ساعی ور ایرانی زاد* وامیر بیات

دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک دانشگاه تربیت مدرس، تهران

fereshteh.mostafavi1993@gmail.com, saievare@modares.ac.ir, amirbayat80@yahoo.com

چکیده - در این پژوهش نقاط کوانتومی دی سولفید مولیبدن پایدار و حلال در آب به وسیله روش ساده پایین به بالای گرمابی با پیش ماده های سدیم مولیبدات و ال- سیستئین ساخته شدند. نقاط کوانتومی ساخته شده با استفاده از آزمون های پراش پرتو ایکس، طیف جذبی، طیف گسیل فلورسانس و میکروسکوپ نیروی اتمی مورد بررسی قرار گرفتند. بر اساس طیف فوتولومینسانس مشخص شد که محدودیت کوانتومی باعث شده است که گاف نواری دی سولفید مولیبدن از حالت توده که ۱,۳ الکترون ولت است به ۳,۵ الکترون ولت که مربوط به نقاط کوانتومی دی سولفید مولیبدن است افزایش یابد. طبق نتایج حاصل از آزمون ها اندازه این نانوبلورها به طور متوسط زیر ۱۰ نانومتر به دست آمد. نقاط کوانتومی ساخته شده تحت تحریک نور فرابنفش، گسیل آبی رنگ بروز می دهند. این نقاط کوانتومی از شدت و پایداری فلورسانس بالایی برخوردارند.

کلید واژه- دی سولفید مولیبدن، فلورسانس، نانو بلور، نقاط کوانتومی، پایداری

Synthesis and investigation of optical properties of Molybdenum Disulfide quantum dots via hydrothermal method

Fereshteh Mostafavi Meresht, Esmaiel Saievar Iranizad*, and Amir Bayat

Department of physics, Tarbiat Modares University, Tehran, Islamic Republic of Iran

fereshteh.mostafavi1993@gmail.com, saievare@modares.ac.ir, amirbayat80@yahoo.com

Abstract- In this study, stable and water-soluble quantum dots of Molybdenum Disulfide were synthesized via a simple bottom-up hydrothermal method by Sodium Molybdate and L-cysteine precursors. The synthesized quantum dots were investigated using the X-Ray diffraction, absorption spectrum, emission spectrum, and atomic force microscopy. Based on photoluminescence spectra, it was shown that the quantum confinement leads to an increase in the band gap of molybdenum disulfide from 1.3 eV for bulk to 3.5 eV for quantum dots. According to the analysis results, the size of these nanocrystals was obtained on average less than 10 nm. The produced quantum dots exhibit blue emission under ultraviolet irradiation. These quantum dots show high intensity and stable fluorescence.

Keywords: Molybdenum Disulfide, Fluorescence, Nano crystal, Quantum dots, Stability

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

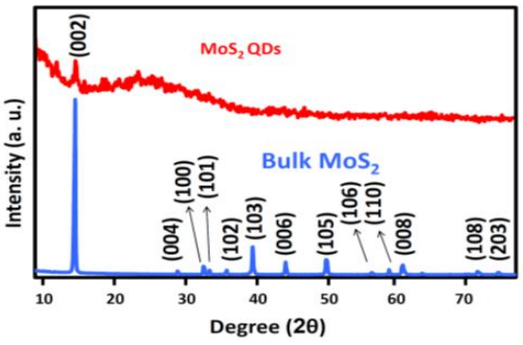
نقاط کوانتومی دسته ای از نانوساختارها هستند که ابعاد و تعداد اتم های آن ها ما بین حالت اتمی- مولکولی و حالت توده ای است. پهنای گاف انرژی این مواد به عوامل متعددی از جمله نوع پیوند، قدرت پیوند، نزدیکترین همسایه ها و اندازه ذرات بستگی دارد. پدیده محدودشدگی کوانتومی موجب بروز ویژگی های متمایز و گستره وسیعی از کاربردها در این نانوذرات می شود. نقاط کوانتومی دارای خواص جذب و نشر متفاوتی وابسته به اندازه شان هستند[۱-۳]. دی سولفید مولیبدن به دلیل خواص بی نظیری که از خود بروز می دهد توجه پژوهشگران زیادی را در سال های اخیر جلب کرده است. پژوهشگران با استفاده از روش های متعددی از جمله روش های بالا به پایین و پایین به بالا برای ساخت نقاط کوانتومی این ماده پرداخته اند[۴-۸]. در این مقاله نقاط کوانتومی دی سولفید مولیبدن به روش گرمابی ساخته شدند. نوآوری این مقاله در این است که نقاط کوانتومی ساخته شده پایدار هستند و پاسخ فلورسانس شان پس از چند ماه تست شد و نتایج پایداری و شدت بالای این نانوذرات را اثبات نمود. همچنین این نقاط کوانتومی در مدت زمان کمتر و با غلظت متفاوت پیش ماده ها سنتز شده اند که این موجب منحصر به فرد بودن اندازه این نقاط کوانتومی برای کاربردهای مختلف می شود. نانوذرات ساخته شده به صرفه و مناسب برای تولید انبوه و استفاده در کاربردهای گوناگون هستند.

روش تجربی

مقدار مناسبی از نمک های سدیم مولیبدات (Na_2MoO_4) به عنوان پیش ماده مولیبدن و ال- سیستئین ($C_3H_7NO_2S$) به عنوان پیش ماده سولفور، (نسبت مولی عنصر سولفور به عنصر مولیبدن۵)، به همراه یک میلی لیتر هیدروکلریک اسید (HCl 37%) در ۲۵ میلی لیتر آب دیونیزه توسط همزن مغناطیسی حل شدند. سپس محلول حاصل به مدت ۹ ساعت تحت دمای ۲۲۰ درجه سلسیوس درون کوره قرار داده شد. محلول نهایی حاوی نقاط کوانتومی دی سولفید مولیبدن به مدت ۱۰ دقیقه با دور ۸۰۰۰rpm سانتریفیوژ شد.

نتایج و بحث

به منظور شناسایی ساختار ماده ساخته شده آزمون پراش اشعه ایکس به عمل آمد. شکل ۱ الگوی پراش پرتو ایکس نمونه نقاط کوانتومی ساخته شده به همراه الگوی پراش حالت توده ای دی سولفید مولیبدن را نشان می دهد. با توجه به این الگو قله های مشخصه دی سولفیدن با شماره کارت JCPDS شماره 37-1492 همخوانی دارد. شدت قله ها در نقاط کوانتومی ساخته شده پایین است و پهنای قله ها بیشتر شده است. همچنین برخی از قله ها به طور کامل از بین می روند. این نشانگر پایین بودن میزان بلورینگی و تاییدی بر تشکیل نقاط کوانتومی دی سولفید مولیبدن است.

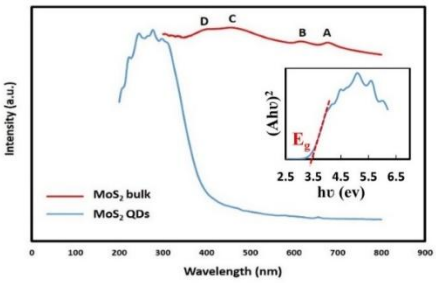


شکل ۱: الگوی پراش پرتو ایکس نقاط کوانتومی دی سولفید مولیبدن ساخته شده در مقایسه با حالت توده ای آن

شکل۲ طیف جذب نقاط کوانتومی دی سولفید مولیبدن ساخته شده را نشان می دهد. به منظور مقایسه طیف جذب حالت توده ای دی سولفید مولیبدن نیز آورده شده است.

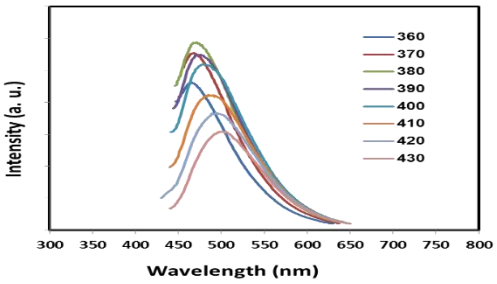
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

جایگاه قله های جذب در نمونه نقاط کوانتومی به طور چشمگیری تغییر می کند. قله های اکسایتونی موجود در طیف جذب حالت توده ای (A, B, C, D) را در طیف جذب نمونه نقاط کوانتومی نداریم. در این نمونه لبه ی جذب به سمت طول موج های کوتاه تر تغییر می یابد. عمل جذب حدودا از ۴۳۰ نانومتر شروع می شود. زیرا در اثر کوچک شدن اندازه ذرات، پهنای گاف نواری آن ها افزایش می یابد. بنابراین الکترون برای انتقال از نوار ظرفیت به نوار رسانش مقدار انرژی بالاتری نیاز دارد. به بیان دیگر اثرات محدودشدگی کوانتومی رخ می دهد. بر اساس روش تاک-پلات[۹] با رسم مربع انرژی جذب بر حسب انرژی فوتون مطابق تصویر ضمیمه شکل ۲، پهنای گاف نواری این نقاط کوانتومی حدودا 3.5 الکترون ولت به دست می آید. این مقدار در مقایسه با گاف نواری حالت توده ای دی سولفید مولیبدن که حدودا برابر با ۱,۲۹ الکترون ولت است، افزایش چشمگیری داشته است. این امرکوچک شدن اندازه ذرات را تایید می کند[۱۰].



شکل ۲: طیف جذب نقاط کوانتومی ساخته شده دی سولفید مولیبدن در مقایسه با حالت توده ای آن و محاسبه گاف انرژی نمونه نقاط کوانتومی ساخته شده به روش تاک پلات

طیف فوتولومینسانس محلول نقاط کوانتومی دی سولفید مولیبدن با تحریک در طول موج های ۳۶۰ تا ۴۳۰ نانومتر و در بازه ی ۱۰ نانومتری به دست آمد. این نتیجه با طیف جذب به دست آمده در شکل۲ همخوانی دارد. در شکل 3 این طیف نشان داده شده است. قله های پاسخ مربوط به طیف فوتولومینسانس با افزایش میزان طول موج اعمالی، شیفت قرمز نشان می دهند. طبق این شیفت پاسخ ها به سمت طول موج های بالاتر می روند (۴۶۰ الی ۵۰۰ نانومتر). این امر نشان دهنده توزیع غیر یکنواخت اندازه ذرات و بروز اثرات محدودیت کوانتومی می باشد. در واقع طول موج های تحریک کوتاه، ذرات با اندازه کوچک تر که دارای گاف انرژی بزرگ تری هستند را تحریک می کنند و این امر موجب گسیل در طول موج های بلند می شود و بالاعکس تحریک در طول موج های بلند ذرات با اندازه بزرگ تر که دارای گاف انرژی کوچک تری هستند را تحریک می کنند و موجب گسیل هایی با طول موج بلند می شوند[۱]. با افزایش طول موج تحریک، شدت پاسخ افزایش می یابد و در ۳۸۰ نانومتر به بیشینه خود می رسد و پس از آن کاهش می یابد. بنابراین بیشینه شدت پاسخ درتحریک فرابنفش ۳۸۰ نانومتر که پاسخ برابر با ۴۷۰ نانومتر آبی رنگ دارد صورت می پذیرد. نمونه ساخته شده دارای شدت بالا است. پس از چند ماه طیف گسیل آن مجددا اندازه گیری شد و همین نتایج به دست آمد. بنابراین نقاط کوانتومی ساخته شده پایدار هستند و خواص فوتولومینسانس خود را از دست نمی دهند.

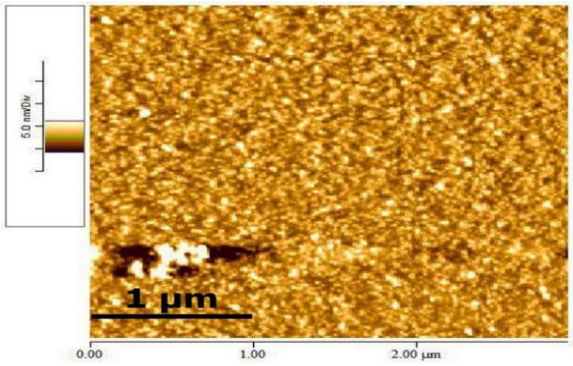


شکل ۳: طیف فوتولومینسانس نقاط کوانتومی ساخته شده دی سولفید مولیبدن در تحریک های مختلف

تصاویر میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM) نقاط کوانتومی ساخته شده در شکل 4 نشان داده شده است. طبق این

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

آزمون می توان اندازه نقاط کوانتومی نمونه را تعیین نمود. نتایج حاکی از آن است که نقاط کوانتومی ساخته شده به طور متوسط در اندازه زیر ۱۰ نانومتر توزیع شده اند. این نتیجه با نتیجه حاصل از محاسبه گاف انرژی از طریق روش تاک پلات در تطابق است. با توجه به این که پهنای گاف نواری این ذرات درحدود ۳,۵ الکترون ولت به دست آمد، پس اندازه ذرات خیلی کوچک می باشد[۱۱].



شکل ۴: تصویر نقاط کوانتومی ساخته شده دی سولفید مولیبدن تحت میکروسکوپ نیروی اتمی

نتیجه گیری

در این پژوهش نقاط کوانتومی دی سولفید مولیبدن پایدار و حلال در آب با طیف گسیل آبی رنگ به روش پایین به بالا ساخته شد. اندازه متوسط ذرات زیر ده نانومتر با گاف انرژی 3.5 الکترون ولت به دست آمد. از این نقاط کوانتومی می توان به طور گسترده ای در علوم پزشکی و سایر کاربردهای الکترونیکی- اپتیکی استفاده نمود.

سپاس گزاری

از دانشگاه تربیت مدرس به دلیل حمایت های مالی از این پژوهش سپاسگزاریم.

مرجع ها

۱. Gan, Z., et al., Quantum confinement effects across two-dimensional planes in MoS2 quantum dots. Applied Physics Letters, 2015. 106(23): p. 233113.
۲. Pu, Y., et al., Colloidal synthesis of semiconductor quantum dots toward large-scale production: a review. Industrial & Engineering Chemistry Research, 2018. 57(6): p. 1790-1802.
۳. Michalet, X., et al., Quantum dots for live cells, in vivo imaging, and diagnostics. science, 2005. 307(5709): p. 538-544.
٤. Gopalakrishnan, D., D. Damien, and M.M.J.A.n. Shaijumon, MoS2 quantum dot-interspersed exfoliated MoS2 nanosheets. 2014. 8(5): p. 5297-5303.
٥. Wu, J.-Y., et al., High quantum-yield luminescent MoS 2 quantum dots with variable light emission created via direct ultrasonic exfoliation of MoS 2 nanosheets :(١١٥)٥ .٢٠١٥ . p. 95178-95182.
٦. Wang, Y. and Y.J.A.c. Ni, Molybdenum disulfide quantum dots as a photoluminescence sensing platform for 2, 4, 6-trinitrophenol detection. 2014. 86(15): p. 7463-7470.
٧. Gu, W., et al., One-step synthesis of water-soluble MoS2 quantum dots via a hydrothermal method as a fluorescent probe for hyaluronidase detection. 2016. 8(18): p. 11272-11279.
٨. Wilson, J.A. and A. Yoffe, The transition metal dichalcogenides discussion and interpretation of the observed optical, electrical and structural properties. Advances in Physics, 1969. 18(73): p. 193-335.
٩. Murphy, A., Band-gap determination from diffuse reflectance measurements of semiconductor films, and application to photoelectrochemical water-splitting. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2007. 91(14): p. 1326-1337.
١٠. Mak, K.F., et al., Atomically thin MoS 2: a new direct-gap semiconductor. Physical review letters, 2010. 105(13): p. 136805.
١١. Baskoutas, S. and A.F.J.J.o.a.p. Terzis, Size-dependent band gap of colloidal quantum dots. 2006. 99(1): p. 013708.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه‌سازی و بررسی خاصیت حسگری کلید پلاسمونیک در تشدیدگرهای حلقوی

مریم خاکی[۱]، آیدا آرای[۲]، حسین ثقفی فر[۱]

۱- دانشگاه صنعتی مالک اشتر – مجتمع علوم کاربردی

۲- دانشگاه اصفهان – دانشکده فیزیک

چکیده- در این مقاله شبیه‌سازی ساختار دوبعدی نانو کلید پلاسمونیکی در تشدیدگرهای حلقوی که شامل دو موجبر فلز-عایق-فلز (MIM) هستند و به‌وسیله‌ی یک حلقه‌ی تشدیدگر به یکدیگر تزویج شده‌اند؛ ارائه‌شده است. در این ساختار از نقره Ag به‌عنوان زیر لایه و از دی‌الکتریک با ضریب شکست متغیر به‌عنوان موجبرها و حلقه تشدیدگر استفاده‌شده است. طول هریک از موجبرها ۵۹۵ نانومتر و فاصله‌شان با حلقه ۱۰ نانومتر و درنهایت شعاع حلقه ۱۹۵ نانومتر درنظرگرفته شده است. تغییرات مدهای تشدیدی مشاهده‌شده در طیف خروجی موج پلاسمونیک؛ با تغییر ضخامت حلقه و ضریب شکست موردبررسی قرارگرفته است. ویژگی‌های طیف عبوری به‌صورت عددی با استفاده از روش المان محدود (FEM) و نرم‌افزار کامسول شبیه‌سازی‌شده است.

کلیدواژه- «حسگر ضریب شکست، کلید پلاسمونیک، موجبر پلاسمونیک، حلقه تشدیدگر»

Simulation and Analysis the properties sensing of plasmonic switch in ring resonators

Maryam Khaki, Ayda Aray, Hossein Saghafifar

mahtab.khk@gmail.com, a.aray38@gmail.com, saghafifar1@yahoo.com

Abstract- In this paper the simulation of a two-dimensional nanoscale Structure of Plasmonic switch in ring resonators which consist of two Metal-Insulator-Metal (MIM) waveguides coupled to each other by a ring resonator is proposed. In This structure we use silver for substrate and the differential refractive index dielectric for waveguides and ring resonator. The length of each waveguide is 595nanometers and their distance between ring is 10nanometer and finally radius of ring consider of 195nanomaters.The variation of several resonance modes in the transmission spectrum study with variations of ring radius and refractive index. The transmission properties are numerically simulated by finite element method (FEM) and COMSOL Multiphysic software.

Keywords: Plasmonic Switch, Plasmonic Waveguide, Ring Resonator, Sensing Refractive index.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در امتداد مرز فلز-دی الکتریک و در صورت برآورده شدن شرایط تشدید خاص، امواجی پشتیبانی می‌شوند که شدتشان در مرز بیشینه است و در دو محیط به‌صورت نمایی افت می‌کند. این امواج که به نام امواج پلاسمون سطحی شناخته می‌شوند، برای توسعه ساختارها و موجبرهای اپتیکی کوچک‌تر از حد پراش، بیناب‌نمایی رامان سطحی افزایش‌یافته و دستیابی به حسگرهای دقیق زیستی و شیمیایی مناسب هستند. در دهه‌های گذشته، انواع حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی به‌خصوص حسگرهای ضریب شکست و بیوحسگرها به‌طور گسترده موردبحث و بررسی قرارگرفته‌اند و با توجه به حساسیت بالا، ویژگی‌های بسیار جالبی را برای کاربرد حسگری نمایش می‌دهند. حساسیت یک مشخصه‌ی کلیدی برای تشخیص عملکرد حسگر محسوب می‌شود و افزایش حساسیت می‌تواند حد تشخیص را بهبود ببخشد. ابعاد کوچک‌تر و استفاده راحت‌تر از حسگرهای پلاسمونیک نسبت به حسگرهای فیبر نوری یک مزیت مهم محسوب می‌شود اما حساسیت گزارش‌شده برای این حسگرها برابر nm/RIU۱۰۵۰ است که در مقایسه با مقدار nm/RIU۳۰۱۰۰ برای حسگرهای فیبر نوری مقدار زیادی نیست؛ بنابراین چگونگی ارتقاء حساسیت، یک مسئله کلیدی در طراحی حسگر پلاسمونیک محسوب می‌شود. از طرفی تشدیدگرهای حلقوی موجبرهای اپتیکی (WRR) نیز اجزای مهمی در سامانه‌های اپتوالکترونیکی هستند. این تشدیدگرها کاربردهای فراوانی را درزمینه‌ی حسگرهای شیمیایی و زیستی، پالایه‌ها، خطوط تأخیر و نیز در سامانه‌های اپتوالکترونیکی مانند پالایه‌های قابل تنظیم و تفکیک‌کننده فرکانس، کلید زنی و مدولاسیون فراهم کرده‌اند.به‌کارگیری امواج پلاسمونیک در این ساختارها منجر به افزایش اثرات غیرخطی و درنتیجه افزایش عملکرد این ادوات خواهد شد. به‌منظور مطالعه و بررسی نانو ساختارهای پلاسمونیک در کلید زنی و مدولاسیون دامنه با بهره‌گیری از اپتیک غیرخطی، تشدیدگرهای حلقوی پلاسمونیک، با توجه به میدان میرای بزرگ، ضریب کیفیت بالا و پهنای باند تشدیدی کم گزینه‌های مناسبی خواهند بود. برای دستیابی به یک تشدیدگر باکیفیت بالا و تزویج مؤثر با بخش مجاور، طراحی تشدیدگر به طریقی انجام می‌شود که حداقل اتلاف تابشی را داشته باشد. [۲]

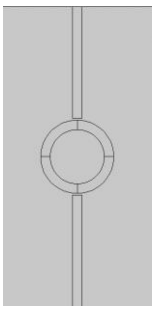
در این تحقیق نشان خواهیم داد که با استفاده از ترکیب امواج پلاسمونیک با تشدیدگرهای حلقوی می‌توان به حسگر ضریب شکست با حساسیتی حدود ۸.۴ بار بیشتر نسبت به حسگرهای پلاسمونیک رایج دست‌یافت. با استفاده از روش المان محدود و نرم‌افزار کامسول، کلید پلاسمونیک در تشدیدگرهای حلقوی طراحی‌شده است که به‌عنوان حسگر ضریب شکست مورداستفاده قرار گیرد.

ساختار شبیه‌سازی و بحث تئوری:

در این شبیه‌سازی یک ساختار دوبعدی کلید پلاسمونیک در تشدیدگرهای حلقوی ارائه‌شده که در آن دو موجبر دی‌الکتریک به طول ۵۹۵nm و ضخامت ۵۰nm به فاصله ۱۰nm از یک حلقه تشدیدگر با شعاع ۱۹۵nm قرارگرفته‌اند. به دلیل جذب پایین از نقره به‌عنوان زیر لایه‌ی فلزی استفاده‌شده است و ضریب شکست دی‌الکتریک بین ۱ تا ۱,۰۸ با گام ۰,۰۴ متغیر است. طول‌موج نور ورودی ۷۶۰nm انتخاب‌شده و با استفاده از روش المان محدود در نرم‌افزار کامسول جابه‌جایی طیف عبوری برحسب طول‌موج به ازای ضریب شکست‌های مختلف و به ازای ضخامت ۵۰nm حلقه ترسیم‌شده است. در شکل ۱ طرحواره‌ی دوبعدی ساختار شبیه‌سازی‌شده قابل‌مشاهده است. موج فرودی از ورودی بالا وارد ساختار شده و در مرزهای فلز-دی‌الکتریک امواج پلاسمونیک پشتیبانی می‌شوند و با ارضا کردن شرط تشدید حلقه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

می‌توانند درون حلقه تشدیدگر تزویج شده و از موج‌بر پایین خارج شوند.



شکل ۱: طرحواره‌ی دوبعدی کلید پلاسمونیک با تشدیدگر حلقوی

با حل معادلات ماکسول و اعمال شرایط مرزی برای قطبش TM خواهیم داشت:[۱]

$$\beta_m/\varepsilon_m = \beta_D/\varepsilon_D \qquad (۱)$$

که در آن β_m و β_D ثابت انتشارهای فلز و دی‌الکتریک هستند و ε_m و ε_D ثابت گذردهی نسبی برای فلز و دی‌الکتریک خواهند بود. [۳]

با اعمال شرط جور شدگی فاز، طول‌موج تشدید که در آن بردار موج نور به بردار موج پلاریتون پلاسمون سطحی تزویج می‌شود، به‌صورت زیر به دست می‌آید:

$$\lambda_{res} \approx \lambda\sqrt{\varepsilon_m\varepsilon_D/\varepsilon_m + \varepsilon_D} \qquad (۲)$$

با استفاده از رابطه پاشندگی مد اصلی TM در یک موج‌بر فلز-دی‌الکتریک-فلز و حل این رابطه ضریب شکست مؤثر حلقه محاسبه می‌شود:

$$\varepsilon_D k_{z2} + \varepsilon_m k_{z1}\coth(ik_{z1}\,\omega/2) = 0 \qquad (۳)$$

که در آن k_{1z} و k_{2z} به ترتیب مؤلفه z ام بردار موج در محیط دی‌الکتریک و فلز هستند و به‌صورت زیر محاسبه می‌شوند:

$$k_{z1}^2 = \varepsilon_D k_0^2 - \beta^2 \qquad (۴)$$

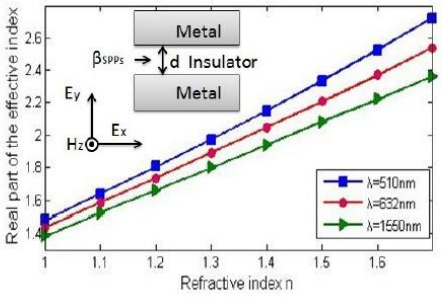
$$k_{z2}^2 = \varepsilon_m k_0^2 - \beta^2 \qquad (۵)$$

با استفاده از فرمول درود می‌توانیم ثابت گذردهی نسبی فلز را محاسبه می‌شود:[۱]

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \qquad (۶)$$

که در آن مقادیر $\varepsilon_\infty = 3.7$، $\omega_p = 9.1ev$ و $\gamma=18mev$ برای فلز نقره هستند و درنهایت با توجه به روابط $\varepsilon_D = n^2$ و $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ضریب شکست مؤثر به‌صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$n_{eff} = real(\beta/k_0) \qquad (۷)$$



شکل ۲: نمودار ضریب شکست مؤثر برحسب ضریب شکست دی‌الکتریک به ازای طول‌موج‌های مختلف.

با توجه به رابطه‌ی خطی میان ضریب شکست دی‌الکتریک و ضریب شکست مؤثر و با محاسبه n_{eff} و با استفاده تئوری تشدید، طول‌موج تشدید حلقه به‌صورت زیر محاسبه می‌شود:[۳]

$$2\pi r n_{eff} = m\lambda \qquad (۸)$$

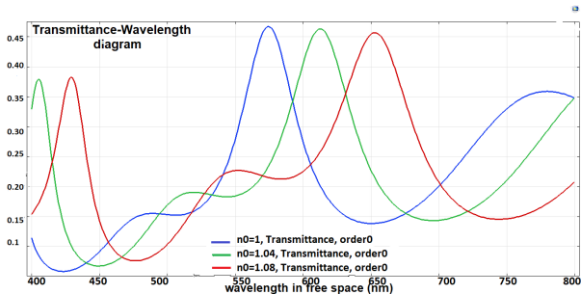
که در آن m شمارنده مد، r شعاع حلقه و λ طول‌موج تشدید خواهد بود. بدین‌صورت با توجه به معلوم بودن پارامترهای سمت چپ معادله می‌توان با دانستن شماره‌ی مد، طول‌موج تشدید و با معلوم بودن طول‌موج تشدید شماره مد را محاسبه کرد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نتایج و بحث:

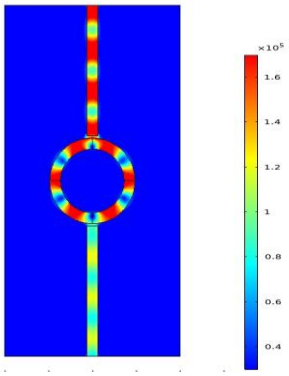
در این مقاله با استفاده از روابط حاکم بر امواج پلاریتون پلاسمون سطحی و تشدیدگرهای حلقوی و با استفاده از روش المان محدود در نرم‌افزار کامسول، کلید پلاسمونیک در تشدیدگرهای حلقوی شبیه‌سازی‌شده است که می‌تواند به‌عنوان حسگر ضریب شکست هم مورداستفاده قرار بگیرد. تزویج مؤثر بین موجبرها و حلقه، به ضریب شکست دی‌الکتریک و فاصله موجبرها با حلقه و شعاع و ضخامت حلقه بستگی دارد. نتایج به‌دست‌آمده با افزایش شعاع حلقه به نتایج تئوری نزدیک‌تر می‌شوند. با کاهش فاصله میان موجبرها و حلقه، میزان تزویج موج عبوری افزایش می‌یابد. با توجه به اینکه با تغییر شعاع حلقه می‌توان قله‌های عبوری را مدوله کرد و بازه طول‌موج‌های تشدید متفاوتی به دست آورد و با توجه به اینکه طول‌موج‌های پلاریتون پلاسمون سطحی معادل قله‌های عبوری هستند از این ساختار می‌توان به‌عنوان پالاینده قابل تنظیم نوار-گذر نیز استفاده کرد.

در شکل ۳ میزان عبور مد سوم تشدید m= ۳ برحسب طول‌موج به ازای ضریب شکست‌های (۱,۰۸،۱،۰،۰۴) برای ضخامت ۵۰nm حلقه قابل‌مشاهده است. جابه‌جایی قله‌های عبوری به ازای تغییرات ضریب شکست در شکل، کارکرد حسگر ضریب شکست را تائید می‌کند.



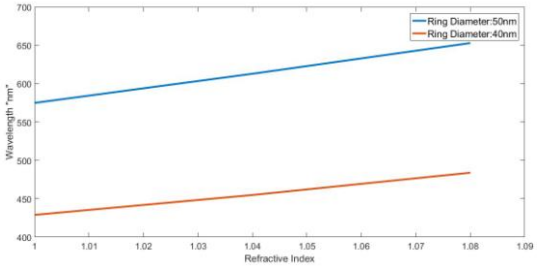
شکل ۳: میزان عبور برحسب طول‌موج به ازای ضریب شکست‌های متفاوت

شکل۴ توزیع دوبعدی میدان الکتریکی را برای مد سوم و میزان حدود ۴۵٪ عبور را نشان می‌دهد.



شکل۴: توزیع دوبعدی میدان برای مد سوم

شکل ۵ جابه‌جایی طول‌موج نسبت به ضریب شکست را برای ساختاری باضخامت حلقه‌ی ۴۰nm و ۵۰nm نشان می‌دهد به‌طوری‌که با استفاده از شیب نمودار می‌توان میزان حساسیت حسگر به دست آورد.



شکل ۴: نمودار جابه‌جایی طول‌موج تشدید مد سوم به ازای ضخامت‌های ۴۰nm و ۵۰nm

مرجع‌ها:

[1] B.D. Gupta, S.K. Sirvastava, R.Verma “Fiber Optic Sensores Based on Plasmonics”, World Scientific, New Jersey 2015.
[2] T. Wu, Y. Liu, Z. Yu, Y. Peng, C. Shu, H. Ye, “The sensing characteristics of plasmonic waveguide with a ring resonator”, Optics Express, Vol. 22, No. 7, pp. 7669-7677,2014.
[3] T.B. Wang, X.W. Wen, C.P. Yin, H.Z. Wang “The transmission characteristics of surface plasmon polaritons in ring resonator”, Optics Express, Vol. 17, No. 26, pp.24096-24101,2009.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

رنگ بری متیلن بلو به کمک خواص اپتیکی و فوتوکاتالیستی منگنایت آلاییده شده با باریم

شادی اسماعیلی باغ ابریشمی[۱]، محمد حسین احسانی[۲]

۱. دانشجو، دانشکده فیزیک دانشگاه سمنان، shadi.esmaeili72@yahoo.com

۲. استادیار، دانشکده فیزیک دانشگاه سمنان، ehsani@semnan.ac.ir

چکیده – نانوذرات$La_{0.7}Ba_{0.3}MnO_3$ (LBMO) به کمک تابش امواج مایکروویو تهیه گردیدند. خواص فیزیکی این نانوذرات به کمک روشهای مرسوم مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان داد که نمونه ها به لحاظ ساختاری به صورت رومبوهدرال رشد کرده و در مقیاس نانومتری بلورینه شده اند. خواص اپتیکی نانوذرات به کمک طیف سنج نور مرئی مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج تحلیل طیف جذب نمونه نشان داد که این ترکیب دارای گاف نواری در محدوده نور مرئی (۲,۴۱ الکترون ولت) است. همچنین بررسی خواص فوتوکاتالیستی نمونه های تهیه شده برای رنگ بری رنگزای متیلن بلو نشان داده که این ترکیب می تواند ماده مناسبی به منظور حذف این آلاینده پایدار در پسآبهای صنعتی باشد.

کلید واژه- خواص اپتیکی، فوتوکاتالیست، گاف نواری، منگنایت و نانوذرات

Methelen Blue degredation by optical properties and photocatalytic activity of Ba- doped Manganite

Esmaeili Baghabrishami, Shadi[1] , Ehsani, Mohammad Hossein[2]

1. Student, Department of Physics, University of Semnan, shadi.esmaeili72@yahoo.com

2. Assistant professor, Department of Physics, University of Semnan, ehsani@semnan.ac.ir

Abstract- Nanoparticles $La_{0.7}Ba_{0.3}MnO_3$ (LBMO) were prepared by microwave radiation. The physical properties of these nanoparticles were studied by conventional methods. The results showed that the specimens were grown in rhombohedral and crystallized in nanometer scale. Optical properties of nanoparticles were studied by a visible light spectrophotometer. Absorption analysis results showed that this compound has a band gap in the visible light range (2.41 eV). Also, the study of the photocatalytic properties of samples prepared for methylene decolorization showed that this compound could be a suitable material for the removal of this persistent pollutant in industrial effluents.

Keywords: Optical properties, Photocatalyst, Band gap,Manganites, Nanoparticles

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

افزایش تقاضا و کمبود منابع آب تمیز به علت رشد سریع صنعتی سازی و خشکسالی های بلند مدت به یک معضل در سراسر جهان تبدیل شده است. به منظور جلوگیری از کاهش آب آشامیدنی، فناوری های پیشرفته با هزینه کم و با کارایی بالا برای تصفیه فاضلاب های صنایع توسعه یافتند. بنیاد و اساس این روش براساس تولید موضعی از گونه های بسیار واکنش پذیر (به عنوان مثال $OH^{\cdot}$, H_2O_2, O_2^{-}) برای کانی سازی ترکیبات آلی مقاوم و محصولات جانبی ضدعفونی هستند[۱]. منگنایت ها که شامل اکسیدهای منگنز می باشند می توانند در این حوزه نیز مورد توجه باشند. این دسته مواد دارای فرمول عمومی $A_{1-x}B_xMnO_3$ بوده که در آن A از عناصر گروه خاکی نادر مانند La، Nd، و...و B از عناصر گروه آلکالین ها مانند Ca، Sr و.. یا یون های دوظرفیتی می باشد[۲]. منگنایتها به کمک روشهای متعددی همچون روش حالت جامد، سل ژل، و هیدورترمال ساخته می شوند. در این مقاله از روش مایکروویو برای ساخت نانوذرات استفاده گردیده است. از مزایای این روش میتوان به ارزان بودن، کوتاه بودن زمان ساخت نمونه اشاره کرد.

روش انجام آزمایش

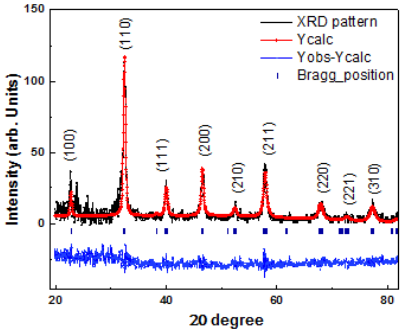
جهت تهیه نانوذرات منگنایت آلاییده با باریم به روش مایکروویو از مواد اولیه با خلوص بالا شامل نیترات لانتانیوم ($La(NO_3)_3.6H_2O$)، نیترات باریوم ($Ba(NO3)_2.3H_2O$) و نیترات منگنز ($Mn(NO_3)_3.4H_2O$) استفاده شده است. مواد اولیه مطابق استیوکیومتری مورد نظر در ۱۰ سی سی آب مقطر دی یونیزه شده حل گردید. pH اندازه گیری شده در این مرحله عدد ۶ بود. در ادامه این محلول درون مایکروویو به مدت ۶ دقیقه تحت امواج مایکروویو قرار داده شد . پودر خاکستری رنگی بدست آمده به مدت ۶ ساعت در دمای ۸۰۰ درجه سانتی گراد قرار داده شد. سپس برای بررسی خواص فتوکاتالیستی نانوذره بدست آمده، محلول آماده شده را با حضور کاتالیست به مدت ۳ ساعت تحت تابش نور مرئی قرار داده و هر ۱۰ دقیقه یک بار از آن تست uv گرفته شد. در این آزمایش pH محلول ۱۰ در نظر گرفته شده است.

بحث و نتایج

شکل ۱ الگوی پراش اشعه ایکس نانوپودر ساخته شده را نشان می‌دهد. این الگوی توسط دستگاه پرتو اشعه ایکس مدل Bruker D8 ساخت آلمان اندازه گیری شده است. قله های مشاهده شده در این نمونه مطابق با ساختار پروسکایتی اندیس گذاری شده اند. اندازه ی بلورکها با استفاده از فرمول دبای شرر و مطابق با معادله ی زیر حدود ۱۷نانومتر بدست آمد[۳].

$$D = \frac{k\lambda}{\beta\cos\theta} \qquad (1)$$

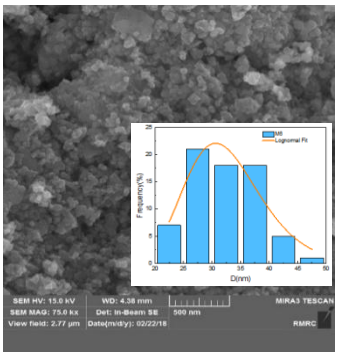
داده ها به کمک نرم افزار fullprof برازش داده شده و نتایج حاصل از برازش در جدول شماره ی ۱ گزارش شده است.



شکل ۱: الگوی پراش پرتو ایکس نمونه ی LBMO به همراه برازش ریتویلد

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نتایج نشان می‌دهد نمونه دارای ساختار لوزی رخ با گروه فضایی R-3c میباشد. برای بررسی بهتر ساختار نانوذرات از آن آنالیز FESEM گرفته شد و تصویر بدست آمده در ابعاد ۵۰۰ نانومتری را در شکل ۲ مشاهده می کنیم. در این مقاله از دستگاه میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی، مدل MIRA3TESCAN-XMU استفاده شده است.



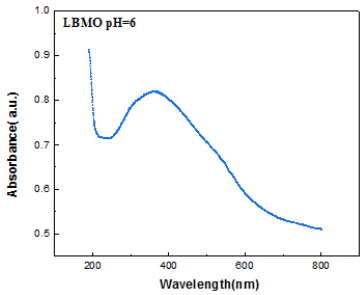
شکل۲: تصویر FESEM نمونه ی LBMO تهیه شده به روش ماکروویو

به منظور بررسی دقیق تر اندازه ی نانوذرات از نرم افزار Digimizer کمک گرفته و داده های جمع آوری شده را با تابع log-normal برازش میدهیم. طبق نتایج حاصل از برازش اندازه ذرات و انحراف معیار آن را بدست می آوریم[۴]. نتایج بدست آمده در جدول شماره ی ۱ گزارش شده است به طوریکه $\langle D \rangle$ و σ به ترتیب قطر متوسط و پراکندگی نمونه ها را نشان میدهد.

جدول ۱: ثابتهای شبکه، اندازه ذرات و انحراف معیار

پارامترها	LBMO
a=b (Å)	۵/۵۱
c (Å)	۱۳/۵۷
V(Å^3)	۳۵۶/۵۵
$\langle D \rangle_{XRD}$ (nm)	۱۷/۰۶
$\langle D \rangle_{SEM}$ (nm) $(\pm\sigma_D)$	۳۲/۷۳±۶/۹۸

برای بررسی خواص اپتیکی، طیف جذب نمونه با غلظت 60ppm ماده در آب دوباریونیزه در طول موج مرئی-فرابنفش توسط دستگاه اسپکتروفتومتر فرابنفش-مرئی مدل UV 1650 شرکت شیمادزو ساخت ژاپن، اندازه گیری شده و نتیجه ی آن در شکل۳ نمایش داده شده است. همانطور که در شکل میبینید طبق قله مشاهده شده بیشترین جذب نمونه در طول موج حدود ۳۹۰ نانومتر می‌باشد.

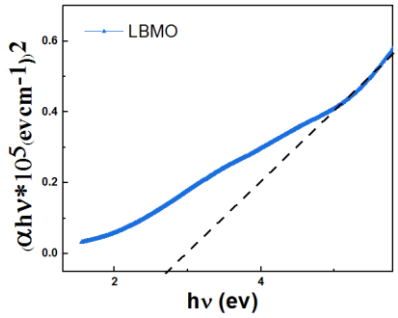


شکل ۳:طیف جذب نمونه LBMO

به کمک رابطه‌ی تاک میتوان گاف نواری ترکیب را بدست آورد[۵].

$$(\alpha h\nu)^2 = A(h\nu - E_g) \qquad (۲)$$

که در این رابطه A مقدار ثابت، α ضریب جذب، h ثابت پلانک و E_g انرژی گاف نواری می باشد. برای محاسبه ی گاف نواری همانطور که در شکل ۴ مشاهده میکنید باید نمودار $(\alpha h\nu)^2$ بر حسب hν رسم گردد. مقدار گاف نواری از برخورد خط راست مماس بر منحنی با محور $x\ (\alpha = 0)$ (محل قطع آن با نمودار)، ۲/۴۱ eV تخمین زده شد.

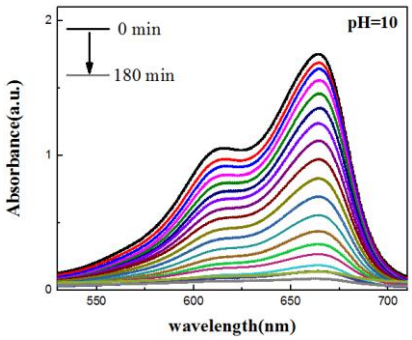


شکل ۴: نمودار $(\alpha h\nu)^2$برحسب hν در نمونه LBMO

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مشاهده جذب بالا در طول موج محدوده ناحیه مرئی و همچنین تخمین گاف نواری، این ترکیب می تواند کاندید مناسب در استفاده به عنوان جاذب در فعالیت های فوتوکاتالیستی حائز اهمیت باشد.

به منظور بررسی فعالیت فوتوکاتالیستی این آزمایش بر روی رنگزای متیلن بلو در pH=۱۰ تحت تابش نور مرئی قرار گرفت. طیف جذب نمونه بعد از گذشت زمان مشخص شده در شکل ۵ نشان داده شده است.

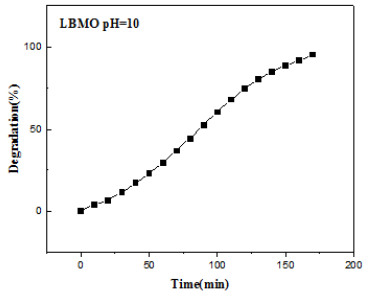


شکل ۵: منحنی جذب بر حسب طول موج در ۱۸۰ دقیقه

میتوان پیشرفت واکنش یا میزان تخریب آلاینده را طبق رابطه ۳ بدست آورد[۶].

$$D = \frac{A_0 - A}{A_0} \times 100 \qquad (۳)$$

که در این معادله D میزان تخریب، A_0 میزان جذب اولیه و A جذب را نشان میدهد. در شکل زیر نمودار درصد تخریب برحسب زمان گزارش شده است.



شکل ۶: منحنی میزان درصد تخریب بر حسب زمان

طبق منحی بالا نتایج بدست آمده نشان میدهد که در مدت ۱۸۰ دقیقه به میزان ۹۵/۴۷٪ تخریب صورت گرفته است.

نتیجه‌گیری

دراین پژوهش نمونه منگنایت LBMO به روش مایکروویو تهیه شد. بررسی الگوی پراش پرتو ایکس تشکیل ساختار پروسکایتی نمونه را نشان میدهد. مطالعه ی آنالیز FESEM رشد ذرات به صورت همگن و در ابعاد حدود ۳۳ نانومتری را نشان می دهد. همچنین بررسی خواص اپتیکی نمونه جذب اپتیکی بالای آن در بازه طول موج مرئی را نشان داده که این ویژگی استفاده از این نانو ذره در کاربردهایی نظیرخواص فوتو کاتالیسیتی را امکان پذیر می‌سازد. طبق نتایج فوتوکاتالیستی بدست آمده که بر روی رنگزای متیلن بلو تحت تابش نور مرئی در مدت زمان ۱۸۰ دقیقه انجام شده است، تخریب ۹۵/۴۷٪ را نشان میدهد.

مرجع‌ها

[1]. Lu, Jinfeng, et al. "Evaluation of disinfection by-products formation during chlorination and chloramination of dissolved natural organic matter fractions isolated from a filtered river water,2009

[2]. Arabi, A., M. Fazli, and M. H. Ehsani. "Synthesis and characterization of calcium-doped lanthanum manganite nanowires as a photocatalyst for degradation of methylene blue solution under visible light irradiation ,2018

[3].Rezaei,N and M. H. Ehsani "An Investigation on Magnetic-Interacting Fe 3 O 4 Nanoparticles Prepared by Electrochemical Synthesis Method,2018

[4]. Raoufi, T., M. H. Ehsani, and D. Sanavi Khoshnoud. "Critical behavior near the paramagnetic to ferromagnetic phase transition temperature in La0. 6Sr0. 4MnO3 ceramic, 2017

[5]. Arabi, A., M. Fazli, and M. H. Ehsani. "Tuning the morphology and photocatalytic activity of La0. 7Ca0. 3MnO3 nanorods via different mineralizer-assisted hydrothermal syntheses,2017.

[6].Afje, F. Rahmani and M. H. Ehsani,"Size-dependent photocatalytic activity of La0. 8Sr0. 2MnO3 nanoparticles prepared by hydrothermal synthesis,,2018

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

پیشگیری از سکته مغزی در موش صحرائی با استفاده از تکنیک اپتوژنتیک

اندیشه بلوچی[۱]، محمد رضا بیگدلی[۱]،لیلا درگاهی[۲]، سید میرحسین نظری[۳]، احمد قربانی[۳]، سارا چاوشی نژاد[۲]،حمید لطیفی[۳]، محمد اسماعیل زیبائی[۳]

[۱] دانشکده علوم و فناوری زیستی، دانشگاه شهید بهشتی، تهران
[۲] مرکز تحقیقات علوم اعصاب، دانشگاه علوم پزشکی شهید بهشتی، تهران
[۳] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

چکیده - سکته مغزی یکی از خطرناک ترین بیماری های د ستگاه عصبی می با شد. این عار ضه دومین عامل مرگ بیماران و نخسین عامل ایجاد فلجی و نقص حرکتی در جهان می‌باشد. جهت درمان این بیماری روش‌های مختلفی پیشنهاد شده که در این مقاله اثرات پی شگیرانه تحریکی اپتوژنتیک در مدل حیوانی سکته مغزی ای سکمی مورد برر سی و آزمایش قرار گرفته ا ست. برای این منظور منظور با کمک تزریق اپ سین‌های(Channelrhodopsin(CHR ، کا شت فیبرهای نوری و تابش نور لیزر آبی در ناحیه ا ستریاتوم موش صحرایی نورون‌های گلوتامات‌ارژیک تحریک نوری شده ا ست. نتایج بد ست آمده ن شان می دهد که تحریک نوری منجر به افزایش نورون زایی در ناحیه زیربطنی و در نتیجه منجر به کاهش نواحی صدمه دیده پس از القای سکته مغزی ایسکمی می شود .

کلید واژه- اُپتوژنتیک، اپسین ، تحریک نوری ، سکته مغزی، نورون زایی

Prevention of Stroke in Rats Using Optogenetic Technique

Andisheh Balouchi[1], Mohammad Reza Bigdeli[1], Leila Dargahi[2], Seyed Mirhossein Nazari[3], Ahmad Ghorbani[3], Sara Chavoshi Nejad[2], Hamid Latifi[3], Mohammad Ismail Zibaii[3]

[1] Faculty of Life Sciences and Biotechnology, Shahid Beheshti University, Tehran
[2] Neuroscience Research Institute, Shahid Beheshti University of Medical Sciences, Tehran
[3]Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran

Abstract-Brain Stroke is one of the most dangerous diseases of the nervous system. This complication is the second leading cause of death in the world. Different methods have been suggested for the treatment of this disease. In this study, we study the preventive effects of optogenetics stimulation in the animal model of ischemic stroke. For this purpose, by injection of Channelrhodopsin (CHR) opsin, implantation of optical fibers and laser blue light irradiation in the rat striatum, glutamateuric neurons were stimulated. Obtained results show optical stimulation leads to increasing of neurogenesis in the SVZ region and thereby reducing the infract volume after induction of ischemic stroke.
Keywords: Optogenetics, opsin, optical stimulation, brain stroke, neurogenesis

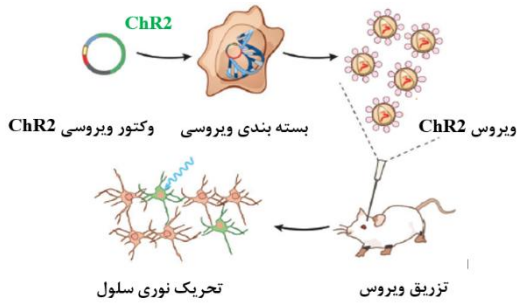
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

سکته مغزی یکی از خطرناک ترین بیماری های د ستگاه عصـــبی برای تمامی جوامع بشـــریت بحســـاب می‌آید و صـــدمات بســـیار زیادی را به مردم وارد می‌کند. طبق آمار منتشر شده، این عارضه دومین عامل مرگ ومیر و نخسین عامل ایجاد فلجی و نقص حرکتی در جهان می‌باشـــد[1]. گمان می‌رود از هر ۶نفر حداقل ۱نفر در طول عمر خو به این بیماری دچار شده و سالانه حدود ۶میلیون نفر در اثر ا ین مشـــکـــل جـان خود را از دســـت می‌د هنـد. عارضـــه ســـکته مغزی به دو نوع ایســـکمی نواحی مغزی و خون ریزی دورن مغزی و تخریب سد خونی مغزی تقسیم می‌شـود. آمار نشـان می‌دهد که بطور میانگین حدود ٪۸۵ موارد گزارش شـــده به دلیل ایســـکمی و ٪ ۱۵ مربوط به خون ریزی می‌باشـد. در مدل ایسـکمی، سـرخرگ اصـلی مغزی (که معمولا سـرخرگ میانی اسـت) و یا شـاخه‌های جانبی آن در اثر لخته خون مســـدود می‌شـــوند. در نتیجه جریان خون بطور موقت کاهش یافته (در صـــورت گرفتگی بیش از حد، قطع می‌شود) که باعث کاهش اکسیژن رسانی به نورون‌ها و ایجاد شـــرایط هیپوکســـی می‌شـــود. در این وضـعیت صـدمات شـدیدی به سـلول‌ها وارد شـده و اکثر نورون‌هایی که در هســـته بخش ایســـکمی قرار گرفته‌اند می‌میرند. [1]

در ســال‌های اخیر روش‌های متفاوتی جهت درمان ســکته مغزی بکار گرفته شـده اسـت که مهم‌ترین آنها عبارتند از: سـلول درمانی، اسـتفاده از عصـاره‌های گیاهی، روش‌های الکتروفیزیولوژی و اپتوژنتیک. در این مقاله اثرات پیشگیرانه تحریکیِ اپتوژنتیک در ناحیه ا ستریاتومِ موش‌های مبتلا به سکته مغزی ایسکمی مورد بررسی و آزمایش قرارمی گیرد.

در روش اپتوژنتیک، با دســـتکاریهای ژنتیکی ســـلولهای عصبی حساس به نور می شوند و با ا ستفاده از نور با طول موج خاص می توان کانالهای یونی خاصی را با نور کنترل



شکل ۱: دیاگرام آماده سازی حیوان برای تحریک اپتوژنتیکی

کرد. مطابق دیاگرام شـــکل ۱ بطور مثال وکتور ویروســـی پروتئین اپســـینی ChR2 (Channelrhodopsin) که فعال کننده کانال یونی سدیمی در طول موج آبی می باشد در داخل ویروس بسته بندی می شود. سپس ویروس‌ها در ناحیه مغزی مورد نظر تزریق شـــده و با گذشـــت ۲ الی ۳ هفته ژن اپ سینی در ناحیه هدف بیان می شود و پروتئین های اپسینی بر روی سطح نورون ها تولید می شود. سپس برای تابش دهی فیبر های نوری از ســـطح جمجـ مه تا ناحیه‌ای که ویروس تزریق شده هدایت می شود و با کمک تابش نور گیرنده‌های نوری فعال می شـــود. بدین ترتیب می‌توان فعالیت سلول‌های خاصی را با نور مورد کنترل قرار داده و با تحریک یا مهار آنها، فرآیندهای فیزیولوژیک یا پاتولوژیک مورد نظر را بدون اثر بر فعالیت دیگر سلول‌های موجود در ناحیه بررسی کرد. [2]

۲- بخش تجربی

۲-۱- آماده سازی حیوان برای بکارگیری تکنیک اپتوژنتیک

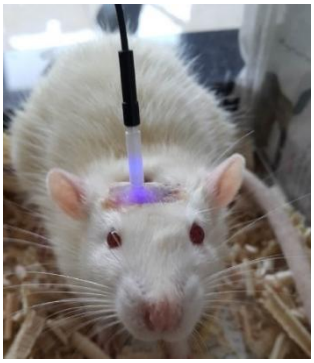
ابتدا موش‌های آزمایشگاهی نر در محدوده وزنی ۵±۲۲۰ با ا ستفاده از مواد بیهو شی کتامین و زایلازین بیهوش شده و در د ستگاه ا ستریوتاک سی قرار می‌گیرد. پس از جراحی با اســـتفاده از اطلس مغزی پاکســـینوس مختصـــات ناحیه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

استریانوم بر روی جمجمه حیوان مشخص می شود و با مته دندانپزشکی ناحیه هدف سوراخ می‌شود تا حیوان آماده تزریق ویروس شود. سپس ۳ میکرو لیتر ویروس(LV) که حاوی ژن اپسین ChR2 و پروموتور ویژه نورون‌های گلوتاماتی (CaMKII) به ناحیه مورد نظر تزریق می‌شود.

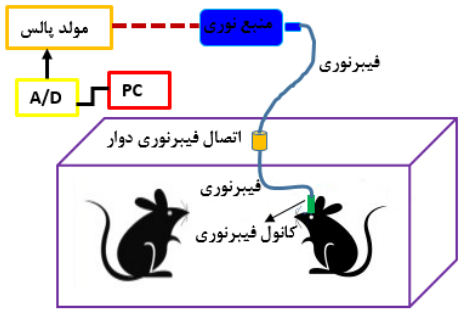
۲-۲ تحریک نوری سیستم عصبی حیوان در حال حرکت

برای تحریک نوری حیوان در حال حرکت پس از گذشت ۳ هفته از بیان ژن اپسینی نیاز است تا فیبرنوری بر روی سر حیوان کاشته شود. طبق بخش ۲-۲ ناحیه هدف شناسایی و سوراخ می شود. پس کانول فیبرنوری که برای این منظور در آزمایشگاه ساخته شده با استفاده از دستگاه استریوتاکسی در ناحیه هدف کاشته می شود و با سیمان دندانپزشکی بر روی جمجه محکم می شود. تصویر یک نمونه از کانول فیبرنوری کاشته شده بر روی جمجمه حیوان در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲: تصویر کانول فیبرنوری کاشته شده بر روی جمجمه حیوان در حال حرکت

شماتیک چیدمان تابشی دهی سیستم عصبی حیوان در حال حرکت در شکل ۳ نشان داده شده است. نور لیزر با استفاده از یک مولد پالس با فرکانس و تعداد پالس مشخص که با استفاده از یک کامپیوتر کنترل می شود از طریق یک فیبرنوری دوار به کانول فیبرنوری کاشته شده متصل می شود. در این مطالعه تابش دهی در فرکانس ۱۰ هرتز به مدت ۲۰ دقیقه طی ۶ روز انجام شده است.



شکل ۳: تصویر شماتیک تحریک نوری حیوان در حال حرکت با استفاده از تکنیک اپتوژنتیک

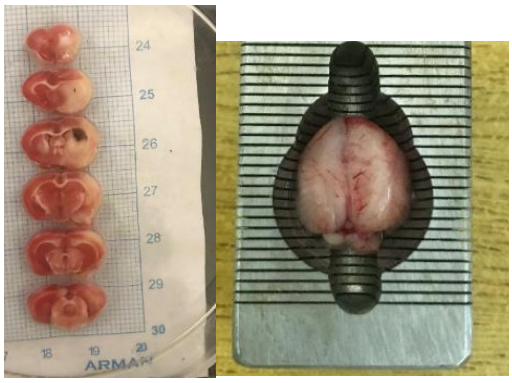
۲-۳ القاء سکته مغزی در حیوان تابش دهی شده با تکنیک اپتوژنتیک و تهیه نمونه های بافتی

حیوانات مورد بررسی ۲۴ ساعت پس از تابش دهی ۶ روزه، آماده جراحی سکته مغزی ایسکمی می شوند. بدین منظور با ماده بیهوشی کلرال هیدرات بیهوش شده و سرخرگ کاروتید اصلی در سمت چپ را با کمک بخ ابریشمی و سرخرگ کاروتید داخلی با کمک گیره‌های مخصوص مسدود می شود. سپس کاروتید اصلی را با قیچی جراحی سوراخ کرده و نخ بخیه به مدت یک ساعت داخل آن قرار داده می شود تا لختگی خون در این محل بوجود آمده و نواحی مغزی حیوان در سمت راست دچار ایسکمی شود. ۲۴ ساعت پس از سکته مغزی با در نظر گرفتن دستورالعملهای کار با حیوانات نمونه های بافت مغزی استخراج می شود. بافت مغزی خارج شده به مدت ۵ دقیقه در محلول نرمال سالین در داخل یخچال قرار گرفته و سپس در داخل ماتریکس مغزی (شکل۵.الف) جهت برش گیری قرار می‌گیرد.

از هر بافت مغزی ۶ برش تهیه می‌شود و برای ثابت سازی ساختار بافتی نمونه ها در محلول تری فنیل تترا زولیوم کلراید غوطه ور و بمدت ۱۵ دقیقه در داخل بن ماری قرار داده می شود. در برش‌های حاصل شده نواحی سفید رنگ

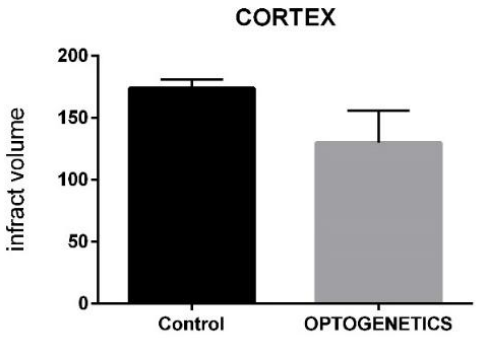
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

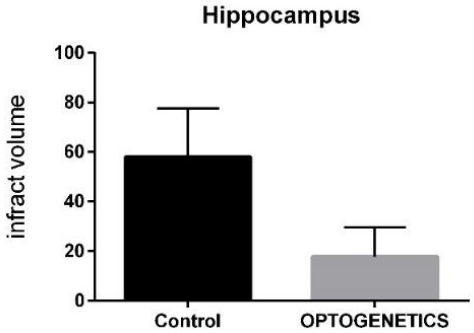
نشان دهنده ایسکمی و نواحی صورتی رنگ نشان دهنده نواحی سالم هستند. مطابق شکل ۴ با قراردادن نمونه های بافتی بر روی کاغذ شطرنجی می توان میزان حجم سکته را در حیوان تعیین کرد.



ب الف

شکل۴: الف)ماتریکس مغزی ب)برش بافتی. نواحی سفید دچار ایسکمی شده‌اند ولی نواحی صورتی رنگ سالم باقی مانده‌اند.





شکل ۵: تغییرات معنی دار کاهش حجم سکته در کورتکس و هیپوکمپ بین دو گروه شاهد و اپتوژنتیک

نتایج بدست آمده از مقایسه حیواناتی که تحریک اپتوژنتیکی را دریافت کرده بودند با حیوانات شاهد نشان داد که در ناحیه استریاتوم و کل مغز میزان کل حجم سکته کاهش یافته است، ولی این کاهش در نواحی هیپوکمپ و کورتکس معنی دار می‌باشد ($p<0.005$). فرضیات مطرح شده بر اساس پژوهش‌های پیشین بیان می‌کند که تحریکات اپتوژنتیکی در نواحی کناری استریاتوم سبب می شود که ناحیه زیر بطنی که از نواحی نورون‌زایی مغز بشمار می‌رود را فعال کرده و در نتیجه نوروبلاست‌ها بیشتر تقسیم شده و نورون‌های بیشتری را به دیگر نواحی ارسال کند و در نتیجه حجم سکته در نواحی مذکور کاهش بیابد[3] .

۳- نتیجه گیری

در مقاله اثرات پیشگیرانه تحریک اپتوژنتیکی بر روی مدل سکته مغزی ایسکمی در موش های صحرایی مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج بدست آمده نشان می دهد که تحریکات اپتوژنتیکی منجر به فعال سازی نواحی نورون زایی مغز می شود و در نتیجه نوروبلاست‌ها بیشتر تقسیم شده و نورون‌های بیشتری را به دیگر نواحی ارسال کند و در نتیجه حجم سکته در نواحی هدف کاهش می یابد.

۴- سپاسگزاری

این مقاله با حمایت مالی ستاد علوم و فناوریهای شناختی در راستای اجرای طرح کنترل مدار بسته اپتوژنتیکی سیستمهای عصبی انجام شده است.

مرجع ها

1- V.L. Feigin, and et.al., “Global and regional burden of stroke during 1990-2010: findings from the Global Burden of Disease Study 2010, Lancet 383 (2014) 245-254

2- O. Yizhar, L. E. Fenno, T. J. Davidson, M.Mogri and K.Deisseroth. Optogenetics in Neural Systems. 10.1016/j.neuron.2011.06.004.

3- M. Song, and et.al , “Optogenetic stimulation of glutamatergic neuronal activity in the striatum enhances neurogenesis in the subventricular zone of normal and stroke mice. Neurobiology of Disease 98 (2017) 9–24. 0.1016/j.nbd.2016.11.0

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی خواص نوری لایه‌های نازک CdS آلائیده شده با Fe

نسیم یوسف‌پور نوینی[۱]، توکل توحیدی[۲]، کاظم جمشدی-قلعه[۱]، مهدی تقوی[۲]

[۱]گروه فیزیک، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز، ایران

[۲]پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده کاربرد پرتوها، مجتمع پژوهشی شمال‌غرب کشور، بناب، ایران

چکیده : دراین تحقیق لایه‌های نازک نانوساختاری CdS آلائیده شده با آهن با استفاده از محلول‌های کلرید کادمیوم، تیواوره، کلرید آهن (II) و آمونیاک به روش لایه نشانی حمام شیمیایی (CBD) بر روی زیرلایه‌های شیشه‌ای تهیه شده و تاثیر غلظتهای متفاوت آهن بر ریخت شناسی و خواص نوری لایه‌های نازک CdS بررسی شد. چگونگی تغییرات میزان جذب، عبور، گاف انرژی و فوتولومینسانس بررسی شد.

کلید واژه: سولفید کادمیم، آلائیده شده با آهن، خواص نوری، فوتولومینسانس، لایه نازک نانوساختاری

Optical properties of CdS thin films doped with Fe

Nasim Yousefpour Novini[1], Tavakkol Tohidi[2], Kazem Jamshidi-Ghaleh [1], Mahdi Tagavi[2]

[1] Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz, Iran.
[2] Northwest Research Complex, Radiation Application Research School, NSTRI, Bonab, Iran

Abstract- In this work, Fe-doped CdS nanostructured thin films have been deposited on glass substrates successfully by the chemical bath deposition method using cadmium chloride, thiourea, iron(II) chloride and ammonia. The effect of different iron concentrations on morphological and optical properties of CdS thin films has been investigated. Optical properties including absorption coefficient, band gap, photoluminescence, refractive index and extinction coefficient of the samples were investigated.

Keywords: Cadmium sulfide, Fe doped, Optical properties, Photoluminescence, Nanostructured thin films

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

اخیراً نیمه‌رساناهای مغناطیسی رقیق به خاطر خواص مغناطیسی و نوری قابل توجه و کاربرد آنها در قطعات اسپین-ترونیک بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند، کادمیوم سولفید (CdS) یکی از مهمترین نیمه‌رساناهای با اهمیت از گروه II-VI به خاطر داشتن گاف نواری مستقیم و نسبتاً پهن (۲/۴۲ الکترون ولت) به عنوان یک ماده قابل اعتماد در ساخت قطعات اپتوالکترونیک شناخته شده است. تحقیقات اخیر روی ماده CdS، با آلائیده کردن این ماده با فلزات گذار مختلف مانند Fe، Cr، Mn و Ni که به عنوان یک نیمه‌رسانای مغناطیسی رقیق شناخته می‌شود انجام می‌گیرد [۱].

روشهای مختلفی برای تهیه لایه‌های نازک CdS آلائیده شده با ناخالصی‌های فلزات گذار از جمله Fe ارائه شده است. در سال ۲۰۱۵، Al-Zahrani و همکارانش [۲] اثر تابش گاما روی خواص نوری لایه نازک CdS آلائیده شده با Fe را که با روش تبخیر با پرتو الکترونی تهیه شده بود بررسی کردند. به روش کاشت یون، Fe در لایه نازک CdS توسط Chandramohan و همکارانش [۱] آلائیده شد و اثر آن روی خواص ساختاری و نوری بررسی گردید. تهیه لایه‌ی نازک به روش حمام شیمیایی (CBD)، دارای خصوصیات بهتری از لحاظ ریخت شناسی و تراگسیلندگی نوری می‌باشند و از لحاظ سادگی و اقتصادی بودن آن از دیر باز مورد توجه قرار گرفته است [۳]. در این کار از روش CBD برای تهیه لایه‌های نازک CdS آلائیده شده با Fe، استفاده شده و خواص نوری آن بررسی شده است.

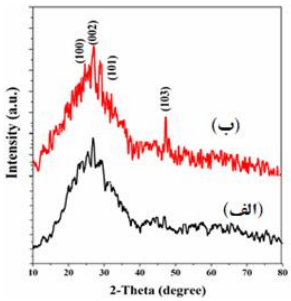
۲-مواد و روشها

لایه‌های نازک CdS آلائیده شده با آهن با استفاده از محلول-های کادمیوم کلرید، تیواوره و کلرید آهن و آمونیاک به روش لایه‌نشانی حمام شیمیایی (CBD) بر روی زیرلایه‌های شیشه‌ای تمیز پوشش داده شده و سه غلظت متفاوت آهن مورد استفاده قرار گرفت. ابتدا بشر بزرگ را پر از آب کرده و روی همزن مغناطیسی قرار داده و دمای آب داخل آن در روی 80 درجه سانتی گراد تنظیم شد. در بشری دیگر که داخل بشر بزرگ قرار داده شد، کادمیوم کلرید ۰/۰۰۱ مولار را در ۵۰ میلی لیتر آب حل شده و تیواوره ۰/۰۰۷۵ مولار را به محلول سولفات کادمیوم اضافه کرده و با هم مخلوط گردید (توسط مگنتی داخل بشر مخلوط گردید) و سپس کلرید آهن ۰/۲ میلی مولار نیز به محلول اضافه شد و بعد از این فرآیند محلول آمونیاک ۰/۸۵ مولار به اندازه‌ای به این محلول اضافه گردیده که pH محلول به حدود ۱۱ رسید، سپس زیرلایه‌های آماده شده به صورت عمودی در داخل این حمام شیمیایی قرار داده شد، در حالی که توسط یک درپوش یا فویل آلومینیومی سر بشر حاوی محلول‌های شیمیایی پوشانده شده بود، بعد از مدت ۲ ساعت نهایتاً زیرلایه‌ها را از داخل حمام خارج کرده و توسط اسیدکلریدریک رقیق یک طرف زیرلایه‌ها پاک گردید. همچنین این فرایند برای غلظتهای کلرید آهن ۰/۲۵میلی مولار ۰/۳ میلی مولار و نمونه آلائیده نشده تکرار گردید. بدین ترتیب نمونه‌هایی با سطح یکنواخت و چسبندگی خوب بدست آمد.

۳-نتایج و بحث

۳-۱-پراش اشعه X

شکل ۱ پراش پرتو ایکس مربوط به لایه نازک CdS خالص و آلائیده شده را نشان می‌دهد. در هر دو طیف چهار پیک عمده در زاویه‌های **2θ = 24.745°, 26.770°, 28.707° and 47.652** به ترتیب متناظر با اندیس‌های میلر (۱۰۰)، (۰۰۲)، (۱۰۱) و (۱۰۳) وجود دارد که بنا بر کارت استاندارد شماره ۸۹-۲۹۴۴ مربوط به ساختار شش گوشی سولفید کادمیم می-باشد [۴].



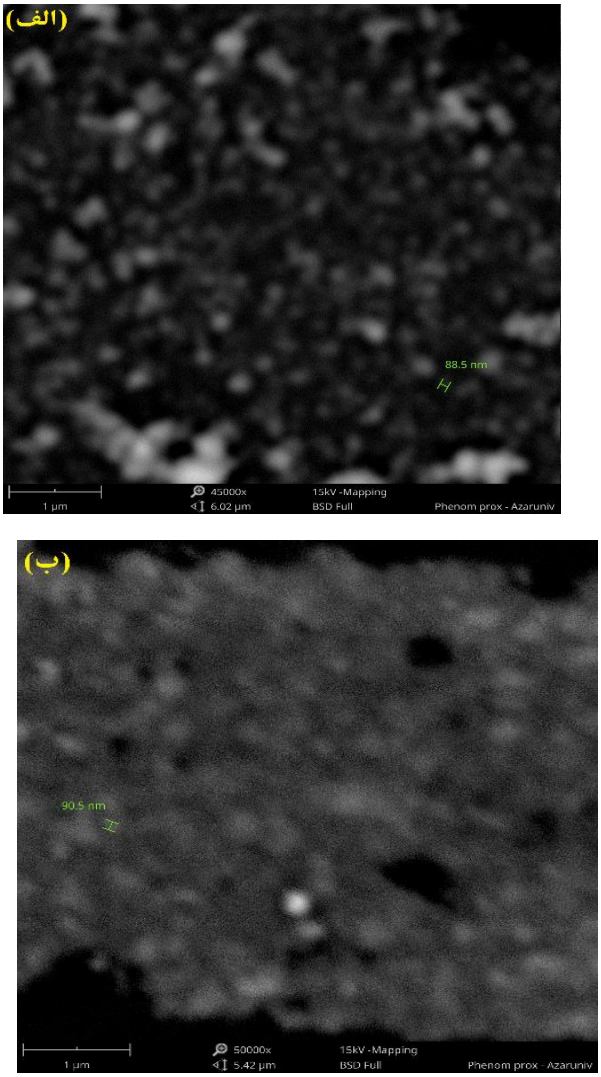
شکل ۱: طیف پراش اشعه **X** (الف) **CdS** خالص و (ب) آلائیده شده با Fe در غلظت ۰/۲ میلی مولار **$FeCl_2$**

۳-۲-میکروسکوب الکترونی روبشی **(SEM)**

تصاویر مربوط به میکروسکوب الکترونی روبشی (SEM) لایه-های نازک CdS آلائیده نشده و آلائیده شده با کلرید آهن

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

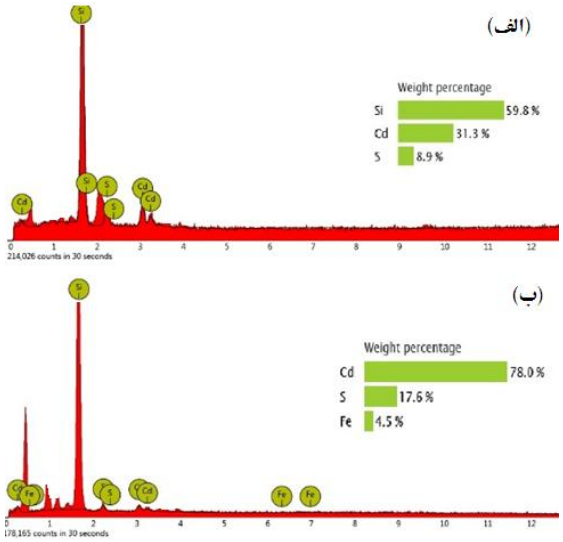
0.2 میلی مولار، به مدت ۲ ساعت در دمای ۸۰ درجه سانتیگراد به ترتیب در شکل ۲ نمایش داده شده است.



شکل ۲: SEM مربوط به (الف): CdS خالص (ب): Fe:CdS در غلظت ۰/۲ میلی مولار $FeCl_2$

با توجه به تصاویر SEM مشاهده می‌شود که نانوکریستالها در سطح فیلم دارای شکلی کروی بوده و قطر متوسط آنها برای نمونه آلائیده نشده در حدود ۸۰ نانومتر و برای نمونه آلائیده شده در حدود ۹۳ نانومتر می‌باشد. بنابراین اندازه ذرات در حالت آلائیده شده افزایش پیدا کرده است.

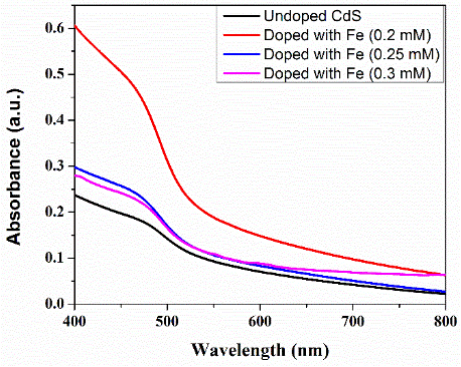
شکل ۳ به ترتیب آنالیز EDAX، مربوط به لایه‌های نازک CdS آلائیده نشده و آلائیده شده را نشان می‌دهد. در نمونه آلائیده شده علاوه بر عناصر Cd و S عنصر Fe هم وجود دارد که نشان دهنده‌ی آلائیده شدن CdS با آهن می‌باشد. قله بلند در هر دو نمونه به خاطر وجود زیرلایه شیشه‌ای (Si) می‌باشد.



شکل ۳: EDAX مربوط به (الف) CdS خالص ب): Fe:CdS در غلظت ۰/۲ میلی مولار $FeCl_2$

۳-۳- خواص نوری لایه‌های نازک **CdS**

طیف جذب نوری یکی از پارامترهای مهم در مطالعه خواص نوری نانوساختارها است. شکل ۴ طیف جذب لایه‌های نازک CdS آلائیده نشده و آلائیده شده را نشان می‌دهند. با توجه به شکل ۴ مشاهده می‌شود که میزان جذب بعد از آلائیده شدن آهن افزایش یافته است و بیشترین جذب مربوط به غلظت ۰/۲ میلی مولار می‌باشد.

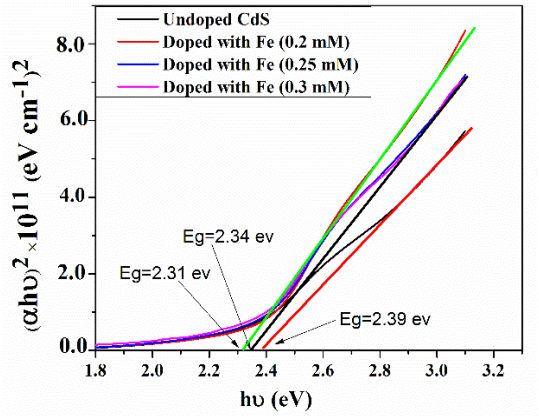


شکل ۴: طیف جذب مربوط به CdS آلائیده نشده و Fe:CdS در غلظت‌های مختلف FeCl2

با استفاده از رابطه $\alpha = 2.303A/d$ می‌توان ضریب جذب را محاسبه کرد که درآن d ضخامت لایه و A مقادیر جذب می-

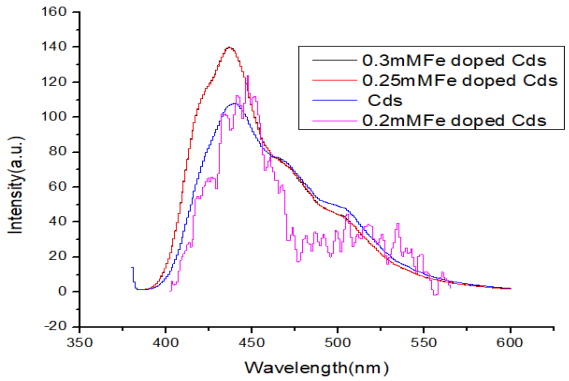
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

باشند. گاف نواری را می‌توان از فرمول $\alpha(h\nu)=B(h\nu-E_g)^n \ cm^{-1}$ محاسبه کرد که در آن n=1/2 برای گذارهای مستقیم، B ثابت و E_g گاف انرژی هستند. با رسم $(\alpha h\nu)^2$ بر حسب $(h\nu)$ و برون‌یابی بخش خطی نمودار با محور انرژی، گاف انرژی محاسبه گردید که در شکل ۵ برای نمونه‌ها نشان داده شده است. گاف انرژی نمونه‌ها تقریباً در محدوده ۲/۳۹ الکترون ولت برای CdS خالص تا ۲/۳۱ الکترون ولت برای نمونه آلائیده شده می‌باشد. دلیل این کاهش را می‌توان به ایجاد ترازهای دهنده در حضور یونهای آهن دانست.



شکل ۵: گاف انرژی از ۲/۳۹ eV مربوط به CdS خالص به ۲/۳۱ eV در حالت آلائیده کاهش پیدا کرده است.

فوتولومینسانس یکی از معروف‌ترین انواع لومینسانس است که درآن تحریک به وسیله فوتون‌ها صورت می‌گیرد از دیدگاه مکانیک کوانتومی این فرایند شامل برانگیختگی به سطوح انرژی بالاتر و سپس بازگشت به سطح انرژی پایین‌تر با جذب و نشر فوتون است.



شکل ۶: طیف فوتولومینسانس بر حسب طول موج

با توجه به شکل ۶، افزایش نسبی در شدت فوتولومینسانس بعد از آلائیده شدن با آهن مشاهده می‌شود که این را می‌توان ناشی از ایجاد ترازهای تابشی و نقصهای سطحی بعد از حضور آلاینده دانست [۵].

نتیجه‌گیری

نمونه‌های CdS با روش آسان و ساده CBD تهیه گردید و تاثیر ناخالصی آهن بر روی خواص نوری نمونه‌ها مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد که آلائیده کردن آهن باعث تغییر خواص نوری می‌شود.

مرجع‌ها

[1] S. Chandramohan, A. Kanjilal, S.N. Sarangi, S. Majumder, R. Sathyamoorthy, T. Som, “Effect of Fe-ion implantation doping on structural and optical properties of CdS thin films” Appl. Phys. A, Vol. 99, pp. 837–842, 2010.

[2] J.H. Al-Zahrani a, M.El-Hagary b,n, A.El-Taher, “Gamma irradiation induced effects on optical properties and single oscillator parameters of Fe-doped CdS diluted magnetic semiconductors thin films”, Mater. Sci. Semicond. Process., vol. 39, pp. 74–78, 2015.

[3] A. Slonopas, H.Ryan, B.Foley, Z.Sun, K.Sun, T.Globus, P.Norris, “Growth Mechanisms and Their Effect on The Opto-Electrical Properties of Cds Thin Films Prepared by Chemical Bath Deposition”, Mater. Sci. Semicond. Process., vol. 52, pp. 24-31, 2016.

[4] S. Saravanakumar, R. Chandramohan, R. Premarani, J. Jebaraj Devadasan, J. Thirumalai, “Studies on Dilute Magnetic Semiconducting Co-Doped CdS Thin Films Prepared by Chemical Bath Deposition method”, J. Mater. Sci.: Mater. Electron., , vol. 28, pp. 12092–12099, 2017.

[5] A. S. Priya, I.B. Shameem Banu, J. Thirumalai, A. Alagar, “Optical charcterization of Mn doped CdS nanoparticles synthesized by simple chemical route” vol. 7, pp. 191 – 195, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی وضوح تصویر در زوایای مختلف با استفاده از بلور فوتونی دو بعدی مدرج با سطح مقطع بیضی و ضریب شکست منفی

عبدالرسول قرائتی[۱]، نجمه فتحی[۲*]

گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران

[1] agharaati@pnu.ac.ir

[2] Fathi.najmeh@yahoo.com

چکیده – در این مقاله برای طراحی ساختاری با ضریب شکست موثر منفی از بلور فوتونی دو بعدی متشکل از شبکه مربعی با سطح مقطع بیضی استفاده می‌شود. میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی منتشره در ساختار با استفاده از روش تفاضل محدود درحوزه زمان محاسبه می‌شود. ساختار نواری و منحنی‌های هم‌فرکانس مربوط به این بلور با استفاده از روش بسط موج تخت رسم می‌شود. نتـایج به دست آمده نشان می‌دهد که تغییر زاویه میله‌های با سطح مقطع بیضوی بر وضوح تصویر تاثیر قابل توجهی دارد.

کلید واژه- بلور فوتونی مدرج، روش تفاضل محدود حوزه زمان، سطح مقطع بیضی، منحنی هم فرکانس

Investigation of image resolution in different angles by using two-dimensional Graded Photonic Crystals with elliptical Cross-Section and negative index

[1]Abdolrasol, Gharaati; [2]Najmeh, Fathi.

Department of Physics, Payame Noor University, Tehran, Iran.

Abstract- In this paper, we use two dimensional graded photonic crystal consisting of square lattice with elliptical cross-section for designing negative effective index structures. The propagation of electric and magnetic fields is calculated by the finite-difference time-domain method. For calculation of photonic band structure and equal frequency contours we have used plan wave expansion method. According to the results, change angles of elements with elliptical Cross-Section have significant impact on the resolution.

Keywords: Graded Photonic Crystal, Finite-Difference Time-Domain method, elliptical cross-section, equal frequency contour

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در سال‌های اخیر، برای بالا بردن کنترل انتشار نور، بلور-های فوتونی بسیار مورد توجه قرار گرفته است. بلورهای فوتونی دوبعدی ساختار هایی هستند که ثابت دی الکتریک آن‌ها در دو بعد تغییر می‌کند [۱]. در مطالعات قبلی که انجام می‌شد لازم بود که از نقص داخل ساختار استفاده شود. اما با تغییر پارامترهای بلورهای فوتونی می-توان یک بلور فوتونی مدرج ایجاد کرد که یک محیط ناهمگن دارد که ضریب شکست از یک نقطه به نقطه دیگر تغییر می‌کند [۲] و نور بدون نیاز به ایجاد نقص داخل ساختار منحرف می‌شود. بلورهای فوتونی مدرج به منظور کنترل، تغییر جهت، تقسیم، تشدید، جایگزیدگی و قطبیده کردن نور مورد توجه قرار گرفته است[۳]. در واقع می‌توان تصور کرد که در بلورهای فوتونی مدرج در هر لایه جهت انتشار نور با توجه به تغییر سرعت گروه تغییر می-کند. تغییر سرعت گروه را می‌توان از طریق مطالعه منحنی‌های هم فرکانس مشاهده کرد.

روش محاسبات شبیه‌سازی

تفاضل محدود در حوزه زمان که به صورت خلاصه از آن با نام FDTD [1] یاد می‌کنند، یکی از پیشرفته‌ترین روش-های عددی است که در این کار از آن استفاده می‌کنیم. روش تفاضل محدود که برای محاسبه توزیع میدان داخل ساختار اپتیکی با ضریب شکست غیر یکنواخت به کار می-رود، اولین بار توسط یی[2] در سال ۱۹۶۶ ارائه گشت[۴]. در این روش فضای پیوسته با مجموعه گسسته از گره‌ها جایگزیین می‌شود. مشتقات جزئی در معادلات ماکسول بوسیله تفاضل‌های محدود جایگزین می‌شود که یک سیستم از معادلات جبری که نسبت به مختصات خطی است ایجاد می‌شود و معادلات ماکسول مرحله به مرحله و با شروع از شرایط اولیه مرزی حل می‌شود.

در هر حال به علت گسسته سازی فضا مقداری بازتاب غیر فیزیکی از مرزهای ناحیه محاسباتی وجود دارد. که برای شبیه سازی نامحدود بایستی از شرایط مرزی جذبی PML برای مرزهای خارجی شبکه استفاده کرد. در یک PML ایده‌آل هیچ موج بازتابیده‌ای باقی نمی‌ماند[۵].

اولین قدم در شرط جداسازی میدان‌ها در معادلات ماکسول بدین صورت است که هر مولفه‌ی برداری به دو مولفه‌ی عمود بر هم طبق رابطه‌ی زیر تبدیل می‌شود.

$$E_z = E_{zx} + E_{zy} \qquad (۱)$$

و در طی مرحله زمانی تابش نباید بیشتر از یک سلول مش محاسباتی را طی کند، که منجر به شرط پایداری به فرم زیر است [۶].

$$c\Delta t \le \left(\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \qquad (۲)$$

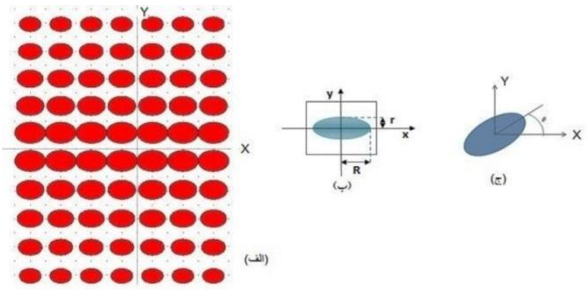
معرفی ساختار

بلور فوتونی مدرج مورد بررسی در اینجا شبکه مربعی دو بعدی متشکل از استوانه‌های دی الکتریک با سطح مقطع بیضوی با ثابت دی الکتریک $\varepsilon = 12$ در زمینه هوا که ثابت شبکه $a = 1\mu m$ بوده و شامل ۷ لایه در جهت x و ۱۰ لایه در جهت y است. برای دستیابی به گرادیان ثابت پرشدگی، قطرهای بیضی را در هر ردیف تغییر داده‌ایم. ساختار به طور نمادین در شکل ۱ نشان داده شده است و نسبت به محور xها متقارن است. مقادیر نیم قطر بزرگ و کوچک بیضی در جدول ۱ نمایش داده شده است.

1Finite-Difference Time-Domain

2 Yee

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۱: (الف) ساختار نمادین بلور فوتونی مدرج (ب) المان‌های بلور فوتونی (ج) نمایش زاویه θ

جدول ۱ : مقادیر نیم قطر بزرگ و کوچک بلور فوتونی

شماره ردیف x ها	R	r
1	0.48a	0.36a
2	0.45a	0.34a
3	0.42a	0.32a
4	0.38a	0.29a
5	0.35a	0.26a

تئوری

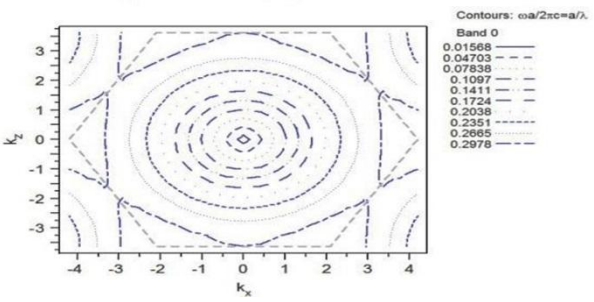
انتشار امواج الکترومغناطیسی در راستای سرعت گروه است و سرعت گروه طبق رابطه

$$V_g = \nabla_k \omega(k) \qquad (۳)$$

در جهت عمود بر منحنی‌های هم فرکانس می‌باشد. منحنی‌های هم‌فرکانس شکل‌های متفاوتی دارند اما هرگاه منحنی‌ها دایره‌ای باشند بلورهای فوتونی به عنوان محیط همگن موثر در نظر گرفته می‌شوند. منحنی‌ها زمانی که شیفت فرکانسی به سمت فرکانس‌های بالاتر باشد ضریب شکست موثر مثبت، و زمانی که شیفت فرکانسی به سمت فرکانس‌های پایین‌تر است محیط همگن دارای ضریب شکست موثر منفی است[۷].

نتایج شبیه سازی

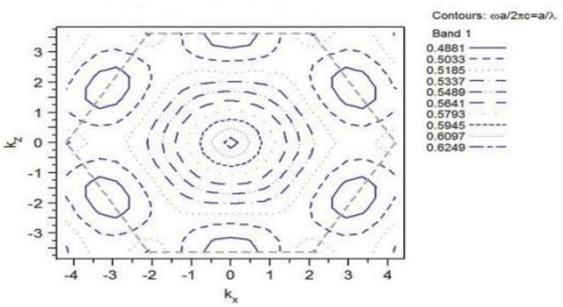
منحنی هم فرکانس نوار برای قطبش TM بلور فوتونی مدرج مورد مطالعه در شکل (۲) رسم شده است. همان طور که مشخص است منحنی در فرکانس نرمالیزه $0.07838(\frac{\omega a}{2\pi c})$ شکل دایره دارد که موج با ورود به ساختار پهنایش کاهش می یابد و به سمت قسمت مرکزی منحرف شده و بعد از خروج در یک نقطه متمرکز می‌شود و یک نقطه کانونی واقعی تشکیل می‌دهد.



شکل۲: منحنی هم فرکانس نوار اول بلور فوتونی مدرج

و اما در نوار دوم در شکل(۳)، با افزایش فرکانس بردار موج کاهش می‌یابد و نشان دهنده سرعت گروه منفی است. پس در این ناحیه بلور فوتونی ضریب شکست منفی دارد.

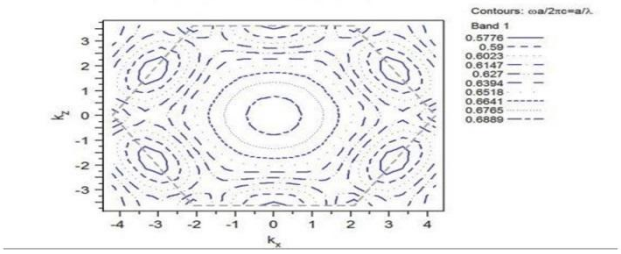
و فرکانس نرمالیزه $0.5337(\frac{\omega a}{2\pi c})$ بهترین فرکانس برای لنز کامل است و در این فرکانس ضریب شکست بلور فوتونی مدرج $n_{eff} = -1$ است.



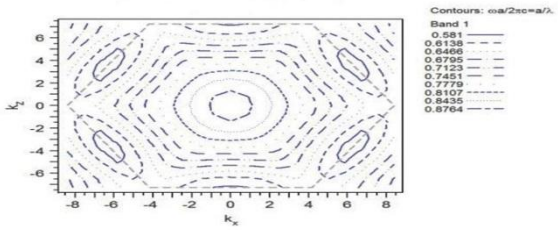
شکل۳: منحنی هم فرکانس نوار دوم بلور فوتونی مدرج

حال با تغییر زاویه θ و در نظر گرفتن مقادیر $\frac{\pi}{6}$، $\frac{\pi}{4}$، $\frac{\pi}{3}$، $\frac{\pi}{2}$، در شکل‌های ۴ مشاهده می‌کنیم که با افزایش زاویه، فرکانس نرمالیزه برای لنز کامل تغییر می‌کند و مقدار آن بیشتر می‌شود.

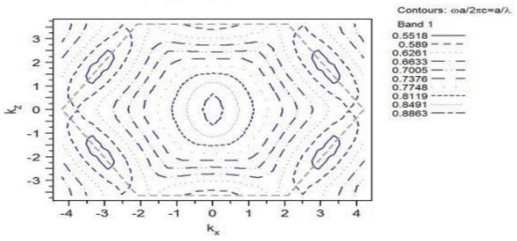
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



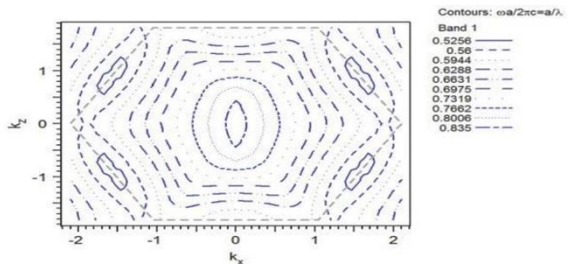
الف)



ب)



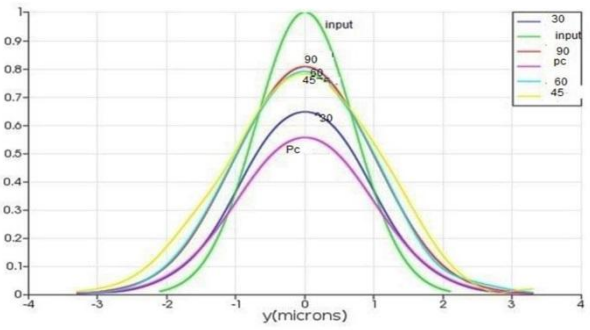
ج)



د)

شکل ۴: منحنی هم فرکانس نوار دوم بلور فوتونی مدرج در زوایای مختلف
الف) $\frac{\pi}{6}$، ب) $\frac{\pi}{4}$، ج) $\frac{\pi}{3}$، د) $\frac{\pi}{2}$

و تاثیر زاویه θ در وضوح تصویر حاصل شده از لنز طراحی شده را بررسی می‌کنیم. شکل ۵، میزان عبور امواج در زوایای مختلف θ است، مشاهده می‌شود هرچه θ افزایش می‌یابد وضوح تصویر نیز افزایش می‌یابد.(با فرض ثابت بودن نیم قطر بزرگو کوچک بیضی، فقط زاویه را تغییر داده ایم).



شکل ۵: شدت عبور میدان در لنز طراحی شده توسط بلور فوتونی مدرج با میله‌های بیضوی در زوایای متفاوت

نتیجه‌گیری

در این مقاله بلور فوتونی دو بعدی مدرج متشکل از میله-هایی با سطح مقطع بیضی در زمینه هوا توسط منحنی های هم فرکانس با ضریب شکست منفی بررسی شد . همچنین زاویه سطح مقطع بیضی بلور فوتونی در کیفیت تصویر تاثیر قابل توجهی دارد. با تغییر زاویه میله‌های بیضوی میزان وضوح تصویر تغییر می‌کند به طوری که هرچه زاویه بیشتر شود، کیفیت تصویر بالاتر می‌رود.

مرجع‌ها

[1] J. Lei, Z. Qing-Yi, and F. yong-Qi, “Tunability of graded negative index-based photonic crystal Lenses for fine focusing”, Chin. Phys. B, Vol. 22, No. 9, 2013.

[2] W.Prather, S. Shi, J. Murakowski,G. J. Schneider, A. Sharkawy, C. Chen, B. L. Miao and R. Martin, J.Phys. D. 40, 22635, 2007.

[3] E.Centeno, E. Akmansoy, K. Vynck, D. Cassagne, J. M. Lourtioz, “Light bending and quasi-transparency in metallic graded photonic crystals”, Photonics and Nanostructures Fundamentals and Applications 8, Vol. 2, 120, 2010.

[4] A. Taflove, M. E., Brodwin, “Numerical Solution of Steady-State Electromagnetic Scattering Problems Using the Tim-Dependent Maxwell's equations”,IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, pp. 623-630, 1975.

[5] A. Igor, A. Sukhoivanov,“ Photonic crystals: Physics and Practical Modeling ”, Springer Series in Optical Sciences, Vol. 152, pp. 41-65, 2009.

[6] N. Miri, Abdolrasoul Gharaati, “Studying Focusing Properties of Graded Index Photonic Crystals Made of Material with Different Refractive Index”, Journal of Optoelectronical Nanostructures, Vol. 2, pp.55-68, 2017.

[7] E. Akomansoy, E. Centeno, K. Vynck,D.Cassagne and J. M. Lourtioz, “Graded photonic crystals curve the flow of light: An experiment demonstration by concave interface ”, Chinese Phys. Lett. 23, 3359, 2006.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی انتشار باریکه چرخان در حضور مانع کدر

سیدمحمدعلی حسینی‌صابر[۱]، سمیرا رضایی[۲]، احد صابر[۲،۳]، احسان احدی اخلاقی[۱،۳]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان کد پستی ۶۶۷۳۱-۴۵۱۳۷
[۲]دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، کد پستی ۵۶۱۹۹-۱۱۳۶۷
[۳]مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان کد پستی ۶۶۷۳۱-۴۵۱۳۷

چکیده - در این مقاله انتشار باریکه‌های چرخان در حضور مانع کدر بررسی شده است. توزیع شدت پراشیده از لبه مانع با استفاده از روش‌های انتشار همگشت هویگنس و طیف‌زاویه‌ای شبیه‌سازی شده است. نشان داده شده است که باریکه‌های چرخان خاصیت خودترمیمی نسبی دارند، به طوری که توزیع شدت پراشی آن‌ها از یک مانع کدر براثر انتشار به طور نامتقارن ترمیم می‌شود. این ویژگی برای باریکه‌های با بار توپولوژیک بزرگ‌تر در فاصله انتشار نزدیک‌تر اتفاق می‌افتد. همچنین نشان داده شده است که جهت رفتار خودترمیمی با علامت بار توپولوژیک مرتبط است و بنابراین استفاده از الگوی پراش از لبه مانع کدر، روشی آسان و سریع برای تعیین علامت بار توپولوژیک است.

کلید واژه- باریکه چرخان، پراش، خودترمیمی، انتشار طیف‌زاویه‌ای

Investigating the propagation of vortex beams in the presence of an opaque obstacle

S. Mohammad-Ali Hosseini-Saber[1], Samira Rezaie[2], Ahad Saber[2,3], Ehsan A. Aghlaghi[1,3]

[1]Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran
[2]Department of Science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, 56199-11367, Iran
[3]Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran

Abstract- In this article, the propagation of vortex beams in the presence of an opaque obstacle is investigated. The intensity distribution of the diffracted beam due to the edge of the opaque obstacle is simulated using the angular spectrum and Huygens convolution propagation methods. It has been shown that the vortex beams have a relative self-healing property so that the diffracted intensity distribution of these beams are healed asymmetrically through propagation. This phenomenon occurs for a larger topological charge at shorter propagation distances. It has also been shown that the direction of self-healing is related to the topological charge sign, and therefore the use of the diffraction pattern from the edge of the opaque obstacle is a simple and fast way to determine the topological charge sign.

Keywords: vortex beam, diffraction, self-healing, angular spectrum propagation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

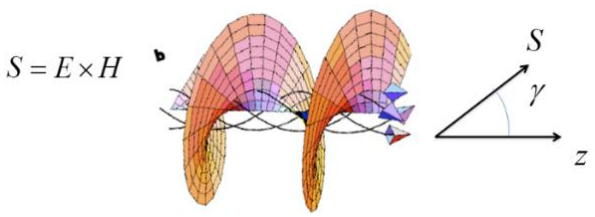
مقدمه

یکی از این خواص فوتون، حمل "تکانه زاویه‌ای" است. تکانه زاویه‌ای به دو نوع "تکانه زاویه‌ای اسپینی" و "تکانه زاویه‌ای مداری" تقسیم می‌شود. تکانه زاویه‌ای اسپینی همواره در باریکه‌های نور مشهود بوده است. این پارامتر در واقع همان قطبش نور است که جزو پارامترهای شناخته شده برای باریکه‌های مختلف از جمله باریکه‌ی گاوسی بوده است. اما تا حدود سه دهه‌ی قبل وجود تکانه زاویه‌ای مداری برای باریکه‌های نور ناشناخته بود و دست یافتن به باریکه‌ی چرخان نقطه‌ی شروع دوباره‌ای برای فیزیک باریکه‌ها بود. باریکه‌های لاگر-گاوسی به عنوان یکی از باریکه‌های ساختار یافته علاوه بر تکانه زاویه‌ای اسپینی، تکانه زاویه‌ای مداری نیز حمل می‌کنند و جبهه موج آنها بستگی زاویه‌ای دارد. در سال ۱۹۹۰ میلادی، تام و ویس توانستند به وسیله نوسان پایدار بین دو مد تبهگن TEM_{10} و TEM_{01} یک مد ترکیبی با ساختار مارپیچی با مشخصه فاز چرخان تولید کنند [۱]. این باریکه‌ها در سال ۱۹۹۲ توسط آلن و همکاران برای بررسی تجربی تکانه زاویه‌ای مداری به‌طور مستقل به‌کار برده شدند [۲]. دو سال بعد هریس و همکارانش موفق به تولید باریکه‌ی لیزری مشابهی با سطح فاز چرخان شدند. باریکه‌های چرخان تولیدی توسط این افراد که مربوط به مد چرخان بود دارای حلقه‌های هم مرکز و مهم‌تر از آن دارای فاز چرخان بود [۱]. با در نظر گرفتن چنین باریکه‌هایی تجربیات جدیدی در مکانیک کوانتومی و روش‌های نوینی برای دستکاری ریز ذره‌ها به وجود آمده است. از جمله مواردی که از باریکه‌های حامل تکانه زاویه‌ای مداری استفاده می‌شود می‌توان به اندازه‌گیری‌های اپتیکی [۳]، میکروسکوپی[۴]، اپتیک کوانتومی [۵]، انبرک نوری و میکرومکانیک [۶] و ارتباطات اپتیکی [۷] اشاره کرد.

در این مقاله، انتشار باریکه‌ی چرخان ایده‌آل با بار توپولوژیک مشخص، از لبه یک مانع کدر را بررسی کرده و نشان می‌دهیم که باریکه‌ی چرخان خاصیت خودترمیمی نسبی دارد. همچنین نشان خواهیم داد که با عبور باریکه-ی چرخان از لبه‌ی مانع کدر می‌توان به راحتی علامت بار توپولوژیک باریکه (راست‌گرد یا چپ‌گرد بودن بودن باریکه) را تشخیص داد.

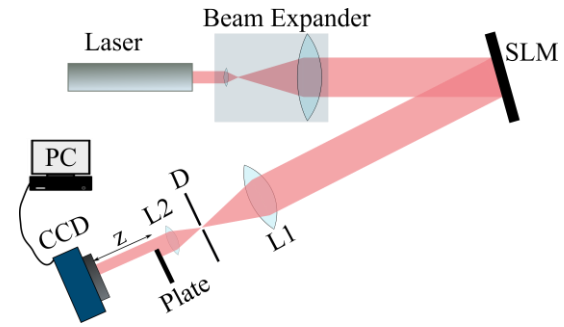
توصیف نظری

رابطه‌ی توصیف کننده توزیع میدان باریکه چرخان دارای یک جمله فازی $e^{il\varphi}$ است، که در آن φ زاویه‌ی سمتی در صفحه‌ی عمود بر راستای انتشار و l عددی صحیح و نشان دهنده‌ی بار توپولوژیک باریکه‌ی چرخان است. همان‌طور که در شکل ۱ نمایش داده شده است، در باریکه‌های چرخان، بردار شار انرژی باریکه (بردار پوئینتینگ) مانند چرخش آب در یک گرداب، حول محور اپتیکی می‌چرخد. با فرود باریکه‌ی چرخان به مانع کدر قسمتی از باریکه مسدود می‌شود و در نتیجه طرح پراش در فاصله‌ی مشخصی بعد از مانع شکل می‌گیرد. از آنجا که باریکه‌ی چرخان دارای اندازه حرکت زاویه‌ای مداری است، انتظار می‌رود الگوی پراش باریکه حامل بخشی از اطلاعات اندازه حرکت زاویه‌ای مداری باشد. چرخشی بودن فاز باریکه باعث می‌شود که باریکه در برخورد با لبه‌ی مانع کدر اثری مشابه اثر خودترمیمی داشته باشد. اگر لبه‌ی مانع کدر،



شکل ۱: چرخش بردار پوئینتیگ حول محور اپتیکی باریکه‌ی چرخان [۸].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲: چیدمان مفروض برای شبیه‌سازی آزمایش. باریکه‌ی گاوسی لیزر پس از پهن و موازی شدن، با برخورد به SLM تولید باریکه‌ی چرخان می‌کند. در اینجا $L1$ و $L2$ (عدسی) و D (دیافراگم) مرتبه‌ی اول پراش از SLM را از سایر مراتب جدا می کنند.

نیمه‌ی پایین باریکه را مسدود کرده باشد (شکل ۲)، در این صورت با انتشار باریکه پس از مانع، بخشی از سطح موج نیمه‌ی بالایی باریکه که جهت بردار پوئینتیگ آن به سمت پایین است، خود را به سمت پایین کشانده و قسمتی از نیمه‌ی پایینی حذف شده‌ی باریکه را ترمیم می‌کند. این حالت نوعی خاصیت خودترمیمی در باریکه‌های چرخان ایجاد می‌کند. از آنجا که بیشینه زاویه بردار پوئینتینگ باریکه با لبه مانع، $\pi/2$ است، بیشینه حالت خودترمیمی باریکه نیز بعد از مانع به اندازه $\pi/2$ یعنی ربع صفحه خواهد بود.

شبیه‌سازی

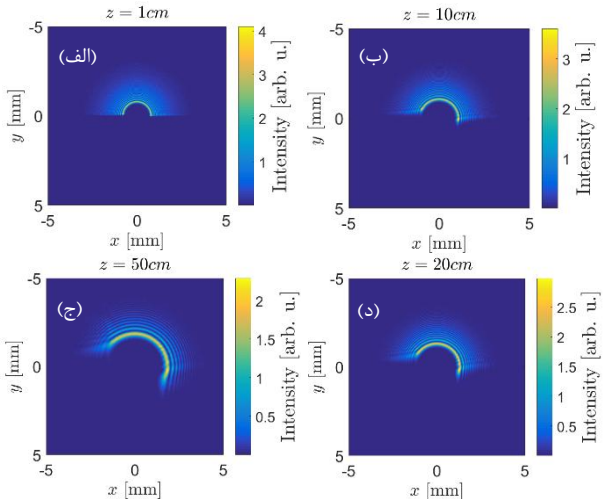
شبیه‌سازی انتشار باریکه‌ها در این مقاله توسط نرم افزار Matlab انجام شده است. برای اطمینان از درستی نتایج، شبیه‌سازی‌های انجام گرفته، انتشار باریکه چرخان بر اساس هر دو روش شبیه‌سازی انتشار طیف‌زاویه‌ای و همگشت هویگنس انجام گرفته است [۹]، که در نهایت نتیجه‌ی هر دو روش شبیه‌سازی کاملا با یکدیگر تطابق داشت. شبیه‌سازی براساس چیدمان مفروض آزمایش شکل۲ انجام شده است. باریکه‌ی گاوسی لیزر ($\lambda = ۶۳۲٫۸$ nm) بعد از عبور از پهن کننده باریکه ($w_0 = ۲٫۵$ mm)، با برخورد به SLM، تبدیل به باریکه‌ی چرخان با میدانی به صورت

$$U = U_G \times \exp(il\varphi) \qquad (۱)$$

می‌شود که $il\varphi$ فاز چرخشی باریکه با بار توپولوژیک l و U_G میدان گاوسی قبل از برخورد به SLM است که با رابطه‌ی

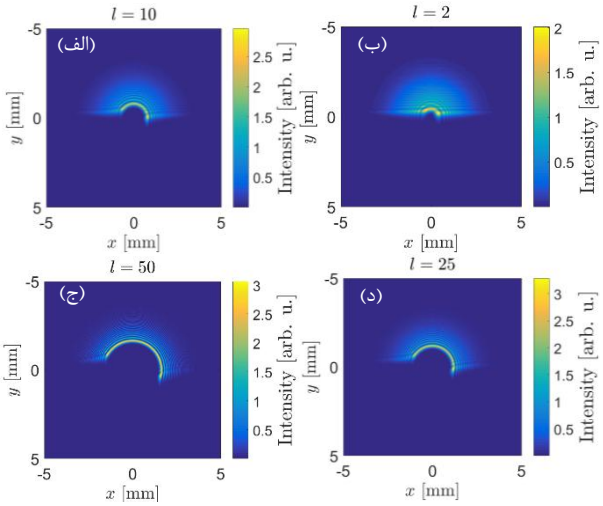
$$U_G = \left(\frac{w_0}{w}\right)\exp\left(-\left(\frac{\rho}{w}\right)^2\right) \times \exp\left(-ikz - \frac{ik\rho^2}{2R} + i\xi\right) \qquad (۲)$$

داده می‌شود. z، ρ، k، ξ و w_0 به ترتیب فاصله انتشار از کمر باریکه، مختصات عرضی، عدد موج، فاز گوی و پهنای کمر باریکه و نیز R و w به ترتیب شعاع انحنا و قطر باریکه در z را نشان می‌دهند. بعد از جداسازی مرتبه مورد نظر پراش SLM توسط دو عدسی $L1$ و $L2$ و نیز دیافراگم D، طرح شدت باریکه چرخان حاصل، بعد از عبور از لبه تیغه‌ی کدر و انتشار به اندازه‌ی فاصله‌ی z از تیغه ثبت می‌شود. در شکل ۳ اثر خودترمیمی نسبی باریکه‌ی چرخان با بار توپولوژیک $l = ۲۵$ در اثر انتشار بعد از مانع در z های مختلف نمایش داده شده است. اثر خودترمیمی بعد از مانع به مرور شکل گرفته و زیاد می‌شود تا به بیشینه حالت خود برسد. همچنین هرچه بار توپولوژیک باریکه بیشتر باشد، اثر خودترمیمی نسبی قوی‌تری در اثر انتشار ایجاد خواهد کرد.



شکل ۳: اثر خودترمیمی نسبی باریکه چرخان با بار توپولوژیک $l = ۲۵$ در فواصل (الف) ۱، (ب) ۱۰، (ج) ۲۰ و (د) ۵۰ سانتی متر از لبه مانع کدر.

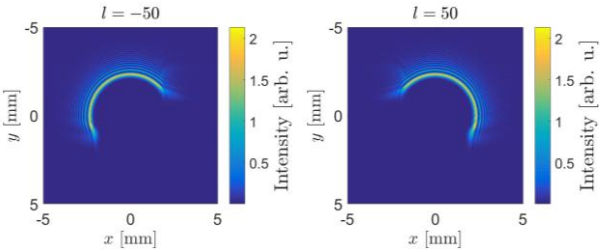
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۴: اثر خودترمیمی نسبی باریکه چرخان در فاصله‌ی $z = ۱۵$ سانتی متر از لبه مانع کدر با بار توپولوژیک (الف) ۲، (ب) ۱۰، (ج) ۲۵ و (د) ۵۰.

شکل ۴ اثر خودترمیمی را برای l های مختلف نشان می‌دهد. هر چه بار توپولوژیک باریکه بیشتر باشد، باریکه تا زوایای بیشتری از قسمت حذف شده را می‌تواند ترمیم کند.

همچنین از خاصیت خودترمیمی نسبی باریکه‌ی چرخان می‌توان برای تعیین علامت بار توپولوژیک l، یعنی تعیین جهت چرخش سطح موج باریکه، استفاده کرد. شکل۵ شبیه‌سازی دو باریکه‌ی چرخان با بار توپولوژیک ۵۰- و ۵۰+ را در عبور از لبه مانع کدر نشان می‌دهد. همان طور که مشاهده می‌شود، در l های مثبت (پاد ساعت گرد) سمت راست باریکه از پایین شروع به ترمیم خود کرده، و بنابراین قسمت سمت راست باریکه پایین تر از لبه مانع کدر می‌آید. همچنین در l های منفی (ساعت گرد) سمت چپ باریکه از پایین شروع به ترمیم خود کرده و قسمت سمت چپ باریکه



شکل (۵): باریکه‌های چرخان با بار توپولوژیک ۵۰- (راستگرد، شکل سمت راست) و ۵۰+ (چپ گرد، شکل سمت چپ)

پایین تر از مرز لبه مانع کدر دیده می‌شود. بنابراین مشاهده می‌شود که با قرار دادن یک مانع کدر (لبه مانع کدر) در مقابل باریکه‌های چرخان، می‌توان به راحتی علامت بار توپولوژیک باریکه، یعنی جهت چرخش سطح موج باریکه را تعیین کرد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله انتشار باریکه‌ی چرخان در حضور مانع کدر (لبه مانع کدر) بررسی شد. نشان داده شد که باریکه‌ی چرخان دارای خاصیت خودترمیمی نسبی است. همچنین روشی بسیار ساده و در عین حال کاربردی برای تعیین علامت بار توپولوژیک l باریکه معرفی شد.

مرجع‌ها

[1] Chr. Tamm and C. O. Weiss, "*Bistability and optical switching of spatial patterns in a laser*," J. Opt. Soc. Am. B 7, 1034-1038, 1990.

[2] Les Allen, Marco W Beijersbergen, RJC Spreeuw, JP Woerdman, "*Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes*", Phys. Rev. A, 45, 8185, 1992.

[3] Aniceto Belmonte, Carmelo Rosales-Guzmán, and Juan P. Torres, "Measurement of flow vorticity with helical beams of light," Optica 2, 1002-1005, 2015.

[4] Severin Fürhapter, Alexander Jesacher, Stefan Bernet, and Monika Ritsch-Marte, "*Spiral interferometry*," Opt. Lett. 30, 1953-1955, 2005.

[5] Wang X L et al "*Quantum teleportation of multiple degrees of freedom of a single photon*" Nature 518 516–9, 2015.

[6] David G. Grier, *"A revolution in optical manipulation"*, Nature volume 424, pages 810–816, 2003.

[7] Willner A. E. et al., "*Optical communications using orbital angular momentum beams"* Adv. Opt. Photon. 7 66–106, 2015.

[8] Miles Padgett and Les Allen. "*Light with a twist in its tail"*, Contemporary Physics, volume 41, 275-285, 2000.

[9] Myung K. Kim, "Digital Holographic Microscopy", Springer, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ایزولاتور پلاسمونی با ساختار موجبر گرافنی بر اساس پدیده تداخل مولتی مد

محسن حیدری، وحید احمدی* و بابک جانجان

دانشکده برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

mh.heidari@modares.ac.ir, v_ahmadi@modares.ac.ir*, b.janjan@modares.ac.ir

چکیده – در این مقاله، ما به بررسی مشخصات موجبر مولتی مد پلاسمونی مبتنی بر ساختار موجبر گرافنی بارگذاری شده با دی‌الکتریک می‌پردازیم. سپس با استفاده از پدیده تداخل مولتی مد، و همچنین بکارگیری زیرلایه مگنتو-اپتیک، ایزولاتور پلاسمونی بسیار فشرده را طراحی و بر اساس روش المان محدود شبیه سازی می‌کنیم. ساختار ایزولاتور از سه قسمت موجبر تک مد، مولتی مد و تک مد تشکیل شده است. خاصیت مگنتو-اپتیک زیرلایه باعث ایجاد خاصیت غیر-دوطرفه بودن می‌شود که به موجب آن، پارامترهای موجبر در دو حالت انتشار رو به جلو و رو به عقب، متفاوت می‌باشد و ایزولاسیون نوری در حدود ۱۱,۱۳ دسی‌بل را در یک جهت انتشاری فراهم کند.

کلید واژه- ایزولاتور، پلاسمونیک، تداخل مولتی مد، گرافن، مگنتو-اپتیک

A plasmonic isolator with graphene waveguide based on multimode interference

Mohsen Heidari, Vahid Ahmadi*, and Babak Janjan

mh.heidari@modares.ac.ir, v_ahmadi@modares.ac.ir*, b.janjan@modares.ac.ir

Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, we investigate the multimode interference of a dielectric-loaded graphene waveguide. By utilizing a magneto-optic substrate and the multimode interference phenomenon, we design a very compact plasmonic isolator, based on finite element method (FEM) simulation. The isolator structure consists of three sections, single-mode/multimode/single-mode waveguides. The magneto-optic substrate leads to a non-reciprocal property in the structure. Therefore, the forward and backward propagating waves experience different propagation constants, which leads to an optical isolation of about 11.13 dB.

Keywords: graphene, isolator, magneto-optic, multimode interference, plasmonic

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱ـ مقدمه

گرافن با توجه به ویژگی‌های الکترونیکی و نوری منحصربه فردی که دارد، پژوهش‌های گسترده ای را در سال‌های اخیر به خود اختصاص داده است. گرافن بیشترین تحرک حامل ها را در بین نیمه هادی ها داراست و به بیش از $۲۰۰۰۰۰ cm^2v^{-1}s^{-1}$ می‌رسد. همچنین خواص پلاسمونی گرافن و تنظیم پذیر بودن آن، که از طریق آلایش شیمیایی و یا اعمال ولتاژ گیت قابل حصول است، مزیتی بزرگ برای گرافن نسبت به دیگر مواد، محسوب می‌شود[۱].

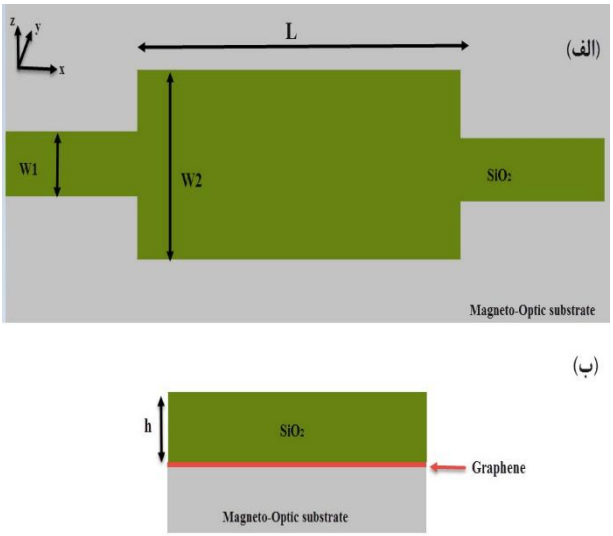
انتشار و خواص پلاسمون-پلاریتون‌های سطحی گرافن در بسیاری از کارهای سال‌های اخیر مورد بررسی قرار گرفته‌اند و با توجه به محصور شدگی بسیار زیاد موج، حتی کوچکتر از حد پراش، منجر به ساخت ادوات نوری بسیار فشرده شده است که ابعاد آن تنها کسری از طول موج است[۲].

از پدیده تداخل مولتی مد در طراحی و ساخت بسیاری از مدارهای مجتمع نوری متداول، مانند سوئیچ‌های نوری، فیلترهای حذف و اضافه، جدا کننده‌های نوری و مولتی‌پلکسرها استفاده می‌شود[۳و۴].

ما در این مقاله، ایزولاتور نوری مبتنی بر ساختار موجبر بارگذاری شده با دی‌الکتریک ارائه می‌دهیم که بر اساس پدیده تداخل مولتی مد ارائه شده است. ایزولاتور ارائه شده، در بازه طول موجی مادون قرمز در حدود ۹ میکرومتر طراحی شده است. ساختار این مقاله به ترتیب زیر است. در بخش ۲ تئوری حاکم بر ایزولاتور، در بخش ۳ نتایج حاصل از شبیه سازی و نهایتا نتیجه بحث در بخش ۴ ارائه می‌گردد.

۲ـ تئوری

در شکل ۱ (الف) ساختار ایزولاتور پلاسمونی نشان داده شده است. ساختار متشکل از سه موجبر است که به ترتیب تک مد، مولتی مد و تک مد می‌باشند. همچنین در شکل ۱ (ب) سطح مقطع موجبر گرافنی بارگذاری شده با دی‌الکتریک نشان داده شده است.



شکل ۱ (الف): ساختار ایزولاتور مبتنی بر موجبر بارگذاری شده با دی‌الکتریک. (ب): سطح مقطع ساختار.

در این ساختار، w1، w2، L و h به ترتیب عرض موجبر تک مد، عرض موجبر مولتی مد، طول ناحیه مولتی مد و ضخامت دی‌الکتریک. در این مقاله جنس دی‌الکتریک SiO_2 انتخاب شده است. همچنین زیرلایه مگنتو-اپتیک نیز از جنس InSb انتخاب شده است. اگر میدان مغناطیسی B در راستای محور y به زیرلایه اعمال شود، تانسور ضریب دی‌الکتریک آن به صورت رابطه (۱) در می‌آید[۵].

$$\epsilon_{subs}=\begin{bmatrix}\epsilon_{xx} & 0 & i\epsilon_{xz}\\ 0 & \epsilon_{yy} & 0\\ -i\epsilon_{xz} & 0 & \epsilon_{zz}\end{bmatrix} \qquad (۱)$$

که در آن مقدار ϵ_{xz} با توجه به شدت میدان مغناطیسی اعمال شده تغییر می‌کند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

هدایت الکتریکی گرافن را می‌توان با اعمال میدان الکتریکی و تغییر پتانسیل شیمیایی آن، تنظیم کرد. هدایت الکتریکی گرافن با استفاده از رابطه کوبو بصورت زیر است [۶]:

$$\sigma_g = i\frac{e^2 k_b T}{\pi\hbar^2(\omega+i/\tau)}\left\{\frac{\mu}{k_b T}+2\ln\left[\exp(-\frac{\mu}{k_b T})+1\right]\right\} +i\frac{e^2}{4\pi\hbar^2}\ln\left[\frac{2|\mu|-\hbar(\omega+i/\tau)}{2|\mu|+\hbar(\omega+i/\tau)}\right] \quad (۲)$$

که در آن k_b، $\hbar$، e، T، τ، μ و ω به ترتیب، ثابت بولتزمن، ثابت کاهش یافته پلانک، بار الکترون، دما بر حسب کلوین، ثابت زمانی پراکندگی، پتانسیل شیمیایی و فرکانس زاویه‌ای هستند.

با استفاده از روابط (۱) و (۲) و اعمال شرایط مرزی، با حل معادلات ماکسول، منحنی پاشندگی پلاسمون-پلاریتون‌های سطحی در موجبر گرافنی به صورت رابطه بدست می‌آید:

$$\frac{\epsilon_{SiO_2}}{\kappa_2}+\frac{\epsilon^2_{xx}-\epsilon^2_{xz}}{\kappa_1\epsilon_{xx}+\beta\epsilon_{xz}}+\frac{i\sigma_g}{\omega\epsilon_0}=0 \quad (۳)$$

که در آن، β ثابت انتشار است. مخرج ترم دوم معادله، متناسب با β است و با توجه به جهت انتشار مثبت یا منفی می شود. κ_1 و κ_2 نیز به ترتیب برابرند با:

$$\kappa_1=\sqrt{\beta^2-(\frac{\epsilon^2_{xx}-\epsilon^2_{xz}}{\epsilon_{xx}})\frac{\omega^2}{c^2}}$$
$$\kappa_2=\sqrt{\beta^2-\epsilon_{SiO_2}\frac{\omega^2}{c^2}} \quad (۴)$$

با استفاده از معادلات (۲) الی (۴)، رابطه‌ای بین ثابت انتشار و فرکانس زاویه‌ای به صورت رابطه (۵) بدست می‌آید:

$$\omega\approx\sqrt{\frac{e^2\mu}{\pi h^2\epsilon_0}\frac{|\beta|}{\epsilon_{xx}+\epsilon_2 m\epsilon_{xz}}} \quad (۵)$$

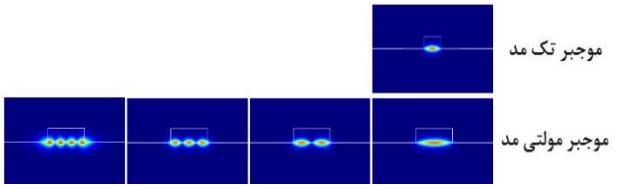
در معادله (۵) مشاهده می‌شود که اگر $\epsilon_{xz}\neq 0$، انگاه به ازای مقدار معین ω، دو مقدار با اندازه نامساوی و مختلف العلامت برای β بدست می‌آید. بنابراین موج، در دو مسیر انتشاری رو به جلو و رو به عقب، ضریب شکست موثر متفاوتی را احساس می‌کند که از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$n_{eff}^{forward}=\frac{\beta^{forward}}{k_0}$$
$$n_{eff}^{backward}=\frac{\beta^{backward}}{k_0} \quad (۲)$$

که در آن، k_0 ثابت انتشار موج در خلاء می‌باشد.

۳- شبیه سازی و نتایج

در این مقاله، شبیه سازی‌ها بر اساس روش المان محدود و با استفاده از نرم کامسول انجام گرفته است. مقادیر w1، w2، L و h به ترتیب برابر با ۶۵ نانومتر، ۲۰۰ نانومتر، ۸۵۰ نانومتر و ۱۰۰ نانومتر در نظر گرفته شده است. همچنین ضریب نفوذ پذیری الکتریکی SiO_2، ۳,۹۲ ، $\epsilon_{xx}=2.22$ و $\epsilon_{xz}=0.05$ می‌باشد. پتانسیل شیمیایی گرافن، $\mu=0.5\,eV$ و زمان پراکندگی آن $\tau=0.5\,ps$ است. شدت میدان مغناطیسی اعمال شده به زیرلایه در جهت محور y، برابر با $B=1\,T$ می‌باشد. در شکل ۲ مد موجبر تک مد و مدهای موجبر مولتی مد رسم شده است.



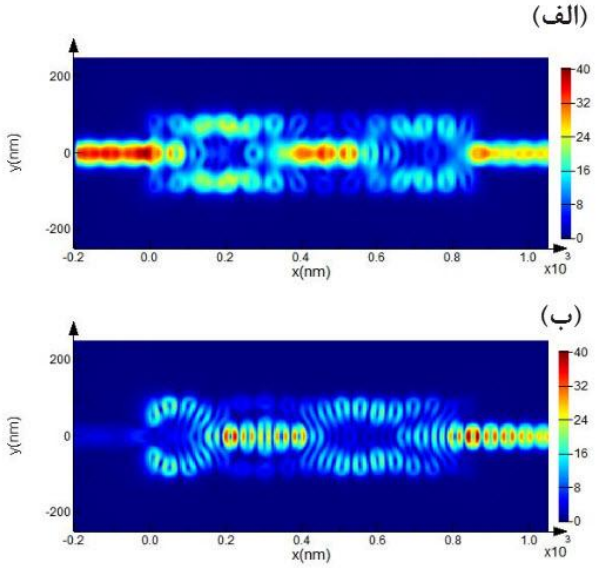
شکل ۲: مد موجبر تک مد و مدهای موجبر مولتی مد.

هنگامی که موج ورودی از موجبر تک مد وارد ناحیه مولتی مد می‌شود، به مد اصلی و مدهای مرتبه بالاتر کوپل می‌شود. هر مد موجبر مولتی مد، ثابت انتشار متفاوتی دارد که منجر به پدیده تداخل مولتی مد می‌شود. بسته به فاز هر مد، در یک مکان مشخص، تداخل سازنده رخ می‌دهد و شکل موج وروی، باز تولید می‌شود. در اثر برهمکنش مد پلاسمونی با زیرلایه مگنتو-اپتیک، ثابت انتشار مدها در دو حالت انتشار رو به جلو (تحریک از سمت چپ) و انتشار رو به عقب (تحریک از سمت راست)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

متفاوت می‌شود. با انتخاب طول و عرض مناسب ناحیه مولتی مد، می‌توان تداخل مولتی مد را طوری کنترل کرد تا در انتشار رو به جلو، در خروجی تداخل سازنده رخ دهد و موج ورودی در خروجی باز تولید شود، اما در انتشار رو به عقب، تداخل مخرب صورت گیرد و در خروجی ظاهر نشود.

شکل ۳ (الف)، شدت توان در حالت انتشار رو به جلو (تداخل سازنده) را نشان می‌دهد. موج از موجبر تک مد سمت چپ وارد ناحیه مولتی مد شده، و پس از تداخل مولتی مد، در خروجی، ظاهر می‌شود. تلفات الحاقی ناچیزی در حدود 0.61dB در توان خروجی مشاهده شده است.



شکل ۳: شدت توان (الف) انتشار رو به جلو (تحریک از سمت چپ). (ب) انتشار رو به عقب (تحریک از سمت راست) در حضور میدان مغناطیسی اعمال شده به زیرلایه در جهت محور y، $B = 1\,T$.

همانطور که در شکل ۳ (ب) مشاهده می‌شود، در انتشار رو به عقب، تداخل مولتی مد مخرب، مانع از عبور قسمت بزرگی از توان موج می‌شود و ایزولاسیونی در حدود 11.13 dB را فراهم می‌کند.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله، ایزولاتور پلاسمونی مبتنی بر ساختار موجبر گرافنی بارگذاری شده با دی‌الکتریک، بر اساس پدیده تداخل مولتی مد، ارائه و طراحی شد. با اعمال میدان مغناطیسی یک تسلا به زیرلایه مگنتو-اپتیک که منجر به خاصیت غیردوطرفه افزاره شده است، مشاهده شد که با استفاده از پدیده تداخل مولتی مد، می‌توان به ایزولاسیونی در حدود 11.13 dB، و تلفات الحاقی در حدود 0.61 dB دست یافت، در حالی که ابعاد ایزولاتور، تنها کسری از طول موج در حدود 0.1λ است. نتایج بدست آمده، نوید بخش ساخت افزاره‌های فشرده نوری می‌باشد.

سپاسگزاري

همکاران این پژوهش از حمایت مالی دانشگاه تربیت مدرس (هسته پژوهشی نانوپلاسمافتونیک IG-39704) تشکر و قدردانی می‌کنند.

مرجع‌ها

[1] Q. Bao and K. P. Loh, “Graphene Photonics, Plasmonics and Broadband Optoelectronic Devices”, ACS *Nano*, vol. 6, pp. 3677-3694, 2012.

[2] Q. Zhang, X. Li, M. M. Hossain, Y. Xue, J. Zhang, J. Song, J. Liu, M. D. Turner, S. Fan, Q. Bao, and M. Gu, "Graphene surface plasmons at the near-infrared optical regime," *Sci. Rep*. 4, 1–6 (2014).

[3] Y. K. Wang, X. R. Hong, T. Sang, and G. F. Yang, "Tunable 1 x 2 plasmonic splitter of dielectric-loaded graphene waveguide based on multimode interference," *Appl. Phys. Express* 9, 2–4 (2016).

[4] Z. Qi, Z. Zhu, W. Xu, J. Zhang, C. Guo, K. Liu, X. Yuan, and S. Qin, "Electrically tuneable directional coupling and switching based on multimode interference effect in dielectric loaded graphene plasmon waveguides," *J. Opt*. (United Kingdom) 18, 1–5 (2016).

[5] A. Dolatabady and N. Granpayeh, "Plasmonic Magnetic Sensor Based on Graphene Mounted on a Magneto-Optic Grating," *IEEE Trans. Magn*. 54, 1–5 (2018).

[6] F. Liu, C. Qian, and Y. D. Chong, "Directional excitation of graphene surface plasmons," *Opt. Express* 23, 2383–2391 (2014).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی خواص نوری غیرخطی اکسید گرافن کاهش یافته آلاییده شده با مس با استفاده از روش جاروب-Z

محمدرضا کریمی[۱]، سلمان مهاجر مازندرانی[۱و۲]، محمد حسین مجلس آرا[۱و۲]

[۱]آزمایشگاه فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، کرج

[۲]پژوهشکده علوم کاربردی، دانشگاه خوارزمی، کرج

چکیده – در این مقاله، ضریب شکست غیر خطی اکسید گرافن کاهش یافته آلاییده شده با مس (*Cu/rGO*) با استفاده از روش جاروب-Z در سه غلظت متفاوت اندازه گیری شده‌است. آزمایش‌ها با استفاده از لیزر نئودیم-یاگ با طول موج ۵۳۲ نانومتر انجام شده است. با افزایش غلظت نانوذرات، ضریب جذب غیر خطی نیز افزایش یافت. برای تهیه اکسید گرافن از روش اصلاح شده هامرز استفاده شده است.

کلید واژه- روش روبش-Z، ضریب شکست غیرخطی، ، گرافن اکسید کاهش یافته، نانوکامپوزیت.

Nonlinear Optical Investigation of Cu/rGO Using Z-Scan Technique

Mohammad Reza Karimi[1], Salman Mohajer Mazandarani[1,2], M.H Majles Ara[1,2]

[1] Photonic lab, Departmebt of physics, Kharazmi University, Tehran, Iran

[2] Applied Sciences Research Center, Kharazmi University, Karaj, Iran

Abstract- A simple optical method to measure the nonlinear refractive index of reduced Graphene Oxide doped Cu (Cu/rGO) is released in this research. Samples prepared in three different concentrations. In a simple optical setup by using simple optical relation samples refraction calculated in 532 nm wavelength that supportad by Nd;YAG laser. Results show that the nonlinear refraction of samples in this wavelength increases due to increasing of concentration.

Keywords: Cu/rGO, Nanocomposite, Nonlinear refraction index, Z-Scan technique

.

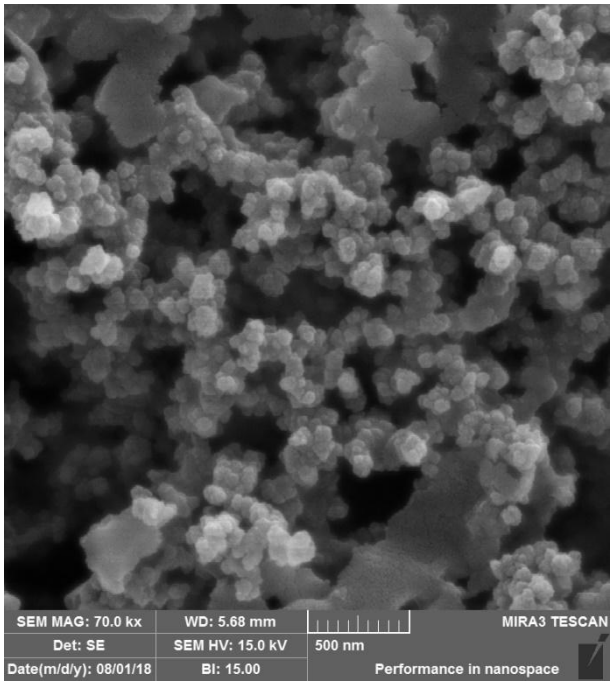
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

از سال ۲۰۰۶ تاکنون، خواص متعددی از گرافن ناب (*Pristine Graphene*) آشکار شده‌است. خواص گرافن شامل تحرک بالای بار (تحرک الکترون‌ها و حفره‌ها حدود ۲۳۰۰۰ $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$) به همراه جذب نور مرئی حداکثر تا ۳/۲ ٪، هدایت حرارتی عالی (۳۰۰۰ W/mK)، استحکام بالا (۱۳۰ GPa) و مساحت سطح ویژه‌ی زیاد به لحاظ تئوری (۲۶۰۰ m^2g^{-1}) می‌باشد [۱و۲و۳]. گرافن خواص نوری غیرخطی خوبی از خود نشان می‌دهد. برای مثال در لیزرهای فوق سریع به‌عنوان جاذب‌های اشباع‌پذیر به‌کار برده می‌شود[۴]. شیخ بهایی و همکارانش در سال ۱۹۸۹ روش جاروب-Z که روشی بسیار ساده و در عین حال حساس برای اندازه‌گیری ضریب جذب و ضریب شکست غیرخطی است را معرفی کردند[۵]. از اینرو این روش به دلیل سادگی در چیدمان و تفسیر داده‌ها، بسیار سریع مورد توجه پژوهشگران قرار گرفت. در این مقاله از این روش برای تعیین ضرایب جذب خطی و ضریب شکست غیرخطی برای نمونه Cu/rGO استفاده شده‌است.

سنتز Cu/rGO

ابتدا گرافن اکسید طبق روش هامرز سنتز می‌شود [۶و۷]. بدین‌ترتیب ۴ گرم پودر گرافن و ۴ گرم $NaNO_3$ به ۲۰۰ میلی‌لیتر H_2SO_4 غلیظ در دمای صفر درجه سانتیگراد اضافه می‌شود. باید توجه داشت که این کار به آرامی و در حالی که اسید در حال هم خوردن است در یک ظرف ۱۰۰۰ میلی لیتری صورت می‌پذیرد. سپس ۳۰ گرم $KMnO_4$ به آرامی به مخلوط در حال هم خوردن اضافه می‌شود؛ آنگاه ۹۰ دقیقه طول می‌کشد تا واکنش کامل شود. در این مرحله مخلوط تا دمای اتاق سرد می‌شود و بعد به آرامی آب دوبار یونیزه صفر درجه سانتیگراد، به آن اضافه می‌شود. در نهایت H_2O_2 ۳۰٪ به محلول اضافه می‌شود تا به رنگ زرد روشن درآید. تا اینجا محلول گرافن اکسید را بدست آورده ایم. در این مرحله برای اضافه کردن ناخالصی مس بدین‌ترتیب عمل می‌کنیم. ۲۰ میلی‌لیتر محلول ۲٪ حجمی $CuSO_4$ آماده کرده و در حالی که محلول به شدت در حال هم‌خوردن است ۱۰ میلی‌لیتر گرافن اکسید را به‌آرامی به آن اضافه می‌شود. در آخر ۲۰ میلی لیتر هیدرازین هیدرات و ۶۰ میلی‌لیتر آمونیاک به مخلوط اضافه می‌شود. مخلوط برای مدت ۳ ساعت در دمای ۸۰ درجه سانتیگراد به‌هم زده می‌شود تا واکنش کامل شود [۶]. در شکل (۱) تصویر میکروسکوپ الکترونی (*SEM*) نانوذرات مس نشان داده شده است. با توجه به شکل اندازه نانوذرات ۴۰ نانومتر تخمین زده شده‌است.



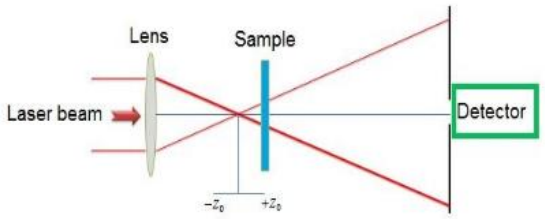
شکل ۱: تصویر *SEM* نانوذرات مس بر روی صفحات گرافن.

چیدمان جاروب - Z با دریچه بسته

روش جاروب-Z روشی ساده و حساس برای مشخص کردن ضریب شکست غیر خطی است[۵]. همانطور که در شکل ۲ نشان داده شده‌است، در این روش پرتو لیزر در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

یک چیدمان خطی توسط یک عدسی با فاصله کانونی مشخص (در اینجا ۸ سانتی متر) متمرکز می‌شود. یک روزنه در نزدیکی آشکارساز قرار گرفته و توان عبوری را محدود می‌کند. نمونه توسط یک جابجاگر با گام‌های مساوی و کوچک اطراف کانون جابجا شده و با جابجایی نمونه شدت عبوری برای هر گام و برحسب موقعیت نمونه نسبت به کانون ثبت می‌گردد.



شکل ۲: چیدمان روبش -Z با دریچه بسته.

در این مقاله از لیزر پیوسته نئودیم-یاگ با طول موج ۵۳۲ نانومتر استفاده شده‌است. نمودار تراگسیلندگی بهنجار شده بر حسب Z برای حالت دریچه بسته نشان داده شده-است. معادله (۱) و (۲) رابطه بین شیفت فاز و اختلاف گذردهی بهنجار شده بین قله و دره را نشان می‌دهد[۵].

$$\Delta\varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I_0 L_{eff} \qquad (۱)$$

$$\Delta T_{pv} = 0.406(1-S)^{0.25}\,|\Delta\varphi| \qquad (۲)$$

که در آن λ طول موج لیزر، I_0 شدت روی محور در کانون عدسی، L_{eff} طول موثر نمونه، S گذردهی خطی روزنه و ΔT_{pv} اختلاف گذردهی بین قله و دره می‌باشد. نکته قابل توجه در این روش قابلیت تعیین علامت ضریب شکست غیر خطی است. هم‌چنین ضریب جذب خطی از طریق قانون بیر-لامبرت بدست می‌آید.

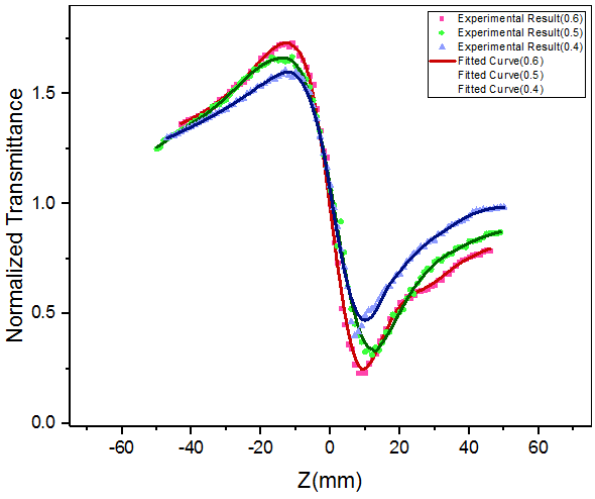
$$\log\frac{I}{I_0} = \alpha L \qquad (۳)$$

برای قرار دادن نمونه در مسیر پرتو لیزر از کووت کوارتزی به ضخامت داخلی ۱میلی‌متر استفاده شده‌است. برای بدست‌آوردن طول موثر از رابطه زیر استفاده می‌کنیم.

$$L_{eff} = \frac{(1-e^{-\alpha L})}{\alpha} \qquad (۴)$$

نتایج آزمایش

پس از انجام محاسبات و همچنین اندازه گیری های تجربی در شکل ۳ نمودار تراگسیلندگی بهنجار شده برای نمونه ها با سه غلظت متفاوت رسم شده‌است.



شکل ۳: نمودار تراگسیلندگی بهنجار شده برای سه غلظت ۰/۶، ۰/۵ و ۰/۴ (میلی‌گرم بر میلی‌لیتر) از Cu/rGO .

هم‌چنین جذب خطی نمونه ها محاسبه شده است. که در جدول (۱) مقادیر α، L_{eff} و ΔT_{pv} برای نمونه ها گزارش گردیده‌است.

جدول۱: مقادیر α، L_{eff} و ΔTpv برای غلظت های مختلف Cu/rGO.

غلظت Cu/rGO (mg/ml)	$\alpha\ (mm^{-1})$	L_{eff}	ΔT_{pv}
۰/۶	۴/۱۸	۰/۰۸۲	۱/۵۰
۰/۵	۳/۶۴	۰/۰۸۴	۱/۳۴
۰/۴	۳/۳۳	۰/۰۸۵	۱/۱۸

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

با استفاده از مقادیر داده شده در جدول (۱) و معادله‌های (۱) و (۲) ضریب شکست غیرخطی برای نمونه‌ها محاسبه شده و همانطور که در جدول (۲) نشان داده شده‌است، بازه تغییرات ضریب شکست غیرخطی برای سه غلظت از $۶/۰۳ \times ۱۰^{-۷}$ تا ۷/۹۹ cm^2/W می‌باشد.

جدول ۲: نمونه‌ها با غلظت متفاوت وضریب شکست غیر خطی آن‌ها.

ضریب شکست $\times ۱۰^{-۷}$ غیرخطی (cm^2/W)	غلظت Cu/rGO (mg/ml)
۷/۹۹	۰/۶
۶/۹۶	۰/۵
۶/۰۳	۰/۴

نتیجه‌گیری

اگرچه این روش برای اندازه گیری ضرایب غیرخطی دقت بسیار بالایی ندارد، اما دو نکته حائز اهمیت است؛ اول اینکه علامت ضریب شکست غیر خطی برای این نمونه ها منفی می‌باشد و دوم اینکه تغییر غلظت نمونه‌ها متناسب با نغییر مقادیر ضریب شکست غیر خطی می‌باشد. ملاحظه می‌شود که با افزایش نانوذرات Cu/rGO در محلول، مقادیر ضریب شکست غیرخطی افزایش می‌یابد. که این امر به دلیل افزایش تعداد نانوذرات در سطح مقطع برخورد با پرتو لیزر می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] Partoens, B., & Peeters, F. M. (2006). From graphene to graphite: Electronic structure around the K point. Physical Review B, 74(7), 075404.

[2] Nair, R. R., Blake, P., Grigorenko, A. N., Novoselov, K. S., Booth, T. J., Stauber, T., ... & Geim, A. K. (2008). Fine structure constant defines visual transparency of graphene. Science, 320(5881), 1308-1308

[3] Bolotin, K. I., Sikes, K. J., Jiang, Z., Klima, M., Fudenberg, G., Hone, J., ... & Stormer, H. L. (2008). Ultrahigh electron mobility in suspended graphene. Solid State Communications, 146(9-10), 351-355

[4] Bao, Q., Zhang, H., Wang, Y., Ni, Z., Yan, Y., Shen, Z. X., ... & Tang, D. Y. (2009). Atomic-layer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers. Advanced Functional Materials, 19(19), 3077-3083.

[5] M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T.-H. Wei, D.J. Hagan, E.W.Van stryland, sensitive measurement of optical nanlinearities using a single beam, Quantum Electronics,
IEEE jornal of, 26 (1990) 760-769

[6] Z.F. Jia, T.D. Chen, J. Wang, J.J. Ni, H.Y. Li, X. ShaoSynthesis, characterization and tribological properties of Cu/reduced graphene oxide composites
Tribol Int, 88 (2015), pp. 17-24

[7]Hummers WS, Offeman RE. Preparation of graphitic oxide. J Am Chem Soc 1958;80:1339.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر دمای غوطه‌وری در روش لایه‌نشانی دو مرحله‌ای بر مرفولوژی پروسکایت و عملکرد سلول‌خورشیدی پروسکایتی

فریده کیوانی هفشجانی [۱و۲]، محمود برهانی زرندی [۱و۲]، عباس بهجت [۱و۲]، ناصرجهانبخشی زاده [۱و۲]، مهدی شریفی اردانی [۱و۲]

[۱] گروه پژوهشی فوتونیک، دانشگاه یزد

[۲] گروه اتمی مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

چکیده – پروسکایت آلی-معدنی $CH_3NH_3PbI_3$ به دلیل خواص منحصربفردی همچون طول انتشار بالای حامل های بار، گاف انرژی قابل تنظیم و فرایند ساخت آسان بعنوان لایه جاذب نور در سلول های خورشیدی پروسکایتی مورد استفاده قرار می‌گیرد. مورفولوژی لایه پروسکایت که تاثیری مستقیم بر عملکرد سلول خورشیدی دارد متاثر از پارامتر های مختلفی می باشد که از جمله آنها شرایط لایه نشانی لایه پروسکایت است. در این مقاله لایه پروسکایت به روش دو مرحله‌ای ایجاد شده و اثر تغییر دمای مرحله غوطه وری بر مورفولوژی لایه پروسکایت و همچنین عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی مورد بررسی قرار گرفته است. مشخصه-یابی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی ساخته شده نشان می‌دهد که دمای غوطه‌وری تاثیر بسزایی بر عملکرد سلول دارد. همچنین سلول ساخته شده با فرایند غوطه‌وری در دمای ۲۵ °C نسبت به سایر دماها (۰ و ۵۰ درجه سانتی‌گراد) عملکرد بهتری را نشان می-دهد.

کلیدواژه: سلول خورشیدی پروسکایتی، لایه‌نشانی، دمای غوطه‌وری، مورفولوژی

The effect of immersion temperature in two step deposition method on morphology of perovskite and performance of perovskite solar cell

F. Keyvani Hafshejani[a,b], M. Borhani Zarandi[a,b], A. Behjat [a,b], N. Jahanbakhshi Zadeh[a,b], M. Sharifi Ardani[a,b]

[a] Photonics Research Group, Engineering Research Center, Yazd University, Yazd, Iran

[b] Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

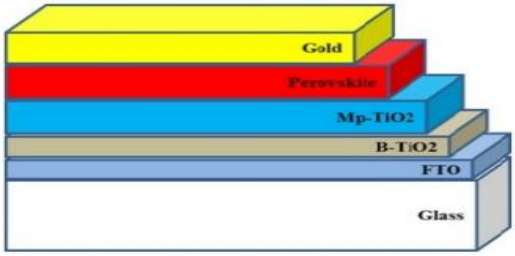
Abstract- Organic-inorganic perovskite $CH_3NH_3PbI_3$ due to their particular properties such as high diffusion lengths of charge carriers, tunable band-gap and easy construction method, use as absorbing layer in perovskite solar cells. Morphology of perovskite layer which has a direct impact on performance of solar cell, influenced by various parameters, including the conditions of deposition of perovskite layer. In this paper perovskite layer created by two step method and the effect of the immersion temperature variation on the morphology of the perovskite layer as well as the performance of perovskite solar cell investigated. Characterization of constructed solar cells showed that the immersion temperature has a significant effect on performance of perovskite solar cells. Also, constructed solar cell by immersion temperature of 25 °C has a better performance than other temperatures (0 and 50 °C).

Keywords: Immersion temperature, Deposition, Morphology, Perovskite Solar Cells.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱_ مقدمه

در سلول‌های مزوپروس پروسکایتی، اکسید تیتانیوم[1] و ماده ی انتقال‌دهنده‌ی حفره به ترتیب، وظیفه انتقال الکترون و حفره را بر عهده دارند. اسنیت[2] و همکارانش با جایگزین کردن لایه‌ی اکسیدتیتانیوم با لایه‌ی متخلخل اکسید آلومینیوم[3] متوجه شدند که پروسکایت می‌تواند علاوه بر جذب نور، وظیفه‌ی انتقال الکترون و حفره را نیز بر عهده بگیرد [۱]. از طرف دیگر تحقیقات صورت گرفته، نشان داد که سلول‌های خورشیدی پروسکایتی به دلیل بازده بالا، انعطاف‌پذیری ذاتی، تنوع در روش ساخت توانسته‌اند توجه زیادی را جلب کرده‌اند، بطوریکه اخیراً توانسته‌اند به بازده‌ای بیش از ۲۲٪ دست یابند. در سال‌های اخیر توانسته‌اند با بهینه سازی ترکیبات مواد تشکیل‌دهنده و ساختار سلول و همچنین با جستجو برای یافتن مواد جدید، توانسته‌اند بهروری وانعطاف‌پذیری زیرساخت‌های این سلوها را بهبود ببخشند [۲]. با توجه به ساختار لایه‌لایه بودن سلول‌های خورشیدی پروسکایتی، مورفولوژی این سلول‌ها نه تنها نقش مهمی در عملکرد سلول دارد، بلکه پایداری سلول را نیز در درازمدت تحت تاثیر قرار می‌دهد [۳]. یکی از عوامل موثر بر عملکرد این نوع از سلول های خورشیدی مورفولوژی لایه پروسکایت می‌باشد. از عوامل موثر بر مورفولوژی لایه پروسکایت می‌توان به مواردی همچون غلظت پیش ماده‌ها، روش لایه‌نشانی و دمای لایه‌نشانی اشاره کرد [۴]. در این مقاله اثر تغییر دمای لایه‌نشانی غوطه‌وری بر مورفولوژی لایه پروسکایت و عملکرد سلول‌خورشیدی پروسکایتی بدون انتقال دهنده حفره مورد بررسی قرار گرفته است و نتایج آن شرح داده شده‌است. شکل (۱) ساختار شماتیک سلول خورشیدی پروسکایتی مورد استفاده در این پژوهش را نشان می‌دهد.



شکل ۱: طرح شماتیک از سلول خورشیدی پروسکایتی

۲_ روش آزمایش

۲-۱- مواد مورد نیاز

شیشه‌ی لایه‌نشانی شده با اکسید رسانای فلزی، اتانول، دی متیل فرم‌آمید[4]، ایزوپروپانول[5]، پودر سرب یدید[6] و پودر متیل آمونیوم یدید (مای)[7]. این مواد از شرکت‌های ادوات نوری نانوساختاری ایساتیس، شریف سولار و سیگما خریداری شده است. اندازه‌گیری مشخصات فوتوولتائیک سلول خورشیدی نیز توسط دستگاه Keithley2400 صورت گرفته است.

۲-۲- روش ساخت سلول خورشیدی

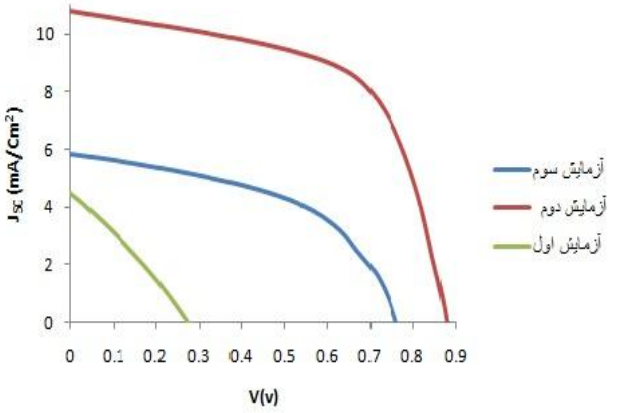
شیشه‌ی لایه‌نشانی شده با اکسید رسانای آلاییده با فلورین (FTO) با مقاومت $15\ \frac{\Omega}{\square}$ به عنوان زیرلایه مورد استفاده قرار گرفت. لایه‌ی FTO به روش شیمیایی (با استفاده از پودر روی و هیدروکلریک اسید) با توجه به مدل مورد نیاز

[1] TiO_2
[2] Snaith
[3] Al_2O_3
[4] DMF
[5] C_3H_8O
[6] PbI_2
[7] CH_3NH_3I

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

الگودهی شد. سپس توسط مایع صابون، آب مقطر، استون و اتانول تحت اولتراسونیک قرار داده تا هرگونه آلودگی سطحی آن از بین رود. لایه‌ی سدکننده‌ی حفره با ضخامتی در حدود ۱۰۰ نانومتر با روش لایه‌نشانی چرخشی، لایه‌نشانی و سپس تا دمای ۵۰۰ °C به مدت ۶۰ دقیقه پخت داده شد. بعد از آن لایه‌ای از محلول رقیق شده خمیر اکسید تیتانیوم با روش لایه‌نشانی چرخشی با سرعت ۴۰۰۰ دور بر دقیقه، به مدت ۶۰ ثانیه لایه‌نشانی شد. زیرلایه به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۱۰۰ °C خشک و سپس به مدت یک ساعت، تحت دمای ۵۰۰ °C پخت داده شد. برای لایه‌نشانی پروسکایت بر روی لایه‌ی متخلخل از روش دو مرحله‌ای غوطه‌وری استفاده شد. در این روش، ابتدا ۴۶۰ میلی گرم پودر سرب یدید در ۱ میلی‌لیتر دی‌متیل فرم‌آمید در دمای ۷۰ °C به مدت ۱۲ ساعت هم خورد و بعد به روش لایه نشانی چرخشی، لایه نشانی شد. سپس به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۷۰ °C پخت داده شد. در مرحله بعدی هر کدام از نمونه‌ها به مدت ۵ دقیقه در محلول مای در دماهای صفر، ۲۵ (دمای محیط) و ۵۰ درجه سانتیگراد غوطه‌ور شده و سپس به مدت ۱۵ دقیقه داخل دسی‌کاتور قرارگرفت و بعد به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۷۰ °C پخت داده شده و در نهایت لایه نازک طلا با ضخامت ۵۵۰ نانومتر با روش اسپاترینگ در خلأ بر روی لایه پروسکایت قرار گرفت.

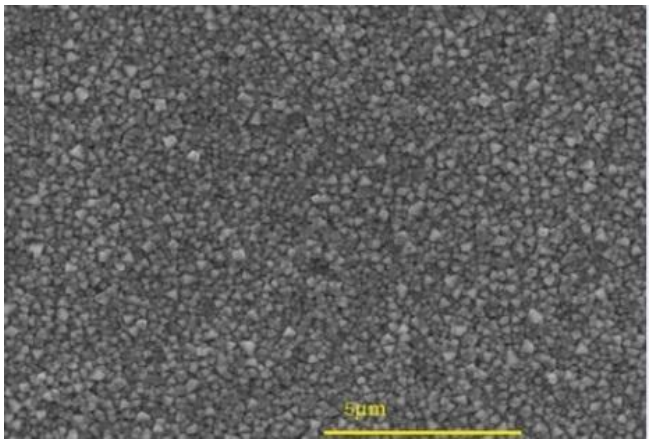
در این تحقیق به منظور کنترل مورفولوژی لایه پروسکایت لایه‌نشانی پروسکایت در مرحله غوطه‌وری در سه دمای مختلف انجام گرفت. در آزمایش اول زیرلایه (FTO/B-TiO_2/Mp-TiO_2/PbI_2) را درون محلول مای که در دمای صفر درجه سانتیگراد قرار داشت به مدت ۵ دقیقه غوطه‌ور کردیم، در آزمایش دوم زیرلایه را در محلول مای که در دمای اتاق (۲۵ درجه سانتیگراد) قرار داشت غوطه‌ور کردیم و در نهایت در آزمایش سوم سلول را درون محلول مای ۵۰ درجه سانتیگراد غوطه‌ور کردیم، که نمودار جریان-ولتاژ سلول‌های خورشیدی پروسکایتی ساخته شده مربوط به شرایط فوق الذکر در شکل ۲، همچنین تصویر SEM مربوط به آزمایش اول، دوم و سوم به ترتیب در شکل‌های ۳، ۴ و ۵ نشان داده شده است. و مشخصات فوتوولتاییکی آنها در جدول ۱ نشان داده شده است.



شکل ۲: نمودار جریان ولتاژ سلولهای ساخته شده

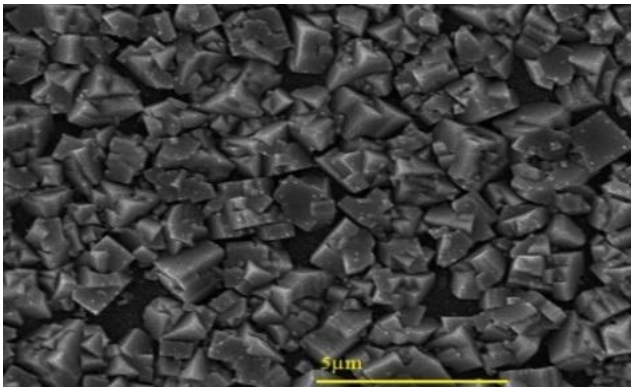
جدول ۱ :مشخصه های فتوولتائیکی سلول های ساخته شده

شماره آزمایش	J_{sc} (mA/cm^2)	V_{oc} (V)	FF (%)	Eff. (%)
۱	۴/۴۵	۰/۲۷	۰/۲۹	۰/۳۴
۲	۱۰/۸۱	۰/۸۸	۰/۶۰	۵/۶۷
۳	۵/۸۴	۰/۸۰	۰/۵۰	۲/۲۰

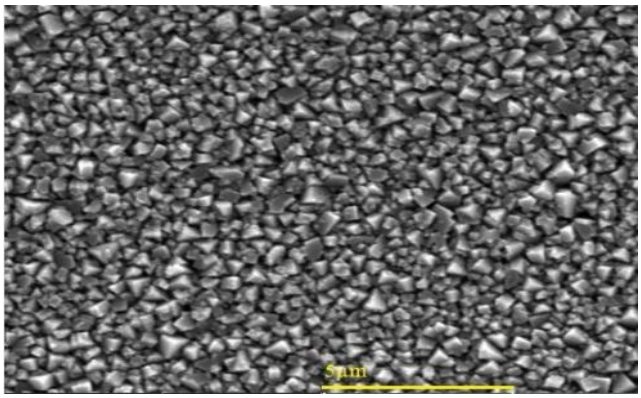


شکل ۳: تصویر SEM مربوط به دمای غوطه وری 0°C

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۴: تصویر SEM مربوط به دمای غوطه وری 25°C



شکل ۵: تصویر SEM مربوط به دمای غوطه وری 50°C

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، از ۳ دمای مختلف برای مرحله غوطه‌وری در روش لایه‌نشانی دو مرحله‌ای لایه پروسکایت استفاده شد. با توجه به جدول مشخصات فوتوولتاییکی و تصاویر SEM مشاهده شد که برای سلول‌خورشیدی که درون محلول مای در دمای اتاق قرارداشت غوطه‌ور شد، عملکرد بهتری نسبت به دمای صفر درجه و همینطور دمای ۵۰ درجه داشت. همچنین کریستال‌های مربوط به لایه پروسکایت که در دمای اتاق تشکیل شد، اندازه‌ی بزرگتری نسبت به کریستال-های دمای صفر درجه و ۵۰ درجه داشت که این باعث می-شود احتمال به دام افتادگی الکترون به حداقل رسیده و انتقال بار به سمت فوتوآند افزایش یافته و باعث افزایش جریان و در نتیجه افزایش عملکرد سلول‌خورشیدی خواهد-شد. این موضوع نشان‌دهنده این است که دمای مرحله غوطه‌وری درون محلول مای پارامتری مهم و موثر بر عملکرد سلول‌های خورشیدی پروسکایتی بر پایه سرب یدید می‌باشد.

مراجع

[1] M.M. Lee, J. Teuscher, T. Miyasaka, T.N. Murakami, H. J. Snaith, "Efficient hybrid solar cells based on meso-superstructured organometal halide perovskites", Science, Vol. 338, No. 6107, pp 643-647, 2012.

[2] I. Hassian, H.Ph. Tran, J. Jaksik, J. Moore, N. Islam, M. J. Uddin, " Functional materials, device architecture, and flexibility of perovskite solar cell" , emergent mater, 2018.

[3] M. Salado, L. Calio, L.C. Bernal, J. Idiagoras, J.A. Anta, Sh. Ahmad, S. Kazim "Understanding the Influence of Interface Morphology on the Performance of Perovskite Solar Cells", Journal of the materials, 11, 1073, 2018.

[4] D. Moon, S.J. Häggman, L. Boschloo, G. Yang, L. Johansson, E.M. ... & Hagfeldt, A. Using a two-step deposition technique to prepare perovskite ($CH_3NH_3PbI_3$) for thin film solar cells based on ZrO_2 and TiO_2 mesostructures. Rsc Advances, Vol. 3, No. 41, pp 18762-18766, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی محلول رزینه استاندارد N719 در اسیتونیتریل

سمانه راجی [1] ، محمدعلی حداد [1,2] ، مسعود دهقانی پور [1]

[1] دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی: ۷۴۱-۸۹۱۹۵
[2] گروه پژوهشی فوتونیک، آزمایشگاه تحقیقاتی بیناب‌نگاری لیزری، دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی:۷۴۱-۸۹۱۹۵

Samane.raji@stu.yazd.ac.ir , mahaddad@yazd.ac.ir , masouddehghanipour@stu.yazd.ac.ir

چکیده - رزینه استاندارد N719 به عنوان یکی از رنگدانه‌های قابل استفاده در سلول‌های خورشیدی رنگدانه‌ای شناخته می‌شود. در این مقاله با استفاده از روش جاروب z سعی بر آن بوده است که ضریب شکست غیر خطی رزینه استاندارد N719 مورد اندازه‌گیری قرارگیرد. نتایج اندازه‌گیری مقدار ضریب شکست غیرخطی در محلول‌های مختلف N719 در غلظت‌های مختلف اسیتونیتریل مورد مقایسه قرار گرفته شده است.

کلید واژه- رزینه استاندارد N719 ، سلول خورشیدی رنگدانه ای، ضریب شکست غیرخطی، جاروبz

Measurement of non-linear refractive index of Standard N719 in Acetonitrile solution

Samane Raji [1] , Mohammad Ali Haddad [1,2] , Masoud Dehghanipour [1]

[1] Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 89195-741.
[2] Photonic Research Group, Laser Spectroscopy Research Laboratory, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 89195-741

Abstract - Standard N719 dye is well known dye in synthesis of SDDC solar cells. This dye is frequently used for fabrication and characterizing of a laboratorial SDDC solar cells. In this paper non–linear refractive index of standard N719 dye is measured by using z-scan technique. Different deduced values have been compared in different concentrations of N719 in Acetonitrile solution.

Keywords: Standard N719 dye, Non-linear refractive index, SDDC solar cell, Z-scan

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

امروزه یکی از مشکلات بشر تولید انرژی است و محققان به دنبال انرژی‌های تجدیدپذیر هستند تا بحران انرژی را حل نمایند. بنابراین دانشمندان در حال مطالعه و بررسی تولید انرژی از منابع تجدیدپذیر همچون سلول‌های خورشیدی هستند. برای تبدیل نیروی خورشید به نیروی الکتریکی نیاز به سیستم‌های فوتوولتاییک داریم. دو قطعه مهم در سیستم های فوتوولتاییک سلول خورشیدی و آشکارساز نوری است. سلول خورشیدی به ۳ دسته تقسیم می‌شود: نسل اول شامل ویفرهای سیلیکونی، نسل دوم شامل آلیاژ مس و کادمیوم تلوراید و نسل سوم شامل سلول های کوانتوم دات، سلول های پلیمری و سلول های رنگ دانه ای میباشد.

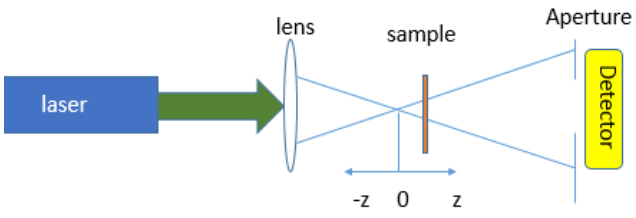
تولید سلول‌های خورشیدی رنگدانه‌ای توسط ریگان و گرتزل در سال ۱۹۹۱ صورت گرفت [۱]و در ابتدا بازده‌ای حدود ۶ درصد داشت. سپس در اواخر دهه ۱۹۹۱ به سرعت به مقدار ۱۰ درصد رسید و پس از آن، با رشد نسبتاً کند به بیشینه بازده ۱۱،۵ رسید. راندمان این دسته از سلول‌ها تا سال ۲۰۱۳ ، ۸.۱۳ گزارش شده است [۲]

ماده Di-tetrabutylammonium cis-bis-ruthenium(II) یا به اختصار N719 با فرمول شیمیایی $C_{58}H_{86}N_8O_8RuS_2$ یکی از رنگدانه‌های قابل استفاده در تولید سلول های خورشیدی رنگدانه‌ای است که به عنوان جاذب نور مورد استفاده قرار می‌گیرد.

در این پژوهش با توجه به نیاز تعریف شده در مشخصه-یابی سلول‌های رنگدانه‌ای، سعی برآن شده است که ضریب شکست غیرخطی رزینه استاندارد N719 مورد بررسی و مطالعه قرارگیرد. بدین منظور با استفاده از تکنیک جاروب z ضریب شکست غیر خطی این ماده اندازه‌گیری شده است.

روش آزمایشگاهی

تکنیک جاروب z در سال ۱۹۸۹ توسط شیخ بهایی و همکاران بیان شد [۳و۴]. جاروب z روشی بسیار حساس و دقیق برای محاسبه ضرایب جذب و شکست غیر خطی مواد میباشد. شکل (۱) آرایه اپتیکی قابل استفاده در اندازه‌گیری ضریب شکست غیر خطی مواد را نشان میدهد. در این پرتو لیزر در راستای محور اپتیکی و پس از عبور از عدسی به سلول حاوی نمونه با مشخصات اپتیکی غیرخطی تابیده شده و پس از عبور از آن و روزنه به آشکارساز می‌رسد. با جابه‌جا کردن نمونه در راستای z و ثبت تراگسیلندگی عبوری در آشکارساز و رسم نمودار تراگسیلندگی عبوری بهنجارشده برحسب جابجایی، اندازه و علامت ضریب شکست n_2 قابل تعیین است. در این روش تغییرات شدت ثبت‌شده پرتو به پاسخ غیرخطی محیط مادی وابسته است. [۵و۶]



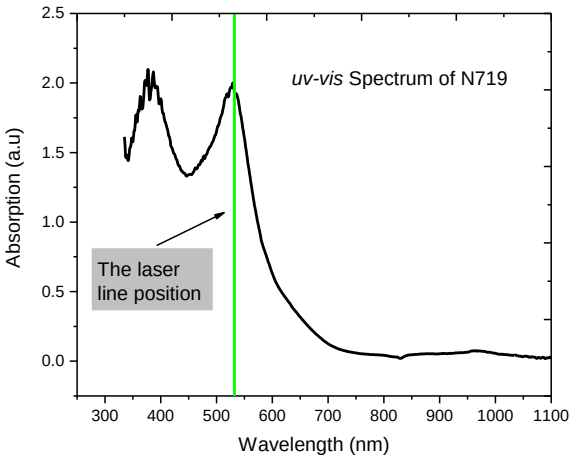
شکل۱: شماتیک چیدمان جاروب z روزنه بسته

در این آرایه تغییرات تراگسیلندگی عبوری لیزر، با طول موج ۵۳۲ نانومتر با توان اولیه ۱۲ میلی‌وات، با جابجایی سلول حاوی N719 توسط یک توان‌سنج (Thoarlab-PM100D) ثبت می‌شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

برای تهیه نمونه از سه محلول با غلظت‌های مختلف رزینه N719 در حلال اسیتونیتریل استفاده شده است. غلظت $^{mg}/_{ml}$ ۰,۶ (نمونه I)، غلظت $^{mg}/_{ml}$ ۰,۴۶(نمونه II) و غلظت $^{mg}/_{ml}$ ۰,۳۸(نمونه III) تهیه و در محفظه ای با ضخامت ۱ میلیمتر در مسیر پرتوی لیزر قرار داده شد.

انتخاب طول موج مناسب لیزری ، با مطالعه بیناب نگاری جذبی ثبت شده از محلول N719 انجام شده است. شکل (۲) بیناب جذبی رزینه N719 محلول در اسیتونیتریل را نشان می‌دهد. همانگونه که در شکل نشان داده شده‌است محلول N719 دارای قله جذبی در محدوده ۵۳۲ نانومتر می‌باشد. از اینرو برای مطالعه ضریب شکست غیرخطی نمونه مورد نظر، پرتوی لیزری با طول موج ۵۳۲ نانومتر انتخاب شده است.



شکل۲: طیف $UV-VIS$ نمونه $N719$ حل شده در اسیتونیتریل

نتایج و داده ها

محاسبه ضریب شکست غیرخطی: با استفاده از داده های آشکار ساز نمودار تراگسیلندگی بر حسب جابجایی برای هر سه غلظت رسم شده است. شکل (۳) داده های مربوط به جاروب z نمونه های مورد نظر را نشان میدهد. برای محاسبه ضریب شکست غیرخطی از رابطه زیر استفاده می‌شود.

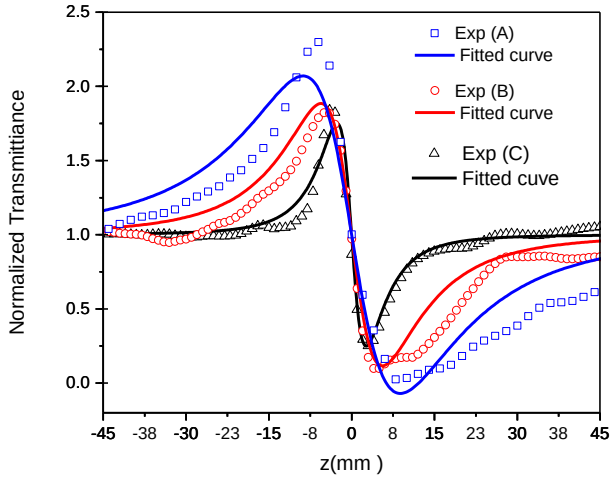
$$T(z)=1-\frac{4\Delta\Phi_0}{(x^2+9)(x^2+1)} \qquad (۱)$$

$$\Delta\Phi_0 = kn_2 I_0 L_{eff} \qquad (۲)$$

که $T(z)$ تراگسیلندگی عبوری بهنجار شده، و $x=\frac{z}{z_0}$ $z_0 = k\omega_0^2/2$ است که z_0 طول پراکندگی رایلی و ω_0 کمره پرتو، n_2 ضریب شکست غیرخطی، k بردار موج و I_0 شدت پرتو لیزر در کانون است. L_{eff} طول موثر نمونه است که با رابطه (۳) بدست می‌آید .

$$L_{eff} = (1-e^{-\alpha l})/\alpha \qquad (۳)$$

α ضریب جذب خطی نمونه است.



شکل۳: منحنی های آزمایش جاروب z روزنه بسته. A نمونه I، B نمونه II و C نمونه III

در شکل ۳ خطوط ممتد، منحنی برازش جاروب z با استفاده از رابطه ۱ و نقاط مربعی داده‌های آزمایشگاهی می باشند. همانطور که در شکل مشخص است با تغییر غلظت نمونه‌ها، منحنی های تراگسیلندگی تغییر یافته

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

است که این نشان دهنده وابستگی ضریب شکست غیرخطی محلول آزمایشگاهی به غلظت نمونه است.

در نمودار بدست آمده مشاهده ترتیب دره-قله، نشانه ضریب شکست مثبت و مشاهده ترتیب قله-دره نشانه ضریب شکست منفی خواهد بود. با توجه به نمودارهای بدست آمده و ترتیب قرارگیری قله- دره در هر سه نمونه، ضریب شکست غیرخطی این نمونه منفی است.

اندازه گیری ضریب جذب خطی: محاسبه ضریب جذب خطی، شدت لیزر در حضور نمونه I و شدت لیزر در غیاب نمونه I_0 اندازه گیری شد. با تغییر شدت لیزر و اندازه گیری مجدد شدت I و I_0 و با رسم نمودار I بر حسب I_0 ضریب جذب خطی محاسبه شد. شیب نمودار طبق رابطه (۴) با ضریب جذب خطی متناسب است.

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \qquad (۴)$$

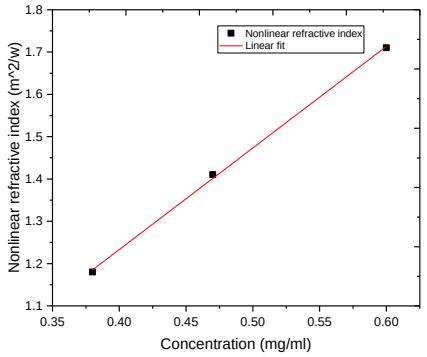
مقدار ضریب شکست غیرخطی و ضریب جذب خطی ماده در سه غلظت مختلف در شدت $I_0 = 21\times10^3\ {}^{w}\!/_{m^2}$ جدول(۱) گزارش شده است.

جدول ۱: مقادیر ضریب شکست غیرخطی محلول N719 با غلظت های مختلف

نمونه	ضریب جذب خطی (mm^{-1})	$\Delta\Phi_0$	ضریب شکست غیر خطی $({}^{m^2}\!/_{w})$
I	۲,۳	۵,۲	۱,۷۱×۱۰$^{-۱۴}$
II	۱,۸۴	۴,۳	۱,۴۱×۱۰$^{-۱۴}$
III	۱,۶۳	۳,۶	۱,۱۸×۱۰$^{-۱۴}$

نتیجه گیری

در این مقاله ضریب شکست غیر خطی رزینه استاندارد N719 محلول در اسیتونیتریل مورد استفاده در سلول های خورشیدی رنگدانه ای به روش جاروب z روزنه بسته مورد مطالعه قرار گرفت. طبق محاسبات صورت گرفته ضریب شکست غیرخطی از مرتبه $10^{-14}(m^2/w)$ می-باشد. با توجه به نمودارهای بدست آمده و اختلاف قله و دره، خاصیت غیر خطی در غلظت های بالاتر، بیشتر بوده و ضریب شکست غیرخطی بزرگتری داشته است. نمودار تغییرات ضریب شکست غیرخطی رزینه N719 محلول در اسیتونیتریل برحسب تغییر غلظت، در شکل (۴) نشان شده است.



شکل (۴) نمودار تغییرات ضریب شکست غیرخطی رزینه N719 محلول در اسیتونیتریل برحسب تغییر غلظت

ترتیب قرارگیری قله-دره در نمودارهای تراگسیلندگی حاکی از ضریب شکست غیرخطی منفی است که نشان دهنده اثر خود-واکانونی است. همچنین جذب خطی نمونه ها با افزایش غلظت افزایش یافته است.

مرجع

[1] O'regan, Brian, and Michael Grätzel. "A low-cost, high-efficiency solar cell based on dye-sensitized colloidal TiO_2 films." *nature* 353.6346 (1991): 737.
[2] Karlsson, Karl Martin. *Design, synthesis and properties of organic sensitizers for dye sensitized solar cells*. Diss. KTH Royal Institute of Technology, 2011.
[3] Sheik-Bahae, Mansoor, Ali A. Said, and Eric W. Van Stryland. "High-sensitivity, single-beam n 2 measurements." *Optics letters* 14.17 (1989): 955-957.
[4] Sheik-Bahae, Mansoor, et al. "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam." *IEEE journal of quantum electronics* 26.4 (1990): 760-769.
[5] Van Stryland, Eric W., and Mansoor Sheik-Bahae. "Z-scan technique for nonlinear materials characterization." *Materials Characterization and Optical Probe Techniques: A Critical Review*. Vol. 10291. International Society for Optics and Photonics, 1997.
[6] Pérez, José Luis Jiménez, et al. "Nonlinear coefficient determination of Au/Pd bimetallic nanoparticles using Z-scan." *Adv. Nanoparticles* 2 (2013): 223-228.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

افزاره هیبریدی آلی- معدنی پروسکایتی برای کاربرد بعنوان آشکارساز پرتو ایکس

امین محمدپورفرد[۱]، وحید احمدی [۱،*]، فرزانه عربپور رق‌آبادی[۱،۲]

[۱]ایران، تهران، دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده مهندسی برق و الکترونیک، گروه پژوهشی اپتوالکترونیک و نانوفوتونیک

[۲]ایران، تهران، دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده مهندسی شیمی

*نویسنده مسئول: **V_ahmadi@modares.ac.ir**

چکیده - آشکارسازهای پرتو ایکس ساخته شده بر پایه سیلیکون کاربرد عمده ای در تشخیص پزشکی دارند. هرچند این فناوری در ازای هزینه ساخت بالا دارای حساسیت قابل قبولی برای مصارف پزشکی نیست. تحرک و طول عمر بزرگ حامل ها در مواد آلی- غیر آلی پروسکایتی و عدد اتمی بزرگ عنصر سرب در ترکیب، این مواد را برای آشکارسازی پرتو ایکس مناسب می کند. در این مقاله ساخت آشکارسازهای پرتو ایکس با ناحیه فعال از جنس متیل آمونیوم تری یدید سرب ($CH_3NH_3PbI_3$) و استفاده از لایه های پلیمری انتقال دهنده حفره و الکترون بررسی می‌شوند. عملکرد افزاره ساخته شده تحت پرتو ایکس با انرژی ۳ کیلو الکترون‌ولت بررسی شد که جریان نانوآمپری در خروجی افزاره مشاهده شد.

کلید واژه- پرتو ایکس، آشکارساز، پروسکایت، متیل آمونیوم یدید سرب، یدید سرب

Organic –Inorgainc Hybrid Perovskite Device as an X-ray Detector

Amin Mohammad Pourfard[1], Vahid Ahmadi[1,*], Farzaneh Arabpour Roghabadi[1,2],

[1]Optoelectronic and Nanophotonic Research Group, Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran.

[2]Faculty of Chemical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran.

*Corresponding author: v_ahmadi@modares.ac.ir

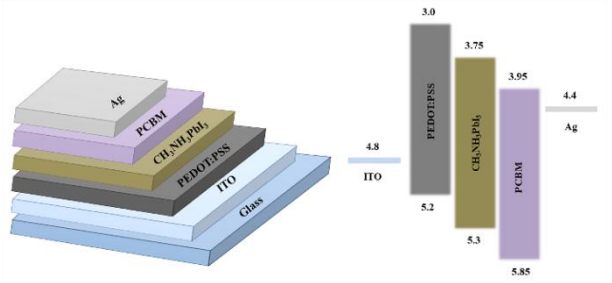
Abstract- X-ray detectors made from crystalline silicon or amorphous are widely used in medical diagnosis. However, this technology does not have acceptable sensitivity for medical purposes due to the high cost of the fabrication. The large charge carrier mobilitiy and charge carrier lifetimes of hybrid perovskite materials and the presence of Pb in the compound as a high atomic number element make them promising candidates for X-ray detection. In this paper, we demonstrate the development of X-ray detectors with an active area of methylammonium lead iodide ($CH_3NH_3PbI_3$) and polymeric layer of electron and hole transporting layer. The performance of device was measured under 3 KeV x-ray radiation that showed a current in the range of nano ampere.

Keywords: Detectors, Perovskite, Methylammounium lead iodide, Lead iodide

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱ - مقدمه

آشکارسازهای پرتو ایکس حساس و ارزان قیمت در زمینه-های امنیتی، دفاعی، عکسبرداری پزشکی، نیروگاه‌های هسته‌ای و تحقیقات علمی کاربرد وسیعی دارند. در همه این کاربردها حساسیت بالا دارای اهمیت زیادی است [۱]. نیاز عمده برای آشکارسازهای پرتو ایکس در زمینه پرتونگاری پزشکی بوجود آمده که آشکارسازهای نقطه آرایه‌ای بر پایه نیمه رساناهای حالت جامد هستند که در حال پیشرفتند و جایگزین فیلم‌های پرتونگاری شده‌اند [۲]. عملکرد آشکارسازهای پرتو ایکس مشابه آشکارسازهای نور مرئی است، با توجه به قابلیت نفوذ بالای فوتون‌های پرتو ایکس ضخامت بیشتری از لایه فعال لازم است تا پرتو ایکس را متوقف کند و بارهای الکتریکی در داخل ضخامت نیمه رسانا تولید شوند. برای جمع‌آوری این بارها به تحرک (μ) بزرگ و نیمه عمر (τ) بالای حامل‌های الکتریکی تولید شده نیاز است [۱]. برای آشکارسازی پرتو ایکس تنها خواص مواد نیمه‌رسانای ناحیه فعال مهم نیستد بلکه ماهیت اجزای اتمی تشکیل دهنده آن اهمیت زیادی دارد [۲]. به این دلیل که جذب پرتو ایکس با عدد اتمی (Z) به صورت $\alpha \propto {Z^4}/{AE^3}$ رابطه دارد که در آن A جرم اتمی و E انرژی فوتون پرتو ایکس است [۱و۲]. اخیرا با معرفی مواد آلی- غیر آلی موسوم به پروسکایت که دارای خواص اپتو الکترونیک خوبی برای سلول‌های خورشیدی، آشکارسازهای نوری، دیودهای نورگسیل و لیزرها بوده است، احتمال آنکه نیمه‌رسانای مناسبی برای ساخت آشکارسازهای پرتو ایکس باشند بوجود آمد. این مواد خواص ذاتی بسیاری برای آشکارسازی پرتو ایکس دارند، از جمله شکاف انرژی (E_g) بزرگ حدود ۱,۶ - ۳,۰ الکترون‌ولت که نوفه گرمایی را کاهش می‌دهد، تحرک و طول عمر بزرگ ($\mu\tau$) حامل‌های تولید شده که نتیجه جرم موثر کوچک الکترون و چگالی کم نقص‌ها است، وجود عنصر سرب (Pb) با عدد اتمی بزرگ در ترکیب پروسکایت و چگالی زیاد آن که سبب جذب فوتون‌های پر-انرژی پرتو ایکس (حدود ۱۰ کیلو الکترون‌ولت تا ۱ مگا الکترون‌ولت) است [۳]. استفاده از پروسکایت در ساخت آشکارسازهای پرتو ایکس، اولین بار در سال ۲۰۱۵ گزارش شد که در آن ، افزاره با لایه فعال پروسکایتی از جنس متیل آمونیوم تری یدید سرب با ضخامت ۶۰ میکرومتر ساخته شده و تحت پرتو ایکس بررسی شده است [۲]. در سال ۲۰۱۶ افزاره با لایه فعال پروسکایتی از جنس متیل آمونیوم تری برمید سرب تک بلوره ساخته شده و تحت تابش پرتو ایکس بررسی شده است [۱]. با توجه به مشخصات ذاتی مواد پروسکایتی و روش‌های ساخت ارزان قیمت و در دسترس، این مواد گزینه مناسبی برای ساخت آشکارسازهای با حساسیت بالا است [۲].



شکل ۱: طرح کلی و نوار انرژی افزاره پروسکایتی

در اینجا ساخت اولین نمونه آشکارساز پرتو ایکس پروسکایتی را در کشور گزارش می‌کنیم و به بررسی میزان جذب و ضخامت ناحیه فعال می‌پردازیم. در شکل ۱ طرحی کلی از ساختار آشکارساز نشان داده شده است. در ساخت این نمونه از لایه‌های آلی برای انتقال حفره و الکترون و از لایه پروسکایت سنتز شده به روش تک مرحله‌ای از جنس $CH_3NH_3PbI_3$ استفاده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۲ -روش انجام آزمایش

۲ ۱ - مواد مورد نیاز

شیشه رسانای Indium Tin Oxid (ITO)، هیدروکلریک‌اسید، اتانول، ایزوپروپانول، محلول پلیمری PEDOT:PSS، PCBM، دی‌متیل‌فرمامید، پودر متیل‌آمونیوم‌یدید، پودر سرب‌یدید.

۲ ۲ -روش ساخت

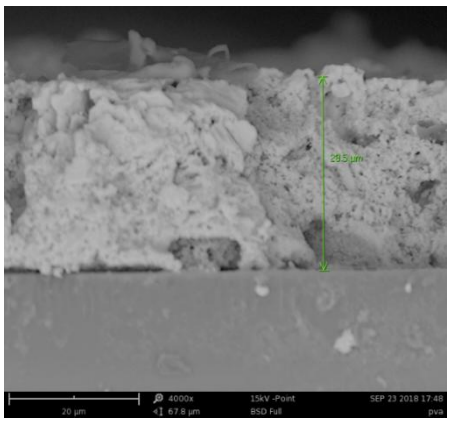
برای ساخت نمونه اولیه آشکارساز اشعه ایکس، با توجه به ساختار مورد نظر ابتدا بخشی از لایه ITO بر روی زیرلایه شیشه ITO را با استفاده از هیدروکلریک‌اسید در دمای ۶۰ درجه‌ی سانتی‌گراد به روش شیمیایی لایه‌برداری شد. با استفاده از آب و صابون، آب دیونیزه، ایزوپروپانول به مدت ۱۵ دقیقه در دستگاه التراسونیک زیرلایه‌ها شسته شد و به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۱۰۰ درجه‌ی سانتی-گراد قرار گرفت تا خشک شود. برای لایه انتقال‌دهنده حفره (HTL) از محلول پلیمری PEDOT:PSS استفاده شد. این لایه به روش چرخشی و با سرعت چرخش ۳۰۰۰ دور در زمان ۵۰ ثانیه لایه‌نشانی شد. سپس در دمای ۱۱۰ درجه‌ی سانتی‌گراد به مدت ۲۰ دقیقه حرارت‌دهی شد. برای لایه ناحیه فعال پروسکایتی، یک محلول ۱ مولار از پودر سرب‌یدید (PbI_2) در حلال دی‌متیل‌فرمامید و یک محلول ۱ مولار از پودر متیل-آمونیوم‌یدید (MAI) در حلال دی‌متیل‌فرمامید تهیه شد. سپس این دو محلول با نسبت ۱: ۲,۵ (سرب یدید:متیل-امونیوم‌یدید) ترکیب شد و محلول تک مرحله‌ای برای لایه‌نشانی آماده شد. محلول تک مرحله‌ای به روش پاششی (اسپری) لایه‌نشانی شد. عملیات حرارتی این لایه در دمای ۹۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۳۰ دقیقه انجام شد. لایه عبور دهنده الکترون (ETL) با استفاده از محلول PCBM به روش چرخشی و با سرعت چرخش ۱۵۰۰ دور در زمان ۵۰ ثانیه لایه‌نشانی شد. در آخر، ۱۰۰ نانومتر نقره به روش تبخیر حرارتی به عنوان الکترودهای نمونه آشکارساز لایه‌نشانی شد.

۲ ۳ -مشخصه یابی

در بررسی جریان-ولتاژ افزاره از دستگاه شبیه‌ساز نور خورشید شریف سولار به همراه پتانسیواستات استفاده شد. برای مطالعه مورفولوژی سطوح لایه‌نشانی شده از میکروسکوپ روبشی الکترونی (SEM) و برای بررسی عملکرد افزاره در برابر پرتو X از دستگاه XRD با آند از جنس کبالت ($K_\alpha = 1.79$) استفاده شد.

۲ ۴ -نتایج

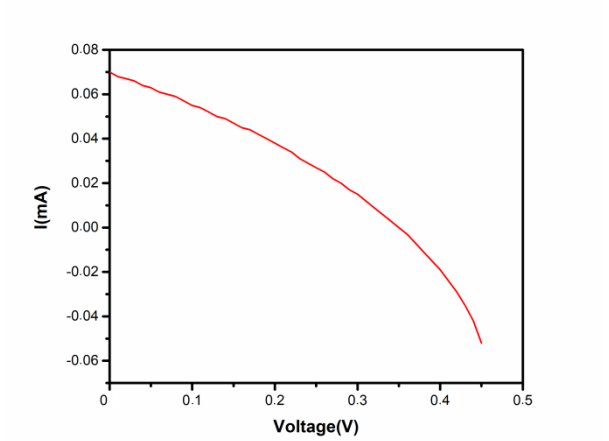
اصلی‌ترین تفاوت این ساختار برای عملکرد به عنوان آشکارساز پرتو ایکس با سلول خورشیدی، استفاده از ضخامت میکرومتری لایه پروسکایت است. با استفاده از پوشش‌دهی چرخشی که روش مرسوم برای لایه‌نشانی لایه پروسکایت است، رسیدن به لایه ضخیم با ضخامت چند ده میکرومتر به سهولت انجام نمی‌شود. از این‌رو، برای ضخیم کردن لایه از روش پاششی استفاده شده است. تصویر سطح مقطع این لایه در شکل ۲ مشاهده می‌شود که ضخامتی در حدود ۲۹ میکرومتر حاصل شده است.



شکل ۲: تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

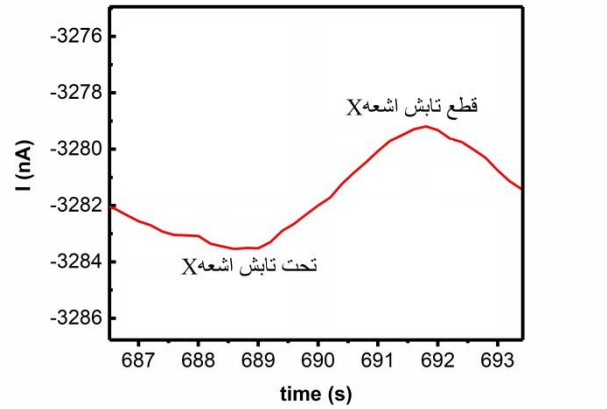
در ابتدا، مشخصات فتوولتائیکی افزاره ساخته شده با این لایه ۲۹ میکرومتری پروسکایت به عنوان سلول خورشیدی بررسی شد و از عملکرد صحیح نمونه‌ها اطمینان حاصل شد. شکل ۳ منحنی مربوط به جریان بر حسب ولتاژ را نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود این افزاره ولتاژ مدار باز در حد ۰/۳ ولت و جریان مدار کوتاه در حدود ۶۰ نانوآمپر را نشان می‌دهد. افت عملکرد افزاره به عنوان سلول خورشیدی به دلیل ضخامت بالای لایه پروسکایت است.



شکل ۳: منحنی جریان بر حسب ولتاژ افزاره تحت تابش نورخورشید

برای مشخصه‌یابی نمونه‌های آشکارساز تحت تابش پرتو ایکس از منبع پرتو ایکس و دستگاه پتانسیواستات به صورت هم زمان استفاده شد. نمونه‌ها تحت تابش پرتو ایکس در زمان‌های مختلف بررسی شد، شکل ۴، منحنی مربوط به زمان‌های قطع و تابش پرتو ایکس را نشان می‌دهد.

این نمونه‌ها با ضخامت ۲۹ میکرومتر لایه فعال تحت پرتو ایکس با انرژی ۳ کیلو الکترون‌ولت دارای جذب است. شکل ۴ جریان از مرتبه نانوآمپر را برای این افزاره نشان می‌دهد.



شکل ۴: منحنی زمان قطع و تابش اشعه ایکس

۳ -نتیجه گیری

افزاره پروسکایتی با لایه ۲۹ میکرومتری فعال ساخته و مشخصه‌یابی شد. لایه ضخیم با استفاده از روش پاششی لایه‌نشانی شد. این افزاره در برابر پرتو ایکس جریانی در محدوده نانوآمپر نتیجه داد.

سپاسگزاری

همکاران این پژوهش از حمایت مالی دانشگاه تربیت مدرس (هسته پژوهشی نانوپلاسما فوتونیک IG-39704) تشکر و قدردانی می‌کنند.

مراجع

[1] H. Wei, Y. Fang, P. Mulligan, W. Chuirazzi, H.Fang, C. Wang, B.R. Ecker, Y. Gao, M.A. Loi, L. Cao, and J. Huang, “Sensitive X-ray detectors made of methylammonium lead tribromide perovskite single crystals,” Nature Photonics 10, pp. 333–339, 2016.

[2] S. Yakunin, M. Sytnyk, D. Kriegner, S. Shrestha, M. Richter, G.J. Matt, H. Azimi, C.J. Brabec, J. Stangl, M.V. Kovalenko and W. Heiss, “Detection of X-ray photons by solution-processed lead halide perovskites,” Nature Photonics 9, pp. 444–449, 2015.

[3] W. Wei, Y. Zhan, Q. Xu, H. Wei, Y. Fang, Q. Wang, Y. Deng, T. Li, A. Gruverman, L. Cao, and J. Huang, “Monolithic integration of hybrid perovskite single crystals with heterogenous substrate for highly sensitive X-ray imaging,” Nature Photonics 11, pp. 315–321, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مطالعه و بهینه‌سازی نمایه پرتو در سلول جذبی چندعبوری چندضلعی و حلقوی

پدرام آشفته اردکانی[۱]؛ محمدعلی حداد[۱و۲]

[۱]دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی: ۸۹۱۹۵-۷۴۱

[۲] گروه پژوهشی فوتونیک، آزمایشگاه تحقیقاتی بینابنگاری لیزری، دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد.

ashofte@stu.yazd.ac.ir | mahaddad@yazd.ac.ir

چکیده ـ بینابنگاری جذبی با استفاده از پرتوی لیزر یکی از روشهای بسیار حساس و دقیق در آشکارسازی و شناسایی مولکولهای گازی مختلف است. به کار گیری سلولهای چندعبوری گوناگون منجر به افزایش طول مسیر پرتو (عمق اپتیکی) در محیط نمونه و نیز بهبود دقت ثبت بینابهای جذبی خواهد شد. در این مقاله سه هندسه از سلول چندعبوری انتخاب و شکل نمایه پرتو لیزری و همچنین نسبت شدت پرتوی خروجی به پرتوی فرودی در این سه هندسه مورد بررسی قرار گرفته شده است. نشان داده شده است که سلول چندعبوری چندضلعی نسبت به نمونههای حلقوی از مزیتهای ویژه خود برخوردار است.

کلید واژه- بینابنگاری جذبی لیزری، ردیابی پرتو، سلول بازتابی حلقوی، سلول چندعبوری

Beam profile study and optimization in polygonal and circular Multipass absorption cell

Pedram Ashofteh Ardakani[1]; Mohammad Ali Haddad[1,2]

1. Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran. PO Box 89195-74

2. Photonic Research Group, Laser Spectroscopy Research Laboratory, Yazd University, Yazd, Iran.

ashofte@stu.yazd.ac.ir | mahaddad@yazd.ac.ir

Abstract- Laser -based absorption spectroscopy is an elegant method for identifying and detection of molecular gases in different environments. Utilizing various Multipass cells provides longer absorption length (absorption depth) and consequently improves the sensitivity of this method. In this article we present ray tracing simulations for beam profile optimization and the optical design of three polygons and circular Multipass reflection cells. It is found the polygon geometry has its own significant advantages compared to other geometries.

Keywords: Circular Reflection Cell, Geometric optical design, Laser Absorption Spectroscopy, Multipass Cells

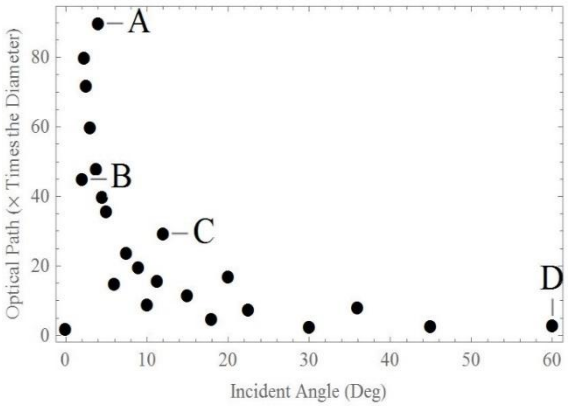
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در بسیاری از کاربردهای بینابنگاری جذبی، اندازهگیری تغییرات شدت نور جذبی (و یا لیزری) پس از برهمکنش با محیط گازی به عنوان سنجه مورد توجه است [۱]. کاهش شدت نور جذبی درون سلول اپتیکی حاوی گاز نمونه بطور عمده تحت تأثیر دو فرآیند جذب و پراکندگی نور قرار دارد. اگر توزیع مولکولهای گاز در مسیر نوری یکنواخت و اثر پراکندگی ناچیز باشد، کاهش شدت نور پس از طی مسیر d در نمونه، با دانستن عمق اپتیکی محیط با توجه به قانون معروف بیرلمبرت (Beer-Lambert) قابل تخمین است.

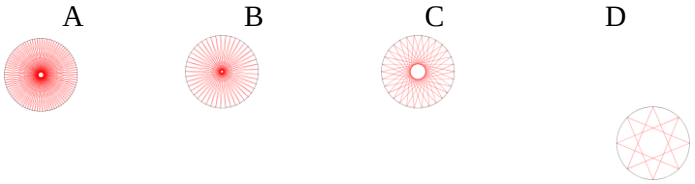
یکی از عوامل بسیار مهم محدودکننده در آشکارسازی و تخمین تراکم مولکولهای گازی در بینابنگاری جذبی، مقدار نرخ سیگنال به نوفه شدت نور در اندازهگیری است. نشان داده شده است با توجه به قانون بیرلمبرت و بکارگیری برخی از ملاحظات تجربی با افزایش مسیر نوری پرتو، دقت و حساسیت اندازهگیری گازهایی با غلظت بسیار کم، با ثبت بینابهایی با نرخ سیگنال به نوفه بیشتر، بهبود چشمگیری خواهد داشت [۳].

با توجه به آنچه اشاره شده است، طراحی و بکارگیری سلولهای جذبی چند عبوری پرتو همواره مورد توجه بوده است. معایب و مزایای متوجه تعدادی از این سلولهای جذبی در مرجع [٤] آمده است. در میان انواع طراحیهای ارائه شده، سلولهای جذبی حلقوی دارای ابعاد کوچک و وزن کم هستند [٥]. این نسل از سلولهای جذبی، به عنوان یکی از ابزارهای جدید بینابنگارهای جذبی مورد توجه قرار گرفتهاند. در این مقاله، با توجه به نیاز آزمایشگاهی تعریف شده در بینابنگاری جذبی لیزری رادیکالهای آزاد و با توجه به پارامترهای مرتبط و نیز امکانات فنی و آزمایشگاهی قابل دسترس، یک هندسه از سلول چندضلعی و دو هندسه از سلول حلقوی طراحی و سپس نمایه و انتشار موجی پرتوی لیزر در نمونههای طراحی شده مورد مطالعه قرار گرفته است. برای انجام این مطالعه، از رهیافت اپتیک موجی تعریف شده در نرمافزار تخصصی مهندسی اپتیک زیمکس(ZEMAX)) استفاده شد.



شکل۲: طول مسیر اپتیکی به ازای زوایای معین ورود پرتو

ملاحضات اولیه طراحی



A: P = 90, Q = 43, θ = 4.0°, L ≈ 90.0 × Unit
B: P = 45, Q = 22, θ = 2.0°, L ≈ 45.0 × Unit
C: P = 30, Q = 13, θ = 12.0°, L ≈ 29.4 × Unit
D: P = 8, Q = 3, θ = 22.5°, L ≈ 7.4 × Unit

شکل۱: نمای چند نمونه از حالتهای ممکن به ازای زاویههای ورودی متفاوت پرتوی لیزر به سلول حلقوی.

پارامترهای اصلی تعیین کننده مسیر نوری در سلولهای چندبار عبوری از قاعده هندسی چندضلعی ستارهای استخراج میشوند. به منظور محاسبه زاویه ورود (θ) و طول مسیر نوری (l_{opt}) کافیست پارامترهای مناسب در معادله (۲) و (۳) جایگذاری شوند.

$$\theta = \frac{\pi}{2} \times \left(1 - \frac{2q}{p}\right) \tag{2}$$

$$l_{opt} = 2 \times n_{pass} . r_{circle} . \cos(\theta) \tag{3}$$

در صورتی که p و q نسبت به تقسیمپذیر نباشند، p معادل با تعداد بازتاب نور خواهد بود. در این معادلات، n_{pass} تعداد عبور و r_{circle}، شعاع سلول است. نمونه مسیرهای منظم شکل گرفته به ازای زوایای مختلف ورود نور به سلول حلقوی در شکل۱ قابل مشاهده و مقایسه است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در شکل ۲، طول مسیر نوری حاصل از بازتاب پرتو در سلول حلقوی به شعاع معین به ازای مقادیر مختلف زوایای فرودی نشان داده شده است که هر یک از زوایا متناظر با مقدار معینی از زوج p و q است. با کاهش زاویه ورودی، طول مسیر بیشتری از پرتوهای بازتابی در نواحی مرکزی سلول حلقوی قرار میگیرد. از سوی دیگر نمایه پرتو کمتر دچار اثرات ناشی از ابیراهی آستیگماتیسم می‌شود [۵].

ملاحظه دیگری که در طراحی مورد توجه واقع شده است محدودیت در تعداد بازتابهای پرتو به واسطه مقدار نوفه اپتیکی (Optical noise) میباشد. این قید در طراحی به تفصیل در [۶] شرح داده شده است. به عبارت دیگر، نشان داده شده است که اگر ضریب بازتاب دیواره داخلی سلول مقدار R_{ref} باشد، بیشینه تعداد بازتابها مقدار P_{max}خواهد بود. این مقدار عبارت است از:

$$P_{max} = -2\times\left(\frac{1}{\ln(R_{ref})}+1\right) \qquad (3)$$

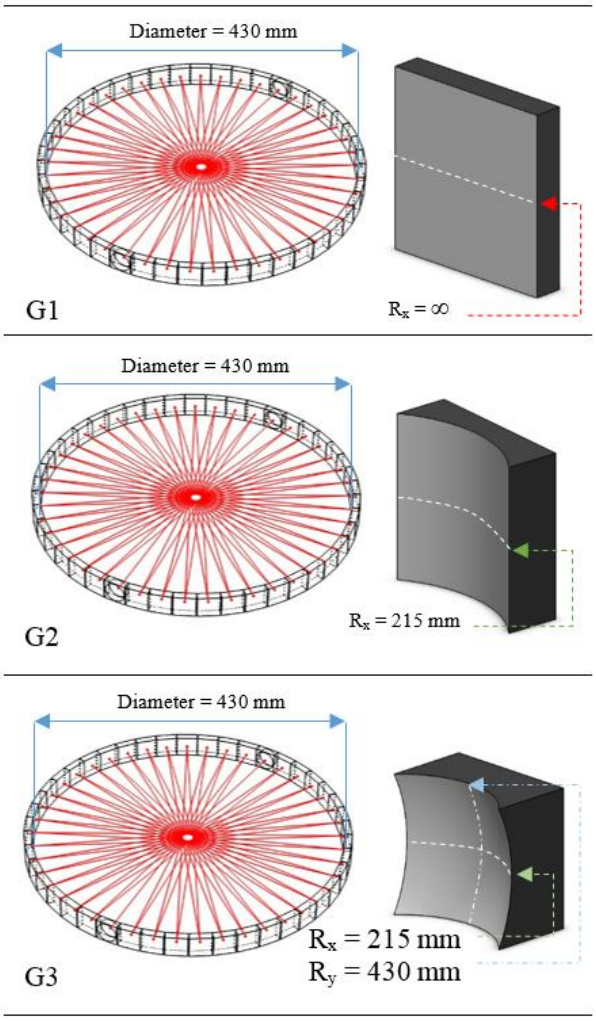
انتخاب پارامترهای مناسب در طراحی

با توجه به آنچه که در بالا اشاره شد در طراحی سلول چندضلعی و نیز حلقوی، تعداد بازتاب $p = ۴۵$ و $q= ۲۲$ و زاویه ورودی ۲ درجه انتخاب شد. انتخاب این مقادیر برای سلولی به شعاع ۲۱۵ میلیمتر، طول اپتیکی تقریبی ۱۹ متر (معادل ۸۸ برابر شعاع سلول) را فراهم مینماید. همچنین با استفاده از رهیافت اپتیک موجی، پرتوی لیزری با طولموج ۵۳۲ نانومتر، با شدت اولیه ۲۴۰ میلی وات، واگرایی ۱ میلی‌رادیان، قطبش عمودی ۹۸ درصد و مد TEM_{00}به عنوان پرتوی فرودی انتخاب، و تغییرات نمایه پرتو پس از بازتابهای متوالی مورد مطالعه قرار گرفت. در این مطالعه ماده لایه نشانی سطوح بازتاب کننده، نقره با ضریب بازتاب ۹۸ درصد در طولموج ۵۳۲ نانومتر در نظر گرفته شده است. با انتخاب $p = ۴۵$ در طراحی و مقدار ضریب بازتاب ۹۸ درصد، شرط محدودیت نوفه اپتیکی مورد توجه قرار گرفته شده است.

به منظور مطالعه نمایه پرتو، با بهره‌گیری از تئوری تشدیدگرها سه هندسه شامل یک چندضلعی با ۴۵ ضلع و نیز دو حالت هندسه حلقوی، با رعایت نکات اشاره شده در بالا در مطالعه نمایه پرتو طراحی و انتخاب شدهاند. شکل۳ این سه هندسه را نشان میدهد. در این شکل، هندسه 1G شامل ۴۳ آینه تخت با ابعاد ۳۰ میلیمتر در ۳۰ میلیمتر است. هندسه 2G شامل یک استوانه بازتاب کننده به شعاع ۲۱۵ میلیمتر است. همچنین هندسه 3G نشان داده شده در شکل شامل یک سطح بازتابی حلقوی با دو انحنای ۲۱۵ میلیمتر در راستای افقی و ۴۳۰ میلیمتر در راستای عمودی با ساختار همکانونی میباشد.

نتایج

۱. نمایه پرتو پس از انتخاب پارامترهای مربوطه در هر یک از هندسههای انتخاب شده شکل۳ با در نظر گرفتن پرتو لیزری با مشخصههای ذکر شده در دو حالت با تابش عادی و کانونی شده



شکل۳: ترسیم سه هندسه G1، G2 و G3

به داخل سلول مشخصهیابی شدهاند. شکل٤-الف نمایه پرتو عادی در ابتدای ورود به سلول، پس از ۲۲ بازتاب و هنگام خروج از سلول را نشان میدهد.

۲. شکل٤-ب نشاندهنده نمایههای مشابه در زمانی است که پیش از ورود پرتو از یک لنز به منظور کانونی کردن پرتو استفاده شده است. مقدار فاصله کانونی لنز انتخاب شده در حالت اخیر با بهینهسازی نسبت شدت پرتوی خروجی از سلول به شدت پرتوی فرودی بهینهسازی شده است. مقدار بهینه این مقدار برای حالت هندسی چندضلعی (هندسه G1) $f \approx 85$ cm و برای حالت هندسه حلقوی 2G و 3G مقدار $f \approx 300$ cm بدست آمده است.

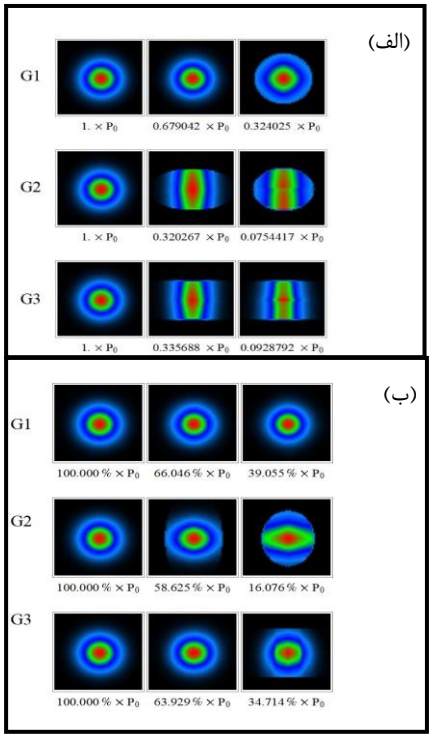
۳. با توجه به امکان خطا و انحراف جزئی پرتوی فرودی، بررسی تأثیر انحراف پرتو از زاویه ورودی بر شدت پرتوی خروجی به منظور امکان‌سنجی پیاده‌سازی آزمایشگاهی دستگاه مطالعه شد. بنابراین با منحرف کردن پرتو پیش از ورود به سلول در هر سه حالت هندسی بررسی شده و میزان حساسیت هرکدام در شکل٥ به تصویر کشیده شده است. با توجه به بررسی‌های صورت گرفته در صورتی که دقت تنظیم پرتوی ورودی به اندازه ۰،۰۵ درجه در دسترس باشد، حالت 1G به دلیل سهولت ساخت، سادگی هندسه و قطعات اپتیکی مورد نیاز و بالا بودن

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

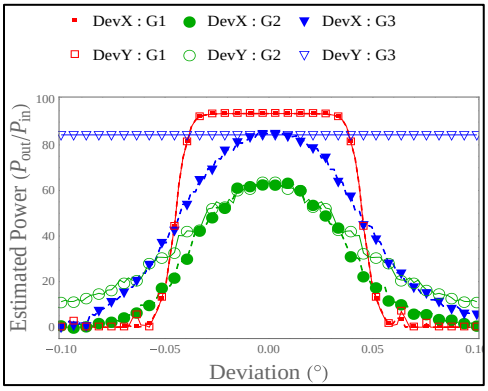
شدت پرتوی خروجی عملکرد مناسبی دارد. در ضمن، با توجه به اینکه در سلول‌های کوچکتر احتمال همپوشانی لکه‌های نور روی آینه‌ها وجود دارد، پیشنهاد می‌شود تأثیر برهمکنش اختلاف فاز پرتوهای خروجی در شدت خروجی پرتو در نظر گرفته شود.

مرجع‌ها

[1]W. Demtröder, *Laser Spectroscopy 2*. 2015.
[2]M. Baudelet, Laser Spectroscopy for Sensing: Fundamentals, Techniques and Applications. Elsevier, 2014.
[3]M. L. Thoma, R. Kaschow, and F. J. Hindelang, “A multiple-reflection cell suited for absorption measurements in shock tubes,” *Shock Waves*, vol. 4, no. 1, pp. 51–53, 1994.
[4]Y. Guo and L. Sun, “Compact optical multipass matrix system design based on slicer mirrors,” *Appl. Opt.*, vol. 57, no. 5, pp. 1174–1181, 2018.
[5]B. Tuzson, M. Mangold, H. Looser, A. Manninen, and L. Emmenegger, “Compact multipass optical cell for laser spectroscopy.,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 3, pp. 257–9, 2013.
[6]D. Ritz, M. Hausmann, and U. Platt, “An Improved Open path Multi-Reflection Cell for the Measurement of NO2 and NO3 Dominique Ritz*, Martin Hausmann and Ulrich Platt Institut für UmweltPhysik der Universität Heidelberg D-6900 Heidelberg, INF 366,” vol. 1715, pp. 200–211, 1992.



شکل۴: الف-نمایه پرتوی لیزر عادی، ب- نمایه پرتوی لیزر کانونی شده



شکل5

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی نانو ذرات طلا با هدف استفاده از خواص پلاسمونیکی آنها جهت نور-گرما درمانی

سعید گل محمدی، فرزام بهمنی و هادی صوفی- دانشگاه تبریز- دانشکده فناوری‌های نوین

sgolmohammadi@tabrizu.ac.ir farzam.bahmani@ms.tabrizu.ac.ir h.soofi@tabrizu.ac.ir

چکیده – پدیده نور-گرمایی، که بر اساس القای حرارت در یک ساختار در ابعاد نانو از طریق طیفی از نور تابشی، و درنهایت ایجاد یک یا چند نقطه داغ در این ساختار هاست، مورد توجه تحقیقات گوناگونی از جمله پزشکی قرار گرفته است. ما با درنظر گرفتن یک ساختار مرجع از جنس طلا به شکل پاپیون ، دست به بهبود و ارائه ساختار های جایگزین زده، و با افزایش مقادیر میدان های الکتریکی و مغناطیسی القایی از یک منبع موج ساده در ساختار ها، و همچنین کاهش توان پراکنده شده در نانوساختار طلا و زیرلایه Al_2O_3 و تلاش در حبس هرچه بیشتر توان جذب شده (در طول موج پلاسمونیک)، توانستیم در ساختار های پیشنهادی، توان جذبی را در واحد حجم به مقدار یک درجه بزرگی (۱۰ برابر ساختار مرجع) افزایش دهیم. میزان توان کل جذبی هم از میزان به هنجار شده ۰/۲ در ساختار مرجع، به میزان ۰/۴۵ در ساختار نهایی افزایش یافت. همچنین توان های پراکنده شده در نانو ساختار و زیر لایه در ساختارهای مبتنی بر هشت وجهی کاهش قابل توجهی داشتند. میدان های الکتریکی و مغناطیسی هم در ساختار های مشخصی، بهبودهای قابل قبولی از خود نشان دادند.

کلید واژه- ، ترموپلاسمونیک، تولید حرارت، نانو ذرات طلا، نور-گرما درمانی

Designing gold nanoparticles to exploit their plasmonic characteristics in photo-thermal therapy

Saeed Golmohammadi, Farzam Bahmani, and Hadi Soofi-Tabriz University, faculty of emerging technologies

sgolmohammadi@tabrizu.ac.ir farzam.bahmani@ms.tabrizu.ac.ir h.soofi@tabrizu.ac.ir

Abstract- photo-thermal phenomena, which is defined as heat generated in nanostructures by a given spectrum of light, has drawn a large attention to itself, especially in medical researches. In this study, we considered a gold diabolo structure as reference, and then developed new structures in order to improve their electrical and magnetic fields, generated by a plane-wave source, and also to reduce the scattered power in these structures and Al_2O_3 substrate By these intentions we managed to confine the absorbed power (at the plasmonic wavelength), and to increase the power per unit volume as large as one order of magnitude (10 times as reference). This leads to an increase in the total power absorption from 0.2 normalized in the reference, to 0.45 normalized in the latter structure. We observed an acceptable reduction in scattering power within bipyramid structures and an increase in electric and magnetic fields in other structures as well.

Keywords: gold nanoparticles, photo-thermal therapy, thermo-plasmonic, heat generation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

نور-گرما درمانی، به فرآیندی اطلاق می‌شود که در آن با تابش نور از یک منبع به نانوحاملی که از پیش در بافت بیمار جاگذاری شده و تولید حرارت موضعی، نهایتا بافت هدف نابود می‌شود. مطالعاتی که با بهره گیری از خاصیت پلاسمونیکی نانو ذرات، خصوصا نانو ذرات طلا جهت تولید نقاط داغ حرارتی انجام شده، این نانو ذرات را نامزد اصلی این شیوه درمانی معرفی می‌کند. پیک جذب پلاسمونیکی بالای این ذرات دلیل این معرفی ذکر می‌شود [۴-۱]. همچنین با ارائه ساختار هایی کمی پیچیده تر از ساختار های مطالعات قبلی، می‌توان توان جذب شده را در واحد حجم ساختار و توان جذب شده کلی را افزایش داد. بهره گیری از زیرلایه در شبیه سازی این مطالعات، برای این است که در حد توان نتایج و محیط مورد مطالعه قابل انطباق با مطالعات بیولوژیک و پزشکی باشد[۵-۶].

نانوذرات طلا در مطالعات پلاسمونیکی و جذب موثر نور همواره اولین فلز نجیبی بوده‌اند که توجهات به آنها معطوف شده است. این فلزات پس از قرار گرفتن در معرض تابش نور، در طول موج‌های مشخصی از خود جذب قابل ملاحظه‌ای را نشان می‌دهند که در ایجاد نقاط متمرکز حرارتی می‌توانند مورد توجه مصارف درمانی باشند. نانوذرات طلا همچنین قابلیت‌های منحصر به فرد دیگری نسبت به سایر فلزات نجیب دارند، که آنها را از هر لحاظ مناسب مطالعات نور-گرما درمانی و ترمو-پلاسمونیک می‌سازد. توانایی‌هایی از قبیل روش‌های سنتز ارزان و زیست تطبیق‌پذیری قابل قبول این ماده را در رأس مطالعات قرار می‌دهد. [۱-۲] می‌توان با بهره‌گیری از این توانایی جذب قوی، و قابلیت‌های سنتز نانو ذرات طلا، به ساختارهای پیچیده‌تری رسید که توان نور برخوردی را با بازدهی بالاتر و تمرکز بیشتری جذب کنند.[۵]

در این پژوهش سعی بر این بوده با استفاده از خاصیت جذب پلاسمونیکی طلا و بهره‌گیری از ساختاری که والنتاین و تیمش[۵] پیشنهاد داده‌اند، توان جذبی را در نانوساختارهای طلا افزایش دهیم. و در این راه از تئوری افزایش میدان مغناطیسی و الکتریکی نور برخوردی، و کاهش توان پراکنده شده بهره جسته‌ایم.

روش شبیه‌سازی

والنتاین و تیمش در سال ۲۰۱۳ با ارائه ساختاری به شکل پاپیون، با توجه به تاثیر میدان الکتریکی نور برخوردی و میدان مغناطیسی حول ساختار، نتایجش را در ارتقای توان جذبی و افزایش حرارت القایی در ساختار به صورت تجربی گزارش کرده است. او در حضور لیزری با شدت $۰/۴۲\frac{mW}{\mu m^2}$ در طول موجی که ادعا کرده طول موج پلاسمونیک ساختار پاپیونی است (۱۰۶۴ nm)، توانسته در نانوساختار طلا توانی را القا کند و سپس با روش TGP توانسته همزمان دمای ساختار را اندازه بگیرد که به دمایی حدود °C۴۰ دست یافته است. این دما بنابه تعریف هوآنگ و سعید[۱] و تعریف های دیگر از نور-گرما درمانی، دمای تقریبی تخریب بافت سلولی بیمار موجود زنده را تامین می‌کند.

با شبیه سازی ساختار مرجع و بدست آوردن طول موج جذب پلاسمونیک، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی ساختار،توان پراکنده شده و توان‌های جذبی کل و در واحد حجم، همگی به صورت بهنجار شده با منبع نور ورودی از طریق تحلیل FDTD و تحقیق درستی یافته های والنتاین، به ارائه ساختارهایی جایگزین پرداخته‌ایم که در آنها این متغیرها بهبود قابل توجهی از خود نشان داده‌اند. تولید حرارت در ساختارهای ترموپلاسمونیک از قانون ژول پیروی می‌کند:

$$q''' = \vec{E}.\vec{J} \qquad (۱)$$

در این معادله q''' چگالی حرارتی منبع، $\vec{E}$ میدان الکتریکی نور برخوردی و $\vec{J}$ چگالی جریان است.

معادله (۱) غالبا به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$q''' = \varepsilon\omega_0 Im(\varepsilon_m)|\vec{E}(r)|^2 \qquad (۲)$$

که در آن ε گذردهی محیط، ω فرکانس زوایه‌ای، ε_m گذردهی فلز و r فاصله منبع از جسم (یا هر نقطه دیگری که میدان در آن محاسبه خواهد شد)، هستند. اگر چه باید دانست که در ساختارهای پلاسمونیک که میدان هایی بسیار متمرکز شده دارند، شدت میدان الکتریکی حداکثری خارج از سطح فلز در محیط پیرامون آن رخ می دهد. در این صورت، اگر محیط اطراف شفاف باشد، دیگر طراحی نانو ذره طلا با میدان الکتریکی لوکالیزه شده بالا، لزوما به معنای تولید چگالی حرارت بالا نیز نمی باشد. به همین خاطر، ما می توانیم چگالی حرارت تولیدی در فلز را وابسته به چگالی جریان، با توجه به قانون اهم تعریف کنیم:

$$q''' = {|\vec{J}|^2}/{\sigma} \qquad (۳)$$

که σ رسانایی الکتریکی فلز است. اگر قانون آمپر را به صورت زیر بنویسیم:

$$\vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{H} \qquad (۴)$$

$\vec{H}$ میدان مغناطیسی است. بعد از جاگذاری رابطه (۴) در رابطه (۳) داریم:

$$q''' = {|\vec{\nabla} \times \vec{H}|^2}/{\sigma} \qquad (۵)$$

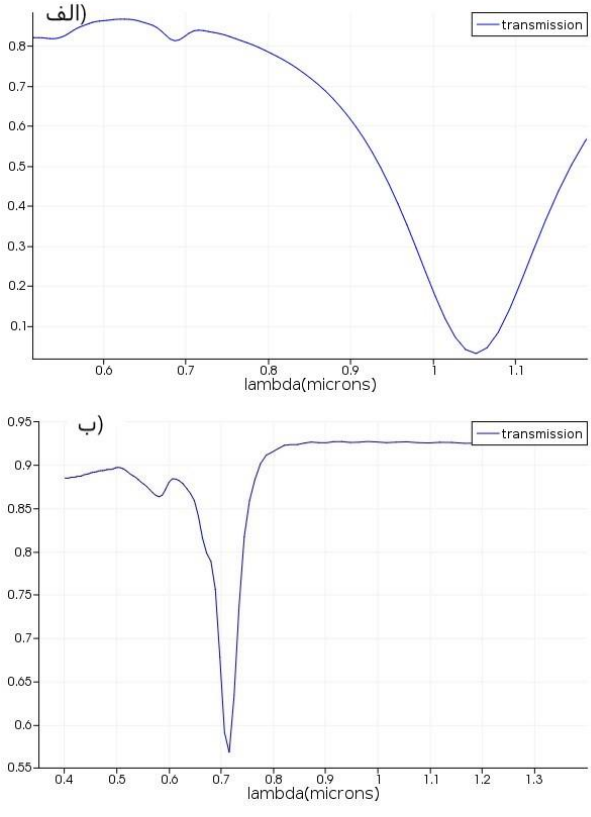
که چگالی حرارتی را مستقیما به میدان مغناطیسی مرتبط می سازد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

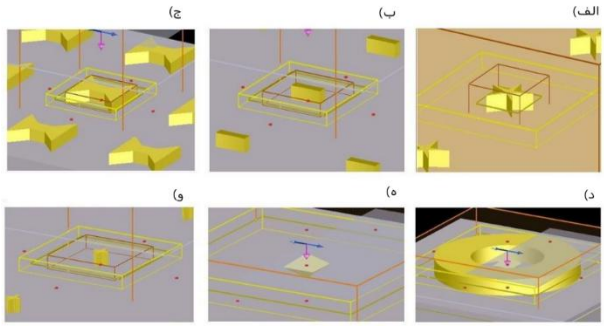
نتایج

در شبیه سازی‌ها، منبع موج ساده در فاصله‌ی ۵۰ nm بالای ساختار قرار می‌گیرد. ساختار پاپیونی در سلول واحدهای ۳۴۰×۳۴۰ نانومتر در آرایه های ۳×۳ چیده شده است[۵]. تمامی نتایج با منبع بهنجار شده اند. در شکل ۱ نمودار انتقال ساختار معادله آینه‌ای با مرجع مقایسه شده است. در این ساختار که شباهت زیادی به ساختار پاپیونی دارد، در قسمت اضلاع جانبی به جای خطوط مستقیم برای حبس شار مغناطیسی بین دو قطب از ساختار انحنای پیوسته استفاده شده است که در شکل ۲ تمامی این ساختارها نمایش داده شده اند.

زیرلایه همان طور که از شکل ۱ ب مشخص است، می‌تواند در نقش جذب حداکثری سامانه حتی پس از عبور طیف موج ظاهر شود. زیرلایه باید از مواد با سمیت پایین که حتی در صورت تجزیه هم رادیکال آزاد ایجاد نمی‌کند، انتخاب شوند. میدان الکتریکی ساختار ستاره‌ی پنج‌پر (شکل ۳ ب) با افزایش بیش از دو برابری نتوانست به علت تمرکز میدان در خارج از ساختار، موجب افزایش توان جذبی شود.

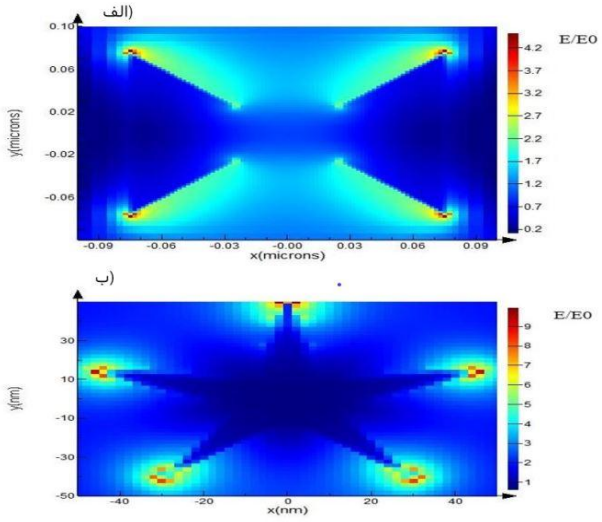


شکل ۱: الف) نمودار انتقال ساختار مرجع است که با طول موج پیشنهادی ۱۰۶۴ *nm* هم‌خوانی بالایی دارد. ب) نمودار انتقال ساختار جایگزین معادله آینه‌ای است که نسبت به مرجع تقریبا بزرگی یکسانی دارد، اما عرض پیک باریک‌تر از مرجع شده که ساختار را به تک مد بودن و گسستگی عملکرد سوق می‌دهد. مانیتور در سطح زیرلایه است.



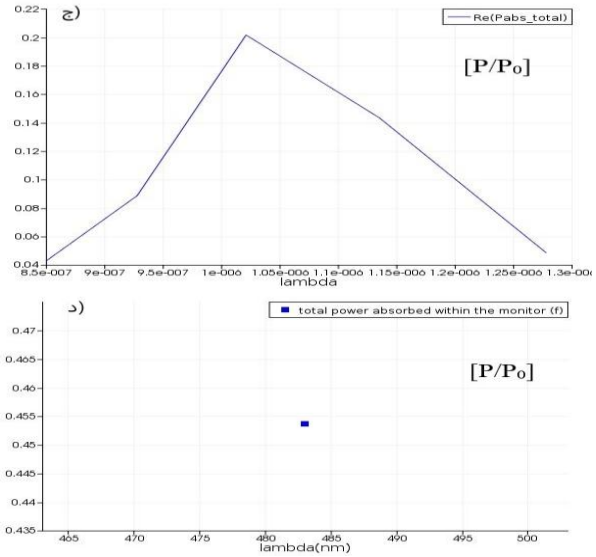
شکل ۲: الف) ساختار ستاره پنج شاخه ب) ساختار معادله آینه‌ای ج) ساختار مرجع د) ساختار هشت‌وجهی با لنز پلاسمونیک ه) ساختار هشت‌وجهی ساده و) ساختار ستاره چهار شاخه

در ساختار هشت‌وجهی ساده و لنز پلاسمونیک که به آن اضافه می‌شود، سلول واحد به علت نسبت اندازه ساختار، ۲۰۰×۲۰۰ نانومتر در نظرگرفته شده، و چون در دیاگرام انتقال ساختار پیک محسوسی دیده نشد، به صورت آزمون و خطا طول موج پلاسمونیک ۴۸۲/۹۳ nm انتخاب شد. در شکل ۴ کاهش محسوس توان پراکندگی نسبت به مرجع در ساختارهای ستاره چهارپر و هشت‌وجهی ساده مشهود است. همانطور که در شکل۴و۵ مشاهده می‌شود کاهش توان پراکنده شده در طول موج پلاسمونیک آزمایش شده، سبب افزایش توان جذبی شده که بیشترین مقدار ممکن در این ساختار و حدود ۱۰ برابر ساختار مرجع است. نتایج توان جذبی در ساختارهای هشت وجهی ساده و همراه با لنز پلاسمونیک، که پیشنهاد والنتاین نیز هست، ارتقای قابل توجهی از خود نشان دادند که در شبیه‌سازی‌های دمایی و عملی می‌توانند جایگزین های خوبی برای ساختار مرجع باشند. و مزیت آنها نسبت به مرجع را می‌توان تمرکز بسیار بالای نقطه جذب توان دانست.



شکل ۳: الف) میدان الکتریکی بهنجار مرجع ب) میدان الکتریکی بهنجارساختار ستاره ۵ شاخه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



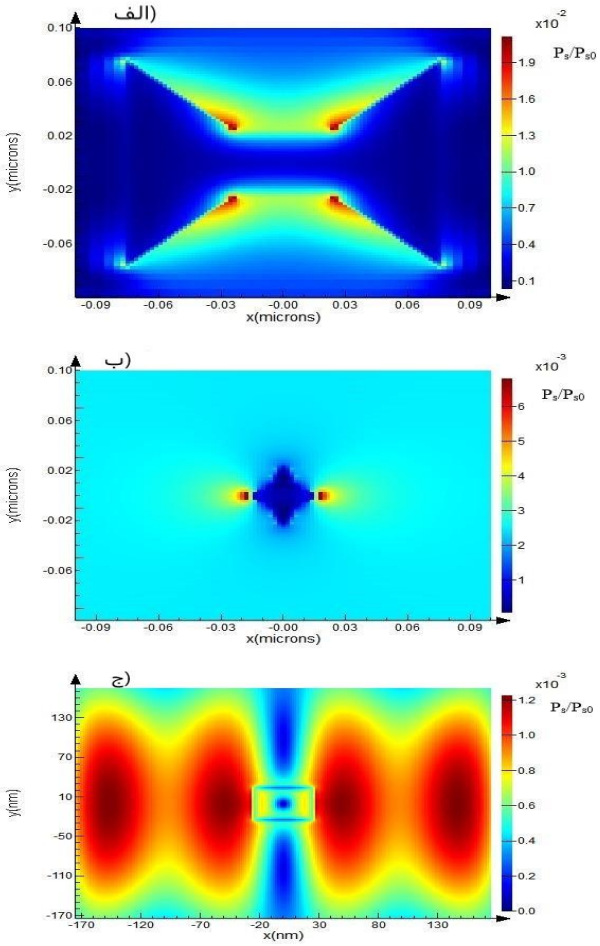
شکل ۵: الف) توان جذب شده در واحد حجم مرجع ب) توان جذب شده در واحد حجم ساختار هشت وجهی با لنز پلاسمونیک که افزایش ۱۰ برابری را نشان می‌دهد ج) توان جذبی کل بهنجار مرجع د) توان جذبی کل بهنجار ساختار هشت وجهی با لنز پلاسمونیک که در تک طول موج بررسی شد.

نتیجه گیری

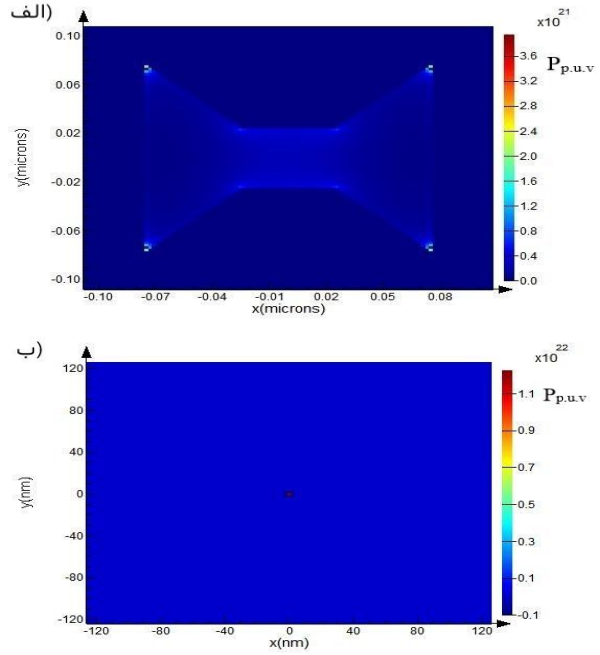
ساختار هشت وجهی ساده و مرکب با لنز، جهت مصارف بیولوژیک به دلیل تمرکز توان جذبی بالاتر و شدت جذب بیشتر مناسب تر است. همچنین ارتقای میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی، کاهش عرض پیک پلاسمونیک در عین حفظ شدت و کاهش توان پراکنده شده، همگی می‌توانند بنیان تحقیقات بعدی جهت هرچه بیشتر کردن جذب توان و تولید حرارت باشند.

منابع

[1] Huang, X, El Sayed, A.M , “Gold nanoparticles: Optical properties and implementations in cancer diagnosis and photothermal therapy” Journal of Advanced Research, Vol. 1, No. 1, pp. 13-28, 2009.
[2] Hirsch, L.R., Stafford, R.J., Bankson, J.A., Sershen, S.R., Rivera, B., Price, R.E. ,et al., “Nanoshell-mediated near-infrared thermal therapy of tumors under magnetic resonance guidance”. Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. Vol. 100, pp. 13549_13554, 2003.
[3] Aioub, M. and El-Sayed, M.A. “A real-time surface enhanced raman spectroscopy study of plasmonic photothermal cell death using targeted gold nanoparticles” J. Am. Chem. Soc., Vol. 138, pp. 1258_1264 2016. Copyright American Chemical Society.
[4] Abadeer, N.S., Brennan, M.R., Wilson, W.L., and Murphy, C.J. “Distance and plasmon wavelength dependent fluorescence of molecules bound to silica-coated gold nanorods” ACS Nano, Vol. 8, pp. 8392_8406. 2014. Copyright American Chemical Society.
[5] Valentine, G.J. ,Coppens, Z.J. ,Li, W, Walker, D.G. , “Probing and Controlling Photothermal Heat Generation in Plasmonic Nanostructures” Nano Lett. Vol. 13, pp. 1023−1028 2013.
[6] Baffou, G.; Girard, C.; Quidant, R. “Mapping heat origin in plasmonic structures” Phys. Rev. Lett., Vol. 104, p. 136805. 2010.



شکل ۴: توان‌های خروجی در ساختار الف) مرجع ب)ستاره‌ی چهارپر ج) هشت‌وجهی ساده



این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تاثیر نانوذرات طلا بر رفتار خطی و غیر خطی سلول های بدخیم پستان رده ی سلولی mda-mb-231

سیده سبا موسوی فرد[۱]، بهاره خاکسار جلالی[۱]، سمیه سلمانی شیک[۱و۲]، محمد حسین مجلس آرا[۱و۲]، محمد نبیونی[۳]

۱ آزمایشگاه فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، کرج
۲پژوهشکده علوم کاربردی، دانشگاه خوارزمی، کرج
۳ گروه زیست سلولی مولکولی، دانشکده علوم زیستی، دانشگاه خوارزمی، تهران

چکیده –در این مقاله خواص اپتیک خطی و غیر خطی سلول های سرطان سینه ی انسان رده ی سلولی mda -mb-۲۳۱ بررسی شده است. در ابتدا سلول ها با سه غلظت متفاوت نانوذرات کروی طلا تیمار شدند سپس در چیدمان زد–اسکن قرار گرفتند ، نتایج نشان داد که جذب خطی و ضریب شکست غیرخطی آن ها در حضور نانو ذرات طلا افزایش می یابد.

کلید واژه- سرطان سینه، روش Z-Scan، ضریب شکست غیر خطی، ضریب جذب، نانوذره طلا

The effect of gold nanoparticles on the linear and nonlinear behavior of malignant breast cancer of mda-mb-231 cell line

Seyedeh Saba Mousavifard[1], Bahareh Khaksar Jalali[1], Somayeh Salmani Shik[1,2], Mohammad Hossein Majles Ara[1,2], Mohammad Nabiuni[3]

1 Photonic lab, Department of Physics, Kharazmi University, Karaj, Iran

2 Applied Sciences Research Center, Kharazmi University, Karaj, Iran

3 Department of Cell and Molecular, Faculty of Biological Scinces, Kharazmi University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the linear and nonlinear optical characteristics of human breast cells of the mda-mb-231 cell line, have been investigated. At first, the cells were treated by three different concentrations with spherical gold nanoparticles, then they were placed in a Z-Scan Setup. The results showed that their linear absorption and nonlinear refractive index increased in the presence of gold nanoparticles.

Keywords: Absorption coefficient, Breast cancer, Gold nanoparticle, Nonlinear refractive index, Z-Scan Technique

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

سرطان پستان رایج ترین سرطان در میان زنان است و تقریبا ۱/۳ ازکل سرطان های موجود در زنان را تشکیل می دهد و بعد از سرطان ریه نیز شایع ترین سرطان در جهان می باشد [۱]. بر اساس آمار های ایران، در کشور ما از هر ۱۵-۱۰ زن، احتمال ابتلای یک زن به سرطان پستان وجود دارد و سن بروز این سرطان در زنان ایران یک دهه کمتر از زنان کشور های توسعه یافته است [۲].

در سال های گذشته شاهد پیشرفت سریع فناوری نانو در حوزه ی پزشکی بوده ایم. و در این میان نانوذرات طلا باخواص نوری منحصر به فرد، و با اندازه ی مناسب در زیست شناسی مولکولی و پزشکی بسیار مورد توجه و استفاده بوده اند. از طرفی در مقیاس نانو، مواد ویژگی های نوری، الکترونیکی و خواص مغناطیسی ویژه ای از خود نشان می دهند که در مقیاس بزرگ دیده نمی شود. ترکیب این ویژگی های منحصر به فرد با اندازه ی مناسب علت ورود نانوساختارها به زیست شناسی است. نانوذرات کروی طلا به دلیل سمی نبودن، پایداری شیمیایی، زیست سازگار بودن و قابلیت سنتز آسان نسبت به سایر اشکال نانو ذرات طلا (قفسه ای، میله ای، هسته پوسته و ...) بیشترین بررسی ها را در این زمینه به خود اختصاص داده اند [۳و۴].

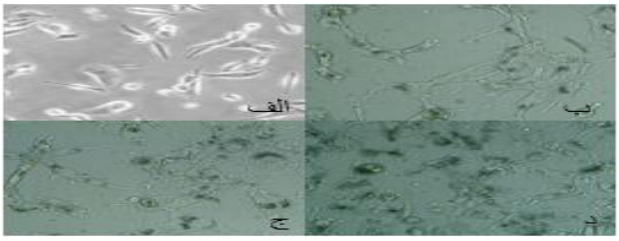
از این رو در این مقاله از نانوذره ی کروی طلا با اندازه ی 20 nm استفاده نموده ایم، لازم به ذکر است که هدف نهایی از انجام این کار درمان سرطان سینه با استفاده از نانوذرات طلا می باشد لذا در این راستا نیازمند دانستن اطلاعات اپتیکی نظیر میزان جذب نور و اندازه گیری ضریب شکست غیر خطی در سلول سرطانی در حضور نانو ذرات طلا هستیم.

یکی از روش های متداول برای تشخیص خواص اپتیکی مواد استفاده از روش Z-Scan است که در این مقاله با استفاده از این تکنیک ویژگی های اپتیکی سلول های سرطان رده ی سلولی mda -mb-۲۳۱ ، شامل ۰ (کنترل)، ۲۵، ۵۰ و ۱۰۰ $\mu g/ml$ از نانو ذرات طلا مورد مطالعه قرار گرفته است.

مواد و روش ها

آماده سازی نمونه های سلولی:

در این مقاله از سلول های سرطانی پستان نمونه ی انسانی در رده ی سلولی mda -mb-۲۳۱ استفاده شده است. رده ی سلولی mda -mb-۲۳۱ از بانک سلولی مرکز انستیتو پاستور خریداری شد. سلول های سرطانی در محیط کشت کامل شده ی DMEM (محیط مغذی و مناسب برای رشد سلول ها) در انکوباتور با دمای ۳۷درجه ی سانتیگراد و شرایط ۹۵٪ اکسیژن و ۵٪ دی اکسید کربن نگهداری شدند. پس از آن از یک پلیت شش خانه مناسب تیمار کردن استفاده کردیم و در داخل هر چاهک از ظرف (پلیت) شش خانه تیغه های شیشه ای ضد عفونی شده (لامل استریل) قرار دادیم. سپس سلول ها شمارش شدند و به تعداد $۲/۴\times۱۰^{۴}$ سلول در هر چاهک قرار داده شد. در ادامه پلیت به مدت ۲۴ ساعت جهت رسیدن به تراکم سلولی مناسب در داخل انکوباتور نگهداری شد (شکل۱: الف). پس از این مرحله مایع روی سلولی برداشته شد و ۱ ml محیط کشت کامل، شامل۰ (کنترل)، ۲۵، ۵۰ و ۱۰۰ $\mu g/ml$ از نانوذرات طلا (AuNPs) به هر چاهک اضافه شد (شکل ۱ : ب، ج و د). پس از ۲۴ ساعت انکوبه کردن، سلول ها با الکل ۱۰۰٪ روی لامل ها تثبیت شدند.



شکل ۱: (الف) سلول های سرطانی پس از ۲۴ ساعت نگهداری در انکوباتور، بزرگنمایی۱۰۰x، سلول های سرطانی تیمار شده با نانو ذرات طلا در غلظت: (ب) ۲۵ ، (ج) ۵۰ ، (د) ۱۰۰ $\mu g/ml$، بزرگنمایی ۲۵۰x.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

روش های اپتیکی

برای آزمایش نمونه ها از یک لیزر پیوسته (CW) Nd:YAG با طول موج ۵۳۲ nm استفاده شد. که در ابتدا سلولهای سرطانی با نانو ذرات طلا و بدون آن توسط نور لیزر ۱۰۰ mW در یک رژیم خطی با استفاده از یک تنظیم ساده اپتیکی مورد بررسی قرار گرفتند و مطابق با معادله ی (۱)، قانون بیر لامبرت، مقدار جذب خطی یا چگالی نوری نمونه ها محاسبه شد.

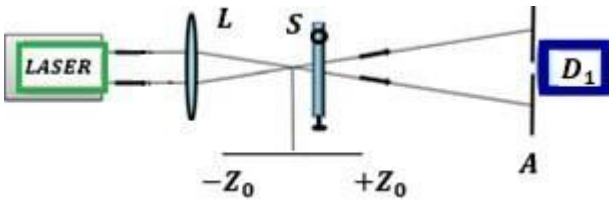
$$I = I_0 e^{-\alpha L} \qquad (۱)$$

که در آن I_0 شدت اولیه، α ضریب جذب خطی نمونه و L طول نمونه می باشد.

سپس با استفاده از چیدمان اپتیکی جاروب محوری (زد – اسکن) دریچه بسته رفتار غیرخطی نمونه ها مورد بررسی قرار گرفت. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می شود، یک باریکه ی لیزر پر شدت از میان یک عدسی با فاصله کانونی بزرگ عبور کرده و کانونی می شود، سپس نمونه ی مورد آزمون در محدوده ی کانونی باریکه ی کانونی شده حرکت می کند و با جابجایی نمونه حول نقطه کانونی، میزان شدت پالس های رسیده به نمونه بصورت تابعی از z تغییر می کند. در نهایت توان عبوری از نمونه برحسب مکان قرارگیری نمونه ثبت می گردد. ضریب شکست غیرخطی از معادله ی (۲) بدست می آید [۵و۶]:

$$n_2 = \frac{\lambda \Delta T_{P-V}}{2\pi L_{eff}(0.406)(1-S)^{0.25} I_0} \qquad (۲)$$

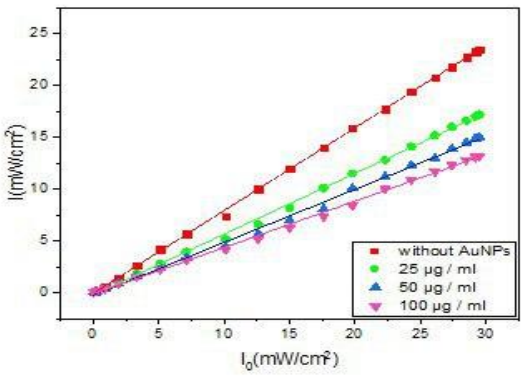
که در آن λ طول موج لیزر، $\Delta T_{P\text{-}V}$ اختلاف بیشینه کمینه ی توان عبوری بهنجار شده، I_0 شدت در نقطه ی کانونی، $L_{eff} = \frac{(1-e^{-\alpha L})}{\alpha}$ طول موثر نمونه می باشد. از طرفی $S = 1 - \exp(\frac{-2r_a^2}{w_a^2})$ کسری از شدت نور ورودی در غیاب نمونه است که از دریچه عبور می نماید. r_a شعاع دریچه و w_a شعاع پرتو گاوسی در صفحه ی دریچه می باشد [۷].



شکل۲ : چیدمان زد-اسکن برای ارزیابی رفتار غیرخطی سلول های سرطانی رده ی mda -mb-۲۳۱.

نتایج تجربی

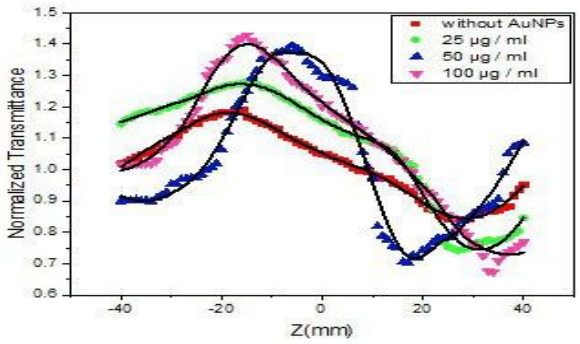
با توجه به آنچه که در شکل ۳ نشان داده شده است، توان عبوری از نمونه های تیمار شده با نانوذره در برابر نمونه ی کنترل کمتر است، بنابر این جذب خطی با افزایش غلظت نانوذرات در نمونه های سلولی به ترتیب نسبت به نمونه ی کنترل افزایش می یابد که این مقادیر در جدول ۱ آمده است.



شکل۳ : :توان خروجی بر حسب توان ورودی برای نمونه های سلولی با غلظت های مختلف ۰ (کنترل) ، ۲۵، ۵۰ و ۱۰۰ $\mu g/ml$ از نانو ذرات طلا.

از طرفی با حرکت نمونه اطراف کانون توان عبوری از نمونه ها آشکارسازی شده و نمودار آن در شکل ۴ گزارش شده است. با کمک داده های این نمودار و همچنین معادله ی (۲) ضریب شکست غیر خطی نمونه ها محاسبه خواهد شد، که داده های حاصل از آن در جدول ۱ گزارش گردیده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

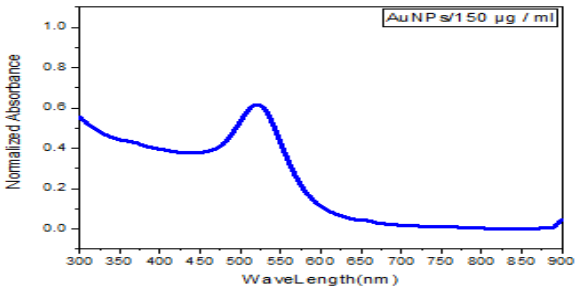


شکل ۴: نمودار جاروب محوری (زد- اسکن) دریچه بسته برای نمونه های سلولی با غلظت های مختلف ۰ (کنترل) ، ۲۵، ۵۰ و ۱۰۰ از نانو ذرات طلا.

جدول۱ : مقایسه ی ضریب جذب خطی و نیز ضریب شکست غیر خطی در غلظت های مختلف.

غلظت µg/ml	α (۱/cm)	n2 ×۱۰^-۷ (cm2/W)
بدون نانوذره	۲,۲۴	۱,۸۳
۲۵	۵,۳۲	۳,۲۸
۵۰	۶,۷۱	۴,۴۹
۱۰۰	۸,۰۲	۵,۱۸

با توجه به داده های جدول ۱ مشاهده می شود که با افزایش غلظت نانوذرات در نمونه های سلولی، ضریب شکست غیرخطی به ترتیب نسبت به نمونه ی کنترل افزایش می یابد، که به دلیل انطباق پیک طیف جذب نانوذرات ۲۰ *nm* طلا با طول موج لیزر ۵۳۲ *nm* به کار برده شده در تست های اپتیکی می باشد. طیف جذب نانوذرات ۲۰ *nm* طلا در شکل ۵ آمده است.



شکل ۵: نمودار پیک جذب نانوذرات ۲۰ *nm* طلا با غلظت ۱۵۰ *µg/ml*.

نتیجه‌گیری

در این مقاله پس از ورود نانوذرات کروی طلا ۲۰ nm به سلول های سرطانی رده ی mda -mb-۲۳۱، نمونه هایی با غلظت های مختلف ۰ (کنترل) ، ۲۵، ۵۰ و ۱۰۰ *µg/ml* از نانو ذرات طلا تهیه شدند و سپس مقادیر جذب خطی و ضریب شکست غیرخطی نمونه ها محاسبه گردید. محدوده ی تغییرات جذب خطی از ۲,۲۴ تا ۸,۰۲ (*1/cm*) و تغییرات ضریب شکست غیرخطی از ۱,۸۳ تا ۵,۱۸ × ۱۰ $^{-۷}$ (cm^2/W) می باشد و هر دو روندی افزایشی را نشان می دهند، که به دلیل نزدیکی طول موج پیک طیف جذب نانوذرات طلا در ۵۲۰ *nm* و لیزر سبز رنگ ۵۳۲ *nm* استفاده شده می باشد.

مرجع‌ها

[1] Weiser, J., Shenkin, P. S., & Still, W. C. (1999). Approximate atomic surfaces from linear combinations of pairwise overlaps (LCPO). Journal of Computational Chemistry, 20(2), 217-230.

[2] A. G Wiechmann, L. Osborne, C. K, & Schiff, R. (2008). Crosstalk between the estrogen receptor and the HER tyrosine kinase receptor family: molecular mechanism and clinical implications for endocrine therapy resistance. Endocrine reviews, 29(2), 217-233.

[3] Jain, P. K., El-Sayed, I. H., & El-Sayed, M. A. (2007). Au nanoparticles target cancer. nano today, 2(1), 18-29.

[4] Arvizo, R., Bhattacharya, R., & Mukherjee, P. (2010). Gold nanoparticles: opportunities and challenges in nanomedicine. Expert opinion on drug delivery, 7(6), 753-763.

[5] Van Stryland, E. W., & Sheik-Bahae, M. (1998). Characterization techniques and tabulations for organic nonlinear materials,(eds.): MG Kuzyk, CW Dirk.

[6] Sheik-Bahae, M., Said, A. A., & Van Stryland, E. W. (1989). High-sensitivity, single-beam n 2 measurements. Optics letters, 14(17), 955-957.

[7] Sheik-Bahae, M., Said, A. A., Wei, T. H., Hagan, D. J., & Van Stryland, E. W. (1990). Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. *IEEE journal of quantum electronics*, *26*(4), 760-769.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

درهم‌تنیدگی کلاسیکیِ درجات آزادی فضایی ـ شعاعیِ یک پرتو نوری به عنوان منبع ترابرد کوآنتومی در آشفتگی جوی ضعیف

ساناز علیپور[۱]، داود افشار[۲،۱]، محمد صبائیان[۲،۱]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز

[۲]مرکز تحقیقات لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز

sanaz.alipour2018@gmail.com, da_afshar@yahoo.com, sabaeian@Scu.ac.ir .

چکیده - درهم‌تنیدگی کلاسیکی بین درجات آزادیِ شعاعی و اندازه‌حرکت زاویه‌ای مداری یک پرتو نوری به عنوان منبع ارتباط کوآنتومیِ فضای آزاد در محیطی با آشفتگی ضعیف مورد بررسی قرار می‌گیرد. مشاهده می‌شود با افزایش میزان آشفتگی جوی، اتلاف درهم‌تنیدگی بیشتر خواهد بود. اما هر چه اندازه‌حرکت زاویه‌ای مداری بزرگ‌تر باشد، مقاومت حالت درهم‌تنیده در مقابل اثرات مخرب جو آشفته بیشتر خواهد بود . از این‌رو حالت‌های درهم‌تنیده با اندازه‌حرکت زاویه‌ای بزرگ‌تر، منابع بهتری برای اجرای ارتباط کوآنتومی فضای آزاد هستند.

کلید واژه- آشفتگی جوی ضعیف، ترابرد کوآنتومیِ فضای آزاد، درهم‌تنیدگی کلاسیکی، درهم‌تنیدگی کوآنتومی.

Classical entanglement of spatial-radial degrees of freedom of a light beam as a resource of quantum teleportation in weak atmospheric turbulence

Sanaz Alipour[1], Davood Afshar[1,2], Mohammad sabaeian[1,2]
[1]Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz
[2]Center for Research on Laser and Plasm, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz
sanaz.alipour2018@gmail.com, da_afshar@yahoo.com, sabaeian@Scu.ac.ir.

Abstract- Classical entanglement between radial and orbital angular momentum degrees of freedom of a light beam is investigated as a resource of free space quantum communications in a weak atmospheric turbulence. It is observed that as the atmospheric turbulence rises, the entanglement loss would be higher. However, the greater orbital angular momentum, the greater resistance of the entangled state would be against atmospheric turbulence destructive effects. Thus, entangled states with higher orbital angular momentum are better resources for implementation of free space quantum communications.
Keywords: weak atmospheric turbulence, free-space quantum teleportation, classical entanglement, quantum entanglement.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

یکی از منابع اصلی در پردازش اطلاعات کوآنتومی، درهم‌تنیدگی است. درهم‌تنیدگی، همبستگی کوآنتومی غیرموضعی بین زیرسیستم‌های یک سیستم مرکب است [۱]. برای سال‌های زیادی گمان می‌شد که درهم‌تنیدگی یک اثر کوآنتومی است و هیچ‌گونه نظیری در سیستم‌های کلاسیکی ندارد اما اخیراً مشخص شده است که می‌توان درهم‌تنیدگی را در حوزهٔ اپتیک کلاسیک نیز تولید کرد [۲]. این نظیرِ کلاسیکیِ درهم‌تنیدگی که اکثر خصوصیات منتسب به درهم‌تنیدگی کوآنتومی (مثلاً نقض نامساوی بل) را داراست، درهم‌تنیدگی کلاسیکی نامیده می‌شود [۳]. اولین بار در سال ۱۹۹۸ این نوع درهم‌تنیدگی موضعی بین درجات آزادی متفاوت یک ذره مورد مطالعه قرار گرفت[۴].

با وجود تفاوت‌های بنیادی میان درهم‌تنیدگی کلاسیکی و همتای کوآنتومی‌اش، از این نوع درهم‌تنیدگی برای شبیه‌سازی پردازش اطلاعات کوآنتومی استفاده می‌شود. به طوری‌که اخیراً به‌صورت تجربی [۲,۵,۶] از حالت‌های درهم‌تنیدهٔ کلاسیکی به عنوان منبعی برای اجرای پروتکل‌های ارتباط کوآنتومی استفاده شده است.

ترابرد یکی از پروتکل‌های مهم در نظریهٔ اطلاعات کوآنتومی است که برمبنای درهم‌تنیدگی کوآنتومی صورت می‌گیرد [۷]. یکی از محتمل‌ترین ارتباطات در آینده، ترابرد کوآنتومی در فضای آزاد است. درهم‌تنیدگی ابعاد بالا با درجات آزادی فضایی نور، یک پایهٔ مناسب برای برقراری این نوع ارتباط محسوب می‌شود زیرا استفاده از درجات آزادی فضایی نور، ظرفیت اطلاعات و ایمنی کانال‌های کوآنتومی را افزایش می‌دهد. از جمله درجات آزادی فضایی نور که در این‌جا می‌توان مورد استفاده قرار داد، اندازه‌حرکت زاویه‌ای مداری (OAM) است [۸].

در این مقاله، ما درهم‌تنیدگی کلاسیکیِ درجات آزادی شعاعی ـ فضایی یک پرتو نوری را به عنوان منبع مناسب برای ترابرد کوآنتومی در فضای آزاد پیشنهاد داده و به بررسی برخی جنبه‌های آن می‌پردازیم.

پیشنهاد درهم‌تنیدگی کلاسیکیِ درجات آزادی فضایی ـ شعاعی یک پرتو نوری به عنوان منبع ترابرد کوآنتومی در فضای آزاد

در تشابه با کیوبیت‌ها در نمادگذاری دیراک، بردار حالت در یک فضای هیلبرت کلاسیکی، سِبیت نامیده می‌شوند؛ برای توصیف سبیت‌ها از یک نمادگذاری مشابه با نمادگذاری دیراک استفاده می‌شود که پرانتز نام دارد (|) پران و (| تز) [۴]. درهم‌تنیدگی میان درجات آزادی فضایی و شعاعی یک پرتو نوری را می‌توان به شکل حالت درهم‌تنیدهٔ کلاسیکی بل به‌صورت زیر نمایش داد [۶]:

$$|\chi) = |r_1)|l_0) + |r_2)|\ \ l_0) \qquad (۱)$$

که در آن $|r_{1,2})$ و $|\pm l_0)$ به ترتیب سبیت‌های درجات آزادی شعاعی و فضایی هستند. ما از حالت درهم‌تنیدهٔ کلاسیکی فضایی-شعاعی به عنوان منبع ارتباط کوآنتومیِ فضای آزاد، در جوی با آشفتگی ضعیف، استفاده می‌کنیم. اثر آشفتگی جوی روی یک پرتو اپتیکی با افت و خیزهای ضریب شکست هوا مشخص می‌شود. از این‌رو گذار فوتون‌های حامل OAM از میان جو آشفته چالش‌برانگیز است زیرا نوسانات ضریب شکست در چنین محیطی، جبهه‌های موج فوتون‌ها را تخریب می‌کند و در نتیجهٔ آن، اطلاعات کوآنتومی کدگذاری شده از بین می‌روند [۹].

ماتریس چگالی حالت (۱) در پایه‌های $\{|r_1,l_0),|r_2,l_0),|r_1,-l_0),|r_2,-l_0)\}$ به‌صورت زیر است:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\rho^{(0)}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&1&1&0\\0&1&1&0\\0&0&0&0\end{pmatrix} \quad (۲)$$

هنگام عبور این حالت درهم‌تنیده از میان آشفتگی جوی ضعیف، درجهٔ آزادی OAM تحت تأثیر آشفتگی قرار می‌گیرد. اما به علت چشم‌پوشی از اثرات پراش در آشفتگی ضعیف، درجهٔ آزادی شعاعی دچار تغییر نمی‌شود. برای بررسی اثرات آشفتگی جوی ضعیف بر OAM از مدل تک صفحهٔ فاز استفاده می‌کنیم [۹]. در این مدل، اثر آشفتگی جوی روی هر فوتون به‌صورت یک نگاشت خطی Λ نمایش داده می‌شود [۱۰]. در نتیجه ماتریس چگالی نهایی به‌صورت زیر خواهد بود:

$$\rho=(\mathrm{I}\otimes\Lambda)\rho^{(0)}= \sum_{ii',jj'}\sum_{ll',mm'}\mathrm{I}_{ii'}^{ll'}\Lambda_{jj'}^{mm'}\rho_{|lm\rangle\langle l'm'|}^{(0)}|ij\rangle\langle i'j'| \quad (۳)$$

در این‌جا I ماتریس همانی است که در نتیجهٔ عمل آن، تنها عناصر تحت اثر نگاشت‌های زیر صفر نمی‌شوند:

$$\mathrm{I}_{r_1r_1}^{r_1r_1}=\mathrm{I}_{r_1r_2}^{r_1r_2}=\mathrm{I}_{r_2r_1}^{r_2r_1}=\mathrm{I}_{r_2r_2}^{r_2r_2}=1 \quad (۴)$$

از طرف دیگر تحت نگاشت Λ ، عناصر غیرصفر ماتریس تنها دو مقدار به شرح زیر هستند [۱۰]:

$$a=\Lambda_{l_0l_0}^{l_0l_0}=\Lambda_{-l_0-l_0}^{-l_0-l_0}=\Lambda_{-l_0l_0}^{-l_0l_0}=\Lambda_{l_0-l_0}^{l_0-l_0}$$
$$b=\Lambda_{l_0l_0}^{-l_0-l_0}=\Lambda_{-l_0-l_0}^{l_0l_0} \quad (۵)$$

که در آن a دامنهٔ بقاء و b دامنهٔ اختلال است. a و b معرف میزان تأثیر آشفتگی جوی بر پرتو هستند. شرایط $a=1$ و $b=0$ متناظر با عدم وجود آشفتگی است و $b=1$ و $a=0$ متناظر با شرایطی است که آشفتگی به بیش‌ترین میزان ممکن خود می‌رسد [۱۰].

در نهایت ماتریس چگالی (۲) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$\rho=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}b&0&0&0\\0&a&a&0\\0&a&a&0\\0&0&0&b\end{pmatrix} \quad (۶)$$

با افزودن ضریب $\frac{1}{(a+b)}$ در ماتریس فوق شرط $Tr(\rho)=1$ برآورده می‌شود. اینک می‌توان با استفاده از سنجهٔ تلاقی، تأثیر آشفتگی جوی ضعیف بر میزان درهم‌تنیدگی حالت (۶) را مورد بررسی قرار داد.

نتایج

وفاداری سنجه‌ای برای نزدیکی حالت‌هاست که به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$F\left(\rho^{(0)},\rho\right)=\left[Tr\left\{\sqrt{\sqrt{\rho}\,\rho^{(0)}\sqrt{\rho}}\right\}\right]^2 \quad (۷)$$

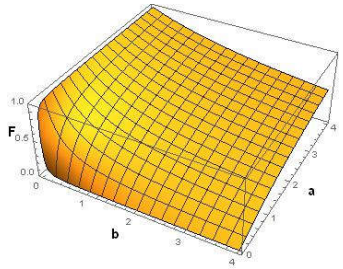
در (شکل۱) وفاداری بین حالت اولیه (۲) و حالت نهایی (۶) را برحسب پارامترهای a و b رسم کرده‌ایم. مشاهده می‌شود که هرچه دامنهٔ بقاء (a) بزرگ‌تر و دامنهٔ اختلال (b) کوچک‌تر باشد، وفاداری بزرگ‌تر است.

در مدل تک صفحهٔ فاز میزان آشفتگی جوی با پارامتر بدون بعد W با تعریف زیر داده می‌شود [۱۰]:

$$W=\frac{z^2C_n^2W_0}{\lambda^2} \quad (۸)$$

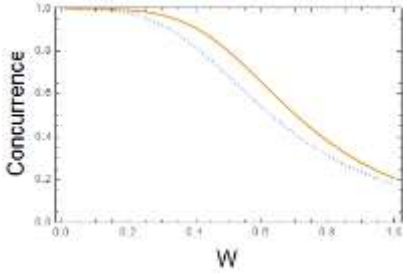
که در آن w_0 شعاع پرتو اپتیکی، C_n^2 ثابت ساختار ضریب شکست (که یک اندازه‌گیری از شدت غیریکنواختی ضریب شکست محیط است و از مقادیری در حدود $10^{-17}m^{\frac{-3}{2}}$ برای آشفتگی ضعیف تا $10^{-13}m^{\frac{-3}{2}}$ برای آشفتگی قوی تغییر می‌کند [۱۱]) z فاصلهٔ انتشار و λ طول موج است [۱۰]. در (شکل۲) کانکرنس حالت نهایی برحسب W به ازاء دو مقدار $l_0=1,2$ رسم شده است. مشاهده می‌شود افزایش میزان آشفتگی موجب کاهش درهم‌تنیدگی خروجی می‌شود. به‌علاوه حالت متناظر با $l_0=2$ نسبت به حالت $l_0=1$ در مقابل اثرات مخرب جو آشفته مقاوم‌تر است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۱. نمودار $F\left(\rho,\rho^{(0)}\right)$ برحسب پارامترهای a و b

. $l_0 = 1$



شکل ۲. نمودار کانکرنس حالت نهایی برحسب W به ازاء
$l_0 = 1$ (نقطه چین) و $l_0 = 2$ (خط پیوسته).

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، ما یک حالت درهم‌تنیدهٔ کلاسیکی را به عنوان منبعی برای ترابرد در فضای آزاد پیشنهاد دادیم. از آن‌جاکه یکی از درجات آزادی، اندازه‌حرکت زاویه‌ای مداری است، ظرفیت اطلاعات و ایمنی کانال کوآنتومی بالا است اما مشاهده کردیم که به علت وجود آشفتگی جوی حین اجرای پروتکل، با اتلاف درهم‌تنیدگی مواجه خواهیم بود. با این حال دریافتیم که با انتخاب اندازه‌حرکت مداری بالاتر می‌توان درهم‌تنیدگی بیشتری را حفظ کرد و در نتیجه بازده کانال کوآنتومی را افزایش داد.

مرجع‌ها

[1] E. Karimi, R. W. Boyd, "Classical entanglement?", Science, Vol. 350 , No. 6265, pp. 1172-1173, 2015.

[2] D. G. Silva, and et al, "Demonstration of local teleportation using classical entanglement", Laser& Photonics. Rev., Vol. 10, No. 2, pp. 317-321, 2016.

[3] W. F. Balthazar, C. F. R. Souza, D. P. Caetano, E. F. Galvao, J. A. O. Huguenin, A. Z. Khoury, "Tripartite non-separability in classical optics", Opt. Lett. Vol. 41, No. 24, pp. 5797-5800, 2016.

[4] R. J. C. Spreeuw, "A classical analogy of entanglement", Found .phys. Vol. 28, No. 3, pp. 361-374, 1998.

[5] G. Milione, T. A. Nguyen, D. A. Nolan, E. Karimi, S. Skussarenko, L. Marrucci, R. R. Alfano, "Superdense coding with vector vortex beams: a classical analogy of entanglement", Frontiers in optics conference, 2013.

[6] S. M. H. Rafsanjani, M. Mirhosseini, O. S. Magana-Loaiza, R. W. Boyd, "State transfer based on classical non-separability", Phys. Rev. A., Vol 92, No. 2, pp. 23827-1–9, 2015.

[7] L. T. Knoll, C. T. Schmiegelow, A. L. Miguel, "Experimental investigation of local environment effects on the quantum teleportation fidelity", Quantum Communications and Quantum Imaging XIII. Vol. 9615. International Society for Optics and Photonic, 2015.

[8] X. Yan, P. F. Zhang, J. H. Zhang, X. Feng, C. H. Qiao, C. Y. Fan, "Effect of atmospheric turbulence on entangled orbital angular momentum three-qubit state", Chinese Physics. B., Vol. 26. No. 6, pp. 064202-1–4, 2017.

[9] N. D. Leonhard, V. N. Shatokhin, A. Buchleitner, "Universal entanglement decay of photonic-orbital-angular-momentum qubit states in atmospheric turbulence", Phys. Rev. A., Vol. 91, No. 1, pp. 012345-1–4, 2015.

[10] F. S. Roux, T. Konrad, "Parameter dependence in the atmospheric decoherence of modally entangled photon pairs", Phys. Rev. A., Vol. 90, No. 5, pp. 052115-1–9, 2014.

[11] F. S. Roux, "The Lindblad equation for the decay of entanglement due to atmospheric scintillation", Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical.,Vol. 47, No. 19, pp. 195302-1–17, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی اثر دمای پخت لایه پروسکایت لایه نشانی شده به روش دو مرحله ای بر عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی

مهدی شریفی اردانی [۱و۲]، محمود برهانی زرندی [۱و۲]، ناصر جهانبخشی زاده [۱و۲]، فریده کیوانی هفشجانی [۱و۲]، حجت امراللهی بیوکی [۱و۲]

[۱]گروه پژوهشی فوتونیک مرکز تحقیقات مهندسی، دانشگاه یزد

[۲]گروه اتمی مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

در بین سلول های خورشیدی نسل سوم، سلول های پروسکایتی به دلیل بازدهی بالا و روش های ساخت ارزان قیمت توجهات زیادی را معطوف خود کرده اند. از جمله عوامل موثر بر عملکرد این نوع از سلول های خورشیدی می توان به مورفولوژی لایه پروسکایت اشاره کرد. یکی از عوامل موثر بر مورفولوژی لایه پروسکایت و نهایتا عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی دمای پخت لایه جاذب نور در این نوع از سلول های خورشیدی می باشد. در این مقاله اثر تغییر دمای پخت لایه پروسکایت ایجاد شده به روش دو مرحله ای بر مورفولوژی لایه پروسکایت و همچنین عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی مورد بررسی قرار گرفته است. مشخص شده است که پروسکایت ایجاد شده در دمای پخت ۷۰ درجه سانتی گراد دارای مورفولوژی مناسب با سطحی یکنواخت تر و سلول خورشیدی ساخته شده مربوط به آن عملکرد مناسب تری (بازدهی=٪۵,۹۹) نسبت به سایر دماهای پخت (بازدهی=۴,۴۶، ۵,۰۲ و ۱,۲۲٪ به ترتیب برای دماهای ۵۰، ۹۰ و ۱۲۰ درجه سانتی گراد)، دارد.

کلید واژه : پروسکایت، دمای پخت، سلول خورشیدی، مورفولوژی

Investigate on effect of annealing temperature of perovskite layer deposited by two step method on performance of perovskite solar cells

Mehdi Sharifi Ardani[1,2], Mahmood Borhani Zarandi[1,2], Naser Jahanbakhshi Zadeh[1,2], Farideh Keivani Hafshejani[1,2], Hojat Amrollahi[1,2]

[1]Photonics Research Group, Engineering Research Center, Yazd University, Yazd, Iran

[2]Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

Abstract- Among the third generation solar cells, perovskite cells have attracted a lot of attention due to their high efficiency and low cost construction methods. Amongst the factors affecting the performance of these types of solar cells is the morphology of perovskite layer. One of the factors influencing the morphology of perovskite layer and ultimately the performance of the perovskite solar cell is the annealing temperature of the absorbing layer in this type of solar cell. In this paper, the effect of annealing temperature variation of the perovskite layer created by two step method on morphology of perovskite layer and performance of the perovskite solar cell investigated. It has been determined that the created perovskite at annealing temperature of 70 ° C has a morphology with a more uniform surface and the resulting solar cell has a better performance (Eff.=5.99%) than the other annealing temperatures (Eff.=4.46, 5.02 and 1.22% for T=50, 90 and 120 °C).

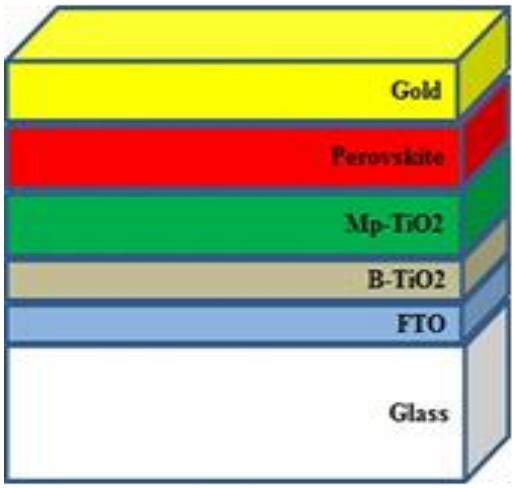
Keywords: Perovskite, Annealing Temperature, Solar Cell, Morphology.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

لایه های تشکیل دهنده ی سلول های خورشیدی مزوپروس پروسکایتی بدون انتقال دهنده حفره در شکل (۱) مشاهده میشود. این ساختار یکی از انواع ساختار سلولهای خورشیدی پروسکایتی است. در حالت کلی شیشه پوشش داده شده با اکسید رسانا (FTO)، به عنوان زیرلایه به کاربرده میشود. سپس جهت کاهش بازترکیب الکترون و حفره، یک لایه ی سدکننده ی حفره بر روی زیرلایه پوشش داده میشود. بعد از آن یک لایه نازک از نانوکریستال های انتقال دهنده الکترون، جهت تسهیل در انتقال الکترون به مدار خارجی استفاده میشود .لایه پروسکایت که وظیفه جذب نور و تولید الکترون حفره را بر عهده دارد بر روی لایه انتقال دهنده ی الکترون لایه نشانی میشود .سپس لایه انتقال دهنده ی حفره بر روی پروسکایت جهت انتقال حفره به الکترود مقابل، قرار میگیرد و در نهایت از فلزاتی همچون طلا و نقره به عنوان الکترود مقابل استفاده میشود. مورفولوژی سطح لایه پروسکایت نقش مهمی در عملکرد مناسب سلول خورشیدی پروسکایتی ایفا می کند[1]. هر چه لایه پروسکایت ایجاد شده دارای یکنواختی بیشتر و سطحی با حفره های کمتر باشد انتقال بار در آن بهتر و سریعتر انجام می گیرد[2].

که تاثیر مستقیم بر عملکرد مناسب سلول خورشیدی پروسکایتی دارد.



شکل ۱- ساختار سلول های خورشیدی پروسکایتی مزوپروس

عوامل زیادی بر مورفولوژی لایه پروسکایت موثر هستند که از جمله آنها می توان به موارد زیر اشاره کرد [3]:

رطوبت، روش مورد استفاده برای لایه نشانی، دمای پخت پروسکایت و پیش ماده های مورد استفاده برای ایجاد لایه پروسکایت. دمای پخت یکی از عواملی است که باعث میشود ساختار بلور های پروسکایت با نظم بیشتری رشد داده شوند و تاثیر مستقیم بر اندازه کریستال های پروسکایت دارد[۳]. در این مقاله اثر دمای پخت لایه پروسکایت ایجاد شده به روش دو مرحله ای بر مورفولوژی آن مورد بررسی قرار می گیرد. همچنین اثر این تغییر دما بر پارامتر های فوتوولتائیکی سلول های خورشیدی پروسکایتی مورد بررسی قرار می گیرد.

روش آزمایش

مواد مورد نیاز :

شیشه ی لایه نشانی شده با اکسید رسانای فلزی، خمیر دی اکسید تیتانیوم ، اتانول، تیتانیوم ایزو پروپوکسید، دی متیل فرم‌آمید، ایزوپروپانول، پودر سرب یدید و پودر متیل

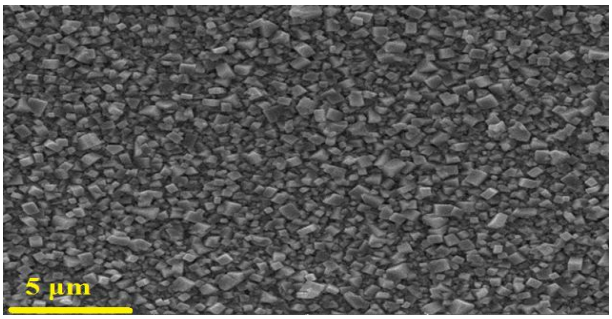
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

آمونیوم یدید(مای). این مواد از شرکت ادوات نوری نانوساختاری ایساتیس، شریف سولار و سیگما خریداری شده است. اندازه‌گیری مشخصات فوتوولتائیک سلول خورشیدی نیز توسط دستگاه Keithley2400 صورت گرفته است.

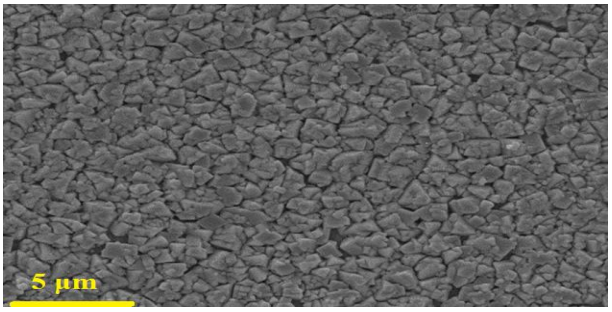
روش ساخت سلول خورشیدی :

شیشه های FTO پس از الگو دهی با پودر روی و هیدروکلریک اسید به ترتیب توسط مایع صابون، آب مقطر، استون و اتانول تحت اولتراسونیک قرار داده تا هرگونه آلودگی سطحی آن از بین رود. لایه های سدکننده‌ی حفره و انتقال دهنده الکترون با روش لایه-نشانی چرخشی لایه‌نشانی و سپس در دمای ۵۰۰ °C به مدت ۶۰ دقیقه پخت داده شد. برای لایه‌نشانی پروسکایت از روش غوطه‌وری استفاده شد. ابتدا ۴۶۰ میلی گرم پودر سرب یدید در ۱ میلی‌لیتر DMF در دمای ۷۰ °C به مدت ۱۲ ساعت هم خورد و بعد به روش لایه نشانی چرخشی، لایه نشانی شد. سپس به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۷۰ °C پخت داده شد. در مرحله بعدی هر کدام از نمونه ها به مدت ۵ دقیقه در محلول متیل آمونیوم یدید غوطه ور شده و بعد از آن یک نمونه از سلولها به مدت ۱۵ دقیقه در دمای°C ۷۰، نمونه دیگر به مدت ۱۵ دقیقه در دمای°C ۵۰، نمونه دیگر به مدت ۱۵ دقیقه در دمای°C ۹۰ و یک نمونه دیگر سلولها نیز به مدت ۱۵ دقیقه در دمای°C ۱۲۰ پخت داده شدند و در نهایت لایه نازک طلا با ضخامت ۴۰ نانومتر با روش اسپاترینگ در خلأ بر روی لایه پروسکایت قرار گرفت.

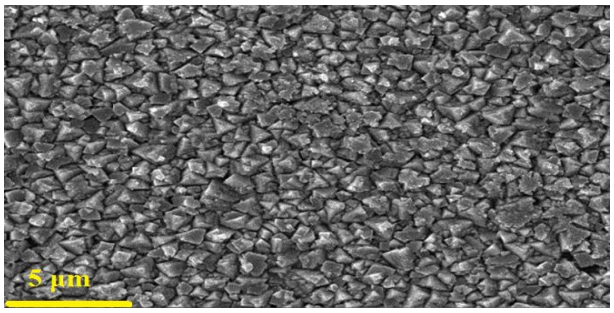
تصاویر SEM لایه پروسکایت ایجاد شده در دماهای ۵۰، ۷۰، ۹۰ و ۱۲۰ درجه سانتی گراد در زیر نشان داده شده است. سطح لایه پروسکایت ایجاد شده در دمای°C ۷۰ نسبت به سایر دماها دارای یکنواختی بیشتر و حفره های سطحی کمتری می‌باشد.



شکل ۱: تصویر SEM لایه پروسکایت ایجاد شده در دمای ۵۰ °C



شکل ۲ : تصویر SEM لایه پروسکایت ایجاد شده در دمای 70 °C



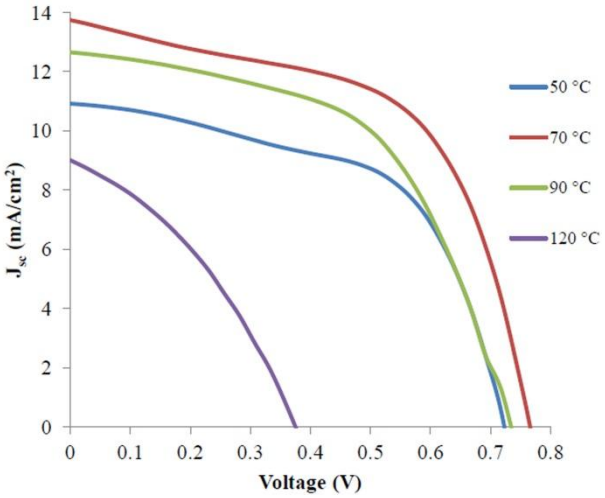
شکل ۳ : تصویر SEM لایه پروسکایت ایجاد شده در دمای 90 °C



شکل ۴ : تصویر SEM لایه پروسکایت ایجاد شده در دمای°C ۱۲۰

شکل (۵) و جدول (۱) به ترتیب نمودار جریان-ولتاژ و پارامترهای فوتوولتائیکی مربوط به سلول های خورشیدی پروسکایتی ساخته شده با شرایط فوق الذکر را نشان می دهد. برای هر دما ۵ سلول ساخته شده و پارامترهای فوتولتائیکی مربوط به آنها میانگین گیری شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۵ : نمودار جریان ولتاژ سلول های ساخته شده در دماهای پخت مختلف برای ایجاد لایه پروسکایت

جدول ۱ : پارامتر های مربوط به مشخصه یابی سلول های خورشیدی پروسکایتی ساخته شده در دماهای پخت مختلف برای ایجاد لایه پروسکایت

دمای پخت	V_{oc} (V)	J_{sc} (mA/cm^2)	FF	Eff. (%)
50 °C	0.74±0.04	10.93±1.08	0.56± 0.01	4.46± 0.47
70 °C	0.76±0.02	13.75±0.92	0.58± 0.01	5.99± 0.35
90 °C	0.74±0. 01	12.66±1.16	0.55± 0.01	5.02± 0.23
120 °C	0.38±0.02	9.02±0.08	0.37± 0.03	1.22± 0.12

همانطور که مشاهده می شود چگالی جریان و در نتیجه بازدهی سلول خورشیدی پروسکایتی ساخته شده در دمای ۷۰ °C نسبت به سایر دماها بیشتر می باشد. این موضوع به دلیل یکنواختی بیشتر و همچنین حفره های سطحی کمتر در پروسکایت ایجاد شده در دمای ۷۰ °C نسبت به سایر دماها می باشد.

نتیجه گیری :

در این مقاله اثر تغییر دمای پخت لایه پروسکایت ایجاد شده به روش دو مرحله ای بر مورفولوژی لایه پروسکایت و همچنین عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی متناظر با آن مورد بررسی قرار گرفت. همانطور که از تصاویر SEM مشاهده شد لایه پروسکایت ایجاد شده در دمای ۷۰ °C نسبت به دمای ۵۰ °C دارای یکنواختی بیشتری می باشد. همچنین لایه پروسکایت ایجاد شده در دماهای ۹۰ و ۱۲۰ درجه سانتیگراد نسبت به دمای ۷۰ °C دارای حفره های سطحی بیشتری هستند. مشخصه یابی سلول‌های ساخته شده نشان می‌دهد که پارامتر چگالی جریان مهمترین عامل متفاوت بودن عملکرد سلول‌های ساخته شده در دماهای فوق‌الذکر می‌باشد. یکنواخت تر بودن و حفره های سطحی کمتر داشتن برای پروسکایت ایجاد شده در دمای ۷۰ °C باعث کاهش باز ترکیب حامل های بار (الکترون-حفره) و در نتیجه افزایش جریان و بازدهی سلول های خورشیدی ساخته شده در این دما می شود.

مرجع ها :

[1] Y.Ch. Zheng, Sh. Yang,Thermal-induced volmer-weber growth behavior for planar heterojunction perovskites solar cells, Chem. Mater voll.27,pp.5116-5121, 2015

[2] H.B. Kim, H. Choi, J. Jeong, Mixed solvents for the optimization of morphology in solution-processed, inverted-type perovskite/fullerene hybrid solar cells, Nanoscale voll. 6,pp.6679-6683, 2014 .

[3] N. J. Zadeh, M. Borhani, Effect of crystallization strategies on $CH_3NH_3PbI_3$ perovskite layer deposited by spin coating method Dependence of photovoltaic performance on morphology evolution, Thin Solid Films vol. 663, pp. 65-74, 2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اندازه‌گیری پراکندگی دینامیکی نور نانوذرات درون مایع

محمد امین امیری رشخوار، سید حسن توسلی

تهران، ولنجک، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکدهٔ لیزر و پلاسما

چکیده –پراکندگی دینامیکی نور یکی از متداول‌ترین روش‌ها جهت تعیین توزیع اندازهٔ نانوذرات درون مایع اســت. در این روش، با مشاهدهٔ افت و خیزهای شدت نور پراکنده شده از نانوذرات در زمان، قطر ذرات محاسبه می‌شود. در این مقاله، چیدمان آزمایشگاهی روش پراکندگی دینامیکی نور با استفاده از یک لیزر ۵۳۲ نانومتر و آشکارساز PMT راه‌اندازی و نتایج عملی حاصل از این چیدمان برای نمونه نانوذرات نقره ارائه شده است. بافت‌نگاشت توزیع اندازهٔ حاصل از این آزمایش با نتایج دستگاه آزمایشگاهی استاندارد مقایسه شده که تطبیق بسیار خوبی را نشان می‌دهد.

کلید واژه- پراکندگی دینامیکی نور، بافت‌نگاشت توزیع اندازه، توزیع اندازهٔ نانوذرات

Dynamic Light Scattering Measurement of Nanoparticles in Liquids

Mohammad Amin Amiri Roshkhar, Seyed Hasan Tavassoli

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Velenjak, Tehran, Iran

Abstract- Dynamic light scattering is one of the most commonly used methods for determining the size distribution of nanoparticles in liquids. In this method, the particle diameter is calculated by monitoring the time fluctuations in the intensity of the scattered light from the nanoparticles. In this paper, the experimental setup of the dynamic light scattering method using a 532 nm laser and a PMT detector has been installed and the practical results of this setup for samples of silver nanoparticles are presented. The size distribution histogram obtained from this experiment has been compared with the results of a standard laboratory device, which indicates an excellent match.

Keywords: Dynamic light scattering, the size distribution histogram, the size distribution of nanoparticles

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

روش پراکندگی دینامیکی نور روشی غیر تصویری برای تعیین اندازهٔ متوسط و توزیع اندازهٔ ذرات موجود در سوسپانسیون و یا پلیمرهای موجود در محلول می‌باشد. از این روش می‌توان برای تعیین اندازهٔ ذرات کوچک‌تر از یک نانومتر تا چند میکرومتر استفاده کرد [۱].

وقتی یک باریکهٔ نور همدوس مانند لیزر به یک محیط محلول حاوی ذرات می‌تابد، ذرات نور را در جهات مختلف پراکنده می‌کنند. چون قطر نانوذرات (ابعاد ۱ تا ۱۰۰ نانومتر) خیلی کوچکتر از طول‌موج لیزر (در اینجا ۵۳۲ نانومتر) است این پراکندگی برای نانوذرات از نوع پراکندگی ریلی است و برای ذرات بزرگتر به ترتیب از الگوی پراکندگی می و پراش فرانهوفر پیروی می‌کند[۳]. بدلیل حرکت حرارتی (براونی) ذرات در داخل محلول، شدت نور پراکنده شده با افت و خیزهایی در زمان همراه می‌شود. از آنجا که سرعت حرکت ذرات بزرگتر در محلول کندتر است، فرکانس تغییرات شدت نور پراکنده شده توسط آنها نیز کمتر است و بلعکس. با محاسبه تابع خودهمبستگی (ACF) شدت، یک نمودار نمایی کاهشی بدست می‌آید که نرخ کاهش آن وابسته به اندازه ذرات است.

به کمک محاسبات آماری برروی داده‌های حاصل از روش پراکندگی دینامیکی نور می‌توان اطلاعات مفیدی از مشخصات ذرات استخراج نمود. از جمله می‌توان بافت-نگاشتی از توزیع اندازهٔ ذرات ترسیم کرد. در این پژوهش، ایده مذکور در محیط آزمایشگاهی اجرا و نتایج تجربی اندازه‌گیری پراکندگی دینامیکی نور بر روی نمونه نانوذرات نقره با نتایج دستگاه آزمایشگاهی استاندارد مقایسه و گزارش شده است که تطبیق خوبی را نشان می‌دهد.

تئوری و روش آزمایش

روش پراکندگی دینامیکی نور بر پایهٔ ارتباط میان اندازهٔ ذرات و الگوی حرکت بروانی (حرارتی) آنها می‌باشد. این ارتباط بوسیلهٔ رابطهٔ استوکس-انیشتین تعریف می‌شود:

$$D = \frac{k_B T}{3\pi\eta d} \qquad (۱)$$

بر اساس این رابطه هر چه اندازهٔ ذرات (d) کوچکتر باشد، ضریب پخش آنها (D) بزرگتر است یعنی حرکت آنها در محلول سریعتر است و بلعکس. در این معادله، d قطر هیدرودینامیک ذرات، η ویسکوزیتهٔ محلول و $k_B T$ انرژی حرارتی است.

در این روش، باریکهٔ یک لیزر به عنوان چشمهٔ همدوس به نمونه ذرات موجود در یک محلول که دارای حرکت براونی هستند تابانده می‌شود. ذرات در مسیر پرتو لیزر، نور را در جهات مختلف پراکنده می‌کنند. در یک زاویهٔ مشخص نسبت به راستای انتشار باریکهٔ فرودی، تغییرات شدت نور پراکنده شده در زمان بوسیله آشکارساز ثبت می‌شود.

نور پراکنده شده از ذرات در حال حرکت، حاوی اطلاعاتی از الگوی حرکتی آنها است. بدین ترتیب که هر چه افت و خیزهای شدت نور پراکنده شده در زمان سریعتر باشد، یعنی ضریب پخش بزرگتر است و بلعکس.

برای استخراج رابطهٔ کمی بین تغییرات شدت و ضریب پخش، ابتدا باید تابع خودهمبستگی (ACF) سیگنال پیوستهٔ ناشی از آشکارساز را محاسبه کرد. این کار اغلب بوسیله دستگاه کرولاتور انجام می‌گیرد[۲]. برازش تابع محاسبه شده، یک نمایی کاهشی است:

$$G(\tau) = \exp(-\Gamma\tau) \qquad (۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نرخ کاهش این تابع (Γ) بوسیلهٔ معادلهٔ زیر به ضریب پخش ذرات در محلول مرتبط می‌شود:

$$D = \frac{q^2}{\Gamma} \qquad (۳)$$

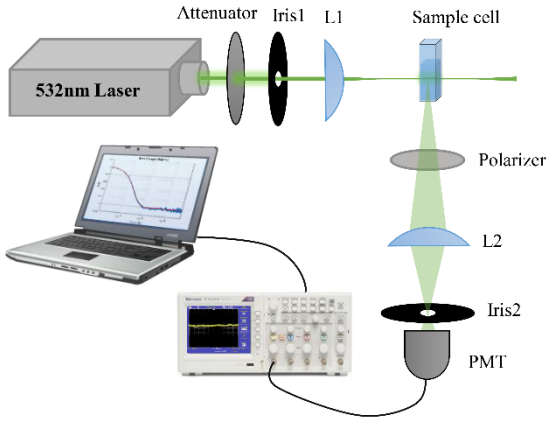
در این معادله q بردار پراکندگی است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$q = \frac{4\pi n_0}{\lambda_0} \sin(\frac{\theta}{2}) \qquad (۴)$$

که λ_0 طول‌موج لیزر در خلاء، n_0 ضریب شکست محلول و θ زاویهٔ مشاهدهٔ پراکندگی نسبت به راستای انتشار است [۲و۳]. بدین ترتیب بوسیله Γ بدست آمده از رابطهٔ (۲) و استفاده از روابط (۳) و (۴) و در نهایت جایگذاری D در رابطهٔ (۱)، قطر هیدرودینامیک ذره (d) بدست می‌آید. این فرایند تنها برای نمونه‌های دارای اندازهٔ واحد معتبر است. برای تحلیل نمونه‌های دارای توزیع اندازه (اغلب نمونه‌ها)، از روش‌های ریاضی مختلفی استفاده می‌شود. از جمله روش Cumulants، روش CONTIN و روش کمترین مربعات نامنفی (NNLS) است [۴].

چیدمان آزمایش

در چیدمان این آزمایش (شکل ۱)، از یک لیزر ۵۳۲ نانومتر با قطبش عمودی برای تحریک نانوذرات استفاده شده است. باریکهٔ لیزر پس از عبور از کاهنده شدت و روزنه، بوسیلهٔ عدسی L1 درون ظرف نمونه حاوی نانوذرات نقرهٔ معلق در آب کانونی می‌شود. نور پراکنده شده در زاویهٔ ۹۰ درجه نسبت به راستای انتشار باریکه، پس از عبور از یک قطبندهٔ خطی با محور عبور عمودی، بوسیله عدسی همگرای L2 با فاصلهٔ کانونی ۷۵ میلی‌متر جمع‌آوری می‌شود. افت و خیزها در شدت نور جمع‌آوری شده، بوسیلهٔ یک آشکارساز از نوع افزایندهٔ فوتونی (PMT) با بهرهٔ 10^4 و بیشینه طول‌موج



شکل ۱ : نمایی از چیدمان آزمایش

پاسخ طیفی ۵۳۲ نانومتر مدل Hamamatsu R6355، ثبت می‌شود. به منظور اطمینان از ایجاد مساحت همدوسی مناسب برروی صفحهٔ آشکارساز، یک روزنه به قطر ۱ میلی-متر قبل از آن قرار داده شده است.

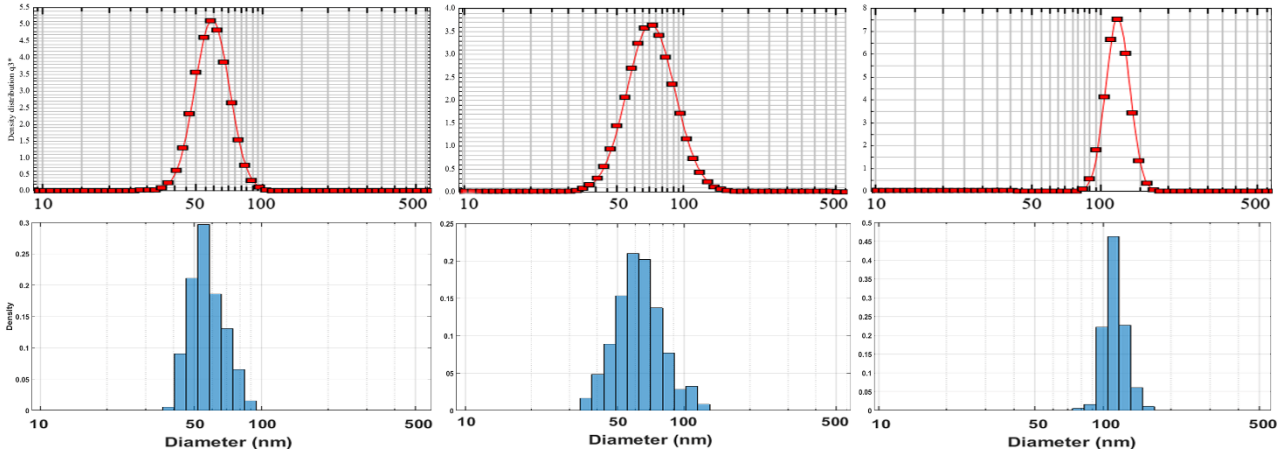
در نهایت سیگنال حاصل از PMT با کمک اسیلوسکوپ دیجیتال Tektronix 2024B در فرکانس 100 kHz استخراج و برای محاسبهٔ تابع خودهمبستگی (ACF) و سایر تجزیه و تحلیل‌ها به رایانه ارسال می‌شود. از آنجا که پرتو لیزر قطبیدهٔ عمودی است، نور پراکنده شده توسط ذرات نیز دارای قطبش عمودی بوده و قطبندهٔ خطی مانند یک فیلتر از ورود پرتوهای مزاحم جلوگیری می‌کند.

نتایج

با استفاده از چیدمان پراکندگی دینامیکی نور توصیف شده در بالا، مشخصات دو نمونه نانوذرهٔ نقره در اندازه‌های متوسط ۶۰ و ۱۲۰ نانومتر و یک نمونه با توزیع وسیع‌تر حول اندازهٔ متوسط ۷۰ نانومتر مطالعه شد.

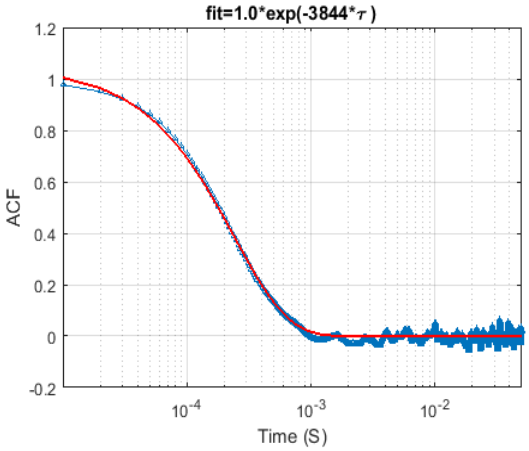
تغییرات شدت ثبت شده بوسیلهٔ PMT از طریق اسیلوسکوپ دیجیتال استخراج و به رایانه ارسال شده است. به کمک نرم‌افزار متلب (MATLAB) خودهمبستگی زمانی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۳: نمودار توزیع اندازهٔ نانوذرات نقره با اندازهٔ متوسط تقریبی ۶۰، ۷۰ و ۱۲۰ نانومتر به ترتیب از چپ به راست. پایین: بافت‌نگاشت تجربی حاصل از این پژوهش. بالا: نتایج دستگاه آزمایشگاهی استاندارد. (محور افقی به صورت لگاریتمی ترسیم شده است.)

آن بدست آمده سپس به تابع نمایی (رابطهٔ ۲) برازش شده است (شکل ۲). برای هر نمونه ۲۰۰ بار، هر کدام به طول ۵۰۰ میلی‌ثانیه سیگنال شدت بر حسب زمان استخراج شده است. تابع خود همبستگی زمانی با بیشینه زمان تأخیر ۵۰ میلی‌ثانیه برای هر یک، محاسبه و در نهایت بافت‌نگاشتی از توزیع فراوانی مقادیر بدست آمده ترسیم شده است (شکل ۳). توزیع اندازهٔ بدست آمده از این آزمایش با مقدار گزارش شده بوسیلهٔ دستگاه آزمایشگاهی استاندارد مقایسه شده است (شکل ۳). همچنین مقادیر اندازهٔ متوسط و انحراف معیار در جدول (۱) آورده شده است که نزدیکی خوبی را نشان می‌دهد.



شکل ۲ : تابع خودهمبستگی نسبت به زمان تأخیر به همراه نمودار برازش شده برای نمونه با اندازهٔ متوسط ۶۰ نانومتر.

جدول ۱: مقایسهٔ نتایج تجربی با نتایج آزمون استاندارد. مقادیر بر حسب نانومتر می‌باشد.

شمارهٔ نمونه	نتایج آزمون استاندارد		نتایج تجربی	
	اندازهٔ متوسط	انحراف معیار	اندازهٔ متوسط	انحراف معیار
نمونه ۱	۵۷٫۶۹	۱۰٫۶۶	۵۸٫۰۸	۱۰٫۵۷
نمونه ۲	۶۸٫۶۶	۱۸٫۸۰	۶۴٫۰۹	۱۶٫۵۹
نمونه ۳	۱۱۷٫۹۰	۱۴٫۳۳	۱۱۳٫۳۳	۱۲٫۵۷

نتیجه‌گیری

اندازه‌گیری پراکندگی دینامیکی نور بر روی نانوذرات نقره معلق در آب بوسیلهٔ چیدمان شکل ۱ صورت گرفت. بافت-نگاشت توزیع اندازه و اندازهٔ متوسط برای هر نمونه بدست آمد. اندازهٔ متوسط بدست آمده برای نمونه‌های ۱ تا ۳ دارای خطای مطلق به ترتیب ۰٫۳۹، ۴٫۵۷ و ۴٫۵۷ نانومتر و درصد خطای نسبی به ترتیب ۰٫۶۸، ۶٫۶۶ و ۳٫۸۸ درصد بود.

مرجع‌ها

[1] B. J. Berne, R. Pecora, *Dynamic Light Scattering: With Applications to Chemistry, Biology, and Physics,* Dover, 2000.

[2] R. Pecora, *Dynamic Light Scattering Applications of Photon Correlation Spectroscopy,* Springer, 1985.

[3] Renliang Xu, *Particle Characterization: Light Scattering Methods,* Springer, 2000.

[4] W. Schärtl, *Light Scattering from Polymer Solutions and Nanoparticle Dispersions,* p. 57-58, Springer, 2007.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی دماهای مختلف عملیات دمادهی لایه CuSCN در عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی به‌عنوان انتقال‌دهنده حفره غیرآلی

مائده کوهیان افضل دهکردی[۱]، وحید احمدی [۱،*]، فرزانه عرب پور رق‌آبادی[1,2]، بهرام عبدالهی نژند[۱]

[۱]ایران، تهران، دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده مهندسی برق و الکترونیک، گروه پژوهشی اپتوالکترونیک و نانوفتونیک
[۲] ایران، تهران، دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده مهندسی شیمی
*نویسنده مسئول: v_ahmadi@modares.ac.ir

چکیده - یکی از اجزای کلیدی در ساختار سلول‌های خورشیدی، لایه انتقال‌دهنده حفره است که نقش مهمی در استخراج حامل و جلوگیری از بازترکیب آن دارد. این مواد به دو گروه اصلی مواد آلی و مواد غیر آلی تقسیم می شوند. در این مقاله از ماده غیر آلی تیوسیانات مس به‌عنوان انتقال‌دهنده حفره استفاده شد و تأثیر عملیات دما دهی بر بلور بندی و مورفولوژی سطح این لایه موردبررسی قرار گرفت. در انتها سلول‌های خورشیدی بر پایه لایه‌های انتقال‌دهنده حفره که در دماهای مختلف حرارت دهی شدند، ساخته و مشخصه یابی شدند. نشان داده شد نمونه ای که در دمای 120 درجه سانتی‌گراد عملیات حرارت شده است بهترین بلورینگی و درنتیجه بهترین مشخصات فوتوولتائیکی را دارد.

کلید واژه- سلول خورشیدی پروسکایتی، لایه انتقال‌دهنده حفره غیر آلی، بلورینگی

Annealing temperature effect of CuSCN in performance of the perovskite solar cells as an inorganic hole transporting layer

Maedeh koohian Afzal Dehkordi[1], Vahid Ahmadi[1,*], Farzaneh Arabpour Roghabadi[1,2], Bahram Abdollahi Nejand[1]

[1]Optoelectronic and Nanophotonic Research Group, Faculty of Electrical and Computer [2]Faculty of Chemical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran-Iran.
*Corresponding author: V_ahmadi@modares.ac.ir

Abstract- One of the main components in the structure of solar cells is the hole transporting layer that plays an important role in extracting the carriers. These materials are divided into two main categories including organic and inorganic materials. In this work, CuSCN is used as the hole transporting (HTL) layer and the effect of the annealing treatment on crystallinity and surface morphology of this layer was investigated. The perovskite solar cells based on an inorganic CuSCN HTL which were annealed at different temperatures were fabricated and characterized. It is shown that the prepared sample which is annealed at 120°c presents the best surface morphology as well as better photovoltaic characteristics.

Keywords: Perovskite solar cells, Inorganic Hole transporting layer, crystallization.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در سال ۲۰۰۹ میاساکا و همکارانش برای اولین بار از پروسکایت $CH_3NH_3PbI_3$ به‌عنوان لایه جاذب نور در سلول خورشیدی استفاده کردند[۱]. بازده سلول‌های خورشیدی پروسکایتی به‌سرعت پیشرفت کرد و در سال‌های اخیر به بازدهی بالای 23/3٪ رسیده‌است [۲]. مواد انتقال‌دهنده حفره نقشی اساسی و مهم در استخراج هرچه بهتر حامل و درنتیجه حصول بازدهی بالا در سلول خورشیدی پروسکایتی دارند. تیوسیانات مس (CuSCN) یک ماده غیر آلی با گاف انرژی بزرگ‌تر از 3.4 eV است. این ماده مانند همه مواد غیر آلی از خواص مکانیکی خوب، شفافیت بالا، تحرک پذیری حامل بالا به‌صورت خالص نسبت به مواد انتقال‌دهنده حفره پلیمری معروف نظیر PEDOT:PSS یا Spiro MeOTAD برخوردار است. مواد پلیمری به علت تحرک پذیری حامل پایین، به افزودنی نظیر LiTFSIنیازمندند که این نمک به علت رطوبت پذیری شدید سبب غیر پایداری سلول خورشیدی می‌شود[۳].

یکی از چالش‌های مواد غیر آلی آمورفی بودن ساختار آن‌ها می‌باشد. در این پژوهش عملیات دما دهی پس از لایه نشانی ماده CuSCN برای بهبود مورفولوژی سطح و کریستال شدن این ماده موردبررسی قرارگرفته است.

۱- روش آزمایش

۱-۱ لایه نشانی CuSCN

دراین پژوهش از بستره ITO به‌عنوان زیرلایه استفاده‌شد. در ابتدا زیر لایه‌ها به روش شیمیایی با هیدروکلریک اسید (HCL) تحت دمای ۷۰ درجه الگودهی شدند. پس از الگودهی، زیر لایه‌ها به ترتیب با آب صابون رقیق‌شده در آب یون‌زدایی شده (DI)، استون، دوپروپانول و آب یون‌زدایی شده هرکدام به مدت ۱۰ دقیقه تحت حمام التراسونیک قرار گرفتند. در انتها پس از آب‌کشی، نمونه‌ها تحت دمای ۱۰۰ درجه خشک شدند. محلول شامل ۱۰ میلی گرم پودر CuSCN در ۱میلی‌لیتر آمونیاک به روش لایه نشانی چرخشی بر روی زیر لایه‌ها لایه نشانی شد. برای بررسی عملیات دمادهی، نمونه‌ها به ۳ گروه تقسیم شدند در سری اول نمونه‌ها ۱۰ دقیقه تحت دمای ۱۵۰ درجه، سری دوم نمونه ۱۰ دقیقه تحت دمای ۱۲۰ درجه و در سری سوم، نمونه‌ها ۱۰ دقیقه تحت دمای ۱۰۰ قرار گرفتند.

۱-۲ لایه نشانی پروسکایت

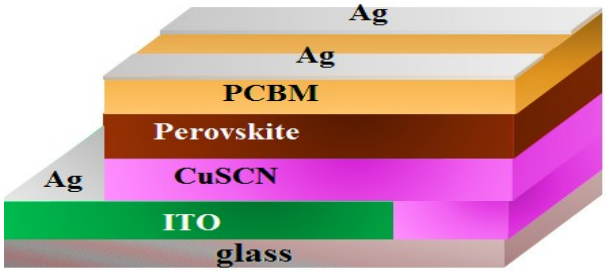
در اینجا از روش پروسکایت دومرحله‌ای استفاده شد. در این روش ابتدا ۴۶۰ میلی‌گرم سرب یدید PbI_2 را در ۱ میلی‌لیتر حلال DMF حل کرده و محلول به مدت ۲ ساعت تحت دمای ۷۰ درجه قرار داده می‌شود. محلول به روش لایه نشانی چرخشی روی نمونه‌ها لایه نشانی شد و به مدت ۱۰ دقیقه روی دمای ۱۰۰ درجه حرارت دهی شد. سپس ۳۰ میلی‌گرم پیش ماده متیل آمونیوم یدید (CH_3NH_3I) در ۱ میلی‌لیتر ایزوپروپانول حل و روی نمونه‌های سرد شده تا دمای اتاق به روش لایه نشانی چرخشی لایه نشانی شد و سپس نمونه‌ها در دمای ۱۰۰ درجه به مدت ۱۰ دقیقه حرارت دهی شدند.

۱-۳ لایه نشانی انتقال دهنده الکترون و نقره

ماده Phenyl-C61-Butyric acid Methyl ester (PCBM) به‌عنوان انتقال‌دهنده الکترون روی نمونه‌ها به روش لایه نشانی چرخشی، لایه نشانی می‌شود و در انتها نقره به روش تبخیر حرارتی به ضخامت ۱۰۰ نانومتر بر روی نمونه‌ها لایه نشانی می‌شود.

سلول خورشیدی صفحه‌ای معکوس طراحی شده در این‌جا شامل لایه های ITO/CuSCN/Perovskite/ PCBM/Ag است. شماتیک کلی ساختار در شکل ۱ نشان‌داده‌شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۱: شماتیک برش عرضی ساختار سلول خورشیدی

۲- مشخصه‌یابی سلول خورشیدی

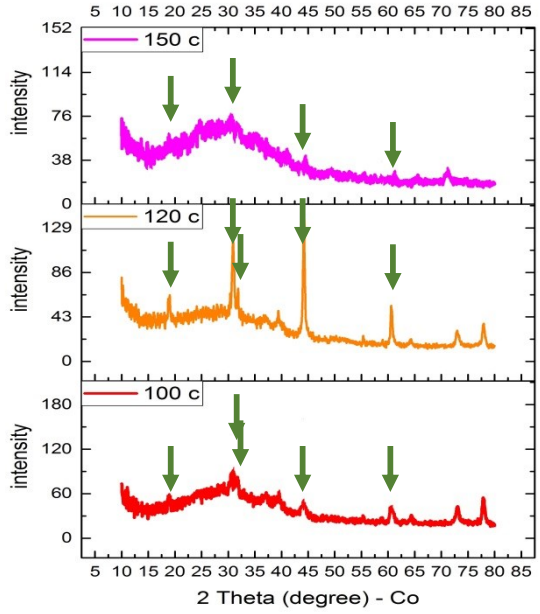
برای بررسی جریان-ولتاژ سلول‌های خورشیدی از دستگاه شبیه‌ساز نور خورشید شریف سولار به همراه پتانسیواستات استفاده شد. برای مطالعه مورفولوژی سطوح لایه نشانی شده از میکروسکوپ روبشی الکترونی (SEM) و به‌منظور بررسی بلورینگی و تشخیص ماده لایه نشانی شده از آنالیز پراش اشعه ایکس (XRD)استفاده شد.

۲-۱ بلورینگی لایه انتقال دهنده حفره

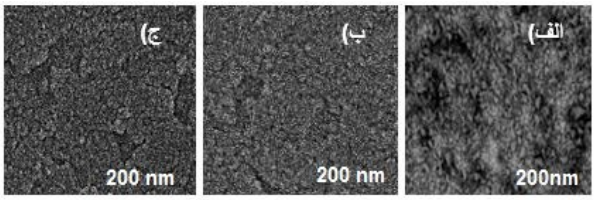
طیف XRD لایه‌های CuSCN فرایند شده در دماهای مختلف در شکل ۲ نشان داده‌شده است. پیک‌های مربوط به صفحات کریستالی CuSCN بر روی طیف با فلش مشخص‌شده‌اند و مابقی پیک‌ها مربوط به زیر لایه ITO می‌باشد. همان‌طور که مشاهده می‌شود لایه‌های حرارت دهی شده در دمای ۱۵۰ درجه سانتی‌گراد ساختاری تقریبا آمورف دارند و ساختار با بلورینگی بیشتر برای ماده CuSCN در دمای ۱۲۰ درجه سانتی‌گراد به‌دست‌آمده است.

۲-۲ مورفولوژی سطح لایه انتقال دهنده حفره

برای بررسی مورفولوژی سطحی هر سه نوع لایه CuSCN از آنالیز میکروسکوپ الکترونی روبشی استفاده‌شده است. تصاویر ۳- الف و ۳- ب و ۳-ج به ترتیب برای نمونه‌های سری اول، دوم و سوم هستند.



شکل۲: طیف‌های XRD لایه‌های حرارت دهی شده در دماهای مختلف



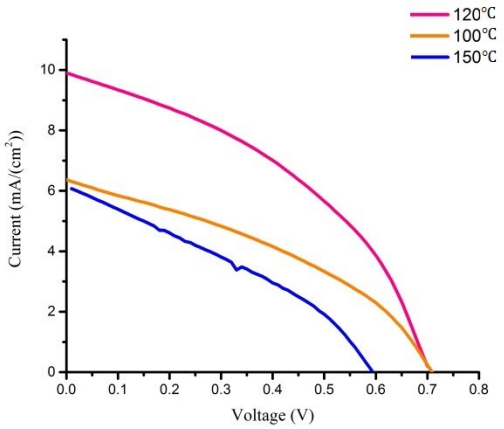
شکل۳: تصویر از نمای بالا لایه CuSCN الف-نمونه سری اول، ب-نمونه‌های سری دوم، ج- نمونه‌های سری سوم

همان‌طور که در شکل ۳ نشان داده شده است، مورفولوژی سطحی نمونه سری دوم از یکنواختی بیشتری برخورداراست .

۲-۳ مشخصات فوتوولتائیک سلول خورشیدی

نمودارجریان-ولتاژو مشخصات فتوولتائیکی برای سلول‌های ساخته‌شده با لایه انتقال‌دهنده حفره CuSCN به ترتیب درشکل۴ و جدول۱ نشان داده شده‌است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۴: نمودار جریان ولتاژ افزاره با CuSCNحرارت دهی شده در دماهای مختلف

جدول۱:مشخصات فوتوولتائیکی سه نوع نمونه عملیات دمادهی شده

	120°C	100°C	150°C
PCE(%)	2.9	1.7	1.2
FF(%)	41	37	31
Jsc(mA/cm^2)	9.99	6.37	6.06
V_{oc}(V)	0.71	0.71	0.58

همان‌طور که مشاهده می‌شود، مشخصات فوتوولتائیکی برای نمونه‌های سری دوم (با عملیات حرارتی دردمای ۱۲۰ درجه سانتی‌گراد) بهتر شده است. به نظر می‌رسد بلورینگی بیشتر لایه CuSCN نسبت به حالت آمورف سبب بهبود استخراج حامل و درنتیجه بهبود مشخصات فوتوولتائیکی شده است.

۳- نتیجه گیری

در اینجا نشان داده شد که بلورینگی و مورفولوژی لایه CuSCN وابستگی قابل‌توجهی به عملیات حرارتی دارد. همانطور که از طیف XRD لایه های CuSCN حرارت دهی شده در دماهای مختلف مشاهده می شود، بلورینگی نمونه تهیه شده در دمای ۱۵۰ درجه سانتی گراد از همه کمتر است و می توان گفت که لایه کاملا آمورف است. همان طور که می دانیم بلورینگی نقش به سزایی در استخراج هرچه بیشتر حامل و در نتیجه کاهش تجمع بار در فصل مشترک ها و بازترکیب را به دنبال دارد. از طرفی، ولتاژ مدار باز سلول خورشیدی رابطه معکوس با سرعت بازترکیب حامل ها دارد. پس هرچه بلورینگی بیشتر باشد بازترکیب حامل‌ها در فصول مشترک کمتر و در نتیجه ولتاژ مدار باز بیشتر می-شود. در سه نوع نمونه CuSCN بهترین ساختار بلورینگی با عملیات حرارتی در دمای ۱۲۰ درجه سانتی‌گراد حاصل شد. درنتیجه بهتر شدن بلورینگی سبب بهبود استخراج حفره و بهتر شدن جریان اتصال کوتاه، ولتاژ مدار باز و بهبود بازدهی سلول خورشیدی حاوی این لایه شد.

سپاس گزاری

همکاران این پژوهش از حمایت مالی دانشگاه تربیت مدرس (هسته پژوهشی نانوپلاسمافوتونیک IG-39704) تشکر و قدردانی می‌کنند.

مرجع‌ها

[1] A. Kojima, K. Teshima, Y. Shirai, and T. Miyasaka, "Organometal Halide Perovskites as Visible-Light Sensitizers for Photovoltaic Cells," Journal of the American Chemical Society, vol. 131, no. 17, pp. 6050-6051, 2009.

[2] National Renewable Energy Laboratory, Research Cell Efficiency Records https://www.nrel.gov/pv/assets/pdfs/pv-efficiencies-07-17-2018.pdf.

[3] E. V. A. Premalal,et al, "Tuning chemistry of CuSCN to enhance theperformance of TiO2/N719/CuSCN all-solid-state dye-sensitized solar cell," Chemical Communications, 10.1039/B927336K vol. 46, no. 19, pp. 3360-3362, 2010.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ضرایب بازتاب از یک نیم‌فلز وایل در تابش مایل

علی لطیفی[1و*]، صفا آدمی[1]، مرتضی سلطانی[1]، ابراهیم قنبری عدیوی[1]

[1] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اصفهان، اصفهان، ایران

[*] رایانامه: a.latifi@sci.ui.ac.ir

چکیده – در این پژوهش ابتدا با استفاده از معادلات ماکسول تصحیح شده در محیط نیم‌فلز وایل پاسخ‌های الکترومغناطیس از این محیط بررسی شده است و سپس با اعمال شرایط مرزی مناسب ضرایب بازتاب در پراکندگی نور از سطح یک نیم‌فلز وایل در فرود مایل و در هندسه‌ی خاص به‌دست آمده است. هندسه‌ی مورد نظر در اینجا عبارت است از یک محیط نیم‌بینهایت از مواد وایل که در آن امتداد نقاط وایل در راستای محور z قرار دارد و صفحه‌ی بازتاب آن منطبق بر صفحه‌ی y-z است. پس از انجام محاسبات با مقایسه با جواب‌های موجود برای فرود عمود در هندسه مشابه می‌بینیم که جواب‌ها در تطابق باهم هستند.

کلید واژه- مواد توپولوژیک، رسانندگی هال، نیم‌فلز وایل

Reflection coefficients from a Weyl semimetal for an oblique incidence

Ali Latifi[1,*], Safa Adami[1], Morteza Soltani[1], Ebrahim Ghanbari Adivi[1]

[1] Department of Physics, Faculty of sciences, University of Isfahan, Isfahan, Iran

[*] Email: a.latifi@sci.ui.ac.ir

Abstract- In this research, at first, the electromagnetic response of a topological Weyl semimetal has been investigated in the bulk by using the modified Maxwell equations and then, Reflection coefficients in the scattering of light from the Weyl semimetal for oblique incidence is obtained by applying the boundary conditions. The geometry here is a semi-infinite slab of Weyl material in which the direction of Weyl nodes is along the z-axis and the reflecting surface is aligned with the y-z plane. Finally, the results are checked by comparing them with the previous results of normal incidence in the same geometry.

Keywords: Topological materials, Hall conductivity, Weyl semimetal

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

اثر کوانتومی هال یکی از مهم‌ترین اکتشافات در دهه‌های اخیر در فیزیک ماده چگال است. در اثر کوانتومی هال [۱] یک میدان مغناطیسی قوی حرکت الکترون‌ها در حجم ماده را محدود می‌کند، اما همان میدان آن‌ها را مجبور می‌کند تا روی لبه‌ها و یا روی سطوح حرکت کنند. لذا یک فلز دوبعدی در یک میدان مغناطیس قوی در حجم همانند یک عایق و در سطح همچون یک رسانا عمل می‌کند. این مفهوم نقطه شروع توصیف و ساخت عایق‌های توپولوژیک است. ازاین‌رو عایق‌های توپولوژیک به موادی اطلاق می‌شود که همانند یک عایق معمولی، یک گاف انرژی در حجم خود دارد، درحالی‌که روی سطح (یا لبه در دو بعد)، در این‌گونه از مواد حالت‌های بدون گاف محافظت‌شده با تقارن معکوس زمانی دیده می‌شود که منجر به رسانندگی روی سطح (یا لبه) عایق‌های توپولوژیک می‌شود [۲و۳].

یکی از حالت‌های ماده نزدیک به این‌گونه مواد، نیم فلز وایل است. نیم‌فلز وایل به موادی گفته می‌شود که از معادله‌ی وایل پیروی کند. بعد از آن‌که [۴] دیراک معادله‌ی فرمیون‌ها را نوشت، هرمن وایل معادله‌ی دیراک بدون جرم را نوشت که به‌نام معادله‌ی وایل شناخته می‌شود و به‌صورت

$$H = \pm \upsilon_f \, \vec{\sigma}.(\mathbf{k} \pm \mathbf{b}). \qquad (۱)$$

نشان داده می‌شود، که υ_f سرعت فرمی، $\vec{k}$ تکانه‌ی بلور در منطقه‌ی اول بریلون، $2\mathbf{b}(2b_0)$ جدایی نقاط وایل در فضای تکانه (انرژی) و $\vec{\sigma}$ ماتریس‌های پائولی است. علامت + مربوط به ذرات با هلیسیتی مثبت و علامت – مربوط به ذرات با هلیسیتی منفی است. در سال‌های اخیر با تحقق امکان ساخت تجربی این مواد در آزمایشگاه علاقه به این‌گونه از مواد به دلیل کاربردهای فراوان آن بیش‌از پیش است.

مطلبی که در این مقاله به آن خواهیم پرداخت، به‌دست آوردن ضرایب بازتاب از یک نیم‌فلز وایل، در فرود مایل است. برای این منظور ابتدا با در نظر گرفتن معادلات ماکسول اصلاح‌شده در محیط نیم‌فلز وایل رابطه‌ای برای توصیف میدان‌های الکترومغناطیس در محیط این مواد ارائه می‌دهیم که در ادامه برای به‌دست آوردن ضرایب بازتابی از سطح این مواد استفاده می‌شود. سپس با اعمال شرایط مرزی مناسب ضرایب بازتاب از سطح مواد نیم‌فلز وایل را در فرود مایل محاسبه می‌کنیم، و نشان می‌دهیم که در حد فرود عمود، نتایج به‌دست آمده در این مقاله با نتایج موجود در این حالت مطابق است.

معادله‌ی میدان الکتریکی در محیط نیم فلز وایل

پاسخ‌های الکترومغناطیس از نیم فلز وایل توسط [۴] یک سهم اکسیونی تغییر فضایی توصیف می‌شود. با در نظر گرفتن سهم اکسیونی معادله‌ی حرکت با رابطه‌ی

$$-\frac{1}{\mu_0}\partial_\nu F^{\mu\nu} + \partial_\nu \mathscr{P}^{\mu\nu} + \frac{\alpha}{2\pi\mu_0}\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\partial_\nu(\theta F_{\alpha\beta}) = J^\nu \qquad (۲)$$

توصیف می‌شود. که $\mathscr{P}^{\mu\nu}$ تانسور قطبش، $\alpha = e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar$ ثابت ساختار ریز، $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu + \partial_\nu A_\mu$ تانسور شدت میدان الکترومغناطیس و θ میدان اکسیونی است که به‌صورت $\theta(\mathbf{r},t) = 2\mathbf{b}\cdot\mathbf{r} - 2b_0 t$ تعریف می‌شود. در اینجا b_0 را صفر در نظر می‌گیریم، چون در مسئله‌ی مورد علاقه‌ی ما جفت نقاط وایل در پتانسیل شیمیایی یکسانی قرار دارند. این معادله‌ی حرکت منجر به اصلاحاتی در روابط ماکسول می‌شود. در نهایت تنها دو معادله از معادلات ماکسول به‌صورت

$$\nabla . \mathbf{D} = \rho + \frac{2\alpha}{\pi}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\mathbf{b}.\mathbf{B}\,, \qquad (۳)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\nabla\times\mathbf{H}=\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}+\mathbf{J}-\frac{2\alpha}{\pi}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\mathbf{b}\times\mathbf{E}. \qquad (۴)$$

تغییر می‌کند و دو رابطه‌ی دیگر بدون تغییر باقی می‌ماند. حال با استفاده از این روابط می‌توان نشان داد که:

$$\nabla\times\nabla\times\mathbf{E}=-\frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2}+\frac{2\alpha}{\pi c}\mathbf{b}\times\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}. \qquad (۵)$$

که ε ثابت دی‌الکتریک نیم‌فلز وایل و c سرعت نور در خلأ است که آن‌ها را یک در نظر می‌گیریم. در ادامه امتداد نقاط وایل در جهت محور z در نظر گرفته می‌شود، یعنی $\mathbf{b}=b\hat{z}$ است. با در نظر گرفتن شکل نمایی موج تخت می‌دانیم که با مشتق‌گیری زمانی از تابع مورد نظر، عملگر $\partial/\partial t$ عبارت است از $\partial/\partial t=-i\omega$ همین‌طور عملگر ∇ عبارت است از $\nabla=i\vec{\kappa}$ بنابراین معادله‌ی (۵) به شکل

$$\left(\kappa\otimes\kappa-\kappa^2\hat{\mathrm{I}}\right)\cdot\mathbf{E}=\frac{\omega^2}{c^2}\left[\hat{\mathrm{I}}-\frac{i\sigma}{\omega}\left(\hat{z}\times\hat{\mathrm{I}}\right)\right]\cdot\mathbf{E}. \qquad (۶)$$

نوشته می‌شود. در اینجا $\hat{\mathrm{I}}$ ماتریس یکه و $\sigma=e^2b/2\pi^2$ رسانندگی هال است. عبارت داخل کروشه به‌عنوان تانسور ثابت دی‌الکتریک شناخته می‌شود و به‌صورت

$$\overleftrightarrow{\varepsilon}=\begin{pmatrix}1 & i\sigma/\omega & 0\\ -i\sigma/\omega & 1 & 0\\ 0 & 0 & 1\end{pmatrix}, \qquad (۷)$$

است. بنابراین شکل نهایی معادله‌ی میدان الکتریکی عبارت است از:

$$\left(\kappa\otimes\kappa-\kappa^2\hat{\mathrm{I}}+\omega^2\overleftrightarrow{\varepsilon}\right)\cdot\mathbf{E}=0. \qquad (۸)$$

در اینجا می‌بینیم که اگر میدان اولیه عرضی باشد، داخل ماده مؤلفه‌های طولی میدان نیز مشاهده می‌شود.

ضرایب بازتاب از نیم‌فلز وایل

دترمینان از معادله‌ی ماتریسی (۸) به رابطه‌ای برای فرکانس‌هایی که بردار موج κ می‌تواند داشته باشد می‌انجامد. در این مورد فرکانس‌هایی به‌صورت [۵]

$$\left(\omega^{\pm}\right)^2=\kappa^2+\frac{1}{2}\sigma^2\pm\sigma\sqrt{\kappa_z^2+\frac{1}{4}\sigma^2} \qquad (۹)$$

به‌دست می‌آیند. برای شروع یک نیم‌فلز وایل را در نظر می‌گیریم که به ناحیه‌ی $x>0$ محدود شده و در $x=0$ صفحه‌ی مرز ماده‌ی وایل با خلأ شکل‌گرفته که منطبق بر صفحه‌ی y-z است. در این مورد صفحه‌ی فرود که به صفحه‌ای گفته می‌شود که با بردارهای $\mathbf{q}$ (بردار موج فرودی) و $\hat{n}$ (بردار یکه‌ی عمود بر سطح ماده) هم صفحه هست، در صفحه‌ی x-z است. در این حالت، κ_y، κ_z و ω در دو محیط باید یکسان باشد، اما κ_x تغییر می‌کند. بنابراین به‌راحتی می‌توان به‌دست آورد که برای یک موج فرودی با بردار موج $\mathbf{q}=(q_x,q_y,q_z)$ موج عبوری

$$\left(\kappa_x^{\pm}\right)^2=q_x^2-\frac{1}{2}\sigma^2\mp\sqrt{\frac{1}{4}\sigma^2} \qquad (۱۰)$$

است. در اینجا دیده می‌شود که به ازای یک موج فرودی، دو موج عبوری خواهیم داشت که خاصیت دو شکستی در نیم‌فلزهای وایل را نشان می‌دهد. در ادامه ما موج فرودی را با $\mathbf{E}^0$ و با بردار موج $\mathbf{q}=(q_x,q_y,q_z)$ و موج بازتابی را با $\mathbf{E}^r$ که در جهت بردار موج $\mathbf{q}^r=(q_x,q_y,-q_z)$ انتشار می‌یابد، در محیط خلأ ($z<0$) توصیف می‌کنیم. همچنین در داخل ماده $\mathbf{E}^{\pm}$ قطبش‌های موج عبوری با بردارهای موج $\kappa^{\pm}=(\kappa_x^{\pm},q_y,q_z)$ هستند. حال با اعمال شرایط مرزی روی مرز مشترک بین دو محیط ($z=0$) ماتریس ضرایب بازتاب را به‌صورت زیر محاسبه می‌کنیم.

$$\hat{n}\times\left(\mathbf{E}^0+\mathbf{E}^r-\mathbf{E}^+-\mathbf{E}^-\right)=0, \qquad (۱۱)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\hat{n}\times\left(\mathbf{q}\times\mathbf{E}^{0}+\mathbf{q}^{r}\times\mathbf{E}^{r}-\kappa^{+}\times\mathbf{E}^{+}-\kappa^{-}\times\mathbf{E}^{-}\right)=\mathbf{j}. \quad (۱۲)$$

که در آن $\hat{n}$ بردار یکه عمود بر سطح ماده که در جهت $-\hat{x}$ و $\mathbf{j}$ جریان سطحی در نیم‌فلز وایل است. این جریان معادل $\mathbf{j}^{s}=\sigma^{s}\mathbf{E}$ است. با توجه به این‌که عمق نفوذ رسانندگی σ^{s}_{yy} خیلی بزرگ‌تر از طول‌موج (δ) است از تأثیر آن در جریان سطحی صرف‌نظر کرده و در نتیجه $\mathbf{j}^{s}_{y}=\sigma^{s}_{yx}\mathbf{E}_{x}$ است. از آن‌جا که عمق نفوذ رسانندگی σ^{s}_{yx} در صفحه‌ی $x=0$ برابر $\xi(\kappa_z)=2b/(b^2-\kappa_z^2)$ است در نقاط $\kappa_z=\pm b$ واگرا شده و عمق نفوذ بینهایت می‌شود. به‌منظور سطحی ماندن جریان عمق نفوذ باید از مرتبه‌ی طول‌موج باشد. ازاین‌رو داریم:

$$\sigma=\int_{\xi\le\lambda}\frac{d\kappa_z}{2\pi}\sigma^{2D}(\kappa_z)\xi(\kappa_z)\approx\frac{e^2}{\pi h}\qquad b\lambda) \quad (۱۳)$$

در نهایت جریان سطحی را برابر با $\mathbf{j}^{s}_{y}=\gamma\mathbf{E}_{x}$ می‌گیریم که در آن $\gamma=\frac{e^2}{\pi h}\ln(2b\lambda)$ است.

با تفکیک کردن قطبش تابش فرودی و بازتابی به امواج الکتریکی عرضی (TE) و امواج مغناطیسی عرضی (TM) و بررسی جداگانه هرکدام ماتریس ضرایب بازتاب از رابطه‌ی

$$\begin{pmatrix}E^{r}_{TM}\\E^{r}_{TE}\end{pmatrix}=R(\omega,q)\begin{pmatrix}E^{0}_{TM}\\E^{0}_{TE}\end{pmatrix} \quad (۱۴)$$

قابل‌محاسبه است. در این حالت مؤلفه‌های ماتریس بازتاب عبارت‌اند از:

$$\begin{aligned}R_{xx}=&\{[(\kappa_x^{-}-q_x)(\kappa_x^{+}-q_x)+q_z^{2}]\gamma\sigma\\&-i[(2q_x-\kappa_x^{-}-\kappa_x^{+})(\kappa_x^{-}+q_x)(\kappa_x^{+}+q_x)\\&-2q_x\sigma^{2}]\}/D,\end{aligned} \quad (۱۵)$$

$$R_{xy}=2\sigma q_x^{2}q_z/D, \quad (۱۶)$$

$$R_{xy}=2\omega q_z[\sigma+i\gamma(\kappa_x^{-}+\kappa_x^{+})]/D, \quad (۱۷)$$

$$\begin{aligned}R_{yy}=&\{[(\kappa_x^{-}+q_x)(\kappa_x^{+}+q_x)+q_z^{2}]\gamma\sigma\\&-i[(2q_x+\kappa_x^{-}+\kappa_x^{+})(\kappa_x^{-}-q_x)(\kappa_x^{+}-q_x)\\&-2q_x\sigma^{2}]\}/D,\end{aligned} \quad (۱۸)$$

$$\begin{aligned}D=&[(\kappa_x^{-}+q_x)(\kappa_x^{+}+q_x)+q_z^{2}]\gamma\sigma\\&+i[(\kappa_x^{-}+\kappa_x^{+})(\kappa_x^{-}+q_x)(\kappa_x^{+}+q_x)].\end{aligned} \quad (۱۹)$$

در حالت تابش عمودی با میل دادن q_z به سمت صفر ضریب بازتاب

$$R_{yy}=\frac{\sigma^{2}+i\gamma\sigma(\kappa_x^{+}+q_x)}{(\kappa_x^{+}+q_x)^{2}-i\gamma\sigma(\kappa_x^{+}+q_x)} \quad (۲۰)$$

است که با نتایج مقاله [۴] در توافق کامل است.

نتیجه‌گیری

در بازتاب و عبور از مواد وایل اول این‌که میدان الکتریکی در داخل محیط دیگر عرضی نیست و مؤلفه‌های طولی نیز مشاهده می‌شود و دوم آن‌که در بازتاب از این مواد در فرود مایل مدهای TE و TM به‌صورت همزمان وجود دارند.

مرجع‌ها

[1] J. K. Asbóth, L. Oroszlány, and A. Pályi, "A Short Course on Topological Insulators", Lecture Notes in Physics 919, 2016.

[2] E. Burstein, A. MacDonald, P. Stiles, M. Franz, and L. Molenkamp, *Contemporary Concepts of Condensed Matter Science Topological Insulators*, p. 4, Elsevier, 2013.

[3] Y. Ando, "Topological insulator materials", Journal of the Physical Society of Japan 82, 102001, 2013.

[4] M. Kargarian, M. Randeria, and N. Trivedi, "Theory of Kerr and Faraday rotations and linear dichroism in Topological Weyl Semimetals", Scientific reports 5, 12683, 2015.

[5] J. H. Wilson, A. A. Allocca, and V. Galitski, "Repulsive Casimir force between Weyl semimetals", Physical Review B 91, 235115, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه‌سازی میکروسکوپ انتگرالی با زیمکس جهت بهینه‌سازی پارامترهای میکروعدسی‌ها

داود هاشمی دستجردی[۱] و علیرضا مرادی[۱و۲]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، صندوق پستی ۱۱۵۹-۴۵۱۴۹
[۲]پژوهشکده علوم نانو، پژوهشگاه دانشهای بنیادی، تهران، ، صندوق پستی ۵۵۳۱-۱۹۳۹۵

چکیده – در این مقاله میکروسکوپ انتگرالی توسط نرم افزار زیمکس بر اساس اپتیک هندسی شبیه‌سازی شده است. با استفاده از آرایه‌ی میکروعدسی طراحی شده تصویر انتگرالی ثبت می شود و سپس با الگوریتم بازیابی عمق تصویر، تصویر سه‌بعدی به همراه توزیع شدت تصویر بازسازی می‌گردد. در آزمایشگاه مجازی ارائه شده عملکرد میکروسکوپی انتگرالی با تغییر و تنظیم پارامترهای مختلف از جمله ویژگی‌های آرایه‌ی میکروعدسی برای رسیدن به وضعیت بهینه بررسی می شود. با توجه به قیمت بالای آرایه‌ی میکروعدسی و سایر ادوات اپتیکی امکان طراحی مجازی چیدمان میکروسکوپی انتگرالی و بررسی قابلیت آن پیش از تهیه‌ی قطعات اهمیت بالایی خواهد داشت.

کلید واژه- تصویربرداری سه‌بعدی، زیمکس، میکروسکوپ انتگرالی، میکروعدسی.

Zemax Simulation of Integral Imaging Microscope for Optimzation of Microlens Parameters

Davood Hashemi Dastjerdi[1] and Ali-Reza Moradi[1,2]

[1]Department of Physics,Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), 45137-66731, Zanjan, Iran
[2]School of Nano Science, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), 19395-5531, Tehran, Iran
Email: dastjerdi@iasbs.ac.ir, moradika@iasbs.ac.ir

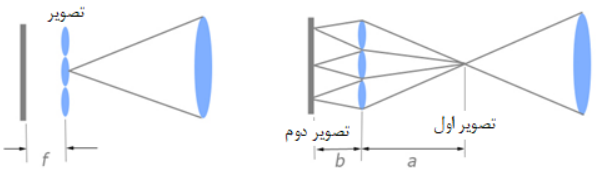
Abstract- In this paper we simulate integral imaging microscope by ZEMAX. Integral image of an arbitrary sample is formed by the use of a pre-designed microlens array and by the use of a depth estimation algorithm the 3D image along with intensity distribution of the sample is reconstructed. Then, adjusting the system parameters virtually the optimum configuration for the integral imaging microscopy system is investigated. The possibility for virtual lab design, according to high expenses of microlens arrays is significant.

Keywords: 3D Imaging, Integral Imaging Microscope, Microlens, Zemax.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در تصویرگیری عادی، توزیع شدت تصویر بر روی آشکارساز ایجاد می‌گردد و ثبت می‌شود؛ اطلاعات بعد سوم ناشی از فاز یا به طور معادل اطلاعات زاویه‌ی پرتوهای ایجاد کننده‌ی تصویر از بین می‌رود. در تصویربرداری انتگرالی با استفاده از آرایه‌ی بزرگی از میکروعدسی‌ها و ثبت تصویر با هر میکروعدسی در زاویه‌ای مختلف تصویر سه‌بعدی در کنار توزیع شدت تصویر بدست می‌آید. دو آرایش برای تصویربرداری انتگرالی پیش بینی گردیده است، آرایش دوتصویری و آرایش تک‌تصویری (شکل ۱).



شکل ۱: آرایش دوتصویری (راست) و آرایش تک‌تصویری (چپ) از تصویربرداری انتگرالی.

در آرایش دوتصویری، آرایه‌ی میکروعدسی‌ها با فاصله‌ای از محل تصویر ایجاد شده توسط عدسی اصلی قرار داده می‌شود و آشکارساز در پشت آرایه‌ی میکروعدسی‌ها قرار دارد. توسط میکروعدسی‌ها آرایه‌ای از تصاویر کوچک بر روی آشکارساز تشکیل می‌گردد. در آرایش تک‌تصویری، آرایه‌ی میکروعدسی‌ها در محل تشکیل تصویر عدسی اصلی قرار داده می‌شود و آشکارساز در فاصله کانونی پشتی میکروعدسی‌ها قرار دارد. توسط میکروعدسی‌ها آرایه‌ای از توزیع شدت بدست می‌آید که هریک از این توزیع شدت‌ها وابسته به زاویه پرتوها می‌باشد و می توان از آنها زاویه پرتوها را بدست آورد. الگوریتم‌های مختلفی برای بازسازی تصویر سه‌بعدی از تصویر ثبت شده از این آرایش ها وجود دارد [۱].

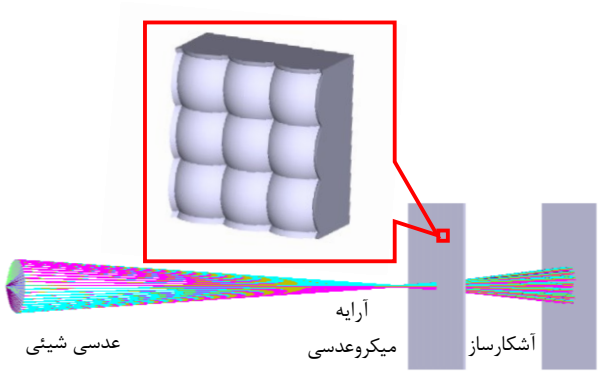
در میکروسکوپ‌های نوری، محدود کننده اصلی توان تفکیک، حد پراش اثر موجی نور می‌باشد. ابعاد دانه بندی آشکارسازهای نوعی، امروزه از تصویر نمونه‌های میکروسکوپی پس از شیئی بسیار کمتر است. بنابراین می‌توان با استفاده از چنین آشکارسازهایی و آرایه‌ای از میکروعدسی‌ها علاوه بر ثبت توزیع شدت، اطلاعات زاویه‌ی پرتوها را هم ثبت نمود تا بتوان تصویری سه‌بعدی را بدست آورد. با توجه به گشودگی عددی بزرگ میکروسکوپ‌ها، از چیدمان تک‌تصویری انتگرالی برای میکروسکوپ انتگرالی استفاده می‌شود. در این مقاله با استفاده از نرم افزار زیمکس نحوه‌ی کار میکروسکوپ انتگرالی به صورت آزمایشگاه مجازی شبیه‌سازی شده است و پارامترهای مؤثر در کیفیت تصویر نهایی بررسی گردیده است.

شبیه‌سازی میکروسکوپ انتگرالی توسط زیمکس

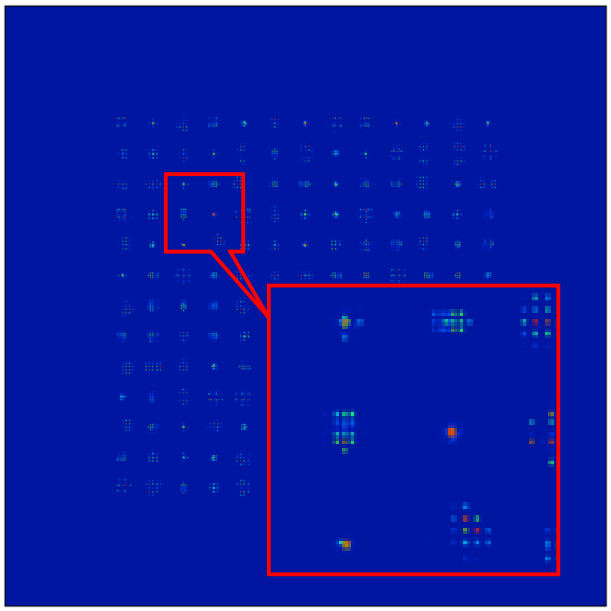
جهت بررسی هرچه دقیق‌تر عملکرد آرایه میکروعدسی‌ها، شبیه‌سازی میکروسکوپ انتگرالی با استفاده از عدسی ایده‌آل برای شیئی (عدسی ایده‌آل دقیقاً دارای کانونی نقطه‌ای و بدون ابیراهی است ولی عدسی پیرامحوری با تقریب $\theta \to 0$, $tg\theta \approx \theta$ است و دارای ابیراهی هم می‌باشد) و آرایه واقعی از میکروعدسی‌ها توسط نرم افزار اپتیکی زیمکس صورت گرفته است. در شبیه‌سازی صورت گرفته شیئی میکروسکوپ (40X) با فاصله کانونی F=3.9mm و گشودگی عددی NA=0.95 ، آشکارساز با ابعاد 25mm×25mm و تعداد نقاط 2400×2400، میکروعدسی‌ها با فاصله کانونی F_{ml}=2.5 mm با سطوح کوژ – تخت از جنس BK7 به تعداد 200×200 و ابعاد کل 25mm×25mm درنظر گرفته شده‌اند[۲]. در شکل ۲ طرح کلی میکروسکوپ انتگرالی شبیه‌سازی شده آورده شده است. بخش بزرگنمایی شده از آرایه‌ی میکروعدسی شبیه‌سازی شده نیز در شکل آورده شده است. شکل ۳ توزیع شدت ایجاد شده توسط میکروعدسی‌ها بر روی آشکارساز را نشان می‌دهد. جسم استفاده شده در این

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شبیه‌سازی‌ها شامل نقاطی با ارتفاع (یا ضخامت) مختلف و شدت‌های اختیاری است.



شکل ۲: طرح کلی میکروسکوپ انتگرالی شبیه‌سازی شده.



شکل ۳: توزیع شدت بدست آمده بر روی آشکارساز پشت میکروعدسی‌ها در میکروسکوپ انتگرالی شبیه‌سازی شده.

الگوریتم تعیین ناکانونی و بازسازی تصویر

هدف از الگوریتم تعیین ناکانونی و بازسازی تصویر، استفاده از توزیع شدت ایجاد شده بر روی آشکارساز در پشت میکروعدسی‌ها برای بدست آوردن تصویر توزیع شدت و توزیع ناکانونی (ارتفاع یا ضخامت نمونه) است. در چیدمان تک‌تصویری ابعاد و فاصله کانونی میکروعدسی‌ها طوری انتخاب می‌گردد که تصویر عدسی شیئی بر روی آشکارساز پشت میکروعدسی‌ها تقریباً برابر اندازه قطر میکروعدسی‌ها گردد. دراینصورت تصاویر (توزیع شدت) پشت میکروعدسی‌ها با هم ترکیب نمی‌شوند و از طرفی شدت نقاط تصویر هریک از میکروعدسی‌ها، حاصل از پرتوهای عبوری از نواحی مشخص عدسی شیئی خواهد بود که خود بیانگر زاویه‌ی پرتوها است. در این شبیه‌سازی براساس اپتیک هندسی، پرتوهایی از نقاط مختلف جسم ساطع شده و با ردیابی آنها محل برخورد آنها با نقاط آشکارساز محاسبه می‌گردد. با توجه به مقدار شدت و ناکانونی هر نقطه جسم، توزیع شدت متفاوتی بر روی آشکارساز خواهیم داشت. در الگوریتم مورد استفاده، برای نقاط جسم مقادیر متفاوت شدت و ناکانونی درنظر گرفته شده و با ردیابی پرتوهای ساطع شده از آن نقاط، نقاط آشکارساز دریافت کننده پرتوها بدست می‌آید. اگر توزیع شدت نقاط آشکارساز بدست آمده حداقل انحراف را از توزیع شدت بدست آمده از شبیه‌سازی را داشته باشد، در اینصورت شدت آن نقطه برابر میانگین شدت نقاط و ناکانونی فرض شده، ناکانونی آن نقطه درنظر گرفته می‌شود [۳]. برای بدست آوردن توزیع شدت در تمام نقاط آشکارساز از روی شبیه‌سازی صورت گرفته توسط زیمکس، ابتدا تمام نقاط جسم را در یک ناکانونی مشخص فرض می‌کنیم. پرتوهای ساطع شده از هر نقطه جسم را ردیابی هندسی نموده و نقاط آشکارساز دریافت کننده پرتوها را بدست می‌آوریم. میانگین و خطای RMS شدت نقاط آشکارساز بدست‌آمده به‌صورت زیر محاسبه می‌شوند:

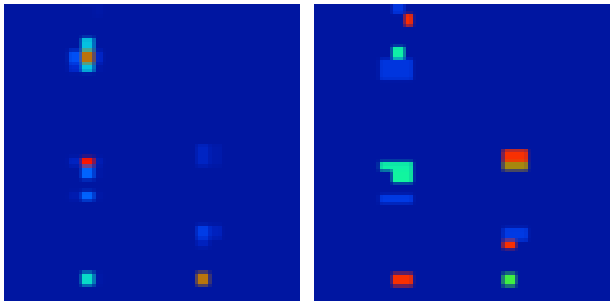
$$I_a=\frac{1}{N}\sum I_s[i,j] \qquad (۱)$$
$$I_q=\sqrt{\frac{1}{N-1}\sum\left(I_s[i,j]-I_a\right)^2}$$

که $I_s[i,j]$، توزیع شدت در نقطه‌ی $[i,j]$ از آشکارساز هستند. شدت نقطه‌ی آشکارساز دریافت کننده‌ی پرتوی مرکزی ($[i_c,j_c]$) و خطای RMS آن را هم از روابط زیر بدست می‌آید:

$$I_c=I_c[i_c,j_c]$$
$$I_{qc}=\left(I_c[i,j]-I_a\right)^2 \qquad (۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

برای هر نقطه از جسم پارامتر α از $\alpha=I_q+I_{qc}$ محاسبه می‌شود. در صورتی که برای هر نقطه جسم α با ناکانونی در نظر گرفته شده کمینه گردد، ناکانونی این نقطه جسم برابر ناکانونی با α کمینه قرار داده می‌شود و شدت آن نقطه جسم هم برابر میانگین توزیع شدت (I_a) درنظر گرفته می‌شود. بدین طریق توزیع ناکانونی برای بدست آوردن تصویر سه بعدی و توزیع شدت متناظرش بدست می‌آیند.



(ب) (الف)

شکل ۴: نمونه‌ای از توزیع شدت (چپ) و ناکانونی (راست) بدست آمده توسط الگوریتم بالا.

مقایسه نتایج بازسازی جسم با مقادیر جسم واقعی

در شکل ۴ توزیع ناکانونی (الف) و توزیع شدت (ب) بخش بزرگنمایی شده از توزیع شکل ۳ که توسط الگوریتم بالا محاسبه شده‌اند نشان داده شده است. توزیع شدت و ناکانونی واقعی جسم درنظر گرفته شده را می توان از مقادیر درنظر گرفته شده در شبیه‌سازی برای جسم بدست آورد. واضح است که هرچه تصاویر متناظر شبیه‌سازی شده و واقعی مشابه هم باشند نشان دهنده‌ی میزان عملکرد بهینه‌ی میکروسکوپ انتگرالی با میکروعدسی انتخابی و الگوریتم مورد استفاده است. جهت مقایسه‌ی دو تصویر، مقدار توزیع متناظر نقاط دو تصویر را از هم کم می‌کنیم و تصویر اختلاف آنها را بدست می‌آوریم. مقادیر این تصویر مشابه خطای سطح یک رویه از سطح ایده‌آل می‌باشد.

بنابراین از همان روابط آماری تعیین کیفیت سطوح می‌توان برای بررسی اختلاف دو تصویر یا همان تشابه دو تصویر استفاده کرد. در اینجا هرچه RMS شدت نقاط تصویر اختلاف دو تصویر کمینه باشد به عنوان معیار تشابه دو تصویر به هم درنظر گرفته شده است. با این معیار درنظر گرفته شده و با پارامترهای بالای درنظر گرفته شده برای میکروسکوپ انتگرالی و با تکرار موارد مختلف از توزیع شدت و ناکانونی تصادفی درمحدوده $\pm 10\mu m$ حول کانون برای نقاط جسم، خطای RMS توزیع شدت و ناکانونی تعیین شده از مقادیر واقعی آنها در حدود 30% بدست آمد.

نتیجه‌گیری و کارهای پیش رو

در این مقاله میکروسکوپ انتگرالی با زیمکس شبیه‌سازی شد و با استفاده الگوریتم بازیابی عمق تصویر توزیع شدت و توزیع ناکانونی سه‌بعدی بدست آمد. می‌توان با هوشمندتر کردن این الگوریتم و استفاده از الگوریتم‌های دیگر بطور ترکیبی با این الگوریتم، تصاویر با ضریب اطمینان بسیار بالاتری از میکروسکوپ انتگرالی بازسازی نمود.

مرجع‌ها

[1] R. Zhang, Y. Ruan, D. Liu, Z. Youguang, *All-Focused Light Field Image Rendering,* Pattern Recognition, 6th Chinese Conference, CCPR 2014 Changsha China November 17-19, 2014 Proceedings, Part I.

[2] M. Levoy, R. Ng, A. Adams, M. Footer, M. Horowitz, "*Light Field Microscopy*", *ACM Transactions on Graphics* **25**(3), Proc. SIGGRAPH 2006.

[3] Ting-Chun Wang, *Beyond Photo-Cosistency Shape, Reflectance and Material Estimation Using Light-Field Cameras,* p. 22, University of California at Berkeley May 11, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی تحریک و کنترل فعال امواج پلاسمونی در گرافن

مسعود قزلسفلو[۱]، محمدکاظم مروج‌فرشی[۲] و سارا درباری[۳]

[۱،۲،۳]دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس

[۱]masoud.ali110@gmail.com, [۲]moravvej@modares.ac.ir, [۳]s.darbari@modares.ac.ir

چکیده – در این نوشتار، ما یک افزاره فعال برای تحریک امواج پلاسمونی در گرافن پیشنهاد می‌دهیم. در ساختار پیشنهادی، امواج پلا سمونی شدیداً جایگزیده در گرافن از طریق یک توری ژرمانیومی تحریک می شوند. در طول موجی که معادله انطباق فاز برقرار می‌شود، دره‌های تیزی در طیف عبور موج دیده می‌شود که حاکی از تحریک پلاسمون‌های سطحی گرافن است. این ساختار می‌تواند به عنوان یک فیلتر نوری بسیار کوک‌پذیر یا یک مدولاتور پهن‌باند به کار رود زیرا با یک تغییر کوچک در سطح انرژی فرمی گرافن، طول موج تشدید حول طیف وسیعی از طول موج‌ها قابل تغییر است.

کلید واژه- اپتوالکترونیک، ادوات پلاسمونی فعال، پلاسمونیک گرافن، تحریک پلاسمون‌های سطحی گرافن

Investigation of Excitation and Active Control of Plasmonic Waves in Graphene

Masoud Ghezelsefloo[1*], Mohammad Kazem Moravvej-Farshi[2*], and Sara Darbari[3*]

[*]Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran 1411713116, Iran

[1]masoud.ali110@gmail.com, [2]moravvej@modares.ac.ir, [3]s.darbari@modares.ac.ir

Abstract- In this paper, we propose an active device for excitation of plasmonic waves in graphene. In the proposed structure, highly confined plasmonic waves in graphene are excited using a Germanium based grating. Sharp dips on the normal-incidence transmission spectra at the resonance wavelength confirms excitation of graphene surface plasmons. This structure can be uses as a highly tunable optical filter or as a broadband modulator, because the resonant wavelength can be tuned over a wide wavelength range by a small change in the Fermi energy level of the graphene.

Keywords: active plasmonic devices, excitation of graphene surface plasmons, graphene plasmonics, optoelectronics

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

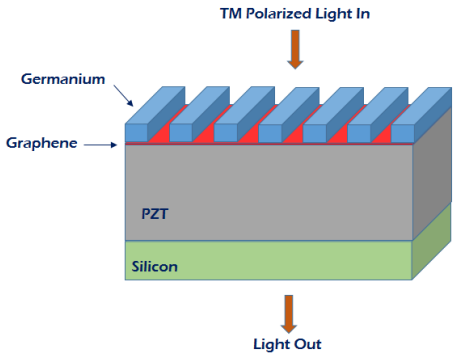
گرافن، تک لایه ای از اتم های کربن به علت خواص فوق العاده الکتریکی و نوری اش توجهات بسیاری را در سال های اخیر به خود معطوف داشته است[2] ,[1]. یکی از خواص جالب گرافن، جذب نوری پهن باند است که از نوع جذب بین باندی می‌باشد و می‌توان آن‌را با یک گیت الکتریکی تغییر داد[3].

پلاسمونیک شاخه‌ای از علم ماده چگال نوری است که به پدیده‌های نوری در ابعاد نانو در ساختارهای فلزی مربوط می‌شود و با تولید، انتشار و آشکارسازی امواج پلاسمونی سر و کار دارد که همان تحریکات الکترونیکی تجمعی ایجاد شده توسط میدان الکترومغناطیسی در فصل مشترک فلز و دی‌الکتریک می‌باشد. گرافن به دلیل رفتار پلاسمونی کوک‌پذیر، محصورشدگی شدید میدان پلاسمونی و تلفات کم انتشار پلاسمون‌ها در قیاس با فلزات نجیب بسیار مورد توجه قرار گرفته است[7]–[4].

علی‌رغم قابلیت‌های گفته شده، یک چالش کلیدی، تحریک بهینه امواج پلاسمونی می‌باشد که بردار موج بسیار بزرگتر از امواج در فضای آزاد دارند. در این نوشتار ما با استفاده از یک توری[1]، تشدید موج هدایت شده در لایه گرافن ایجاد کرده‌ایم. تشدید مد هدایت شونده، تابش امواج نوری عمودی را به امواج پلاسمونی انتشاری تزویج می‌کند و به این ترتیب تغییر شدیدی در عبور نور در فرکانس تشدید ایجاد می‌کند[8]. در ادامه نشان خواهیم داد که این ساختار به عنوان فیلتر نوری کوک پذیر عمل می‌کند که با یک تغییر کوچک در سطح فرمی گرافن، کوک می‌شود.

ساختار افزاره و نتایج شبیه‌سازی

شماتیک ساختار پیشنهادی در شکل ۱ نشان داده شده است که گرافن به عنوان موجبر پلاسمونی بر روی یک بستر از جنس PZT (Lead Zirconate Titanate) قرار گرفته است. بر روی گرافن، یک توری از جنس ژرمانیوم (Ge) به جهت تحریک پلاسمون‌های گرافن استفاده شده است.



شکل ۱: شماتیک پیشنهادی برای تحریک پلاسمون‌های گرافن

ابتدا به بررسی خواص نوری پلاسمون‌های سطحی در ساختار گرافن بر روی PZT می‌پردازیم. به این منظور، ضریب شکست موثر (n_{eff}) مد پلاسمونی موجبر گرافنی محاسبه شده است. در شبیه‌سازی‌ها گرافن به صورت یک لایه نازک با ضخامت $t=0.34nm$ و گذردهی الکتریکی $2.5+i\sigma/\varepsilon_0\omega t$ مدل شده است. دراینجا σ، ω و ε_0 به ترتیب رسانایی گرافن، فرکانس زاویه‌ای و گذردهی خلأ می‌باشند. رسانایی گرافن که با تابعی از تغییرات پتانسیل شیمیایی گرافن (μ_c) می‌باشد، از رابطه کوبو[2] به دست می‌آید[9]:

$$\sigma=-\frac{ie^2\left(\omega+i2\Gamma\right)}{\pi\hbar}\times \left[\frac{1}{\left(\omega+i2\Gamma\right)^2}\int_0^\infty d\varepsilon\left(\frac{\partial n_F(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}-\frac{\partial n_F(-\varepsilon)}{\partial\varepsilon}\right)\varepsilon - \int_0^\infty d\varepsilon\frac{n_F(-\varepsilon)-n_F(\varepsilon)}{\left(\omega+i2\Gamma\right)^2-4(\varepsilon/\hbar)^2}\right] \quad (۱)$$

که Γ، $\hbar$ و $n_F(\varepsilon)=\left[e^{E-\mu_c/k_BT}+1\right]^{-1}$ به ترتیب برابر نرخ پراکندگی حامل، ثابت پلانک کاهش یافته و تابع توزیع

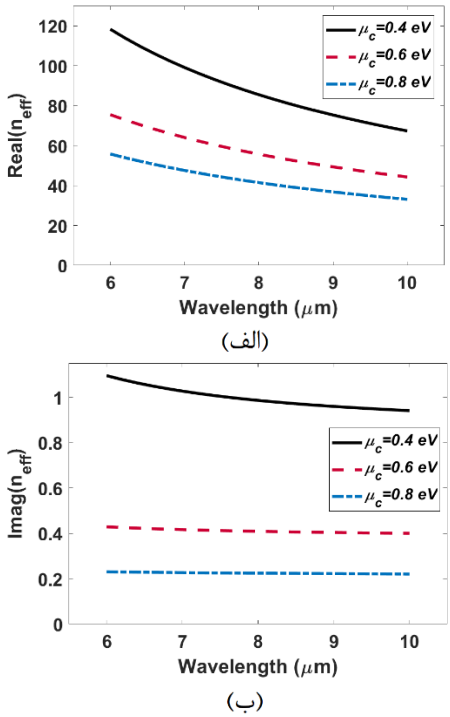
[1] Grating

[2] Kubo

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

فرمی-دیراک می‌باشند. در اینجا k_B ثابت بولتزمان و T برابر دما می‌باشد.

در شکل ۲، مقادیر قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست موثر (n_{eff}) پلاسمون‌ها در گرافن برای مقادیر مختلف μ_c که به روش تفاضل محدود (FEM) محاسبه شده، رسم شده است. مطابق شکل ۲(الف)، با کاهش μ_c، قسمت حقیقی n_{eff} افزایش می‌یابد که به معنی کاهش جایگزیدگی میدان پلاسمونی است. علاوه بر این، قسمت موهومی n_{eff} با کاهش μ_c و درنتیجه کاهش چگالی حامل در گرافن، افزایش می‌یابد. از آنجا که پلاسمون‌های سطحی نوسانات تجمعی حامل‌های آزاد هستند، کاهش چگالی حامل منجر به افزایش تلفات انتشاری پلاسمون‌های سطحی در گرافن می‌شود. بنابراین طبق شکل ۲، مقادیر زیاد μ_c منجر به مقادیر کم قسمت حقیقی و موهومی n_{eff} می‌شود که مربوط به مصالحه ذاتی بین جایگزیدگی میدان و تلفات انتشاری پلاسمون‌های سطحی در گرافن است.



شکل ۲: (الف)قسمت حقیقی و (ب)قسمت موهومی ضریب شکست موثر پلاسمون‌های سطحی گرافن بر روی PZT

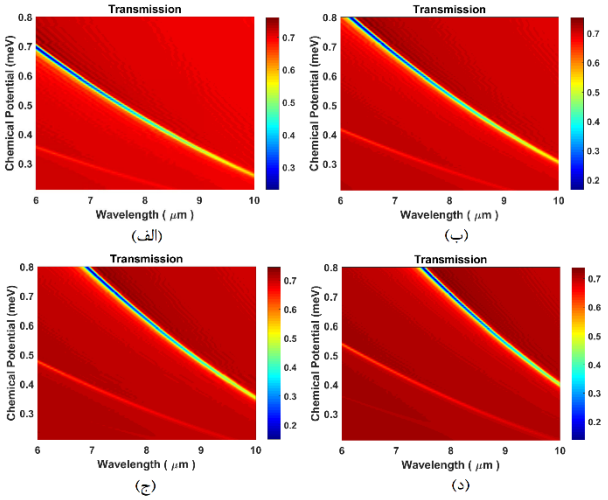
تحریک امواج پلاسمونی در گرافن با یک موج نوری فضای آزاد، نیازمند غلبه بر تفاوت زیاد بردار موج این دو می‌باشد. توری‌های نوری به طور گسترده‌ای برای جبران عدم تطابق بردار موج به کار می‌روند. برای تحریک پلاسمون‌ها به وسیله توری پیشنهادی در این نوشتار، معادله تطابق فاز باید برقرار باشد[10]:

$$\mathrm{Re}(\beta(\omega_0))-\frac{\omega_0}{c}\sin\theta=\frac{2\pi}{\Lambda} \qquad (۲)$$

که c سرعت نور، θ زاویه تابش، $\frac{\omega_0}{c}$ بردارموج خلأ و $\beta(\omega_0)$ بردارموج پلاسمون‌ها در صفحه گرافن می‌باشد. در این پژوهش از نور فرودی عمود ($\theta=0$) بهره گرفته شده است، بنابراین موج پلاسمون سطحی وقتی تحریک می‌شود که Λ برابر با دوره تناوب موج پلاسمونی ($2\pi/\mathrm{Re}(\beta)$) شود.

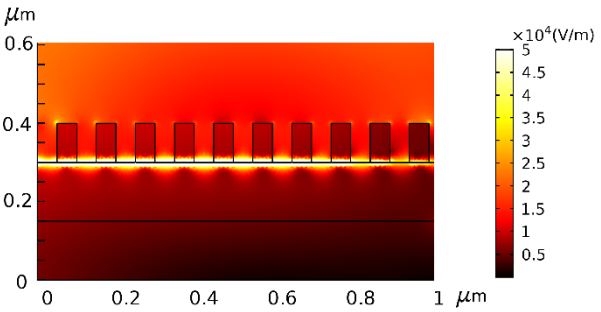
برای بررسی عمیق این افزاره، به صورت همزمان اثر تغییرات هر دو پارامتر دوره تناوب توری ژرمانیومی و پتانسیل شیمیایی گرافن بررسی شده است که نتایج در شکل ۳ نشان داده شده است. یک موج تخت به صورت عمود به بالای ساختار که شامل توری ژرمانیومی با ارتفاع ۱۰۰ نانومتر و ۱۰ دوره تناوب می‌باشد، تابیده شده و عبور این موج در پایین ساختار محاسبه شده است. مطابق شکل، با اعمال ولتاژ به زیرلایه PZT و تغییر قطبش این ماده، می‌توان چگالی حامل و درنتیجه پتانسیل شیمیایی گرافن را تغییر داد. با افزایش μ_c به سمت طول موج‌های کمتر انتقال می‌یابد. توجیه این پدیده با توجه به رفتار n_{eff} برحسب μ_c در شکل ۲(الف) و معادله (۲) قابل بیان است، به این صورت که با افزایش μ_c و درنتیجه کاهش n_{eff}، برای برقراری معادله (۲) باید طول موج تحریک کاهش یابد. همچنین عمق دره‌ها با افزایش μ_c افزایش می‌یابد که به علت کاهش قسمت موهومی n_{eff} و درنتیجه کاهش تلفات پلاسمون‌های سطحی در اثر این تغییر است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۳: عبور نوری عمودی در ساختار پیشنهادی برحسب طول موج و پتانسیل شیمیایی گرافن برای توری با دوره تناوب (الف) ۱۰۰ نانومتر (ب) ۱۲۰ نانومتر (ج) ۱۴۰ نانومتر (د) ۱۶۰ نانومتر

مطابق شکل ۳، با افزایش دوره تناوب توری، طول موج تحریک برای μ_c ثابت افزایش می‌یابد که با توجه به معادله (۲) قابل توجیه است. بنابراین، به علت ثابت بودن n_{eff} پلاسمون‌های گرافن، با افزایش دوره تناوب توری برای برقراری معادله (۲)، باید طول موج تحریک هم افزایش یابد.



شکل ۵: پروفایل میدان الکتریکی پلاسمون‌های سطحی تحریک شده در لایه گرافن برای توری با دوره تناوب ۱۰۰ نانومتر و پتانسیل شیمیایی ۰/۶۵ الکترون ولت در طول موج ۷ میکرومتر

در شکل ۴، پروفایل میدان الکتریکی پلاسمون‌های سطحی تحریک شده در گرافن در طول موج ۷ میکرومتر نشان داده شده است. پتانسیل شیمیایی گرافن برابر ۰/۶۵ الکترون ولت، دوره تناوب توری ۱۰۰ نانومتر و ۱۰ عدد تناوب برای توری درنظر گرفته شده است.

نتیجه‌گیری

در این نوشتار ساختار جدیدی برای تحریک امواج پلاسمونی شدیداً جایگزیده در تک لایه گرافن پیشنهاد داده شد .این ساختار علاوه بر اینکه بینشی بر ادوات پلاسمونی فعال مبتنی بر گرافن فراهم می‌کند، می‌تواند همچنین به عنوان یک فیلتر کوک‌پذیر مبتنی بر گرافن به کار رود.

مرجع‌ها

[1] A. K. Geim and K. S. Novoselov, “The rise of graphene,” *Nat. Mater.*, vol. 6, no. 3, pp. 183–191, 2007.

[2] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, and A. C. Ferrari, “Graphene photonics and optoelectronics,” *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 9, pp. 611–622, Aug. 2010.

[3] F. Wang *et al.*, “Gate-variable optical transitions in graphene.,” *Science*, vol. 320, no. 5873, pp. 206–9, Apr. 2008.

[4] D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi, “Plasmonics beyond the diffraction limit,” *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 2, pp. 83–91, 2010.

[5] P. Avouris and M. Freitag, “Graphene photonics, plasmonics, and optoelectronics,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 20, no. 1, 2014.

[6] A. N. Grigorenko, M. Polini, and K. S. Novoselov, “Graphene plasmonics,” *Nat. Photonics*, vol. 6, no. 11, pp. 749–758, Nov. 2012.

[7] M. Jablan, H. Buljan, and M. Soljačić, “Plasmonics in graphene at infrared frequencies,” *Phys. Rev. B*, vol. 80, no. 24, p. 245435, Dec. 2009.

[8] A. Sharon, S. Glasberg, D. Rosenblatt, and A. A. Friesem, “Metal-based resonant grating waveguide structures,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, no. 3, p. 588, Mar. 1997.

[9] V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, and J. P. Carbotte, “Magneto-optical conductivity in graphene,” *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 19, no. 2, p. 26222, Jan. 2007.

[10] W. Gao, J. Shu, C. Qiu, and Q. Xu, “Excitation of plasmonic waves in graphene by guided-mode resonances.,” *ACS Nano*, vol. 6, no. 9, pp. 7806–13, Sep. 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مدل سازی حسگر ضریب شکست فیبرنوری دو هسته ی بر اساس تداخل سنج ماخ زندر

فائزه اکبری، میرحسین سید نظری، حمید لطیفی، محمد اسماعیل زیبائی

پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی- اوین، بلوار دانشجو، تهران

چکیده – در این مقاله فیبرنوری دوهسته برا ساس تداخل سنج ماخ زندر برای اندازه گیری تغییرات ضریب شکست شبیه سازی شده است. در این ساختار یکی از هسته ها با ژرمانیوم و هسته ی دیگر با فسفر دوپ شده است. از آن جایی که طول دو بازو در این حالت یکسان است طرح تداخلی در اثر اختلاف ضریب شکست بین هسته ها ایجاد می شود. اگر یکی از این هسته ها به عنوان بازوی مرجع تداخل سنج در نظر گرفته شود و در هسته ی دوم میدان میرا شونده با محیط خارج برهمکنش داشته باشد، با تغییر ضریب شکست محیط پیرامون طیف تداخلی جابجا می شود. میزان حساسیت این حسگر تا حد زیادی وابسته به نفوذ میدان میرا شونده به محیط خارج است که می توان با روش های خوردگی شیمیایی یا سایش یک طرفه ی فیبرنوری میزان آن را افزایش داد. نتایج شبیه سازی نشان می دهد که بیشترین حساسیت بدست آمده برابربا nm/RIU ۱۶۴۳,۸۵ است که می تواند برای ساخت زیست حسگرها بکار رود.

کلید واژه : تداخل سنج ماخ زندر، حسگر فیبر نوری، ضریب شکست، فیبرنوری دو هسته

Simulation Refractive Index Dual Core Fiber Optic Sensor Based on Mach-Zehnder Interferometer

Faezeh Akbari, Mir Hossein Seyed Nazari, Mohammad Ismail zibaii, Hamid latifi

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract – In this article a dual-core fiber optic sensor based on mach-zehnder interferometer for measurement refractive index changing is simulated. In this structure one of the cores is doped with germanium and the other with phosphorus. They operate as interferometer arms. Since the length of both arms are equal, interference pattern is formed by the refractive index difference of cores. One of the cores is considered as reference arm and the evanescent field of the other core interacts with surrounding environment. The interference pattern shifts with changing the refractive index of the surrounding environment. The sensor sensitivity is greatly dependent on evanescent field penetration into the external medium which can be increased by chemical etching or side polishing of fiber cladding. Simulation results show that the maximum achieved sensitivity is 643.85 nm/RIU which could be used for fiber optic biosensors.

Keywords: Mach-zehnder interferometer, fiber optic sensor, refractive index sensor, dual core fiber optic

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

امروزه استفاده از حسگر های ضریب شکستی فیبر نوری به دلیل حساسیت بالا در کاربرد های متنوعی که مهم ترین آن ها کاربردهای بیولوزیکی است مورد توجه قرار گرفته اند. تاکنون انواع حسگر های ضریب شکستی فیبرنوری مانند فیبر های باریک شده[1]، کاواک های فابری پرو [2]، توری با تناوب کوتاه (FBG) [3]، توری با تناوب بلند (LPG) [4] طراحی و ساخته شده اند. همچنین از فیبرهای دو هسته بعنوان حسگر ضریب شکست در فیبر های کریستال فوتونی بصورتی که یکی از هسته ها با محلول یا گاز مورد نظر پر شوند مورد استفاده قرار گرفته است [5] که این دسته از حسگر ها حساسیت بالایی دارند ولی روش های ساخت چنین فیبر هایی پیچیده بوده و براحتی قابل دسترس نیستند. هم چنین به دلیل کانال باریک ایجاد شده برای ضریب شکست سنجی هرگونه موادی قابل استفاده نیست. در این مقاله یک فیبرنوری دو هسته ای برای اندازه گیری ضریب شکست مدل سازی شده است که از میدان میرا شونده ی یکی از هسته ها و با نفوذ به محیط خارجی برای اندازه گیری استفاده شده است. مهم ترین مزیت استفاده از فیبر های دو هسته پایداری تداخل سنج مخصوصا در مورد تغییرات دمایی است. از دیگر مزایای این حسگر می توان به ساخت آسان، مقرون به صرفه بودن از نظر اقتصادی، حساسیت بالا و قابل استفاده جهت اندازه گیری چندین کمیت بصورت هم زمان اشاره کرد.

۲- اساس عملکرد حسگر

اساس عملکرد حسگر بر مبنای تداخل سنج ماخ زندر می باشد که رابطه طیف خروجی حسگر با تغییرات فاز بر اساس رابطه زیر است:

$$I_{OUT}(\omega) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\Delta\varphi \qquad (1)$$

$$\Delta\varphi = L * \Delta k(\omega) \qquad (2)$$

$$\Delta k(\omega) = k_1(\omega) - k_2(\omega) \qquad (3)$$

که L طول تداخل سنج است. از آن جا که طول تداخل سنج برای هر دو بازو یکسان است، تغییر فاز از جمله ی $\Delta k(\omega)$ به دلیل اختلاف ضریب شکست های بین دو هسته ی فیبرنوری ناشی می شود. زمانی که اختلاف فاز مضرب $2\pi * m$ $((2m+1)*2\pi)$ باشد، بیشینه (کمینه) در طرح تداخلی قابل مشاهده است. اگر از بسط تیلور حول ω_0 برای بسط $\Delta k(\omega)$ استفاده شود آنگاه:

$$\Delta k(\omega) = \Delta k(\omega_0) + (\omega-\omega_0)\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega}|_{\omega_0} + (\omega-\omega_0)^2\frac{\partial^2 \Delta k}{2\partial \omega^2}|_{\omega_0} + \ldots \qquad (4)$$

که جمله ی دوم اختلاف بین معکوس سرعت های گروه در دو هسته و جمله ی سوم اختلاف بین پاشندگی سرعت گروه در دو هسته است. لازم به ذکر است که جمله های مرتبه بالاتر بسط تیلور در طول های خیلی کوتاه فیبرنوری دو هسته قابل چشم پوشی است.

در صورتیکه جنس هر دو هسته ی فیبرنوری یکسان باشد الگوی تداخلی بسیار ضعیفی ناشی از خمش و یا فشار اضافی وارد شده بر یک از هسته ها ایجاد می شود ولی در این مورد به دلیل اختلاف زیاد ضریب شکست های دو هسته الگوی تداخلی با نمایانی بالاتری تشکیل می شود.

طبق آزمایش های عملی مشاهده شده نقطه ای در الگوی طرح تداخلی وجود دارد که برای آن اختلاف فاز تقریبا صفر است[6]. اگر فاز حول این نقطه بسط تیلور داده شود می توان از جمله ی دوم ناشی اختلاف بین معکوس سرعت های گروه صرف نظر کرد. در نتیجه فاز یک تابع مربعی با مرکز ω_0 می شود. در صورتیکه میدان میرا شونده ی یکی از هسته ها به محیط خارجی نفوذ کند که این فرایند از

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

طریق یکی از روش های سایش یا خوردگی شیمیایی امکان پذیر است، هرگونه تغییر در ضریب شکست محیط خارجی منجر به تغییر اختلاف ضریب شکست موثر بین هسته ها می شود. عمق نفوذ میدان میرا شونده d_p در غلاف فیبرنوری به صورت رابطه (۵) تعریف می شود:

$$d_p = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n_{co}^2 \sin^2\theta - n_{cl}^2}} \qquad (5)$$

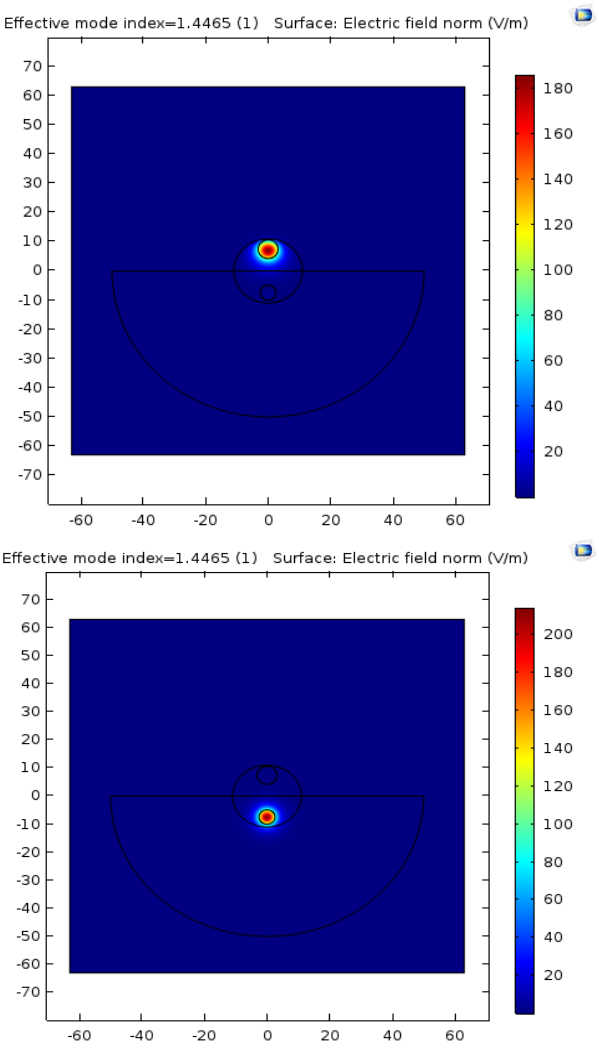
که θ زاویه ی نور فرودی به مرز مغزی و غلاف و λ طول موج نور فرودی را نشان می دهد. اندازه گیری تغییرات ضریب شکست در ناحیه ای از فیبرنوری دو هسته ای که غلاف فیبرنوری نازک شده است صورت می گیرد.

۳- نتایج شبیه سازی حسگر فیبرنوری دو هسته

شبیه سازی برای فیبرنوری دو هسته با مشخصات زیر صورت گرفته است: طول ۵۰ سانتی متر از فیبر دو هسته که یکی از هسته ها که با ژرمانیوم دوپ شده قطر ۵/۱ میکرومتر و ضریب شکست ۱/۴۵۷ و هسته ی دیگر با فسفر دوپ شده با قطر ۶/۴ میکرومتر و ضریب شکست ۱/۴۵۲ است. قطر فیبر ۱۲۵ میکرومتر با ضریب شکست ۱/۴۴۴ می باشد. طول موج قطع در هر دو هسته ۱/۳ میکرومتر است و فاصله ی مراکز دو هسته ۱۴/۹ میکرومتر می باشد که این فاصله میزان کوپل شدگی نور بین هسته ها را به حداقل رسانده و نور بصورت جداگانه در هرکدام از هسته ها منتقل می شود. طول ناحیه ای که بعنوان حسگر در نظر گرفته شده ۲ سانتی متر از فیبرنوری دو هسته است.

شبیه سازی ابتدا جهت اثبات عدم جفت شدگی نور بین هسته ها انجام شده است. در هند سه ای که یک سمت فیبرنوری غلاف نازک تری با قطر ۱۱ میکرومتر داشته باشد، طبق شکل ۱ مشاهده می شود نور در هر کدام از هسته ها بصورت جداگانه منتشر می شود.

با بسط دادن $\Delta k(\omega)$ حول ۱۵۴۰ nm که در مشاهدات تجربی به دست آمده است [6] و به دست آوردن ضریب شکست موثر با تغییر ضریب شکست محیط خارجی پاسخ طیفی حسگر به دست می آید. در مدل سازی انجام شده ضریب شکست محیط خارجی را در بازه ی ۱/۳۶ تا ۱/۳۷ تغییر داده شده و تغییرات طیف تداخلی برای طول موج های ۱۴۵۰ تا ۱۶۵۰ نانومتر بررسی شده است.

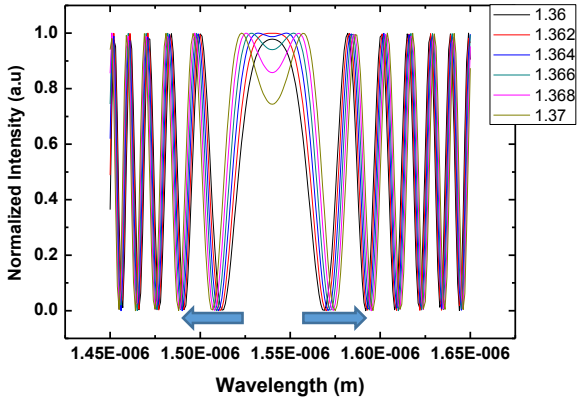


شکل ۱ : توزیع مدی (مد LP_{01}) در دو هسته ی فیبر و عدم جفت شدگی نور بین هسته ها

طبق شکل ۲ جابجایی طول موجی در دو سمت قسمت مرکزی طیف اتفاق می افتد. مشاهده می شودکه با افزایش ضریب شکست دو رفتار متفاوت در طول موج های کوتاه و طول موج های بلند رخ می دهد. کمینه ها و بیشینه های

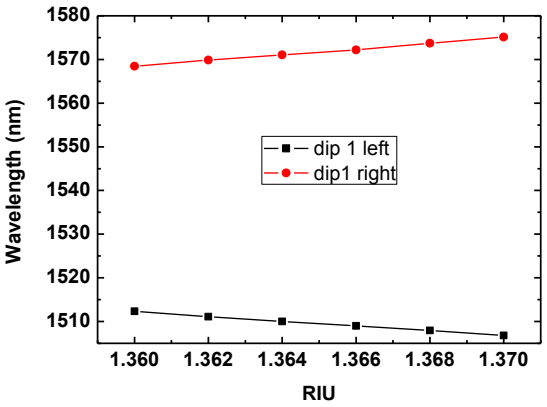
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

اول در هر دو سمت حساسیت بالاتری نسبت به مراتب بعدی دارند.



شکل ۲ : نمودار جابجایی طول موجی طیف تداخلی با تغییر ضریب شکست محیط خارجی در بازه ی ۱,۳۶ تا ۱,۳۷

نمودار حساسیت دو کمینه حول قسمت مرکزی طیف در شکل ۳ نشان داده شده است. حساسیت کمینه ی سمت راست برابر با ۶۴۳/۸۵ nm/RIU و حساسیت کمینه ی سمت چپ برابر با ۵۶۳- nm/RIU است.



شکل ۳ : نمودار حساسیت دو کمینه ی اول سمت راست و چپ ناحیه ی مرکزی طیف

۴- نتیجه گیری

یک فیبرنوری دو هسته که بخشی از غلاف فیبرنوری در یک طرف فیبر برداشته شده، بعنوان حسگر ضریب شکست مدل سازی شده است. دو هسته ی فیبرنوری نقش دو بازوی تداخل سنج ماخ زندر را ایفا کرده و با جفت شدگی نور به درون هر دو هسته ی فیبر یک تداخل سنج درون فیبری تشکیل شده است. نتایج شبیه سازی نشان می دهد که حساسیت کمینه ی سمت راست ۶۴۳/۸۵ nm/RIU و حساسیت کمینه ی سمت چپ برابر با ۵۶۳- nm/RIU است که نشان دهنده ی رفتار مخالف کمینه های دو سمت است. کمینه ای که در طول موج های بلند تر واقع شده به دلیل نفوذ بیشتر طول موج های بلندتر به محیط پیرامون حساسیت بیشتری دارد. حساسیت کمینه های بعدی در هر دو سمت کاهش می یابد. از رفتار متفاوت طیف در دو سمت می توان به عنوان ابزاری جهت اندازه گیری هم زمان کمیت های مختلف مثل دما و فشار استفاده کرد.

مرجع ها

[1].M.I. Zibaii, et al. "Measuring bacterial growth by refractive index tapered fiber optic biosensor." *Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology* 101.3 (2010): 313-320..

[2]. M. R. André, et al. "Simultaneous measurement of temperature and refractive index using focused ion beam milled Fabry-Perot cavities in optical fiber micro-tips." *Optics Express* 24.13 (2016): 14053-14065.

[3]. W. Liang, et al. "Highly sensitive fiber Bragg grating refractive index sensors." *Applied physics letters* 86.15 (2005): 151122.

[4]. R. Falciai, , A. G. Mignani, and A. Vannini. "Long period gratings as solution concentration sensors." *Sensors and Actuators B: Chemical* 74.1-3 (2001): 74-77.

[5]. D.K.C.Wu, B.T. Kuhlmey, and B. J. Eggleton. "Ultrasensitive photonic crystal fiber refractive index sensor." *Optics letters* 34.3 (2009): 322-324.

[6]. H.F. Martins, et al. "High-sensitivity dispersive Mach–Zehnder interferometer based on a dissimilar-doping dual-core fiber for sensing applications." *Optics letters* 39.9 (2014): 2763-2766.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

افزایش پهنای طیف و میزان جذب گرافن در ترکیب با بلور نانوپلاسمونیکی بر پایه گریتینگ نیم‌دایره‌ای فلزی

بنفشه یکتاپرست، حسین شیرکانی

گروه فیزیک، دانشگاه خلیج فارس، بوشهر

b.yektaparast.physics@gmail.com; shirkani@pgu.ac.ir

چکیده – در این مقاله به‌منظور تشکیل پلاسمون‌های سطحی، گرافن را در ترکیب با بلور نانوپلاسمونیکی ساخته شده از گریتینگ فلزی نیم‌دایره‌ای به‌کار برده‌ایم. نمودارهای جذب گرافن تحت تأثیر تشدیدهای پلاسمونیکی را نسبت به پارامترهای هندسی ساختار و ضریب شکست دی‌الکتریک مورد مطالعه قرار می‌دهیم. استفاده از این ساختار موجب افزایش جذب گرافن تا ۲۸/۷ در صد در ناحیه فروسرخ نزدیک و هم‌چنین گستردگی طیف جذبی در نواحی مرئی و سرتاسر فروسرخ نزدیک شد که این میزان و ناحیه طیفی با استفاده از جنس گریتینگ، ضریب شکست دی‌الکتریک و پارامترهای هندسی قابل کنترل هستند.

کلید واژه- بلور نانوپلاسمونیکی، طیف جذبی، گرافن، نواحی مرئی و فروسرخ نزدیک

Enhancing the Absorption and Spectral Width of Graphene Near the Nanoplasmonic Crystal Based on Semicircular Metallic Grating

Banafsheh Yektaparast, Hossein Shirkani

Department of Physics, Persian Gulf University, Bushehr

b.yektaparast.physics@gmail.com; shirkani@pgu.ac.ir

Abstract- In this paper, graphene has been used in combination with a nanoplasmonic crystal made of semicircular metallic grating, in order to creation surface plasmons. We study graphene absorption under the influence of plasmonic resonances according to geometric parameters and dielectric refractive index. The use of this structure increased the absorption of graphene up to 28.7% in the near infrared region and the spread of absorption spectrum in the visible and throughout the near infrared regions that this amount of absorption and spectral region are controlled by grating material, dielectric refractive index and geometric parameters.

Keywords: Absorption Spectrum, Graphene, Nanoplasmonic Crystal, Visible and Near Infrared Regions

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

گرافن یک تک لایه نازک به ضخامت تقریبا ۰/۳۴ نانومتر ساخته شده از کربن می‌باشد که دارای شبکه لانه زنبوری است. تحرک پذیری بالا و پایداری زیست محیطی، هم‌چنین خواص فوتونیکی، مکانیکی و اپتوالکترونیکی این شبه‌فلز با گاف نواری صفر، مثال زدنی است [۱].

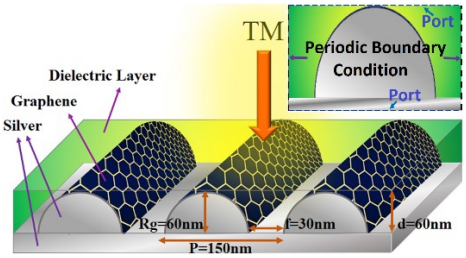
طلوع پیشرفت گرافن و مواد بر پایه آن در زمینه ساخت و بهبود عملکرد وسایل اپتیکی و اپتوالکترونیکی از سال ۲۰۰۸ آغاز شد که تا کنون نانومواد بر پایه گرافن منجر به پیشرفت‌هایی در ساخت ادواتی مانند سلول‌های خورشیدی [۲]، آشکارسازها و ترانزیستورهای نوری [۳]، جذب‌کننده-های اشباع برای لیزرهای فوق‌سریع [۳]، حسگرهای زیستی و گازی [۴] و ... شده‌است.

گرافن انعطاف‌پذیری بالایی برای ترکیب شدن با مواد دیگر را داراست که استفاده از گرافن در کنار ساختارهای فوتونیکی یک بعدی و بلورهای نانوپلاسمونیکی می‌تواند جذب ۲/۳ درصدی این ماده شفاف را افزایش دهد [۵].

تشدیدهای پلاسمونیکی قوی در گرافن در نواحی فروسرخ دور و فروسرخ میانه ایجاد می‌شود که موجب افزایش جذب در گرافن می‌گردد و در نواحی مرئی و فروسرخ نزدیک جذب گرافن به طور معمول با جفت کردن گرافن با ساختارهای رزونانسی فلزی یا دی‌الکتریک افزایش می‌یابد [۶]. تحرک-پذیری بالای حامل‌های گرافن که موجب اتلاف کم به‌عنوان یک ماده پلاسمونیکی می‌شود و به‌علاوه جایگزیدگی نوری بالای پلاسمون گرافن می‌تواند در پلاسمونیکی فلزات نجیب را که جایگزیدگی میدانی نسبی ناچیزی در فروسرخ دارند و همچنین پلاسمون‌های بر پایه آن‌ها به دلیل اتلاف بالا و عدم تنظیم‌پذیری به‌صرفه نیستند، کامل کند [۷] که موجب افزایش جذب نور در این ناحیه فرکانسی تشدیدی می‌شوند. بنابراین به‌منظور افزایش جذب نور و بازده نشر در این فرکانس‌ها، برای آشکارسازی و منابع نوری، نانوآنتن‌های گرافنی، ترانزیستورهای پلاسمونی و ...چنین جایگزیدگی بالایی برای مدهای پلاسمونی دارای نقشی عمده است [۷].

ساختار

به‌منظور بهبود و توسعه عملکرد قطعات نانوفوتونیکی و اپتوالکترونیکی، به‌کارگیری گرافن در کنار بلورهای نانوپلاسمونیکی شامل فلزات نجیب و دارای گریتینگ، پتانسیل‌های بالقوه‌ای در کنترل فرکانس تشدید پلاسمون-ها، انتقال پلاسمون‌های سطحی و ... به ارمغان می‌آورد.



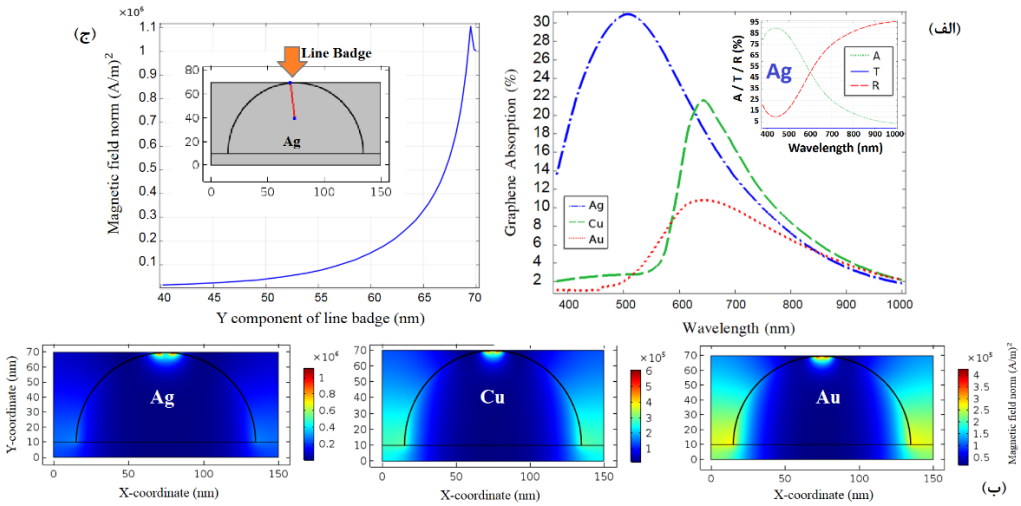
شکل ۱. بلور نانوپلاسمونیکی طراحی شده تحت موج قطبیده TM

در بلور نانوپلاسمونیکی مورد مطالعه، تک لایه نیم‌دایره‌ای گرافن به ضخامت ۰/۳۴nm و شعاع Rg=۶۰nm با ضریب شکست $ng=3 + i5.446\ \lambda/3\ \mu m^{-1}$ [۵] سرتاسر گریتینگ فلزی نیم‌دایره‌ای به شعاع ۵۹/۶۶nm را می‌پوشاند. ساختار بر زیرلایه‌ای به ضخامت ۱۰nm از جنس همان فلز نشانده شده و دی‌الکتریکی با ارتفاع برابر با Rg روی پیکربندی قرار گرفته‌است. ضخامت‌های مختلف دی‌الکتریک بررسی شده و حالت چسبیده به گریتینگ به‌عنوان برترین حالت برگزیده شده‌است(شکل ۱). ساختار را تحت تابش عمودی با روش FEM در نرم‌افزار کامسول شبیه‌سازی نموده و بر مرزهای چپ و راست شرایط مرزی دوره‌ای اعمال می‌نماییم.

بحث و بررسی نتایج

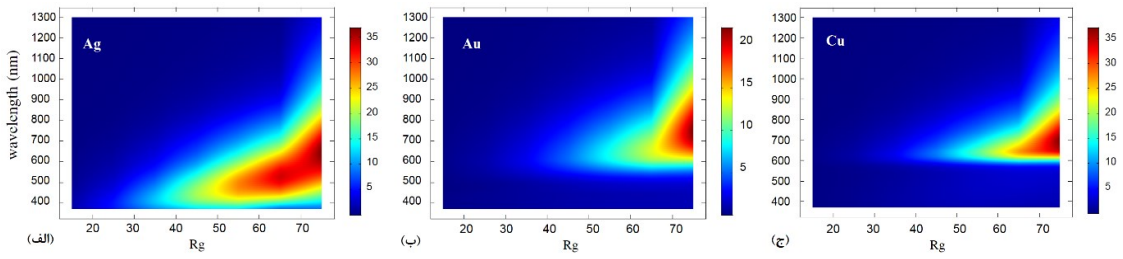
در اینجا هدف خود را برمبنای افزایش جذب گرافن و کنترل طیف جذبی آن در ناحیه مرئی و فروسرخ نزدیک در راستای گستردگی هر چه بیشتر پهنای باند جذبی، قرار می‌دهیم. درابتدا دی‌الکتریک را هوا (nd=۱) در نظر می‌گیریم.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



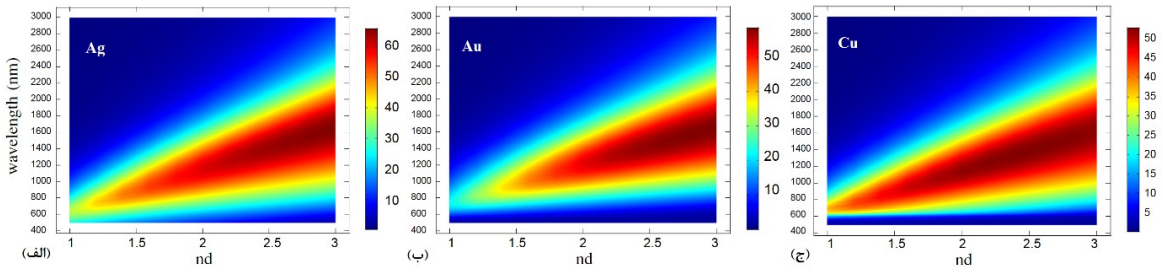
شکل۲. (الف) مقایسه طیف جذبی گرافن در حضور نقره، مس و طلا. (ب) مقایسه طرح دو بعدی توزیع شدت میدان مغناطیسی بر حسب فاصله از محور xها در حضور سه فلز نقره، مس و طلا و (ج) طرح اندازه شدت میدان مغناطیسی برحسب مؤلفه y خط نشان در حضور نقره.

شکل۲.الف طیف جذب گرافن را در بازه مرئی و اوایل فروسرخ نزدیک نشان می‌دهد. همانطور که از شکل پیداست بیشینه جذب در استفاده از نقره، مس و طلا به‌ترتیب به‌میزان ۳۱، ۲۲ و ۱۱ درصد در طول‌موج‌های ۵۱۰، ۶۴۵ و نیز ۶۴۵ نانومتر اتفاق می‌افتد. این طول‌موج‌ها، طول‌موج تشدید پلاسمون‌های سطحی ایجاد شده در نانوبلور می‌باشند. شکل۲.ب طرح دو بعدی توزیع شدت میدان مغناطیسی برحسب فاصله از محور xهاست که محل ایجاد پلاسمون‌های سطحی را در مرز گرافن-فلز نشان می‌دهد. بیشینه شدت در حضور نقره اتفاق می‌افتد که شکل۲.ج طرح اندازه این شدت میدان مغناطیسی برحسب مؤلفه y خط نشان را نمایش می‌دهد. اکنون با آگاهی از موقعیت پلاسمون‌های سطحی شعاع (Rg) را از ۱۵nm تا ۷۵nm (بیشترین حالت ممکن) بهینه‌سازی می‌کنیم. در تمام حالت‌ها d=Rg است. شکل۳ طیف جذب گرافن را در بازه ۳۸۰ تا ۱۳۰۰ نانومتر با به‌کارگیری سه فلز نقره، طلا و مس نشان می‌دهد. چنانچه از شکل پیداست با افزایش شعاع و کاهش فاصله میان گریتینگ‌ها و نیز افزایش برهم‌کنش نور-گرافن، جذب افزایش می‌یابد که نتیجه افزایش برانگیختگی پلاسمون‌های سطحی در مرز گرافن-فلز می‌باشد، تا در شعاع ۷۵nm برای هر سه فلز به بیشینه جذب ۳۷، ۲۲ و ۳۷/۵ درصد به‌ترتیب با حضور نقره، طلا و مس می‌رسیم. در این شعاع گریتینگ‌ها کاملاً به‌هم چسبیده هستند و تشدید پلاسمون‌های سطحی در مرز آن‌ها موجب بیشینه جذب گرافن می‌شود که نقره در کنار گرافن گسترده‌ترین باند جذبی را نشان می‌دهد. با انتخاب مقدار بهینه Rg=۷۵nm، جذب گرافن را در ضرایب شکست دی‌الکتریک از ۱ تا ۳ بررسی می‌کنیم. در حضور نقره و طلا میزان جذب گرافن برای ضریب شکست ۳ به بیشینه مقدار به‌ترتیب حدود ۶۶ و ۵۸/۵ درصدی می‌رسد (شکل۴.الف و ب) که



شکل۳. طیف جذب گرافن برحسب تغییرات شعاع (Rg) در حضور سه فلز (الف) نقره، (ب) طلا و (ج) مس.

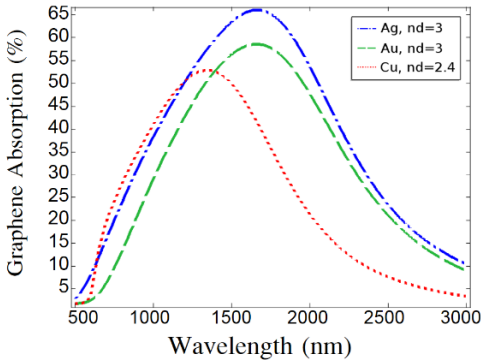
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۴. طیف جذب گرافن برحسب تغییرات ضریب شکست دی‌الکتریک در حضور سه فلز (الف) نقره، (ب) طلا و (ج) مس.

این بیشینه جذب در حضور مس تا حدود ۵۳ درصد در ضریب شکست ۲/۴ واقع می‌شود (شکل۴.ج). لازم به‌ذکر است که در هر سه مورد با زیاد شدن ضریب شکست جابه-جایی سرخی را برای طول‌موج بیشینه جذب از بازه مرئی به سمت فروسرخ نزدیک شاهد هستیم.

با توجه به شکل۵، به‌کارگیری دو فلز نجیب نقره و طلا به-جای مس علاوه بر افزایش بیشینه جذب گرافن، جابه‌جایی سرخی را در طیف به‌دست می‌دهد که استفاده از فلز نقره با طولانی‌ترین زمان واپاشی دامنه پلاسمونی، گسترده‌ترین باند طیف جذبی را به‌همراه بیشینه جذب رقم می‌زند.



شکل۵. طیف جذب گرافن در حالت بهینه برای نقره، طلا و مس

نتیجه‌گیری

در این مقاله تاثیر بلور نانوپلاسمونیکی شامل گریتینگ نیم-دایره‌ای از جنس سه فلز نجیب را بر جذب گرافن مورد مطالعه قرار داده‌ایم. افزایش جذب گرافن به‌میزان ۲۸/۷ برابر در طول‌موج‌های فروسرخِ نزدیک، گستردگی چشم‌گیر پهنای طیف جذبی گرافن که قسمتی از ناحیه مرئی و فروسرخ نزدیک را در برمی‌گیرد، کنترل فرکانس تشدید پلاسمون‌ها در این نواحی با استفاده از پارامترهای هندسی، جنس گریتینگ و ضریب شکست دی‌الکتریک، از نتایج حاصل می‌باشد که با ارائه نانوساختاری بهینه به‌منظور افزایش برهم‌کنش نور-گرافن در ناحیه گسترده‌ای از طیف، می‌توان دامنه استفاده از گرافن را در نانوساختارهای فوتونیکی و اپتیکی گسترش داد.

مرجع‌ها

[1] Geim, Andre K., and Konstantin S. Novoselov. “The rise of graphene”, Nature materials, Vol. 6, No. 3, pp. 183-191, 2007.

[2] Wang, Xuan, Linjie Zhi, and Klaus Müllen. “Transparent, conductive graphene electrodes for dye-sensitized solar cells”, Nano letters, Vol. 8, No. 1, pp. 323-327, 2008.

[3] Chang, Haixin, and Hongkai Wu. “Graphene-based nanomaterials: Synthesis, properties, and optical and optoelectronic applications”, Advanced Functional Materials, Vol. 23, No. 16, pp. 1984-1997, 2013.

[4] Joe, Daniel J., et al. “Surface Functionalized Graphene Biosensor on Sapphire for Cancer Cell Detection”, Journal of nanoscience and nanotechnology, Vol. 16, No. 1, pp. 144-151, 2016.

[5] Yektaparast, Banafsheh, and Hossein Shirkani. “Controlling Optical Absorption of Graphene in Near-infrared Region by Surface Plasmons”, Plasmonics, Vol. 13, No. 5, pp. 1623-1630, 2018.

[6] Guo, Chu-Cai, et al. “Experimental Demonstration of Total Absorption over 99% in the Near Infrared for Monolayer-Graphene-Based Subwavelength Structures”, Advanced Optical Material, Vol. 4, No. 12, pp. 1955-1960, 2016.

[7] Huang, Shenyang, et al. “Graphene plasmonics: Physics and potential applications”, Nanophotonics, Vol. 6, No. 6, pp. 1191-1204, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

افزایش نرخ فلوئورسانس به کمک نانوپوسته نامتقارن

خدیجه صمیمی؛ آیدا فیروزی و احمد محمدی

بوشهر، دانشگاه خلیج فارس، گروه فیزیک

mohammadi@pgu.ac.ir Khsami005@gmail.com; Aida.firoozi90@yahoo.com;

چکیده– با به کارگیری روش تفا ضل متناهی دامنه زمان به برر سی افزایش سیگنال فلوئور سانس به کمک نانوپو سته‌های نامتقارن پلاســمونیکی می‌پردازیم. این نوع از نانوذرات می‌توانند نرخ فلوئورســانس را به میزان قابل توجهی افزایش افزایش دهند. به همین منظور نانوپوسته‌ای متشکل از هسته سیلیکا و پوسته‌ی از جنس طلا درنظر می‌گیریم. نشان داده می‌شود که با انتخاب مناسب جنس و ابعاد هسته، جابه‌جایی هسته، فاصله و جهت‌گیری مولکول می‌توان نرخ فلوئورسانس را به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش داد.

کلید واژه- افزایش فلوئورسانس، پلاسمون سطحی جایگزیده، روش تفاضل متناهی دامنه‌ی زمان، نانوپوسته نامتقارن

Flourescence Enhancement by an Asymmetric Nanoshell

Khadijeh samimi, Aida firoozi, Ahmad mohammadi

Boushehr, Parsian gulf university, Department of physics

Khsami005@gmail.com; Aida.firoozi90@yahoo.com; mohammadi@pgu.ac.ir

Abstract- By employing the finite difference time domain method, we study the fluorescence enhancement of molecules coupled to an asymmetric plasmonic nanoshell. This kind of nanoparticles can considerably enhance flourescence rate. For this purpose, we consider a nanoshell consisting of a silica core and a golden shell. It is shown that, with proper selection of core dimension, core material, core displacement, molecular distance and direction the fluorescence rate can be considerably increased.

Keywords: fluorescence enhancement, localized surface plasmon, finite difference time domain method, asymmetric nanoshell

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

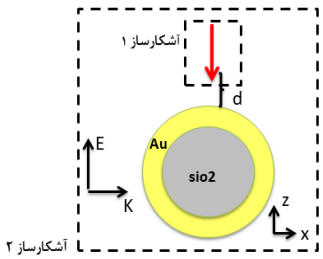
مقدمه

در چند دهه‌ی اخیر توسعه‌ی سریع علم نانوپلاسمونیک و امکان ساخت اجسام در ابعاد نانو راه را برای کنترل امواج الکترومغناطیسی در مقیاس نانو هموار کرده است. ازاین‌رو مطالعه نانوذرات فلزی در شکل‌ها و اندازه‌های مختلف، به علت کاربردهای فراوان آن‌ها هر چه بیشتر مورد توجه قرار گرفته است [۱]. یکی از کاربردهای نانوذرات پلاسمونیکی، افزایش سیگنال فلوئورسانس با بهره‌گیری از پلاسمون سطحی جایگزیده می‌باشد [۲]. اگر نور به نانوذره فلزی بتابد، به دلیل محدود بودن سطح و حجم نانوذره، در سطح نانوذره محبوس و جایگزیده می‌شود و باعث تشکیل میدان الکترومغناطیسی قوی در اطراف نانوذره می‌شود و پلاسمون سطحی. جایگزیده را تشکیل می‌دهد. پلاسمون سطحی جایگزیده در نانوذرات فلزی به شکل، اندازه، جنس و ضریب‌شکست محیطی که نانوذرات در آن قرار دارند بستگی دارد [۳]. پدیده فلوئورسانس به صورت کلی طی دو فرآیند مهم رخ می‌دهد: ۱) فرآیند برانگیختگی و ۲) فرآیند گسیل خودبه‌خودی مولکول. سیگنال فلوئورسانس ناشی از برانگیختگی و تابش یک مولکول یا اتم معمولا بسیار کوچک است و به آسانی قابل آشکارسازی نیست. بالا بردن احتمال برانگیختگی و احتمال گسیل خودبه‌خودی هر دو باعث تقویت سیگنال فلوئورسانس خواهد شد. یکی از راه‌کارهای ارائه شده به منظور افزایش نرخ فلوئورسانس به کارگیری نانوذرات پلاسمونیکی می‌باشد.

در این مقاله با استفاده از روش تفاضل متناهی دامنه زمان به بررسی افزایش نرخ فلوئورسانس یک مولکول در مجاورت نانوپوسته‌های نامتقارن پلاسمونیکی پرداخته شده و می‌توان با کمک این نانوذرات نرخ برانگیختگی مولکولی که در میدان نزدیک آن قرار گرفته است را افزایش داد. با محاسبه سطح مقطع پراکندگی و نرخ گسیل خودبه‌خود، به بررسی عوامل موثر شامل فاصله مولکول از نانوذره، ابعاد هسته، ضریب شکست هسته، جابه‌جایی هسته و جهت‌گیری مولکول پرداخته شده‌است.

تئوری

به منظور افزایش نرخ فلوئورسانس، نانوپوسته‌ای متشکل از هسته سیلیکا(ضریب‌شکست ۱/۵) با شعاع r=30nm، پوسته‌ای از جنس طلا با ضخامت t= 10 nm که در فاصله d=10nm از مولکول در محیطی به ضریب‌شکست ۱ قرار دارد، درنظر گرفته شده است و نانوپوسته تحت تابش موج تخت به منظور برانگیخته کردن مولکول قرار می‌گیرد.(شکل ۱)



شکل ۱: ساختار سه بعدی طراحی شده.

برای محاسبه نرخ واپاشی، میزان تابش یک دوقطبی (معادل کلاسیکی تابش مولکول) در نزدیکی نانوذره درنظر گرفته شده است و نرخ گسیل خودبه‌خود با نسبت توان تابشی میدان دور به توان تابشی گسیل‌کننده متناسب است [۴].

$$\frac{\Gamma_r}{\Gamma_r^0}=\frac{P_r}{P_0} \qquad (۱)$$

در این رابطه P_r توان تابشی در حضور نانوذره است و P_0 توان تابشی گسیل‌کننده زمانی که نانوذره حضور ندارد. بهره آنتن به صورت نسبت توان تابشی به توان تابشی کل تعریف می‌شود [۴].

$$\eta_a=\frac{P_r}{P_t}=\frac{P_r}{P_r+P_{nr}} \qquad (۲)$$

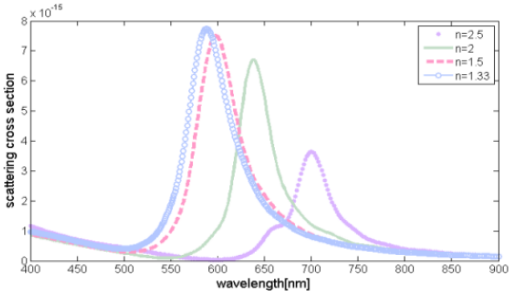
در رابطه (۲) توان تابشی کل P_t به صورت مجموع توان تابشی و توان غیرتابشی بیان می‌شود. برای محاسبه توان تابشی توسط دوقطبی، دو مکعب فرضی، یکی در اطراف ملکول و دیگری در اطراف مولکول و نانوپوسته درنظر گرفته می‌شود به گونه‌ای که آشکارساز۱ فقط مولکول و آشکارساز۲ مولکول و نانوپوسته را دربرگیرد. با محاسبه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

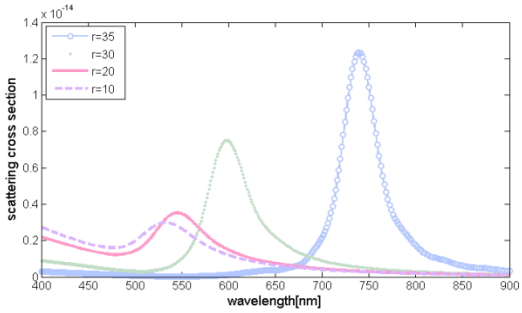
میدان E و H روی سطح این دو مکعب فرضی، شارش انرژی خالص گذرنده از سطح آن محاسبه می‌شود. بدین ترتیب توان‌های تابشی و نسبت آن‌ها به دست می‌آید.

نتایج

از آنجایی که افزایش فلوئورسانس به کمک نانوذرات هم در مرحله برانگیختگی و هم در گسیل خودبه‌خود امکان‌پذیر است و نیازمند تنظیم تشدید پلاسمون سطحی متناسب با ترازهای انرژی مولکول مورد بررسی است، هر دو مورد پراکندگی موج تخت توسط نانوذره و گسیل خودبه‌خودی مولکول را مورد بررسی قرار داده و تاثیر پارامترهای گوناگون محاسبه شده است. در شکل (۲) و (۳) سطح مقطع پراکندگی به ازای تغییر جنس و ابعاد هسته ارائه شده است. همانطور که مشاهده می‌کنید با افزایش این دو پارامتر قله تشدید به سمت طول موج‌های بلندتر جابه‌جا می‌شود. با افزایش ابعاد هسته سطح مقطع پراکندگی افزایش و با کاهش ضریب شکست هسته، سطح مقطع پراکندگی افزایش می‌یابد.

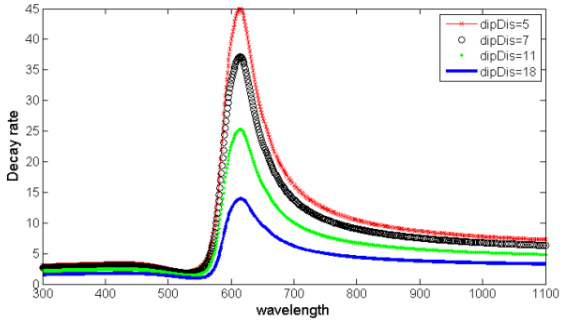


شکل ۲: سطح مقطع پراکندگی به ازای جنس متفاوت هسته.

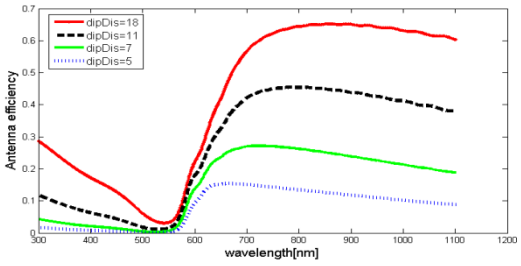


شکل۳: سطح مقطع پراکندگی به ازای ابعاد مختلف هسته.

به منظور بررسی تاثیر فاصله مولکول بر روی نرخ واپاشی، مولکول را در فواصل مختلف از نانوپوسته قرار می‌دهیم. همانطور که در شکل (۴) مشاهده می‌شود هر چه فاصله گسیل‌کننده از نانوذره کمتر شود نرخ واپاشی تابشی افزایش می‌یابد. باید به این نکته توجه داشت که در فواصل بسیار نزدیک احتمال گسیل غیر تابشی که منجر به اتلاف انرژی درون نانوذره می‌گردد، افزایش می‌یابد. به منظور بررسی بیشتر این موضوع، بهره آنتن را محاسبه می‌کنیم. همانطور که در شکل (۵) مشاهده می‌شود، با افزایش فاصله گسیل‌کننده از نانوذره بهره آنتن افزایش می‌یابد. به دلیل اینکه در فواصل دورتر نسبت به نانوذره نرخ واپاشی غیرتابشی کاهش می‌یابد و در نتیجه بر طبق رابطه (۲) با افزایش فاصله گسیل‌کننده از نانوذره بهره آنتن به مقدار ۱ نزدیک‌تر می‌شود.



شکل ۴: نرخ واپاشی تابشی به ازای فواصل مختلف مولکول.

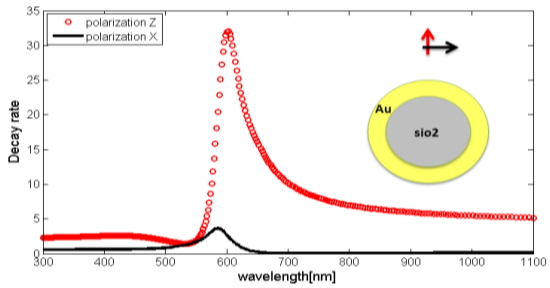


شکل ۵: بهره آنتن به ازای فواصل مختلف مولکول.

پارامتر تاثیرگذار دیگری که در این مقاله مورد بررسی قرار گرفته، جهت‌گیری مولکول نسبت به نانوپوسته است. به کمک روش تصویر، می‌توان نقش نانوپوسته در تابش مولکول را برای دو حالت متعامد توضیح داد. همانطور که در شکل (۶) مشاهده می‌شود، زمانی که مولکول در امتداد

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

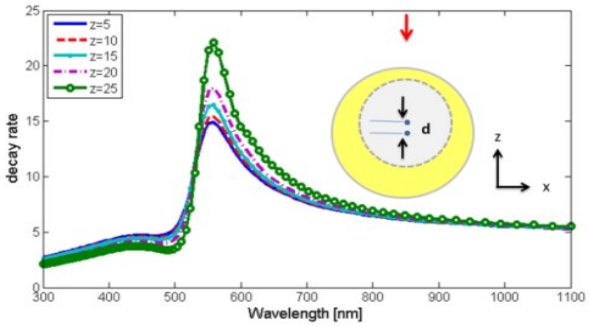
محور نانوپوسته قرار گرفته، مولکول و تصویر آن تاثیر یکدیگر را تقویت می‌کنند که باعث افزایش نرخ واپاشی می‌شود. هنگامی‌که گسیل‌کننده عمود بر محور نانوذره باشد، تابش ناشی از تصویر و گسیل‌کننده یکدیگر را تضعیف می‌کنند و همین موضوع باعث کاهش نرخ واپاشی می‌شود.



شکل ٦: نمودار نرخ واپاشی تابشی برای هسته با شعاع ۳۰، پوسته با شعاع ٤٠ نانومتر و قطبش مولکول در دو جهت

آخرین پارامتر مورد بررسی، جابه‌جایی هسته بوده و به منظور بررسی تاثیر جابه‌جایی هسته بر روی نرخ واپاشی تابشی، نانوپوسته با شعاع هسته ۲۰ و ضخامت ۳۰ نانومتر در نظر گرفته می‌شود. هرچه فاصله هسته از مرکز افزایش یابد، یعنی به سمت مماس شدن سطح پوسته و هسته پیش برویم، نرخ واپاشی تابشی افزایش می‌یابد.(شکل۷)

بررسی نتایج به دست آمده در شکل‌های ۲ تا ۶ نشان می‌شود که آزادی عمل بیش‌تری برای کنترل پلاسمون سطحی جایگزیده درون نانوپوسته غیرمتقارن در مقایسه با نانوکره وجود دارد. این امکان ناشی از جفت‌شدگی پلاسمون‌های سطحی در سطوح مختلف و بستگی آن به فاصله بین سطوح در نقاط مختلف دارد. علاوه بر آن جنس هسته نیز می‌تواند بر چگونگی تشکیل پلاسمون‌های سطح ذکر شده و جفت‌شدگی بین آنها تاثیرگذار باشد.



شکل ۷: نرخ واپاشی تابش به ازای جابه‌جای هسته در امتداد محور Z.

نتیجه‌گیری

نشان‌داده‌شد با در نظر گرفتن نانوپوسته‌ای متشکل از هسته و پوسته‌ای به ترتیب از جنس سیلیکا و طلا می‌توان نرخ فلوئورسانس را افزایش داد. پارامترهای تاثیرگذار در افزایش نرخ فلوئورسانس مورد بررسی قرارگرفته و نشان داده شده، با جابه‌جایی مرکز هسته نسبت به پوسته، کاهش فاصله مولکول، افزایش ابعاد هسته و ... می‌توان نرخ فلوئورسانس را به میزان قابل توجهی افزایش داد.

مرجع‌ها

[1] Baffou, Guillaume, and Romain Quidant. "Nanoplasmonics for chemistry." *Chemical Society Reviews* 43, no. 11 (2014): 3898-3907.

[2] . Centeno, Anthony, Fang Xie, and Neil Alford. "Predicting the fluorescent enhancement rate by gold and silver nanospheres using finite-difference time-domain analysis." *IET nanobiotechnology* 7, no. 2 (2013): 50-58.

[3] Maier, Stefan Alexander. *Plasmonics: fundamentals and applications*. Springer Science & Business Media, 2007.

[4] Mohammadi, A., V. Sandoghdar, and M. Agio. "Gold nanorods and nanospheroids for enhancing spontaneous emission." *New Journal of Physics* 10, no. 10 (2008): 105015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی سهم فروپاشی تابشی و غیر تابشی در گسیل خودبه‌خودی تابشگر کوانتومی در مجاورت نانوذره پلاسمونیکی

هانیه نامور، وحید سیاهپوش، سعید شجاعی

پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشگاه تبریز

چکیده – استفاده از نانوذرات پلاسمونیکی یکی از روش‌های موثر کنترل گسیل خودبه‌خودی تابشگر کوانتومی است. در این مقاله، از نانوذره پلاسمونیکی برای بررسی سهم فروپاشی تابشی و غیرتابشی در گسیل خودبه‌خودی تابشگر کوانتومی استفاده شده است. به این منظور، یک تابشگر کوانتومی در مجاورت نانوذره‌ای از جنس نقره در نظر گرفته شده و با استفاده از روش تقریب دو قطبی جفت شده، تغییرات تابش خودبه‌خودی کل، سهم گسیل تابشی و غیر تابشی تابشگر کوانتومی بر حسب طول موج و فاصله از نانوذره، مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهند با افزایش قطر نانوذره وکاهش فاصله نانوذره از تابشگر کوانتومی، بیشینه گسیل خودبه‌خودی کل و سهم فروپاشی تابشی افزایش می‌یابد.

کلید واژه- تابشگر کوانتومی، تقریب دو قطبی جفت شده، فروپاشی تابشی و غیر تابشی، گسیل خودبه‌خودی، نانوذره پلاسمونیکی

Investigation of the contribution of radiative and non-radiative decay in the spontaneous emission of a quantum emitter close to a plasmonic nanoparticle

Haniyeh Namvar, Vahid Siahpoush, Saeid Shojaei

Research Institute for Applied Physics and Astronomy-University of Tabriz

Abstract- The use of plasmonic nanoparticles is one of the effective methods for controlling the spontaneous emission of a quantum emitter. In this paper, a plasmonic nanoparticle has been used to investigate the contribution of radiative and non-radiative decay in the spontaneous emission of the quantum emitter. To this end, a quantum emitter has been considered in the vicinity of a silver nanoparticle and by using the coupled dipole approximation method, spontaneous emission, contribution of radiative and non-radiative decay variations of the quantum emitter, in terms of wavelength and distance from the nanoparticle, have been investigated. The obtained results show that with the increase in the nanoparticle diameter and reduction in the spacing of the nanoparticle from the quantum emitter, the maximum spontaneous emission and contribution of radiative decay are increased.

Keywords: Coupled dipole approximation, Plasmonic nanoparticle, Quantum emitter, Radiative and non-radiative decay, Spontaneous emission

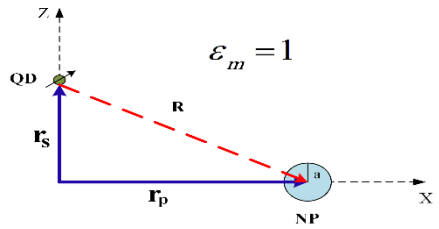
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱. مقدمه

اثر پورسل[۱]، بیان می‌دارد که آهنگ گسیل خودبه‌خودی از تابشگر به محیط وابسته است [1]. بنابراین با تغییر محیط می‌توان گسیل خودبه‌خودی از تابشگر کوانتومی را کنترل کرد. کنترل این تابش برای کاربرد در فناوری‌هایی مانند تصویر برداری پزشکی [2] حسگرهای نوری [3]، نمایشگرها [3] و نانولیزرها [3]، یک نیاز اساسی و بسیار پراهمیت است. برای کنترل تابش خودبه‌خودی یک تابشگر کوانتومی از روش‌های مختلفی استفاده می‌شود که از جمله رایج‌ترین آنها می‌توان به استفاده از میکروکاواک‌های اپتیکی [4] بلورهای فوتونی [5] و نانوساختارهای پلاسمونیکی [6,7] اشاره کرد. استفاده از نانوذرات فلزی برای کنترل تابش خودبه‌خودی یک روش موثر و از نظر بکارگیری ساده تر از روش‌های دیگر است و به همین دلیل در سال‌های اخیر بسیار مورد توجه قرار گرفته است. بررسی‌های انجام شده نشان داده است که وقتی یک نانوذره فلزی در میدان تابشی یک تابشگر کوانتومی قرار می‌گیرد، به دلیل برانگیزش پلاسمون‌های سطحی جایگزیده (LSP)[۲] ویژگی‌های نورتابی تابشگر مانند توان تابشی، الگوی تابش و آهنگ نشر خودبه‌خودی به شدت تغییر می‌کند [8]. یک سیستم متشکل از نانوذره و تابشگر کوانتومی از روش‌های متفاوتی بررسی شده است [10,9]. تابش خودبه‌خودی کل شامل دو بخش گسیل تابشی و گسیل غیرتابشی می‌باشد، اما در این تحقیقات تاکید بر گسیل خودبه‌خودی کل بوده و سهم بندی فروپاشی تابشی و غیرتابشی کمتر مورد توجه قرار گرفته است. درحالیکه در کاربردهایی مانند تصویربرداری پزشکی بیشتر سهم فروپاشی تابشی مورد توجه قرار می‌گیرد. در این مقاله، با استفاده از روش تقریب دو قطبی جفت شده، سهم گسیل تابشی و غیرتابشی را در نشر خودبه‌خودی کل، بر حسب طول موج و فاصله از نانوذره (با اندازه های متفاوت) مشخص می‌کنیم.

۲. مبانی نظری

مطابق شکل ۱، یک سیستم متشکل از تابشگر کوانتومی و نانوذره، در نظر می‌گیریم.



شکل ۱: یک تابشگر کوانتومی با فرکانس تابش ω و بردار مکان $\mathbf{r_s}$، در فاصله $\mathbf{R}$ از یک نانوذره کروی نقره به شعاع a و بردار مکان $\mathbf{r_p}$

میدان تابشی تابشگر توسط تابع گرین[۳]، به صورت زیر داده می‌شود [1]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{k^2}{\varepsilon_0}\mathbf{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}_s,\omega).\boldsymbol{\mu} \qquad (۱)$$

تابع گرین در حضور نانوذره در تقریب دوقطبی به صورت زیر توصیف می‌شود [9]:

$$\mathbf{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}_s,\omega) = \mathbf{G}_0(\mathbf{r},\mathbf{r}_s,\omega) + \mathbf{S}(\mathbf{r},\mathbf{r}_s,\omega) \qquad (۲)$$

$\mathbf{G}_0$ تابع گرین در فضای آزاد (بدون حضور نانو ذره) و $\mathbf{S}$ تصحیح تابع گرین به علت حضور نانوذره را توصیف می‌کنند [1,9]:

$$\mathbf{G}_0(\mathbf{r},\mathbf{r}_s,\omega) = [\mathbf{I} + \frac{1}{k^2}\nabla\nabla]\frac{\exp(ikR)}{4\pi R} \qquad (۳)$$

$$\mathbf{S}(\mathbf{r},\mathbf{r}_s,\omega) = \mathbf{G}_0(\mathbf{r},\mathbf{r}_p,\omega).k^2\alpha(\omega)\varepsilon_m\mathbf{G}_0(\mathbf{r}_p,\mathbf{r}_s,\omega) \qquad (۴)$$

که در این رابطه $\alpha(\omega)$ قطبش پذیری نانوذره می‌باشد که عبارت آن به صورت زیر است[9]:

---

[۱] Purcell effect

[۲] Localized Surface Plasmons

[۳] Green's function

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\alpha(\omega)=\frac{\alpha_0(\omega)}{1-\mathrm{i}(k^3/6\pi)\alpha_0(\omega)} \qquad (۵)$$

$\alpha_0(\omega)$ قطبش پذیری شبه استاتیک که به اندازه و جنس نانوذره و ویژگی‌های اپتیکی محیط پیرامون نانوذره بستگی دارد[9]:

$$\alpha_0(\omega)=4\pi a^3\frac{\varepsilon(\omega)-\varepsilon_m}{\varepsilon(\omega)+2\varepsilon_m} \qquad (۶)$$

در رابطه فوق ε_m تابع دی الکتریک محیط و $\varepsilon(\omega)$ تابع دی الکتریک نانوذره است. در این مقاله محیط پیرامون هوا در نظر گرفته شده و برای تعیین تابع دی الکتریک نقره از مقادیر گزارش شده تجربی استفاده شده است [11].

در سیستم مورد نظر، آهنگ گسیل خودبه‌خودی کل نرمالیزه شده، از رابطه زیر بدست می‌آید [9]:

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0}=1+\frac{6\pi}{k}\mathrm{Im}\{\mathbf{u}.\mathbf{S}(\mathbf{r_s},\mathbf{r_s},\omega).\mathbf{u}\} \qquad (۷)$$

$\mathbf{u}$ جهت ممان دوقطبی الکتریکی، k ثابت انتشار ($k=\frac{\omega}{c}$) تابشگر کوانتومی و Γ_0 آهنگ گسیل خودبه‌خودی در فضای آزاد را نشان می‌دهند.

با در نظر گرفتن تابشگر بعنوان یک دوقطبی کلاسیک با فرکانس نوسان ω، می‌توان آهنگ گسیل خودبه‌خودی نرمالیزه شده را با توان گسیلی نرمالیزه شده دوقطبی کلاسیک معادل دانست [9]:

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0}=\frac{P}{P_0} \qquad (۸)$$

با محاسبه توان جذب شده توسط نانو ذره، امکان محاسبه جداگانه آهنگ فروپاشی تابشی وغیرتابشی فراهم می‌شود.

$$\Gamma=\Gamma_{Rd}+\Gamma_{NR},Q=\frac{\Gamma_{Rd}}{\Gamma}$$

$$\frac{\Gamma_{NR}}{\Gamma_0}=\frac{P_{abs}}{P_0} \qquad (۹)$$

P_{abs} توان جذب شده توسط نانوذره و منشاء فروپاشی غیرتابشی است که از رابطه زیر حاصل می‌شود [12]:

$$P_{abs}=\frac{k}{2}[\mathrm{Im}(\alpha)-\frac{k^3}{6\pi}|\alpha|^2]nc\varepsilon_0|\mathbf{E}_{exc}(\mathbf{r_p})|^2 \qquad (۱۰)$$

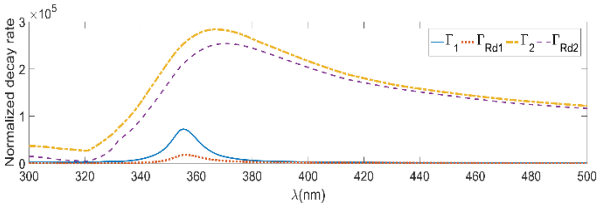
که c سرعت نور در فضای آزاد، $n=\varepsilon_m^{1/2}$ ضریب شکست محیط زمینه و $\mathbf{E}_{exc}(\mathbf{r_p})$ میدان محرک ذره، است:

$$\mathbf{E}_{exc}(\mathbf{r_p})=\frac{k^2}{\varepsilon_0}\mathbf{G}(\mathbf{r_p},\mathbf{r_s},\omega).\boldsymbol{\mu} \qquad (۱۱)$$

با توجه به رابطه (۹) با محاسبه آهنگ فروپاشی غیرتابشی و تفریق از آهنگ گسیل کل، می‌توان آهنگ فروپاشی تابشی را نیز بدست آورد.

۳. نتایج محاسبات

یک نانوذره نقره با دو شعاع مختلف، ۲۰nm و ۵۰nm، در فاصله ۱۰nm از تابشگر کوانتومی قرار گرفته آهنگ گسیل کل از رابطه (۷) و آهنگ فروپاشی غیرتابشی از رابطه (۱۰)بدست آمد. از تفاضل این دو کمیت، آهنگ فروپاشی تابشی محاسبه شد. شکل ۲ آهنگ گسیل خودبه‌خودی کل و آهنگ فروپاشی تابشی را برای دو شعاع متفاوت این نانوذره نمایش داده است.

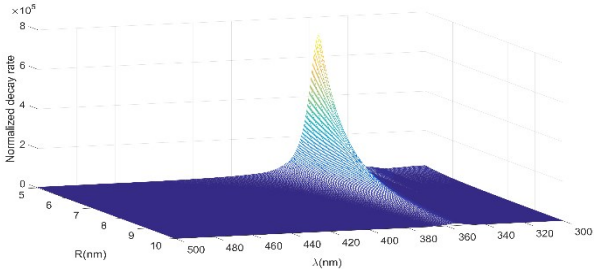


شکل ۲: آهنگ گسیل خودبه‌خودی کل و فروپاشی تابشی نرمالیزه شده بر حسب طول موج، در دو شعاع (۱) ۲۰nm و(۲) ۵۰nm و در فاصله ۱۰nm

با توجه به این شکل، با افزایش شعاع نانوذره، بیشینه آهنگ گسیل خودبه‌خودی و فروپاشی تابشی افزایش می‌یابند. همچنین ملاحظه می‌شود اگرچه با افزایش شعاع، قله نمودارها به سمت طول موج‌های بزرگتر انتقال پیدا می‌کنند، اما این روند بسیار جزیی بوده و در طول موج تشدید پلاسمونی نانوذره نقره، آهنگ نشر خودبه‌خودی بیشینه است. نسبت آهنگ فروپاشی تابشی به آهنگ گسیل کل در طول موج تشدید پلاسمونی نقره در دو شعاع(۱)و(۲) به ترتیب برابر با ۲۴ و ۸۳ درصد است که نشانگر افزایش نسبت با افزایش اندازه نانوذره می‌باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

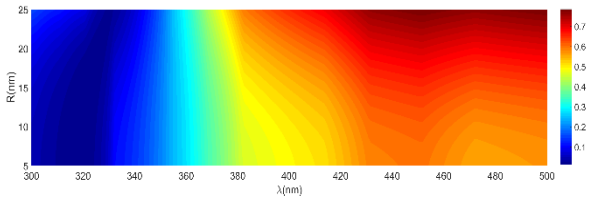
شکل ۳ بررسی اثر فاصله در طول موج‌های مختلف را نشان می‌دهد:



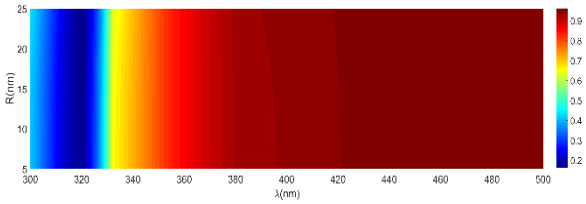
شکل ۳: آهنگ گسیل خودبه‌خودی نرمالیزه شده تابشگر کوانتومی در کنار نانوذره نقره به شعاع ۱۰nm برحسب طول موج تابش و فاصله از نانوذره

در این نمودار مشاهده می‌شود با نزدیک شدن تابشگر به نانوذره، آهنگ گسیل خودبه‌خودی افزایش می‌یابد.

در شکل۴ نسبت گسیل تابشی بر نشر خودبه‌خودی کل در دو شعاع متفاوت نمایش داده شده است.



(a)



(b)

شکل ۴: نسبت فروپاشی تابشی بر گسیل کل نرمالیزه شده تابشگر کوانتومی در کنار نانوذره نقره با دو شعاع متفاوت (**a**) ۲۰nm و (**b**) ۵۰nm بر حسب طول موج و فاصله از نانوذره

با توجه به شکل ۴ می‌توان مشاهده کرد با افزایش شعاع نانوذره در فواصل مختلف، نسبت گسیل تابشی بر گسیل کل افزایش پیدا می‌کند. درصد این نسبت در جدول ۱ آورده شده است و نشان می‌دهد با کاهش فاصله بین نانوذره و تابشگر سهم فروپاشی تابشی از گسیل کل بیشتر می‌شود.

جدول ۱: درصد نسبت گسیل تابشی بر گسیل خودبخودی کل در دو شعاع ۲۰nm و ۵۰nm در طول موج تشدید پلاسمونی نقره (λ = ۳۵۰nm) و فواصل مختلف

	$\frac{\Gamma_{Rd}}{\Gamma}$				
R (nm)	5	10	15	20	25
$a = 20$	19.93	19.77	19.33	18.55	17.44
$a = 50$	79.57	79.56	79.53	79.48	79.38

۴. نتیجه گیری

نتایج نشان می‌دهند بیشینه گسیل خودبه‌خودی کل در طول موج تشدید پلاسمونی نانوذره اتفاق می‌افتد. همچنین افزایش اندازه نانوذره و نیز کاهش فاصله بین تابشگر و نانوذره سبب افزایش بیشینه نشر خودبه‌خودی کل، فروپاشی تابشی و نسبت سهم تابشی بر گسیل خودبه‌خودی کل می‌شود. بنابراین می‌توان با در نظر گرفتن نانوذره‌ای با شعاع بزرگتر و در فاصله نزدیکتر به تابشگر بیشینه گسیل خودبه‌خودی کل و فروپاشی تابشی را بدست آورد.

مرجع‌ها

[1] L. Novotny and B. Hecht, Principles of Nano-optics (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2006)

[2] Huang,Qianqian,et al *Nanoscale research letters* 10.1 (2015): 400

[3] Di, Ziyun, et al. *New Journal of Physics* 14.10 (2012): 103048.

[4] Sadeghi, S. M., et al. *Nanotechnology* 28.9 (2017): 095701.

[5] Indukuri, C., Chaturvedi, D., & Basu, J. K. (2016). *Plasmonics*, *11*(3), 787-795.

[6] Guo, Rui, et al. *Optics express* 23.22 (2015): 28206-28215.

[7] Belacel, Cherif, et al. *Nano letters* 13.4 (2013): 1516-1521.

[8] Vandenbem, C., et al. *Physical Review B* 81.8 (2010): 085444.

[9] Carminati, Rémi, et al. *Optics Communications* 261.2 (2006): 368-375.

[10] Chen, Yongpin P., et al. *Optics express* 20.18 (2012): 20210-20221.

[11] Johnson, P. B. & Christy, R. W. Optical constants of noble metals. Physical Review B 6, 4370-4379 (1972)

[12] Siahpoush,V.,Ahmadi-kandjani, S., & Nikniazi, A. (2018). Optics Communications, 420, 52-58.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اندازه‌گیری پارامتر برخورد پهن‌شدگی استارک گونه‌های اتمی با استفاده از بیناب‌نگاری لیزری

الهام اکبری وشنویی[۱]، سیده زهرا شورشینی[۱]، حمید رضا شیروانی مهدوی[۲]

۱. دانشکده فیزیک-شیمی، دانشگاه الزهرا، تهران
۲. گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران مرکزی، تهران

چکیده – یکی از مشکل‌های اصلی در بیناب نگاری فرو شکست لیزری اثر خود جذبی خطهای بینابی گسیلی است. برای تصحیح این اثر، راه‌حل‌های گوناگونی پیشنهاد می‌شود که در بسیاری از آن‌ها آگاهی از مقدار پارامتر برخورد، به‌عنوان مهم‌ترین کمیت، در پهن شدگی استارک هر خط ضروری است. در کار حاضر، پارامتر برخورد خط بینابی ۳۹۳,۳۶ nm مربوط به کلسیم یک‌بار یونیزه (Ca II)، برای نخستین بار، با استفاده از بیناب نگاری پلاسمای لیزری و نیز پارامتر برخورد سایر خطهای بینابی این گونه، تعیین می‌شود.

Measurement of the Stark broadening parameter of atomic species by laser-induced breakdown spectroscopy

Elham Akbari Veshnavehee[1], Seyede Zahra Shoursheini[1], Hamidreza Shirvani-Mahdavi[2]

1. **Physics-Chemistry faculty, Alzahra University, Tehran**
2. **Department of physics, Islamic Azad University Central Tehran Branch, Tehran**

Abstract- One of the main problems in laser-induced breakdown spectroscopy is self-absorption effect of emission spectral lines. To correct this effect, various solutions are proposed; in many of which knowing the amount of collision parameter, as the most important quantity, is essential in the Stark broadening of each line. In the present research work, collision parameter of the spectral line 393.36 nm related to once-ionized calcium (Ca II), for the first time, is determined using laser plasma spectroscopy and also other spectral lines of the species.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

روش بیناب نگاری فروشکست لیزری (LIBS)یکی از روش های آنالیز عنصری است که اندازه گیری غیر مخرب کمی و کیفی در فاز های مختلف (جامد، مایع و گاز) را ممکن می سازد.این روش به دلیل سادگی، هزینه کم و سرعت، امروزه درمیان پژوهشگران در علوم مختلف پزشکی،شیمی،فیزیک و... جهت آنالیز مواد به عنوان یک روش نوین و کاربردی، بسیار مورد استفاده قرار می گیرد. به این سبب بررسی خطاهای آزمایش LIBS و راهی برای برطرف کردن آن ها توسط پژوهشگران بیش از پیش مورد توجه قرار گرفته است. یکی از مهمترین خطاهای آزمایش LIBS مربوط به اثرات خودجذبی می باشد .اثر خودجذبی بر دقت اندازه گیری شدت خطوط، دما، چگالی الکترونی و غلظت عناصر اثر می گذارد. در سال های اخیر تاثیر خودجذبی در شدت خطوط گسیلی اپتیکی در مقالات زیادی مورد بررسی قرار گرفته است و برای حذف این اثر تاکنون راه حل های مختلفی ارائه شده است [۱].

یکی از روش های موثر به منظور محاسبه و حذف اثر خودجذبی در شدت خطوط گسیلی استفاده از پهن شدگی استارک است.از آنجا که برای استفاده از این روش مشخص بودن پارامتر برخورد استارک خطوط گسیلی اتمی، بسیار اهمیت دارد لذا در کار حاضر به محاسبه سریع پارامتر برخورد استارک گونه Ca II با طول موج۳۹۳,۳۶ nm که مقدار آن در اطلاعات کتابخانه ای وجود ندارد، به روش بیناب نگاری لیزری پرداختیم.

تئوری

در پلاسما، ترازهای اتمی توسط میدان ناشی از الکترون هایی با سرعت زیاد و حرکت آرام یون ها جا به جا می شود. در نتیجه خط های گسیلی پهن شده که به این اثر استارک گفته می شود. این پهن شدگی عبارت است از [۲و۳]:

$$\Delta\lambda_{stark} = 2W\frac{n_e}{10^{16}} - 3.5A\left(\frac{n_e}{10^{16}}\right)^{\frac{1}{4}}\left[1 - BN_D^{\frac{-1}{3}}\right]W\frac{n_e}{10^{16}} \quad (1)$$

که$\Delta\lambda_{stark}$(nm) پهن شدگی اثراستارک،n_e(cm^{-3})چگالی الکترون،Aپارامتر پهن شدگی ناشی از یون،Bضریب ثابت که برای اتم های خنثی۰,۷۵و برای یون ها ۱,۲، W(nm)پارامتر برخورد الکترون و N_D تعداد ذرات در کره دبای می باشد.در پلاسمای نوعLIBSجمله دوم در معادله ۱قابل چشم پوشی است.

چگالی طیفی شار فوتونی برای یک طول موج مشخص در پلاسمایی به طول l،در شرایط تعادل ترمودینامیکی (LTE) و حضور اثر خودجذبی به صورت زیر تعریف می شود:

$$I(\lambda, l) = \frac{\varepsilon(\lambda)}{k(\lambda)}\left(1 - e^{k(\lambda)l}\right) \quad (2)$$

که در این رابطه $\varepsilon(\lambda)$و$k(\lambda)$ به صورت زیر تعریف می شود:

$$\varepsilon(\lambda) = h\frac{c}{\lambda_0}A_{ji}\, n_i L(\lambda) \quad (3)$$

$$k(\lambda) = \frac{\lambda_0^4}{8\pi c}A_{ji}g_j\frac{n_j}{g_i}\left(1 - \frac{n_j g_i}{n_i g_j}\right)L(\lambda) \quad (4)$$

کهA_{ji}(s^{-1}) C ($cm.s^{-1}$)سرعت نور،λ_0 (cm)طول موج گذار، احتمال گذار از تراز بالایی به تراز پایین،n_i(cm^{-3}) و(cm^{-3}) n_j به ترتیب جمعیت تراز بالایی و تراز پایینی،g_jوg_iوزن آماری ترازهای پایینی و بالایی و $L(\lambda)$ شکل خط گسیلی با توجه به پهن شدگی استارک است عبارت است:

$$L(\lambda) = \frac{\Delta\lambda_0}{(\Delta\lambda)_0^2 + 4(\lambda - \lambda_0)^2} \quad (5)$$

که $\Delta\lambda$. بیانگر پهنای کامل در نیم ماکسیمم است.

نسبت شدت خط گسیلی در حالت حضور خودجذبی به حالت خودجذبی کم در طول موج λ_0 عبارت است از:

$$\frac{I(\lambda_0)}{I_0(\lambda_0)} = \frac{\left(1 - e^{-k(\lambda_0)l}\right)}{k(\lambda_0)l} = SA \quad (6)$$

که SAضریب خودجذبی نامیده می شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

از آنجا که اثر خودجذبی هم روی شدت و هم روی پهنای خط اثر می گذارد از این پس در محاسبات از شدت خط انتگرالی ($\bar{I} = \int I(\lambda)d\lambda$)، استفاده میکنیم.در این صورت نسبت شدت خط انتگرالی با وجود خودجذبی ($\bar{I}$)، به شدت خط انتگرالی بدون خودجذبی ($\bar{I}_0$)، برابر است با:

$$\frac{\bar{I}}{\bar{I}_0} = \frac{\int I(\lambda)d\lambda}{\int I_0(\lambda)d\lambda} = \frac{I(\lambda_{ij})\Delta\lambda}{I_0(\lambda_{ij})\Delta\lambda_0} \qquad (7)$$

$$\frac{\bar{I}}{\bar{I}_0} = (SA)(SA)^{\alpha} = (SA)^{\beta} \qquad (8)$$

که ۰,۴۶ = $\beta = 1+\alpha =$ و نسبت $\Delta\lambda$ پهنای مشاهده شده به $\Delta\lambda_0$ پهنا در عدم حضور خودجذبی SA^{α} می باشد[۴].

از طرفی با توجه به اینکه I مربوط به هر گونه را می توان با توجه به معادله بولتزمن به شکل زیر در نظر گرفت:

$$I_{ji} = g_j \; A_{ji} \; e^{\frac{-E_j}{K_B T}} \qquad (9)$$

برای هر دو گونه یکسان با استفاده از روابط ۸و۹می توان نوشت:

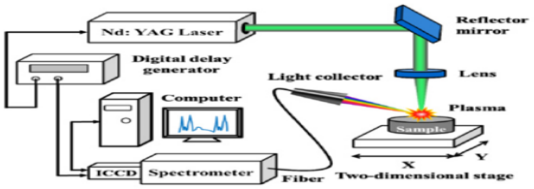
$$\frac{(\Delta\lambda_0)_2}{(\Delta\lambda_0)_1} = \frac{(\Delta\lambda)_2}{(\Delta\lambda)_1}\left[\frac{(\bar{I})_2}{(\bar{I})_1}\right]^{\frac{-\alpha}{\beta}}\left[\frac{\left(g_j\, A_{ji}\, e^{\frac{-E_j}{K_B T}}\right)_2}{\left(g_j\, A_{ji}\, e^{\frac{-E_j}{K_B T}}\right)_1}\right]^{\frac{\alpha}{\beta}} \qquad (10)$$

چنانچه داده های مربوط به پارامتر برخورد یکی از گونه ها در اطلاعات کتابخانه ای موجود نباشد ،می توان به کمک معادله ۱ نسبت پارامترهای برخورد گونه برای دو گسیل مختلف را به صورت زیر در نظر گرفت:

$$\frac{(\Delta\lambda_0)_2}{(\Delta\lambda_0)_1} = \frac{(W_s(T))_2}{(W_s(T))_1} \qquad (11)$$

چیدمان آزمایش

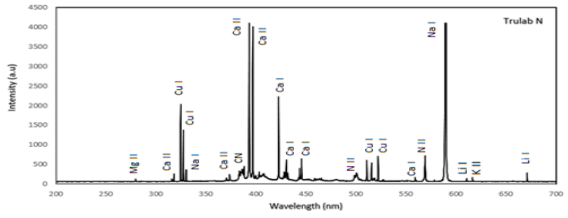
نمایی از چیدمان آزمایش در شکل (۱) مشاهده می شود. این آرایه شامل یک لیزر Nd : YAG Q-Switch با طول موج۱۰۶۴nm، دیرپایی ۵ns، انرژی ۱۸۰-۱۲۶ میلی ژول و نرخ تکرار ۱ هرتز است. به منظور کانونی سازی نور لیزر بر روی نمونه از یک عدسی همگرا با فاصله کانونی ۲۰ سانتی متر استفاده شد. نمونه ها را بر روی یک پایه میکرومتری که در سه راستای XYZ قابل تنظیم بود قرار دادیم.تابش حاصل از میکرو پلاسما از طریق یک فیبر نوری که زاویه آن نسبت به پرتو لیزر ۲۰-۳۰ درجه و یک عدسی که برای جمع کردن نور به فیبر نوری وصل بود، به بیناب نگار هدایت شد. بیناب نگار مجهز به آرایه CCD مدل توشیبا بود. برای ثبت بیناب از یک رایانه مجهز به نرم افزار CCD-TOOI استفاده گردید. به منظور حذف بیناب سفید اولیه و ثبت بیناب اتمی از تاخیر ساز دستی با مقدار تاخیر زمانی ۱ میکروثانیه ساخته شده در کشور استفاده شد. به عنوان نمونه از خون لیوفیلیزه شده آزمایشگاهی استفاده شد. این پودر جهت جلوگیری از پاشیدگی هنگام تابش لیزر با استفاده از قرص ساز به صورت قرص هایی استوانه ای تبدیل شد.



شکل1 :چیدمان آزمایش LIBS

تحلیل داده ها و نتایج

بیناب گسیلی حاصل از تمرکز لیزر بر روی نمونه برای انرژی۱۲۶mJ در شکل ۲نشان داده شده است:



شکل ۲: بیناب گسیلی در انرژی ۱۲۶ میلی ژول

به منظور تعیین پارامتر برخورد خط Ca II (۳۹۳,۳۶nm)که اطلاعات مربوط به آن وجود ندارد،در این کار ما از دو خط گسیلی کلسیم (Ca II) با طول موج

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

هایnm۳۹۳,۳۶ وnm۴۲۲,۶۷استفاده کردیم.از طرفی از آنجا که پارامتر برخورد تابعی از دما می باشد ابتدا با رسم منحنی بولتزمن دمای میکروپلاسمای حاصل تعیین شد(T=۶۸۲۲K). سپس با استفاده از پارامتر برخورد خط کلسیم nm۴۲۲,۶۷ توانستیم پارامتر برخورد کلسیم nm۳۹۳,۳۶ را به صورت زیر به دست آوریم:

$$\frac{(\Delta\lambda_0)_2}{(\Delta\lambda_0)_1}=\frac{(\Delta\lambda)_2}{(\Delta\lambda)_1}\left[\frac{(N_p)_2}{(N_p)_1}\right]^{\frac{-\alpha}{\beta}}\left[\frac{\left(g_i A_{ij} e^{\frac{-E_i}{K_B T}}\right)}{g_i A_{ij} e^{\frac{-E_i}{K_B T}}}\right]^{\frac{\alpha}{\beta}}=0.176$$

$$\frac{(W_s)_2}{(W_s)_1}=\frac{0.0048}{(W_s)_1}=0.176\rightarrow(W_s)_1=0.027$$

به این ترتیب می توان با تغییر انرژی، در دماهای مختلفW(T) را برای خطCa II با طول موجnm۳۹۳,۳۶به دست آورد. در نهایت به منظور بررسی صحت نتیجه مقدار SA=۰,۳۵۶ برای خط کلسیم nm۳۹۳,۳۶محاسبه شد.

نتیجه‌گیری

دراین کار ما نشان دادیم می توان با کمک روش ساده و سریع بیناب نگاری لیزری پهن شدگی استارک خطوط را محاسبه کرد .در این محاسبات نیازی به تعیین چگالی الکترونی نیست و تنها با استفاده از خطوط گسیلی دو گونه یکسان امکان پذیر است.

مرجع‌ها

[1] Aguilera,J.A.,&Aragón, C. (2008). Characterization of laser-induced plasmas by emission spectroscopy with curve-of-growth measurements. Part I: Temporal evolution of plasma parameters and self-absorption. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, *63*(7), 784-792.

[2] Thiel, C. A Discussion of Oscillator Strengths and Related Issues.

[3] Chen, F. F., & von Goeler, S. E. (1985). Introduction to plasma physics and controlled fusion volume 1: Plasma physics. *Physics Today*, *38*, 87.

[4] El Sherbini, A. M., El Sherbini, T., Hegazy, H., Cristoforetti, G., Legnaioli, S., Pardini, L., ... & Tognoni, E. (2007). Measurement of the Stark Broadening of Atomic Emission Lines in Non–Optically Thin Plasmas by Laser- Induced Breakdown Spectroscopy. *Spectroscopy Letters*, *40*(4), 643-658.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه سازی عددی نوسانگر قفل شده مدی به‌روش عدسی کر با محیط فعال تیتانیوم سفایر در رژیم غیرسالیتونی

حسین شهبازی، سمیه نجفی، رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی

چکیده – در این مقاله نتایج شبیه سازی عددی نوسانگر قفل شده مدی عدسی کر با محیط بهره تیتانیوم سفایرارائه می‌شود. ما تاثیر پارامترهای مختلف از جمله طول کریستال، میزان آلایش تیتانیوم و شعاع انحنای آینه‌های منحنی نوسانگر لیزری را بر مشخصات پالس خروجی بررسی کرده و مقادیر بهینه برای این پارامترها را محاسبه نمودیم. دریافتیم که برای میزان آلایش ۰/۱۵٪ و طول کریستال کمتر از ۸ میلی متر امکان دستیابی به پالس‌هایی با پهنای زمانی کمتر از ۲۰ فمتوثانیه و انرژی بالاتر از ۱۹ نانوژول فراهم می‌شود.

کلید واژه- نوسانگر لیزری، اثر غیرخطی کر، قفل مدی، پالس لیزری فوق کوتاه، تیتانیوم سفایر

Numerical simulation of Kerr lens mode-locked Ti: sapphire oscillator in non-soliton regime

Hosein Shahbazi, Somayeh Najafi, Reza Massudi

Laser and Plasma research institute, shahid beheshti university

Abstract- In this paper, the numerical simulation results of Kerr lens mode-locked Ti: sapphire oscillator are reported. We investigated the effect of the different parameters such as crystal length, titanium doping and radius of curve of the mirrors of laser oscillator on the characterizations of output ultra-short laser pulses and introduced optimized values of these parameters. It is found that for the amounts of doping 0.15% and crystal length less than 8mm, it is possible to generate the ultra-short pulses with duration of less than 20fs and energy of more than 19nJ.

Keywords: Laser oscillator, Nonlinear Kerr effect, Mode locking, Ultra-short laser pulse, Titanium sapphire

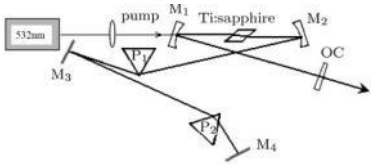
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

پالس‌های لیزری فوق کوتاه به‌دلیل پهنای زمانی بسیار کم دارای قدرت تفکیک زمانی و فضایی بالا بوده و در حوزه-هایی از قبیل پردازش مواد بدون ایجاد گرمای قابل ملاحظه در ماده[۱]، در حوزه پزشکی در بخش درمانی و تشخیصی بدون آسیب به بافت‌های سالم[۲] و تصویر-برداری با رزولوشن عمقی میکرومتری از مواد و بافت‌ها[۳] و ... کاربرد فراوان دارد. بنابراین، امروزه تولید این پالس‌ها بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در سال ۱۹۹۱ اولین بار اسپنس[۴] توانست به‌روش قفل مدی عدسی کر در کریستال Ti:Sa به پالس‌هایی با طول زمانی ۶۰ فمتوثانیه دست یابد و همچنین مورگنر[۵] در سال ۲۰۰۱ با اصلاح پاشندگی نوسانگر به طول پالس ۵ فمتوثانیه دست یافت که تاکنون کوتاه‌ترین طول پالس ممکن تولید شده به‌روش قفل مدی است. به منظور طراحی نوسانگر برای دستیابی به پالس با پارامترهای مشخص، در سال ۲۰۰۴ برای اولین بار ایلدی[۶] توانست به‌روش عددی، نوسانگر قفل مدی عدسی کر را شبیه سازی کند و نشان دهد امکان دستیابی به پالس‌های با انرژی چندصد نانوژول وجود دارد. در این مقاله به منظور طراحی نوسانگر قفل مدی به‌روش عدسی کر، ابتدا معادلات حاکم بر تولید پالس‌های فوق کوتاه در نوسانگر لیزری را بررسی کرده و سپس با حل عددی معادلات به روش اسپلیت استپ تاثیر آینه‌های کاواک، مشخصات کریستال لیزری و دیگر پارامترها را در بهینه سازی خروجی نوسانگر نشان می‌دهیم.

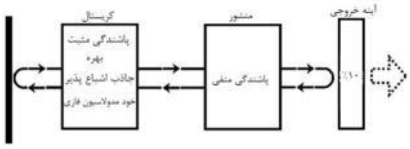
تئوری و معادلات حاکم:

چیدمان کلی نوسانگر قفل مدی عدسی کر، در شکل۱ آمده است[۷]



شکل۱: چیدمان نوسانگر قفل مدی تیتانیوم سفایر به روش عدسی کر

که شامل کریستال لیزری با نقش محیط فعال و اعمال کننده اثرات غیر خطی کر، آینه‌های تشدیدگر لیزری سازنده مد کاواک و منشورها برای جبران پاشندگی مثبت بوده و معمولا این چیدمان را با درنظر گرفتن نقش اجزای آن می‌توان به‌صورت شکل ۲ مدل کرد.



شکل۲: مدل نوسانگر قفل مدی کر

انتشار امواج الکترومغناطیسی در یک محیط با معادلات ماکسول توصیف می‌شود. با ترکیب چهار معادله ماکسول و در نظر گرفتن پاسخ دو قطبی ماده و تقریب‌های لازم معادله شرودینگر غیر خطی به‌صورت معادله(۱) بدست می‌آید. این معادله شامل تمامی فرآیندهایی است که در کاواک فوق کوتاه رخ داده و برای انتشار پالس در نوسانگر قفل مدی به‌روش عدسی کر استفاده می‌شود [۷].

$$\frac{\partial A(r,\tau)}{\partial z'}+\frac{j}{2}k_2\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}A(r,\tau)=$$
$$\frac{1}{2}(g+\frac{g}{\Delta\omega_{gain}^2}\frac{\partial^2}{\partial\tau^2})A(r,\tau)+$$
$$j\gamma|A|^2A(r,\tau)+qA(r,\tau) \qquad (۱)$$

که در این معادله عبارت اول، تحول دامنه توان کند تغییر A در طول ماده، عبارت دوم، پاشندگی سرعت گروه(GVD)، عبارت سوم، بهره ماده فعال لیزری، عبارت چهارم، خودمدولاسیون فازی(SPM) و عبارت پنجم نقش خودکانونی کنندگی کریستال تیتانیوم سفایر را که با جاذب اشباع پذیر سریع[۷] مدل‌سازی شده، بیان می‌کند. در معادله(۱)، K_2 معرف ضریب پاشندگی سرعت گروه است و برای کریستال تیتانیوم سفایر $58 fs^2/mm$ است. همچنین $q=\frac{q_0}{1+|A|^2/q_{Sa}}$ بوده که q_0 ضریب جذب اولیه و در خارج از کریستال صفر است و q_{Sa} توان اشباع

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

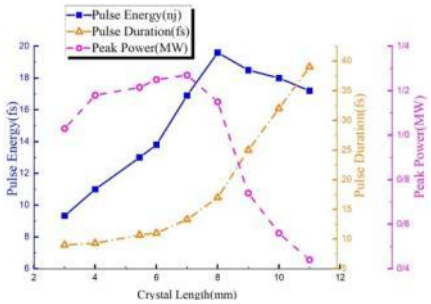
است. از طرفی $g = \frac{g_0}{1+\frac{E_P}{E_S}}$ است که g_0 بهره سیگنال کوچک، E_p انرژی پالس و E_S انرژی اشباع است. معادله (۱) به‌طور کلی حل تحلیلی نداشته و به‌روش عددی حل می شود. در این شبیه سازی یک پالس اولیه ضعیف درون کاواک در نظر گرفته شده و تحولات آن براساس معادله (۱) تا پایدار شدن پالس و همگرا شدن به دامنه مشخص بررسی می‌شود. پارامترهای مفروض در این شبیه سازی در جدول ۱ آمده است.

L_{Cavity}	$L_{short\ arm}$	$L_{Long\ arm}$
180cm	60cm	110cm
$\Delta\omega_{gain}$	F_{Pump}	q_0
270THz	12.5cm	$0.1(mm)^{-1}$

جدول۱: داده های ورودی برای شبیه سازی نوسانگر لیزری تیتانیوم سفایر

نتایج و بحث

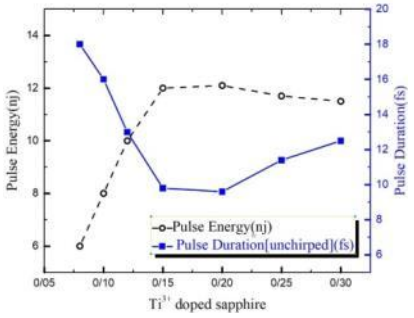
با در نظر گرفتن پارامترهای ورودی مطابق جدول ۱، $g_0 = 0.15(mm)^{-1}$ و توان پمپ ۵ وات و آینه‌های منحنی کاواک با شعاع انحنای ۱۰ سانتیمتر معادله (۱) به صورت عددی حل شده و مشخصات پالس خروجی کاواک به‌دست می‌آید. برای بررسی اثر طول کریستال لیزری بر پالس خروجی، طول را از ۳ تا ۱۱ میلی‌متر تغییر داده و انرژی، قله توان و پهنای زمانی پالس خروجی محاسبه و نتیجه آن در شکل ۳ ارائه شد.



شکل۳: تغییرات انرژی، پهنای زمانی ، و قله توان پالس خروجی بر حسب طول کریستال

شکل ۳ نشان می‌دهد که با افزایش طول کریستال، پهنای زمانی پالس افزایش می‌یابد. بنابراین در کاربردهایی که قدرت تفکیک زمانی مهم است و می‌بایست پهنای زمانی پالس کوتاهتر باشد مانند تصویربرداری‌ها و تشخیص فرآیندهای فوق سریع، و همچنین برای تولید پالس‌های با توان قله بالا در حد پتاوات می‌بایست از کریستال لیزری با طول کمتر از ۷ میلیمتر در نوسانگر لیزری استفاده کرد تا با تعداد مراحل تقویت کمتر به توان بالا دست یافت. همانطور که در این شکل مشاهده می‌شود با افزایش طول کریستال تا ۸میلیمتر(برای مقدار آلایش ٪۰/۱۵) انرژی پالس خروجی افزایش می‌یابد و با بلندتر شدن طول کریستال به‌دلیل کاهش توان پمپ جذب شده در انتهای کریستال و جذب طول موج لیزری در آن، انرژی پالس خروجی کاهش می‌یابد. بنابراین در کاربردهایی نظیر پردازش پلیمرها که از پالس‌های با پهنای زمانی چند صد فمتوثانیه اما با انرژی های بالاتر استفاده می‌شود، این نتیجه مفید است. همچنین منحنی قله توان پالس تولید شده بر حسب طول کریستال نشان می‌دهد که برای طول کریستال از ۴تا ۷ میلیمتر قله توان تقریبا یکسان است.

در مطالعه دیگر، برای کریستال به طول ۵ میلیمتر، درصد آلایش تیتانیوم تغییر داده شد که نتایج این محاسبات در شکل ۴ ارائه شده است.

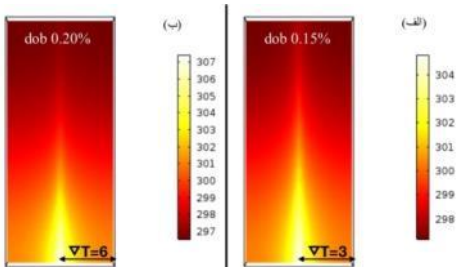


شکل۴: تغییرات انرژی و پهنای زمانی پالس خروجی بر حسب درصد آلایش تیتانیوم

همانطور که از شکل ۴ واضح است انتخاب آلایش ٪۰/۱۵ و ٪۰/۲۰ پالس کوتاه با انرژی بالا را نتیجه می‌دهد. در آلایش های بیشتر به دلیل اینکه انتهای کریستال پمپ نمی‌شود جذب لیزر توسط کریستال بیشتر بوده و انرژی پالس کاهش می‌یابد و که در این شرایط با کاهش اثر غیر خطی SPM طول پالس نیز افزایش خواهد یافت. برای انتخاب مناسب مقدار آلایش، شبیه سازی حرارتی برای کریستال ۵ میلیمتری پمپ شده با توان ۵ وات، با آلایش-

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

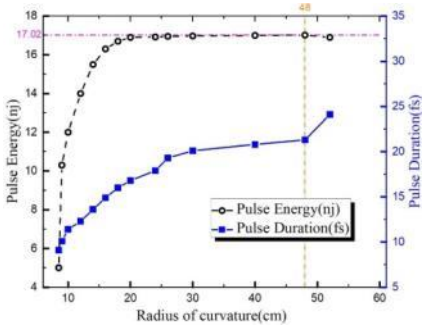
های ۰/۱۵٪ و۰/۲۰٪ انجام شد. در شکل ۵، پروفایل حرارتی یک برش از کریستال لیزری نشان داده شده است.



شکل۵: پروفایل دمایی کریستال تیتانیوم سفایر برای ۱ ثانیه تابش ۵ وات در محیط آزاد. الف: آلایش ۰/۱۵٪ و ب: آلایش ۰/۲۰٪

همانطور که از شکل۵ برمی‌آید گرادیان دمایی برای کریستال با آلایش ۰/۱۵٪، کمتر از دیگری است و طراحی سیستم خنک کننده برای آن ساده‌تر بوده و بنابراین انتخاب مناسب‌تری است.

در ادامه، برای آینه‌های با شعاع انحنای متفاوت انرژی و پهنای زمانی پالس خروجی محاسبه شد که نتایج آن به ترتیب در شکل ۶ آمده است.



شکل۶: تغییرات انرژی پالس خروجی بر حسب شعاع انحنای آینه

همانطور که از شکل ۶ برمی‌آید، با بلند شدن شعاع انحنای آینه‌های منحنی، اندازه مد نوسانی در کاواک بزرگتر شده، ضریب SPM کاهش یافته و بنابراین پهنای زمانی پالس افزایش می‌یابد. از طرفی با افزایش حجم مد نوسانی و استفاده بیشتر از ناحیه پمپ شده، انرژی پالس خروجی نیز افزایش می‌یابد. اما برای شعاع انحنای بیشتر از ۲۰ سانتیمتر با توجه به بزرگ شدن مد نوسانی و گسترش آن به نواحی پمپ نشده و همچنین کاهش چگالی فوتونی پالس لیزری، انرژی پالس خروجی ابتدا ثابت و با افزایش بیشتر شعاع انحنا(۴۸ سانتیمتر)، مقدار انرژی کاهش می‌یابد.

نتیجه گیری

محاسبات نشان می‌دهد که طول کریستال، مقدار آلایش آن و شعاع انحنای آینه‌های تشدیدگر مشخصه‌های موثر در طراحی نوسانگر قفل شده مدی به‌روش عدسی کر بوده و با توجه به نوع کاربرد مورد نظر برای پالس‌های خروجی، می‌توان با انتخاب مناسب مشخصه‌های نوسانگر، پالس خروجی با انرژی بالاتر و یا پهنای زمانی کوتاه‌تر تولید کرد.

مرجع‌ها

[1] Victor Matylitskya, Frank Hendricksa" Industrial femtosecond lasers for micro-machining applicationswith highest quality and efficiency" 9th International Conference onPhotonic Technologies LANE 2016.

[2] Kim S. Frederickson, William E. White, Ronald G. Wheeland, Dennis R. Slaughter" Precise Ablation of Skin With Reduced CollateralDamage Using the Femtosecond-Pulsed, Terawatt Titanium-Sapphire Laser"nUniversity of California.

[3] S. Bourquin, A. D. Aguirre, I. Hartl, P. Hsiung, T. H. Ko and J. G. Fujimoto" Ultrahigh resolution real time OCT imaging using a compact femtosecond Nd:Glass laser and nonlinear fiber" Optical Society of America.

[4] D.E.Spence, P.N. Kean, and W. Sibbett" 60-fsecpulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser"OPTICS LETTERS / Vol. 16, No. 1 / January 1, 1991.

[5] U. Morgner, F. X. Kärtner, S. H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi''Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser''optic letters.vol.24,pp.411-413,1999.

[6] F. O. Ilday, F. W. Wise, and F. X. Kaertner"Possibility of self-similar pulse evolution in a Ti:sapphire laser" Optical Society of America

[7] Liu Hua Gang, Hu Ming-Lie" Operation of Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser in the non-soliton regime" Chin. Phys. B

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تاثیر تمیزکاری زیر لایه بر روی آستانه آسیب لیزری پوشش‌های پادبازتابنده در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر

علی حیدری‌فرد، مهدی مردیها، حمیدرضا فلاح و مرتضی حاجی محمودزاده

دانشگاه اصفهان، گروه فیزیک

چکیده - لایه‌های‌نازک اپتیکی پادبازتابنده دارای کابرد های فروانی در صنعت فوتونیک می‌باشند، این لایه‌ها در پنجره‌های اپتیکی و همچنین لنز ها و دیگر المان‌های اپتیکی کاربرد دارند. همچنین از آنها در پرتو گسترها و دیگر المان‌های اپتیکی که جهت کانونی کردن پرتو لیزر می‌باشد نیز استفاده می‌شود. اما بالا رفتن انرژی لیزر باعث تخریب این نوع از پوشش‌ها می‌شود. در این مقاله سعی شده است که با استفاده از سه روش متفاوت تمیزکاری روش بهینه‌ای که باعث بالارفتن آستانه آسیب لیزری این پوشش‌ها می‌شود را یافت.

کلید واژه- آستانه آسیب لیزری، لایه پاید بازتابنده، تمیز کاری

The effect of cleaning substrate on laser induced damage threshold of antireflection coating at 1064nm

Ali Heidary Fard, Mehdi Mardiha, Hamidreza Fallah, Morteza Haji Mahmod Zadeh

Department of Physics, University of Isfahan

Abstract- Optical anti reflection thin-film are widely used in the photonic industry, these layers are used in optical window, lenses and other optical elements. They are also used in beam expander and other optical elements that used to focus laser beam. But the rise in laser energy causes the damage of these types of coatings. In this paper, we have tried to find an optimal method using three different methods of cleaning, which would increase the threshold of laser damage to these coatings.

Keywords: Laser induced damage threshold, Antireflection coating, Cleaning

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

همواره نور به هنگام ورود به یک محیط اپتیکی دارای سه رفتار جذب، عبور و بازتاب است. در محیط های دی‌الکتریک اغلب میزان جذب پایین است و بازتاب عامل اصلی تلفات نور است از این رو طراحی و ساخته لایه‌های نازک پادبازتابنده از مواد دی‌الکتریک اهمیت بالایی داشته است [۱]. در ساخت لایه‌های نازک پادبازتابنده لیزری یکی از اصلی‌ترین پارامترها اندازه‌گیری آستانه آسیب القایی لیزری[۱] است زیرا در صورتی که این آستانه کمتر از حد آستانه المان اپتیکی پادبازتابنده باشد آن المان آسیب جبران ناپذیری خواهد دید[۲].

آستانه آسیب القایی لیزری در المان‌های اپتیکی پارامتر بسیار کلیدی در اپتیک توان بالا است[۳]. در نتیجه برهمکنش فوتون با مواد دی‌الکتریک انرژی الکترومغناطیسی می‌تواند تبدیل به انرژی الکتریکی، مکانیکی، شمیایی و گرمایی شود و این تبدیل انرژی می-تواند در خواص اپتیکی (انتقال، بازتاب و جذب) اثر گذاشته و همچنین باعث آسیب ماده شود. بنابراین از زمانی که پژوهش‌ها بر روی لیزرهای توان بالا شروع شد همواره آسیب القایی لیزری مواد اپتیکی یکی از محدودیت‌های سازندگان لیزر بوده و پژوهش‌های زیادی بر روی سازوکارهای آسیب و همچنین نحوه گسترش آن انجام شده است [۴]. امروز پی برده شده است یکی از اصلی ترین عواملی که باعث آسیب در سطوح المان‌های اپتیکی می‌شود نقص‌های سطحی و آلودگی‌هایی از قبیل نانو ذرات فلزی و دیگر مواد آلی موجود در سطح زیرلایه است[۱]. در اکثر موارد این نقص‌ها قابل شناسایی نیستند و امکان دارد که در سطح کل زیر لایه پخش شده باشند بنابراین روش و نوع شستشو بسیار اهمیت داشته و باعث از بین رفتن این آلودگی‌ها و به تبع باعث بالا رفتن آستانه آسیب لیزری خواهد شد[۵]. در این مقاله سعی شده است با استفاده از سه روش شستشو متفاوت بهترین روش که سبب از بین رفتن بهتر نانو ذرات آلودگی و بالا رفتن میزان آستانه آسیب است انتخاب شود.

۲- آماده‌سازی نمونه‌ها

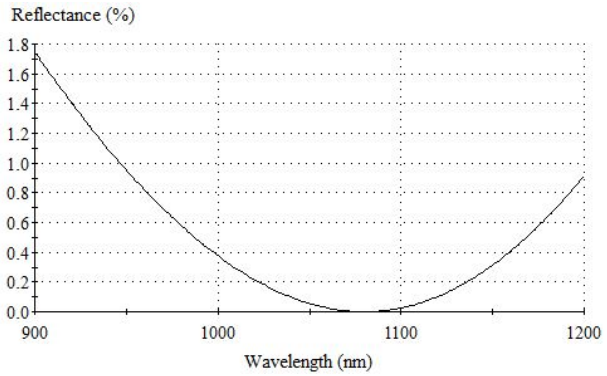
در مرحله اول نمونه‌ها توسط میکروسکوپ کنتراست تداخلی مورد بررسی قرار گرفت که عاری از هرگونه آسیب و نقص در سطح باشند سپس نمونه ها به سه روش که در ادامه بیان خواهد شد مورد تمیز کاری قرار می‌گیرند. روش اول: این روش مکانیزه بوده و بدون دخالت دست می‌باشد که ابتدا نمونه توسط استون تمیز کاری شده سپس در نگهدارنده مخصوصی گذاشته می‌شود و نگهدارنده در حمام التراسونیک که حاوی محلول آب مقطر و ماده شوینده OPO120 (شوینتده بسیار قوی برای برطرف کردن آلودگی ها و چربی ها از سطوح شیشه‌ای می‌باشد) به نسبت ۵:۱ با دمای ۳۰ درجه سانتیگراد است به مدت ۵ دقیقه قرار گرفته و سپس نمونه‌ها از حمام اب و مواد شوینده خارج شده و در حمام التراسونیک آب مقطر به مدت ۷ دقیقه قرار گرفته تا مواد شوینده از سطح نمونه پاک شوند و سپس نمونه توسط آب دی‌یونیزه شستشو می‌شود و در پایان جهت خشک کردن نمونه را در آون با دمای ۷۰ درجه سانتی گراد قرار داده می‌شود. روش دوم: این روش به صورت دستی بوده و ابتدا نمونه را با آب و ماده شوینده شستشو داده و سپس در حمام التراسنویک حاوی ایزوپروپیل الکل ۴۰ درجه قرار داده می‌شود و بعد از ۵ دقیقه نمونه خارج شده و در محول سود سوزآور قرار گرفته و به مدت ۱۵ دقیقه التراسونیک می‌شود و سپس در محلول رقیق اسید HCl قرار گرفته و بعد از مدت ۵ دقیقه نمونه خارج شده و با آب دی‌یونیزه آب کشی کرده و در آون با دمای ۷۰ درجه برای خشک سازی قرار می‌گیرد. روش سوم: این روش نیز به صورت دستی و

[۱] Laser induced Damage Threshold

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بود و در ابتدا نمونه با آب و مواد شوینده شستشو داده می-شود و سپس در طرف پیرکس حاوی استون ۷۰ درجه قرار می‌گیرد و ظرف نیز به مدت ۱۵دقیقه در حمام التراسونیک با فرکانس ۲۰ کیلوهرتز قرار می‌گیرد، بعد از آن نمونه را به سرعت خارج کرده و به مدت ۳ دقیقه در محلول متانول قرار داده می‌شود. سپس نمونه به مدت ۳ دقیقه در محلول رقیق HCL التراسونیک می‌شوند و در پایان برای خشک شدن در آون با دمای ۷۰ درجه قرار داده می‌شود.

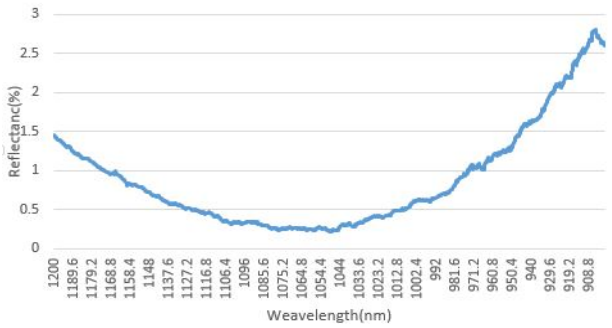
پس از خشک شدن نمونه‌ها بر روی هر دو طرف آن‌ها لایه پادبازتابنده که از قبل توسط نرم افزار Essential Macleod با استفاده از مواد دی‌الکتریک SiO_2 و HfO_2 به صورت G/LHL/Air طراحی شده بود توسط دستگاه BALZERS به روش تبخیر حرارتی توسط پرتو التکرونی لایه‌نشانی می-شود و طیف بازتاب نمونه طراحی شده در شکل ۱ آورده شده است ، قبل از لایه نشانی نمونه‌ها به مدت ۵ دقیقه تحت فرایند تخلیه الکتریکی قرار گرفته و در حین لایه نشانی فشار خلاء جهت لایه نشانی برابر با $8*10^{-6}$mbar بوده، نرخ لایه نشانی مواد برابر 0.5nm/s بوده و فشار اکسیژن برابر $1.5*10^{-4}$mbar بوده است.



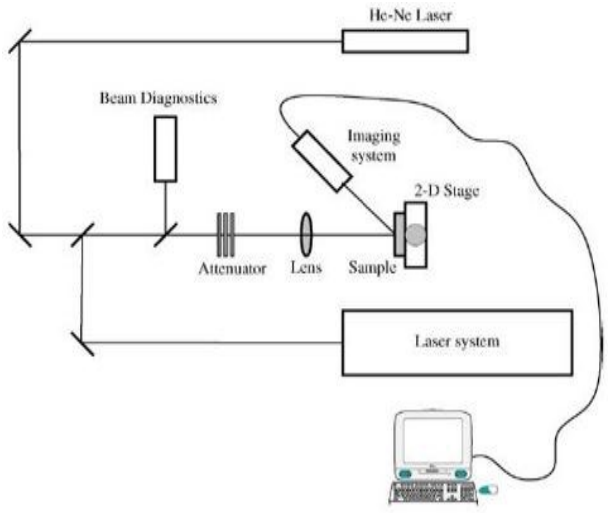
شکل۱: منحنی بازتاب لایه طراحی شده

۳- اندازه‌گیری

طیف بازتابی نمونه‌ها توسط دستگاه طیف سنج Shimadzo3100 اندازه‌گیری شده است که نتیجه آن در شکل۲ آورده شده است. اندازه‌گیری آستانه آسیب لیزری با استفاده از لیزر Nd-Yag با پهنای پالس 7ns متناسب با چیدمان استاندارد ISO21254 اندازه‌گیری شده است که شکل شماتیک چیدمان در شکل۳ آورده شده است. هر نمونه لایه‌نشانی شده به سه ناحیه تقسیم شده و اندازه‌گیری بر روی آن‌ها انجام شده و در نتیجه مقادیر میانگین اندازه-گیری شده آستانه آسیب با احتساب میزان خطای اندازه-گیری قطر لکه و خطای ژول متر در شکل ۴ آورده شده است که C_3 و C_1,C_2 به ترتیب نشان دهنده مقادیر اندازه-گیری شده برای روش تمیزکاری اول، دوم و سوم می‌باشد. مورفولوژی آسیب که توسط میکروسکوپ کنتراست تداخلی ثبت شده در شکل ۵ آورده شده است.

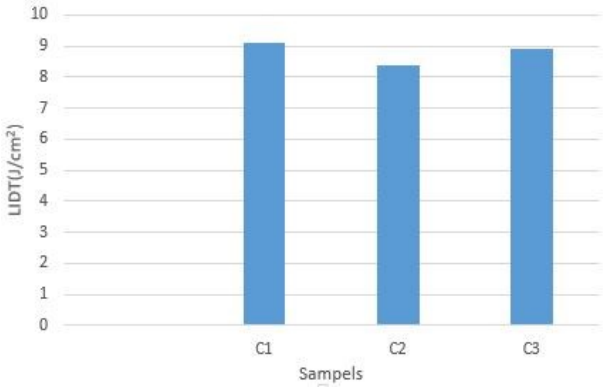


شکل۲: منحنی طیف بازتابی اندازه‌گیری شده نمونه

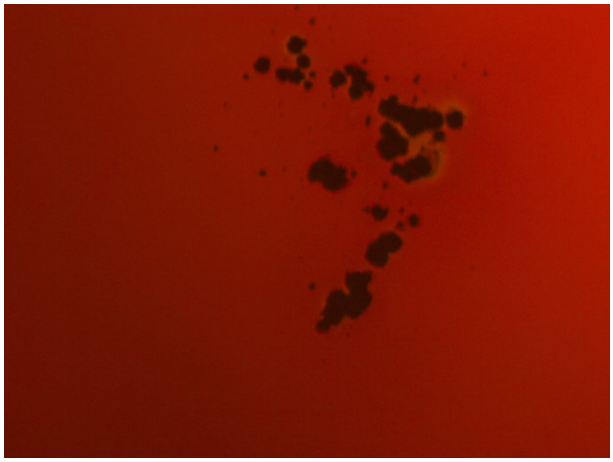


شکل۳: چیدمان اندازه‌گیری آستانه آسیب لیزری [۶]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۴: مقادیر اندازه‌گیری آستانه آسیب لیزری نمونه‌ها با روش های تمیزکاری متفاوت



شکل ۵: مورفولوژی آسیب بر روی لایه پادبازتابنده

۴- بحث و نتیجه گیری

از شکل ۲ متوجه می‌شویم که نمونه‌های ساخته شده تا حدود بسیار خوبی پادبازتابنده بوده و درصد بازتاب برای طول موج 1064nm لیزر Nd-Yag برابر با 0.2% می‌باشد.

از شکل ۴ با مقایسه میزان آستانه آسیب نمونه‌ها تشخیص داده‌می‌شود که روش تمیزکاری مکانیزه بهترین روش برای شستشو زیرلایه‌ها می‌باشد زیرا این روش بدون دخالت دست بوده بسیار موثرتر می‌باشد از طرف دیگر با مقایسه نمونه‌های C2 و C3 تشخیص داده می‌شود که استفاده از اسید در شستشو شاید آلودگی های سطحی را تا حد خوبی برطرف نماید اما به خودی خود به دلیل این که اسید دارای خاصیت خورندگی می‌باشد باعث افزایش میزان نقص‌های سطحی و ترک ها بر روی سطح نمونه می‌شود و این امر به خودی خود میزان آستانه آسیب را کاهش داده و اثر مخربی بر روی نمونه باقی می‌گذارد.

همانطور که در شکل۴ مشاهده می‌شود مقدار اندازه‌گیری شده آستانه آسیب برای نمونه C_1 برابر $9.1J/cm^2$ و برای نمونه‌های C_2 و C_3 به ترتیب برابر $8.4J/cm^2$ و $8.9\ J/cm^2$ می‌باشد بنابراین می‌توان دریافت که با استفاده از روش تمیز کاری اول برای تمیز کاری بستره قبل از لایه‌نشانی از نمونه C_1 می‌توان در انرژی پرتو 700mJ بالاتر از نمونه C_2 و 200mJ بالاتر از نمونه C_3 در قطر پرتوهای یکسان استفاده نمود. همچنین به دلیل مکانیزه بودن روش اول این روش کم هزینه‌تر بوده و نسبت به دو روش دیگر راحت‌تر قابل انجام است.

مرجع‌ها

[1] Hongji Qi, Meipin Zhu, Ming Fang, Shuying Shao "Development of high-power laser coatings" High Power Laser Science and Engineering, vol. 1(1),pp. 36–43, 2013
[2] Dongping Zhang, Congjuan Wang "Influence of substoichiometer on the laser-induced damage characte of HfO2 thin film, Applied Surface Science" vol 255, pp. 4646–4649, 2009
[3] Detlev Ristau, Marco Jupé, Kai Starke "Laser damage thresholds of optical coatings" Thin Solid Films, vol 518 (2009), pp. 1607–1613
[4] Detlev Ristau, *Laser-Induced Damage in Optical Materials,* P.5, CRC Press 2015
[5] Hélène Krol "Influence of polishing and cleaning on the laser-induced damage threshold of substrates and coatings at 1064 nm" Optical Engineering, vol 46, pp.2, 2007
[6] ISO 21254-1:2011 "*Lasers and laser-related equipment —Test methods for laser-induced damage threshold"*

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی و مدل سازی دمائی حسگر نوری ولتاژ برپایه کریستال لیتیوم نایوبیت در دو راستای برش کریستالی متفاوت

حسام امیری[۱]، سکینه صدیقی بنابی[۱]، محمد اسماعیل زیبائی[۲]، ندا یاوری[۱]

[۱]پژوهشگاه نیرو، گروه ابزار دقیق- شهرک غرب، انتهای دادمان، تهران
[۲]پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی- اوین، بلوار دانشجو، تهران

چکیده – حسگر نوری ولتاژ با استفاده از کریستال لیتیوم نایوبیت در دو راستای برش z و انتشار y و همچنین برش x و انتشار z، در بازه دمایی صفر تا ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد مورد بررسی و مقایسه قرار گرفته است. حسگر شبیه سازی شده برپایه اثر پاکلز کریستال لیتیوم نایوبیت با برش x در راستای انتشار z، در مقایسه با راستای برش z و انتشار y، حساسیت دمایی کمتری دارد به طوری که تغییرات دمایی تابع تبدیل خروجی حسگر در این بازه دمایی بسیار ناچیز، خطی و از مرتبه 10^{-4} است در صورتی که در راستای برش z و انتشار y، این مقدار به شکل سینوسی با مرتبه ۱ تغییر می‌نماید. بنابراین استفاده از حسگر نوری ولتاژ برپایه اثر پاکلز در کریستال لیتیوم نایوبیت در برش x در راستای انتشار z، تغییرات دمایی معادل ۰،۰۱ درصد خواهد داشت که در مقایسه با نوع برش z و انتشار y، بسیار پایدارتر خواهد بود.

کلید واژه- اثر پاکلز، دوشکستی، حسگر ولتاژ، لیتیوم نایوبیت.

Investigation and Modelling of Optical Voltage Sensor Based on LiNbO3 Crystal in Two Different cutting Directions

H. Amiri[1], S. K. Sadighi[1], M. I. Zibaii[2], N. Yavari[1]

[1] Instrumentation Department, Niroo Research Institute, Dadman St, Tehran, Iran
[2] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- A fiber-optic voltage sensor based on the transverse Pockels effect in the x and z cut LiNbO3 crystals where the optical path was parallel to z and y axis, respectively, is defined and the outstanding temperature stability of within 0°C to 100°C is investigated in two directions. The simulated comparison between the temperature sensitivity of the sensor based on the Pockels effect in x-cut LiNbO3 bulk crystal with optical path parallel to z-axis is less than the y propagated, z-cut LiNbO3 crystal where the temperature variation of the transfer function in this temperature range is fractional, linear and in the order of 10^{-4}. However, in the z-cut crystal Pockels cell the output of the sensor is sinusoidal and in the order of 1. Therefore, the use of a fiber-optic voltage sensor based on z propagated, x-cut LiNbO3 crystal demonstrates temperature stability of ±0.01% from 0°C to 100°C compared with the y propagated, z-cut bulk LiNbO3 crystal.

Keywords: Voltage Sensor, Birefringence, Pockels Effect, Lithium Niobate Crystal.

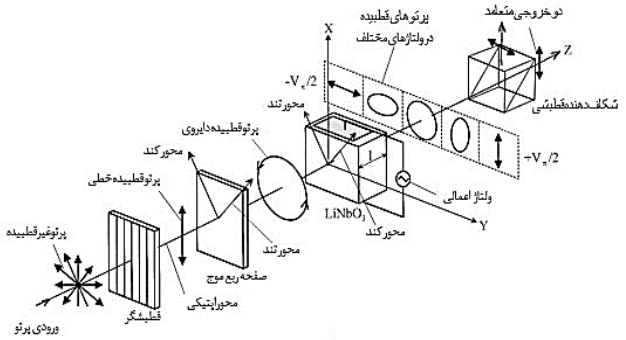
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

سنسور ولتاژ اپتیکی حجمی، تداخل مسیر مشترک بر پایه دوشکستی الکترواپتیکی مواد است و به سلول پاکلز معروف است[۱]. از سال ۱۹۷۰ شرکت‌های برقی مختلفی سلول پاکلز را برای اندازه‌گیری ولتاژ مورد استفاده قرار دادند[۲]. ضریب الکترواپتیکی کریستال‌های رایج (Bi4Ge3O12، KD2PO4 و LiNbO3) کوچک است، بنابراین سلول پاکلز به طور نسبی حساسیت کمی دارد که برای آشکارسازی میدان‌های شدید مناسب است. کریستال LiNbO3 از مهم‌ترین بلورهای گروه کریستال‌های پاکلز متعلق به گروه نقطه‌ای ۳ است. این کریستال در طراحی موج‌برهای نوری، مدولاتورهای نوری و سایر کاربردهای خطی و غیرخطی اپتیکی مورد استفاده قرار می‌گیرد. با توجه به راستای انتشار نور در کریستال و جهت اعمال میدان الکتریکی، بلور LiNbO3 با برش z و راستای انتشار درجهت y و برش x و انتشار در جهت z، برای ساخت سنسور استفاده می‌شود. ضرایب شکست وابسته به میدان الکتریکی در این دو راستا متفاوت است. با استفاده از تفاوت موجود در ضرایب شکست وابسته به میدان الکتریکی و ثابت بودن قسمت مستقل از میدان نتایج متفاوتی به دست می‌آید. در این مقاله به مقایسه سنسور ولتاژ اپتیکی حجیم با استفاده از اثر پاکلز در کریستال LiNbO3 با برش z و راستای انتشار y و برش x و راستای انتشار z می‌پردازیم. همچنین وابستگی خروجی سنسور با استفاده از این دو برش کریستالی به تغییرات دمایی مورد بررسی قرار می‌گیرد.

۲- اساس عملکرد سنسور نوری ولتاژ

سنسور ولتاژ قطبش‌سنجی در هریک از مواد حجیم، موج‌بر و یا فیبرنوری مطابق شماتیک شکل ۱ یک ساختار ساده دارد. نور ساطع شده از SLD با طول موج ۱۳۱۰ نانومتر با قطبش خطی وارد صفحه ربع موج با زاویه ۴۵ درجه برای ایجاد دوشکستی پاکلز می‌شود. صفحه ربع موج خروجی را به نحوی بایاس می‌کند که پاسخ در قسمت خطی تابع مربع سینوس قرار گیرد. سپس نور وارد کریستال LiNbO3 در دو حالت برش z و راستای انتشار y و برش x و راستای انتشار z می‌شود. نور خروجی از کریستال وارد شکاف دهنده قطبشی پرتو که به طور موازی با قطبش‌گر ورودی جهت‌گیری شده است و دو حالت قطبش متعامد را از هم جدا می‌کند می‌شود.



شکل ۱: ساختار شماتیکی سنسور اپتیکی ولتاژ

از شکاف دهنده قطبشی پرتو و یا آنالیزور برای تبدیل تغییرات حالت قطبشی به تغییرات شدت استفاده می‌شود. از شکاف دهنده قطبشی پرتو فرایند تفاضل روی مجموع سیگنال می‌توان برای کاهش نویز مد عمومی استفاده کرد. با استفاده از ماتریس جونز تابع تبدیل سنسور با استفاده از شکل (۱) به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$I = \left| PBS \times M_{Crystal} \times R(-45°) \times WP \times R(45°) \times P \times E \right|^2 \quad (۱)$$

به‌طوری که E، بردار جونز برای نور ورودی، P، ماتریس جونز قطبش‌گر ورودی، $R(\ldots)$، ماتریس دوران، WP، ماتریس جونز صفحه ربع موج، $M_{Crystal}$، ماتریس جونز کریستال LiNbO3 و PBS، ماتریس جونز شکاف دهنده قطبشی پرتو می‌باشد. اختلاف فاز بین دو قطبش متعامد کند و تند برای این دو حالت برش z در راستای انتشار y و برش x در راستای انتشار z به شکل زیر است:

$$\Gamma_{x-cut} = \frac{2\pi l}{\lambda}\left(\frac{V}{d} n_o^3 r_{22}\right) \quad (۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\Gamma_{z-cut}=\frac{2\pi l}{\lambda}((n_e-n_o)-\frac{V}{2d}(n_e^3r_{33}-n_o^3r_{13}) \quad (۳)$$

۳- نتایج مدل سازی دمائی سنسورنوری ولتاژ

بسیاری از پارامترهای رابطه (۱) به دما وابسته‌اند. بنابراین تغییرات دمایی در خروجی سنسور موثر است. برای محاسبه تغییرات ضریب شکست عادی و غیرعادی در کریستال LiNbO3 با دما می‌توان از معادله Sellmeier [۳] طبق رابطه (۴) استفاده کرد.

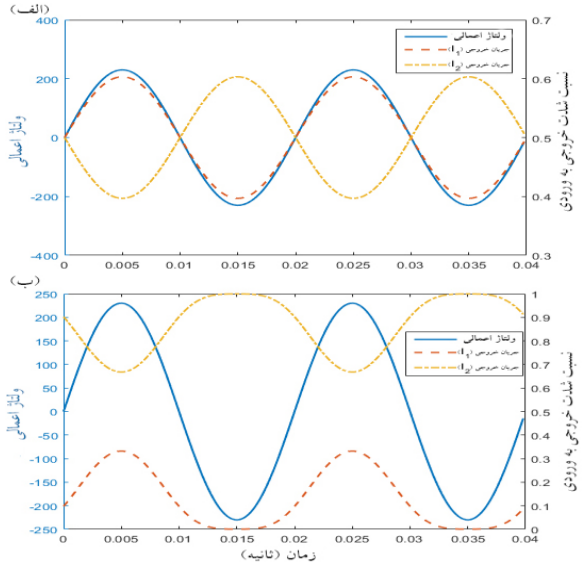
$$n^2=A_1+\frac{A_2+B_1F}{\lambda^2-(A_3+B_2F)^2}+B_3F-A_4\lambda^2 \quad (۴)$$

به طوری که:

$$F=(T-24.5)(T+570.5) \quad (۵)$$

مقادیر T، دما بر حسب درجه سانتی‌گراد و λ، طول موج برحسب نانومتر می‌باشد که ضرایب موجود در رابطه (۴) در مرجع [۴] می‌توان یافت. وابستگی دمایی ضریب الکترواپتیکی کریستال $LiNbO_3$ در دو راستای برش z در راستای انتشار y و برش x در راستای انتشار در طول موج ۶۲۳ نانومتر برابر با $r_{33}=4.9\times10^{-4}/°C$ ،$r_{13}=4.6\times10^{-4}/°C$ و $r_{22}\sim0$ می‌باشد[۳-۴] . وابستگی دمایی تغییرات طولی و عرضی کریستال به ترتیب برابر با $\alpha_a=15.4\times10^{-6}/°C$ و $\alpha_c=7.5\times10^{-6}/°C$ می‌باشد[۵]. همچنین دوشکستی خطی صفحه ربع موج کوارتز مرتبه صفر نیز به دما وابسته است و برابر با $\gamma=-1.7\times10^{-4}/°C$ می‌باشد.

سنسور توصیف شده در شکل ۱ برای مقایسه دو حالت برش z در راستای انتشار y و برش x در راستای انتشار z، توسط رابطه (۱) شبیه‌سازی شد. نتایج شبیه‌سازی تغییرات ضرایب شکست با دما در بازه دمایی $^0۳۰۰^C$ نشان می‌دهد که تغییرات ضریب شکست عادی n_o از مرتبه ۱×۱۰^{-۳}و ضریب شکست غیرعادی n_e از مرتبه ۱۳×۱۰^{-۳}می‌باشد. بنابراین بایستی برای کاهش تاثیرات دمایی در طراحی سنسور کریستال را در جهتی استفاده کرد که ضریب شکست غیرعادی n_e موثر نباشد و تنها ضریب شکست عادی بر دوشکستی تاثیر گذارد. جهت کریستالی که این ویژگی را دارد برش x و یا y کریستال با جهت انتشاری z است. شبیه‌سازی سنسور ولتاژ برای ابعاد کریستال ۱۰×۲×۲ میلی‌متر مکعب و ولتاژ اعمالی ۲۲۰ ولت انجام شده است. همان‌طور که در شکل ۲-الف مشاهده می‌شود خروجی سنسور برش در راستای x و انتشار در راستای z دارای شکل موج کاملاً سینوسی می‌باشد و در ولتاژهای بالاتر تا ۲ کیلوولت شکل موج سینوسی باقی می‌ماند. اما مطابق شکل ۲-ب در برش راستای z و انتشار در راستای y خروجی سنسور در ولتاژ ۲۲۰ ولت و بالاتر سینوسی نخواهد بود. در نتیجه سنسور برای ولتاژهای پایین مناسب است.



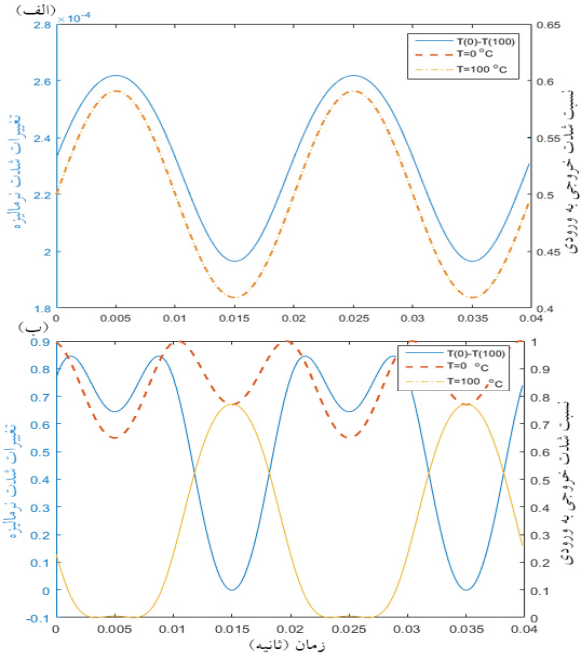
شکل ۲: شکل موج ولتاژ اعمال شده و خروجی سنسور: الف) برش x و انتشار در راستای z ب) برش z و انتشار در راستای y

پیش‌بینی وابستگی خروجی سنسور به دما با استفاده از رابطه (۴) تا (۷) برای مقایسه دو دمای صفر و ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد در شکل ۳ نشان داده شده است. تغییرات دمایی ضرایب شکست، ضرایب الکترواپتیکی، ضریب انبساط طولی و عرضی و تغییرات دوشکستی صفحه ربع موج مرتبه صفر در نظر گرفته شده است.

همچنین برای مقایسه بیشتر دو حالت کریستالی برش z با انتشار در راستای y و برش x در راستای z، تغییرات T_{rms} خروجی و $T_{peak-to-peak}$ در بازه دمایی صفر تا ۱۰۰ درجه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

سانتی‌گراد در شکل ۳ مورد بررسی قرار گرفته است. همان‌گونه که مشاهده می‌شود که تغییرات دمایی درسنسور ولتاژ بر پایه کریستال با جهت برش x و انتشار در راستای y، از مرتبه $۱۰^{-۴}$ و در صورتی که در سنسور ولتاژ بر پایه کریستال برش z و انتشار در راستای y، از مرتبه ۱ می‌باشد.



شکل ۳: شکل موج تغییرات دمایی خروجی سنسور در دو دمای صفر و ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد و تفاضل این دو: الف) برش x و انتشار در راستای z ب) برش z و انتشار در راستای y

در واقع حسگر، با برش x پایداری دمایی بیشتری دارد، که این تفاوت ناشی از اختلاف بین تغییرات دمایی دو ضریب شکست عادی، غیرعادی و وابستگی دمایی متفاوت ضرایب الکترواپتیکی می‌باشد. نتایج بدست آمده نشان می دهد که میزان تغییرات T_{rms} و $T_{peak\text{-}to\text{-}peak}$ در بازه دمایی صفر تا ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد برای برش x و انتشار در راستای z در مقایسه با برش z و انتشار y بسیار ناچیز و خطی است. T_{rms}برابر با ۰/۵۲ و $T_{peak\text{-}to\text{-}peak}$ برابر با ۳/۵ در بازه دمایی صفر تا ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد می‌باشد. اما T_{rms} و $T_{peak\text{-}to\text{-}peak}$ برش z و انتشار در راستای y، به شکل سینوسی در بازه ۰ تا ۰/۷ و ۰ تا ۱/۰ به ترتیب با دوره تناوب ۲۰ درجه سانتی‌گراد تغییر می‌نماید.

۴- نتیجه‌گیری

حسگر نوری ولتاژ با استفاده از کریستال LiNbO3 در دو راستای برش z و انتشار y و همچنین برش x و انتشار z، در بازه دمایی صفر تا ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد مورد بررسی و مقایسه قرار گرفت. در برش z هر دو ضریب شکست عادی و غیرعادی در تاخیر فازی ناشی از کریستال موثر هستند درصورتی که در برش x و انتشار z، تنها ضریب شکست عادی تاثیرگذار است. همچنین تغییرات دمایی ضریب الکترواپتیکی در برش x و انتشار z، تقریباً صفر است بنابراین این نوع سنسور در مقایسه با جهت برش z و انتشار y، حساسیت دمایی کمتری دارد به‌طوری که تغییرات T_{rms} و $T_{peak\text{-}to\text{-}peak}$ در بازه دمایی صفر تا ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد بسیار ناچیز، خطی و از مرتبه $۱۰^{-۴}$ است در صورتی که T_{rms} و $T_{peak\text{-}to\text{-}peak}$ برش z و انتشار در راستای y، به شکل سینوسی و با مرتبه ۱ در این بازه دمایی با دوره تناوب ۲۰ درجه سانتی‌گراد تغییر می‌نماید. درنتیجه سنسور ولتاژ اپتیکی برپایه اثر پاکلز در کریستال LiNbO3 در برش x در راستای انتشار z، در مقایسه با نوع برش z و انتشار y، بسیار پایدارتر بوده و تغییرات دمایی برابر با ۰/۰۱ ٪ خواهد داشت.

مرجع‌ها

[1] K. Hidaka, "Progress in Japan of space charge field measurement in gaseous dielectrics using a Pockels sensor," IEEE Electr. Insul. Mag, vol. 12, p. 17–28, 1996.

[2] T. Mitsui, K. Hosoe, H. Usami, S. Miyamoto, "Development of Fiber-Optic Voltage Sensors and Magnetic-Field Sensors," IEEE Transactions on Power Delivery, Vols. PWRD-2, pp. 87-93, 1987.

[3] G.Kotitz"properties of Lithium Niobate," EMIS Data Reviews Series No. 5, 1989.

[4] J. D. Zook, D. Chen and G. N. Otto, "Temperature dependence and model of the electrooptic effect in LiNbO3," Applied Physics Letters, vol. 11, pp. 159-161, 1967.

[5] K. K. Wong, Properties of Lithium Niobate, London: INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, 2002.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ارائه راهکار مناسب جهت جبران‌سازی گرمایی حسگر نوری ولتاژ بر پایه کریستال لیتیوم نایوبیت

حسام امیری[۱]، ندا یاوری[۱]، محمد اسماعیل زیبائی[۲]، بابک امینی[۱]

[۱]پژوهشگاه نیرو، گروه ابزار دقیق- شهرک غرب، انتهای دادمان، تهران

[۲]پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی- اوین، بلوار دانشجو، تهران

چکیده –در این مقاله روشی کارآمد به منظور پایداری گرمایی حسگر نوری ولتاژ معرفی شده است. در این روش از کریستال لیتیوم نایوبیت در حالت برش x و راستای انتشار z با دو خروجی متعامد استفاده شده است. با بهره گیری از اطلاعات دو سیگنال خروجی حسگر و پیاده سازی الگوریتم محاسباتی جبران سازی، اثر دما و شدت لیزر حذف شده و پارامتر شدت میدان الکتریکی با دقت بالا و خطای میانگین ۱/۳ درصد اندازه گیری شده است. این روش در راستای حل چالش گرمایی در دستگاه ترانسفورماتور نوری اندازه‌گیری ولتاژ و جریان به روش پیزو-اپتیک که در پژوهشگاه نیرو طراحی و ساخته شده است، با موفقیت پیاده سازی شد که پس از گذراندن موفقیت‌آمیز آزمون‌های صنعتی و اطمینان از قابلیت بهره‌گیری آن در سیستم‌های اندازه‌گیری خطوط فشار قوی توزیع، هم اکنون در حال بهره‌برداری می‌باشد.

کلید واژه- اثر پاکلز، ترانسفورماتور نوری، جبران‌سازی گرمایی، حسگر ولتاژ، لیتیوم نایوبیت.

Provide an appropriate temperature compensation solution for optical voltage sensors based on LiNbO3 crystal

H. Amiri[1], N. Yavari[1], M. I. Zibaii[2], B. Amini[1]
[1] Instrumentation Department, Niroo Research Institute, Dadman St, Tehran, Iran
[2] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, an efficient method is proposed for the temperature compensation of optical voltage sensors. In this method, the x-cut LiNbO3 bulk crystal with optical path parallel to z-axis with two orthogonal output signals is used. By using the two output signals and the compensation algorithm, the effect of the temperature and laser intensity was eliminated, and the electric field intensity parameter was measured with high accuracy and the mean error reduced by %1.3. This method has been successfully implemented in order to solve the temperature challenge in optical transformer, designed and constructed by the Niroo Research Institute (NRI), were successfully implemented after passing the industrial tests and ensuring their reliability.

Keywords: Lithium niobate crystal, Pockels effect, Temperature compensation, Voltage Sensor.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

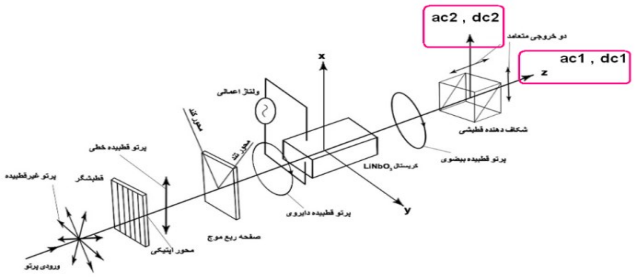
۱-مقدمه

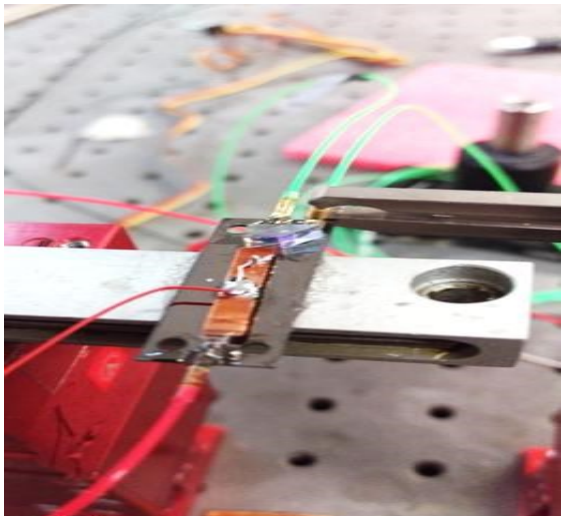
ویژگی مصونیت از امواج الکترومغناطیسی فیبرهای نوری و حسگرهای نوری، خاصیتی جذاب در حوزه اندازه‌گیری ولتاژ و جریان‌های فشار قوی در صنعت برق است. علاوه بر این مزیت، وابستگی زیاد حسگر به پارامترهای محیطی مانند دما و شدت لیزر، همواره از چالش‌های مطرح در این گونه سیستم‌ها بوده است. حسگر ولتاژ طراحی شده در این مقاله، بر اساس اثر پاکلز عمل می‌کند[۱]. این روش در پروژه اندازه‌گیری ولتاژ و جریان ترکیبی(OVCT) برای پست‌های انتقال فوق توزیع ۱۳۲ کیلوولت ساخته شده در پژوهشگاه نیرو، به‌طور کامل پیاده‌سازی شد[۳] و آزمون‌های عملکردی و صنعتی آن با موفقیت به انجام رسید.

۲- طراحی و ساخت حسگرنوری

شماتیک چیدمان آزمایش در شکل ۱ نشان داده شده است. نور ورودی قطبیده خطی با طول موج ۱۳۱۰ نانومتر وارد صفحه ربع موج با زاویه ۴۵ درجه برای ایجاد دوشکستی پاکلز می‌شود. صفحه ربع موج، خروجی را به نحوه‌ای بایاس می‌کند که پاسخ در قسمت خطی تابع مربع سینوس قرار گیرد. سپس نور وارد کریستال LiNbO3 در حالت برش x و راستای انتشار z در ابعاد ۱×۲×۱۰mm می‌شود. این حالت از برش منجر به حذف تغییرات دمایی زیاد ضریب شکست غیرعادی می شود. تغییرات ضریب شکست عادی منجر به تغییر فاز خواهد شد که می تواند برای اندازه گیری تغییرات شدت میدان الکتریکی استفاده شود[۲].

برای حسگر دو خروجی، چهار پارامتر داده ac1، ac2، dc1 و dc2 برای دو خروجی در راستای مستقیم و عمود وجود خواهد داشت. این امر باعث حذف اثر تغییرات شدت لیزر در خروجی حسگر می شود.





شکل ۱: ساختار حسگرنوری ولتاژ دو خروجی برپایه نگه‌دارنده سیلیکون

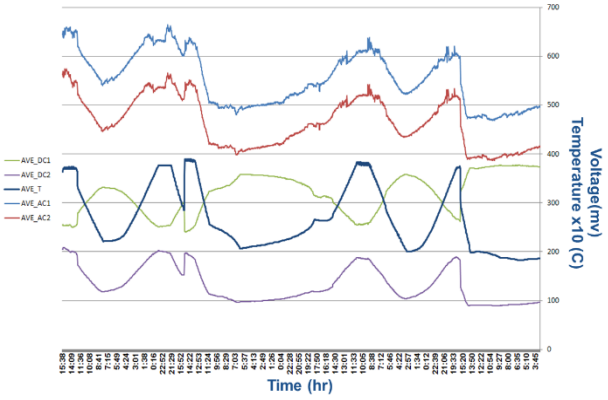
۳-نتایج تجربی

۳-۱-اندازه گیری تغییرات دمایی

سیگنال ac پس از انجام تقویت و فیلتر، مقدار موثر آن (rms) توسط پردازنده محاسبه می شود. همچنین برای مقدار dc حسگر، سطح افست آن حذف و بخش متغیرِ وابسته به دمای آن تقویت شده است تا در محدوده دمای کاری و ولتاژ مناسب پردازنده که ۰ تا ۳ ولت است قرار گیرد. بنابراین پس از این هرگاه مقدار ac عنوان گردید، منظور مقدار rms آن است. ثبت طولانی مدت داده‌ها شامل پارامترهای حسگر و مقادیر ولتاژ مرجع و دما همراه تاریخ و ساعت، به روشی انحصاری و تحلیلی انجام شد[۴]. شکل ۲ مقادیر ثبت شده از ۴ پارامتر خروجی حسگر را در شرایط ولتاژ ورودی ثابت و به ازای تغییرات دمایی ۲۵ تا ۳۸ درجه سانتی‌گراد در مدت ۳/۵ روز و برحسب زمان نشان می‌دهد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

همان‌گونه که درشکل ۲ مشاهده می‌شود هر دو مقدار خروجی ac حسگر، رابطه مستقیم با دما دارد درحالی‌که مقادیر dc به دلیل ساختار حسگر برخلاف یکدیگر تغییر می‌کنند و با افزایش دما یکی افزایش یافته و دیگری کم می‌شود.



شکل ۲: تغییرات مقادیر ac1، ac2 ، dc1 ، dc2 نسبت به تغییرات دما در ولتاژ ثابت

۳-۲- پیاده سازی الگوریتم جبران سازی دما

با بررسی خواص فیزیکی حسگر و بهره‌گیری از داده‌های به دست آمده، رابطه‌ای تقریبا خطی بین نسبت ac به dc هر دو خروجی با تغییرات دما برقرار است که با رابطه (۱) مشخص می شود:

$$\left[\alpha\left(\frac{ac_1}{dc_1}\right)+\beta\left(\frac{ac_2}{dc_2}\right)\right]K+c=voltage \quad (۱)$$

که در این رابطه مقادیر α و β ضریبی متناسب با ۴ پارامتر خروجی حسگر همراه با تغییرات دما می‌باشد:

$$\alpha,\beta\,(ac_1,ac_2,dc_1,dc_2,\Delta T_{1)}=Constant \quad (۲)$$

جبران‌سازی تغییرات دمایی از نسبت ولتاژ R_{comp}، که از رابطه (۳) محاسبه شده است، امکان‌پذیر است. همان‌طور که در شکل ۳ مشاهده می‌شود برازش خطی در بازه دمایی ۲۰ تا ۳۰ درجه با ضریب R^2 برابر ۰/۹۶ خطی شده است[۵]:

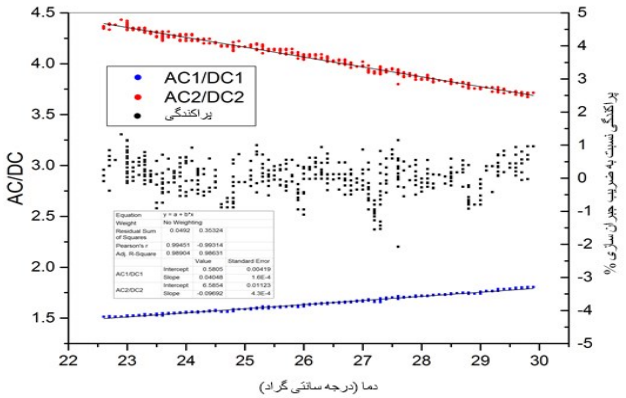
$$R_{comp}=\frac{a_{90°}R_{0°}-a_{0°}R_{90°}}{b_{0°}a_{90°}+b_{90°}a_{0°}} \quad (۳)0$$

به طوری که $R_{0°}$ و $R_{90°}$ به ترتیب نرمال شده ولتاژ (نسبت ac/dc) خروجی مستقیم و عمود، a و b شیب و عرض از مبدا نرمال دو ولتاژ می‌باشند. با مقایسه روابط (۱) و (۳) ضرایب α و β با استفاده از رابطه (۴) محاسبه می‌شوند.

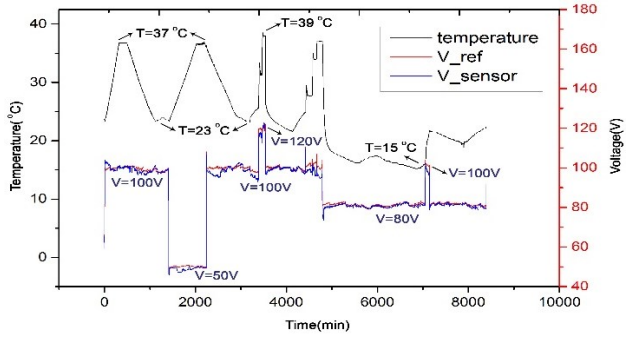
$$\alpha=\frac{a_{90°}}{b_{0°}a_{90°}+b_{90°}a_{0°}}\ ,\beta=\frac{-a_{0°}}{b_{0°}a_{90°}+b_{90°}a_{0°}} \quad (۴)$$

همچنین K ضریبی از ولتاژ و c مقدار آفست می‌باشد. با استفاده از این ضرایب که تنها وابسته به شیب و عرض از مبدا نسبت ولتاژ ac به dc می‌باشند، وابستگی دمایی از روابط حذف شده و محاسبه ولتاژ مستقل از دما خواهد بود.

مطابق با شکل ۳، پراکندگی داده‌ها نسبت به ضریب جبرانسازی R_{comp} در بازه دمایی ۲۰ تا ۳۰ درجه سانتی‌گراد در بازه ۰/۵±٪ خواهد شد. نتایج تجربی خروجی حسگر پس از محاسبه ضرایب و اعمال آن در بازه دمایی ۱۵ تا ۳۹ درجه سانتی‌گراد در شکل ۴ نشان داده شده است.



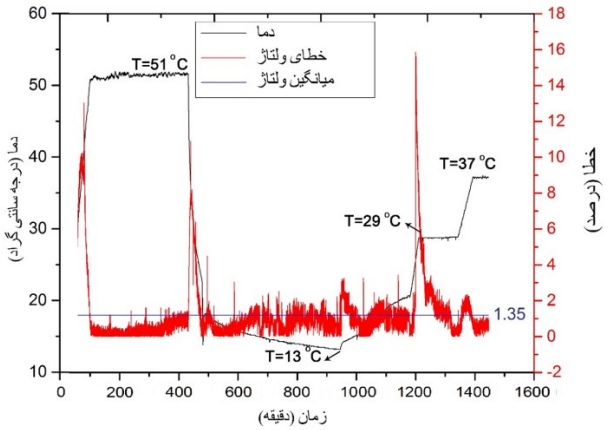
شکل ۳ - تغییرات دمایی $R_{0°}$ و $R_{90°}$ (نسبت ac/dc)



شکل ۴ : ولتاژ محاسبه شده بعد از جبران‌سازی نسبت به ولتاژ مرجع (محور راست) در بازه دمایی ۱۵ تا ۳۹ درجه سانتی گراد

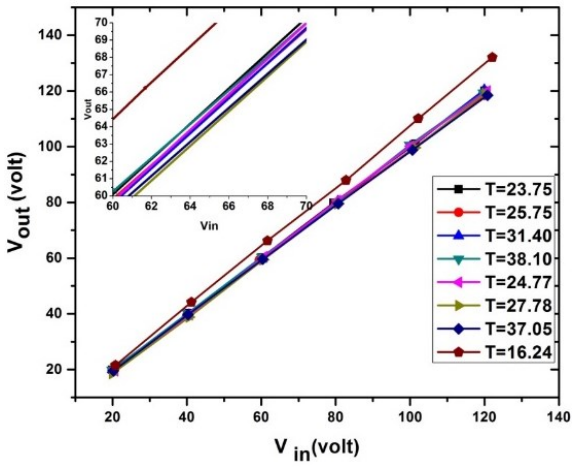
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شکل ۵ خطای نقطه به نقطه ولتاژ اندازه‌گیری شده نسبت به ولتاژ مرجع (ولتاژ ورودی ثابت ۱۰۰ ولت و دمای متغیر از ۱۳ تا ۵۱ درجه سانتی‌گراد) را نشان می‌دهد. میانگین خطای اندازه‌گیری ولتاژ برابر با ٪ ۱/۳ می‌باشد.



شکل ۵ : خطای نقطه ای (محور راست) و تغییرات دما (محور چپ) نسبت به زمان با میانگین خطای ۱/۳ ٪

خطی بودن رفتار حسگر به ازای ولتاژهای مختلف تحریک ورودی ۲۰- ۱۲۰ ولت و در دماهای مختلف مورد بررسی قرار گرفت. مطابق شکل ۶ نتایج بدست آمده نشان می دهد که پاسخ حسگر در دماهای مختلف کاملا خطی است.



شکل ۶ : بررسی خطی بودن خروجی حسگر

۴-نتیجه‌گیری

بهبود پایداری گرمایی حسگرهای نوری ولتاژ بستگی به ساختار فیزیک حسگر و الگوریتم‌های پردازشی جبران‌سازی گرمایی دارد. در این مقاله، حسگر ولتاژ براساس کریستال LiNbO3 با برش x و راستای انتشار z طراحی و ساخته شد. با این طراحی، ضریب شکست غیرعادی کریستال که وابستگی زیادی به دما دارد از محاسبات و نتایج حذف شده است. همچنین خروجی حسگر به دو بخش خروجی مستقیم و عمودی توسط شکاف دهنده قطبشی تقسیم می شود. بعد از ترکیب این دو خروجی و محاسبات ضرایب مرتبط با ولتاژ با استفاده از شیب و عرض از مبدا ولتاژ نرمال شده (نسبت ac به dc) نسبت به دما، وابستگی دمایی از روابط حذف می‌شود. محاسبه ولتاژ خروجی و مقایسه آن نسبت به ولتاژ مرجع در بازه دمایی هدف از ۱۳ تا ۵۱ درجه سانتی‌گراد مورد بررسی قرار گرفت. خطای نقطه به نقطه ولتاژ اندازه‌گیری شده نسبت به ولتاژ مرجع محاسبه شد و میانگین خطای اندازه‌گیری ولتاژ به میزان قابل قبول مطابق با کلاس دقت استاندارد برابر با ۱/۳درصد به دست آمد.

مرجع‌ها

[1] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, L. Duvillaret, M. Ruaro,"Two electricfield components measurement using a 2-port pigtailed electro-optic sensor," Appl. Phys. Lett., vol. 99, p. 141102:1–141102:3, 2011.

[2] "properties of Lithium Niobate," EMIS Data Reviews Series No. 5, 1989.

[۳] مرتضی مظفری، حسام امیری "طراحی و ساخت دستگاه ترانسفورماتور نوری اندازه‌گیری ولتاژ و جریان ترکیبی (OVCT) برای پست‌های انتقال ۱۳۲ کیلوولت"، پژوهشگاه نیرو، تهران، ایران، ۱۳۹۲.

[۴] حسام امیری، فرهاد متین‌فر، مریم امیرآبادی فراهانی " طراحی و پیاده‌سازی تبادل داده موازی ۸ بیتی جهت ارتباط درون سیستمی بین پردازنده‌ها برای مدارهای Embedded"، سی و یکمین کنفرانس بین المللی برق، تهران، ایران، ۱۳۹۵.

[5] J. Niewisch, P. Menle, P. Krammer, T. Bosselmam, "Temperature Drift Compensation of a Potential Transformer using a BSO Pockels Cell," Optical Fiber Sensors, pp. 152-155, 1996.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی خواص الکترو اپتیکی نانوکامپوزیت زمینه پلیمری بر پایه پلی متیل متاکریلات

مژگان باغشاهی[1]، محمود برهانی زرندی[2]، حجت امراللهی بیوکی [3]
[1]یزد، دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک، m.baghshahi2@gmail.com
[2]یزد، دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک mborhani@yazd.ac.ir
[3]تهران، دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده فیزیک ambuki@gmail.com

چکیده –در این مقاله نانوکامپوزیت سه جزئی پلی متیل متاکریلات-پلی آنیلین-سولفید قلع به روش پلیمریزاسیون شیمیایی تهیه شد و هدف از این پژوهش بهینه کردن نانوکامپوزیت خالص پلی متیل متاکریلات به منظور استفاده در سیستم های فتوولتائیک است. پارامترهای الکترو اپتیکی و همچنین ساختار و مورفولوژی نانوکاکپوزیت های سنتز شده با تکنیک های میکروسکوپ الکترونی روبشی(SEM) ، پراش پرتو ایکس ((XRD و همچنین طیف سنجی ناحیه مرئی(UV-Vis) اندازه گیری شد.

کلید واژه- نانوکامپوزیت، پلی آنیلین، پلی متیل متاکریلات، سولفید قلع ، پراش پرتو ایکس(XRD)، میکروسکوپ الکترونی روبشی(SEM)، طیف سنجی ناحیه مرئی(UV-Vis)

.

Electro-optical properties of polymer field nanocomposite based Polymethyl Methacrylate

Mozhgan baghshahi [1], Mahmood borhani zarandi [2], hojjat amrollahi bioki [3]

[1] Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, m.baghshahi2@gmail.com
[2] Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, mborhani@yazd.ac.ir
[3] Department of Physics, tarbiat modarres University, Tehran, Iran, ambuki@gmail.com

Abstract- In this paper nanocomposite of polymethyl methacrylate-polyaniline-Tin sulphide was synthesized by chemical routes and goal of this research is Optimize pure nanocomposite of polymethyl methacrylate in order to use in Photovoltaic systems. Electro-optical, structure and morphology characteristics of nanocomposites were identified by scanning electron microscope (SEM), X-Ray diffraction (XRD) and Spectroscopy of the visible area (UV-Vis).

Keyword: nanocomposite, polyaniline, polymethyl methacrylate, Tin sulphide, XRD, SEM, UV-Vis

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

فتوولتائیک از ترکیب دو کلمهPhotos به معنای نور و Volt به معنی الکتریسیته تشکیل شده است که کلمه دوم از نام الکساندر ولتا که از پیشگامان مطالعه الکتریسیته است، گرفته شده است. تبدیل انرژی خورشیدی به الکتریسیته به دو صورت امکان‌پذیر است؛ تولید برق به طور مستقیم و غیر مستقیم. روشهای غیر مستقیم به تجهیزات و ابزارهای پر هزینه نیازمند است؛ ولی سلولهای خورشیدی با اثر فتوولتائیک به روش مستقیم انرژی خورشیدی را به الکتریسیته تبدیل میکند؛ که انواع مختلفی دارند و مهمترین آن ها سلول های خورشیدی پروسکایتی هستند که برای بهینه کردن آن ها روش های متفاوتی است و پیشنهاد ما برای بهینه کردن آن استفاده از نانوکامپوزیت های چند جزئی می باشد که در ادامه به بررسی آن می پردازیم.

پلیمرهای نیمه هادی و یا شبه فلز به دلیل خواص الکتریکی و نوری منحصر به فرد خود مثل سبک بودن، انعطاف پذیری، روش سنتز و فراوری ارزان و آسان مورد توجه بسیاری قرار گرفته اند [۱]. پلی آنیلین از مهمترین پلیمرهای فعال الکتریکی است که دارای کاربردهای مختلفی نظیر استفاده در ساخت محرک ها، حسگرها، باتری های قابل شارژ است. خصوصیات الکتریکی، الکتروشیمیایی و نوری پلی آنیلین آن را به ماده ای جذاب برای کاربرد در صنایع الکترونیکی، پوشش های ضد الکتریسیته ساکن، پوشش های ضد خوردگی تبدیل کرده است [۲].

پلی (متیل متاکریلات) یکی از سخت‌ترین و محکم‌ترین پلیمرها با شفافیتی بالاتر از شیشه و سطحی صیقلی، براق و مقاوم در برابر عوامل جوی است. صفحات پلی متیل متاکریلات مقاومت قابل توجهی در برابر عوامل جوی و پرتو نور خورشید دارند.

سولفید قلع ماده نارسانای نوع p می باشد که دارای پهنای باند بین ۱ تا ۱/۵ الکترون ولت است. همچنین از مشخصات الکتریکی و اپتیکی خوبی برخوردار است. گاف انرژی سولفید قلع بین ۲ تا ۲/۵ الکترون ولت است و دارای هدایت گرمایی بالایی است [۳].

کامپوزیت های پلیمری معمولا مخلوطی فیزیکی از یک پلیمر نارسانا و مواد رسانا مانند فلز یا پودر کربن می باشد که می توان با دو روش درجا و خارج از محل به دست آورد. در روش درجا، ذرات فلزی در داخل بستر پلیمری از طریق تجزیه یا احیاء شیمیایی پیش ماده فلزی محلول در پلیمر، تولید می شود. در روش خارج از محل، نانوذرات ابتدا به وسیله ی روش های شیمیایی تولید و سپس در بسترهای پلیمری پخش می شوند. تکنیک های خارج از محل برای سنتز نانوکامپوزیت های فلز-پلیمر اغلب به واسطه کیفیت نوری بالا که در محصول نهایی قابل حصول است، ترجیح داده می شود.

در این مطالعه نانوذرات پلی آنلین و سولفید قلع به روش احیاء شیمیایی تهیه می شوند و سپس به صورت خارج از محل در بستر پلی متیل متاکریلات قرار میگیرند و برخی از مشخصه های ساختاری، الکتریکی و اپتیکی نانوکامپوزیت پلی متیل متاکریلات-پلی آنیلین-سولفید مانند مورفولوژی سطح، اندازه نانو ذرات، رسانندگی الکتریکی و گاف انرژی آن اندازه گیری می شود و با پلی متیل متاکریلات مقایسه می گردد.

۲- روش تجربی

۲-۱- تهیه پلی آنیلین

پلی آنیلین در مقیاس نانو با اکسیداسیون آنیلین در اسید کلریدریک و با استفاده از آغازگر آمونیوم پرسولفات سنتز می شود. نمک آنیلین با افزایش ۴ میلی لیتر، آنیلین در ۳۰ میلی لیتر اسید کلریدریک (M۱) تهیه میشود، محلول اکسنده با حل کردن ۵ گرم آمونیوم پرسولفات(APS) در ۵۰ میلی لیتر آب مقطر تهیه می شود، محلول APS به صورت قطره قطره در مدت ۳۰ دقیقه به محلول نمک اضافه میشود، مخلوط به دست آمده به مدت۲ ساعت در دمای ۰-۴ درجه سانتیگراد به هم زده می شود تا پلیمریزاسیون به طور کامل انجام شود، بعد از۲ ساعت پودر سبزرنگی حاصل می شود که توسط آب مقطر و اتانول برروی کاغذ صافی شستشو داده می شود و در دمای ۶۰ درجه سانتیگراد به مدت ۲۴ ساعت خشک می شود.

۲-۲- تهیه سولفید قلع

ابتدا در ظرفی ۱ گرم Na2S را در ۲۰ میلی مول آب مقطر حل می کنیم، و در ظرفی دیگر ۱ گرم ۲SnCl را در ۲۰ میلی مول آب مقطر حل کرده و محلول اول را به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

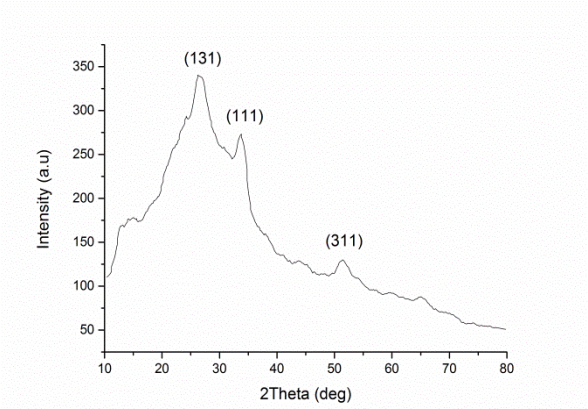
آرامی به محلول دوم اضافه می کنیم و سپس در داخل کوره پخت می دهیم.

۲-۳- تهیه نانوکامپوزیت

برای تهیه نانوکامپوزیت ابتدا ۳۰ میلی گرم پلی آنیلین و ۳۰ میلی گرم سولفید قلع را با ۴۰ میلی گرم پلی متیل متاکریلات مخلوط کرده و در ۶ سی سی دی کلروبنزن می کنیم. سپس محلول حاصل را به مدت ۲۴ ساعت بر روی همزن قرار میدهیم و بعد از آن به روش قطره ای روی لام ریخته و به مدت ۲۰ دقیقه درون آون قرار میدهیم تا خشک شود.

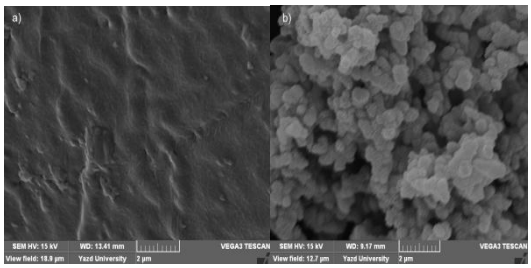
۳-بحث و نتایج

الگوی پراش اشعه ایکس نانوکامپوزیت پلی متیل متاکریلات-پلی آنیلین-سولفید قلع سنتز شده در شکل (۱) نشان داده شده که دارای ۳ قله در $2\theta = 26, 33, 51$ است که به ترتیب مربوط به مشخصه های میلر (۱۳۱)، (۱۱۱) و (۳۱۱) می باشد و همچنین با مقایسه نمودار پراش هر یک از مواد به صورت خالص در مقالات مختلف در می یابیم که پیک ^{0}۲۶ مربوط به حضور نانوذرات پلی آنیلین ، پیک ^{0}۳۳ مربوط به حضور نانوذرات پلی میتل متاکریلات و همچنین پیک ^{0}۵۱ مربوط به حضور نانو ذرات سولفید قلع می باشد [۴].



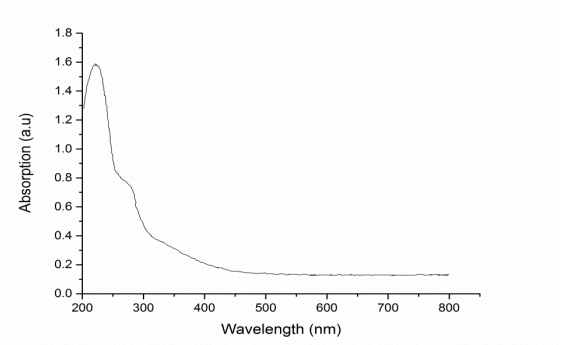
شکل ۱) نمودار پراش اشعه ایکس نانو کامپوزیت پلی متیل متاکریلات-پلی آنیلین-سولفیدقلع

تصویر میکروسکوپ الکترونی نانوکامپوزیت تهیه شده در شکل (۲) آورده شده است. همانطور که مشاهده می شود نانو کامپوزیت پلی متیل متاکریلات-پلی آنیلین-سولفید قلع برخلاف پلی متیل متاکریلات خالص دارای سطح بلوری، یکنواخت تر، در هم تنیده تری است که این ویژگی باعث می شود که نانوکامپوزیت تهیه شده گاف انرژی کوتاه و مفیدی را داشته باشد.



شکل ۲) تصویر SEM a) پلی متیل متاکریلات خالص و b) نانو کامپوزیت پلی متیل متاکریلات-پلی آنیلین-سولفیدقلع

در شکل (۳) طیف UV-Vis نانوکامپوزیت را نشان میدهد که به صورت محلول بوده است. همانطور که در شکل مشاهده می کنید یک باند جذبی در ۲۳۰ nm و باند جذبی دیگر در طول موج ۲۷۰ nm وجود دارد. جذب طول موج کوتاهتر به انتقالات π-π* حلقه بنزنوئیدی و جذب طول موج بالاتر به انتقال از بالاترین اوربیتال مولکولی اشغال شده بنزنوئیدی (HOMO) به پایین ترین اوربیتال مولکولی اشغال نشده حلقه کینوئیدی (LUMO) نسبت داده می شود. بنابراین حضور دو پیک به وجود دو حلقه نامعادل در زنجیر پلیمری نسبت داده می شود. باند جذبی موجود در طول موج ۲۳۰nm حتی بعد از افزودن نانوذرات پلی آنیلین و سولفید قلع به پلی متیل متاکریلات باقی میماند. بنابراین این باند جذبی باید از انتقالات حلقه بنزنوئیدی ایجاد شده باشد [۵].



شکل ۳) نمودار UV-Vis نانو کامپوزیت پلی متیل متاکریلات-پلی آنیلین-سولفیدقلع

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۴-نتیجه گیری

نانوکامپوزیت پلی متیل متاکریلات -پلی آنیلین-سولفید قلع به نسبت وزنی ۵٪ نانوذرات پلی آنیلین و سولفید قلع به روش سنتز خارج از محل در ماتریس پلیمری تهیه شد. پراش اشعه X نشان داد نانوکامپوزیت پلی متیل متاکریلات-پلی آنیلین-سولفید قلع بلوری شده است. با استفاده از میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) شکل کروی و توزیع یکنواخت نانوذرات پلی آنیلین و سولفید قلع را تأیید می کند که بیانگر یک ساختار درهم تنیده و بهینه ای می باشد. با توجه به نمودار جذب UV-Vis نشان دادیم که جذب نانوکامپوزیت نسبت به پلی متیل متاکریلات خالص کاهش پیدا کرده است و این کاهش ضریب جذب خود باعث کاهش گاف انرژی و عملکرد بهتر نانوکامپوزیت می شود. از اینرو ما می توانیم این نانوکامپوزیت را به عنوان یکی از روش های بهینه کردن سلول های خورشیدی پروسکایتی پیشنهاد دهیم.

۵-منابع

[1] A. Abdelrahman, W. Yunus, A. Arof, Journal of non-crystalline solids 358 (2012) 1447-1451.
[2] J. Liu, Y. Zhong, J.W. Lam, P. Lu, Y. Hong, Y. Yu, Y. Yue, M. Faisal, H.H. Sung, I.D. Williams, Macromolecules 43 (2010) 4921-4936.
[3] S.-A. Lee, K.-W. Park, J.-H. Choi, B.-K. Kwon, Y.-E. Sung, Journal of the Electrochemical Society 149 (2002) A1299-A1304.
[4] S.M. Reda, S.M. Al-Ghannam, Advances in materials Physics and Chemistry 2 (2012) 75.
[5] A.M. Meftah, E. Saion, M.M.A. Moksin, H. Zainuddin, Solid State Science and Technology 17 (2009) 167-174.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بهبود انتقال در سوئیچ نوری مبتنی بر موجبر پلاسمونیک

مهسا ملایی برجهری، مریم پورمحی آبادی

آزمایشگاه الکترونیک نوری، دانشکده فنی- بخش مهندسی برق، دانشگاه شهید باهنر کرمان

Mahsa_molaee71@eng.uk.ac.ir, Pourmahyabadi@uk.ac.ir

چکیده – در این مقاله، طرح یک سوئیچ پلاسمونیکی مبتنی بر موجبر پلاسمونیک MIM[1] که با یک تشدیدگر از مجاور تزویج شده و پروفایل فانو را کنترل می‌کند، ارائه شده است. ساختار پیشنهادی با روش FDTD[2] شبیه سازی و تحلیل شده است. نتایج نشان می‌دهد در حالت عدم وجود سد (نوار نقره در موجبر)، یک عمق در طول‌موج λ=۱۱۰۰nm در طیف انتقال ایجاد می‌شود، درحالی‌که، در صورت وجود سد به دلیل اندرکنش بین سد و تشدیدگر، طیف انتقال ساختار، یک پروفایل فانوی تیز از خود نشان می‌دهد و این امر عملکرد سوئیچینگ ساختار را تأیید می‌کند. این پروفایل تیز ایجاد شده می‌تواند با تغییر پارامترهای ساختار کنترل شود. این ساختار، پتانسیل کاربرد به‌عنوان نانوسنسور، ادوات نور کند و... در مدارات نوری مجتمع شده را داراست.

کلیدواژه- پروفایل فانو، سد، سوئیچینگ پلاسمونیک، طیف انتقال

Improvement of Transmission in the Optical Switch based on Plasmonic Waveguide

Mahsa Molaee Barjahri, Maryam Purmahyabadi

Optoelectronic Laboratory, Electrical Engineering Department, Shahid Bahonar University

Mahsa.molaee71@eng.uk.ac.ir, Pourmahyabadi@uk.ac.ir

Abstract- In this paper, a plasmonic switch based on MIM waveguide coupled with a resonator is presented that has switching function and controls the Fano profile. The proposed structure is simulated and analyzed using the FDTD method. The results revealed that in the absence of a baffle (the silver band in the waveguide), the transmission spectrum shows a depth at the wavelength of 1100nm, while in the presence of the baffle, due to the interaction between the baffle and the resonator, the structure transmission spectrum shows a sharp Fano profile, which confirms the switching function of this structure. This sharply created profile can be controlled by changing the structure parameters. This structure has the potential for application as a nanosensor, slow-light devices, etc. in integrated optical circuits.

Keywords: Baffle, Fano profile, Plasmonic Switching, Transmission Spectrum

---

[1] Metal- Insulator-Metal

[2] Finite Difference Time Domain

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

ادوات نوری نسبت به ادوات الکترونیکی پهنای باند عملیاتی بهتری دارند[۱]، اما محدودیت پراش نور یک چالش مهم برای کوچک‌سازی و مجتمع‌سازی مدارات نوری محسوب می‌شود. در دهه اخیر، ادوات پلاسمونیک توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند، زیرا آن‌ها توانایی هدایت نور در خارج از محدوده پراش نور را دارند و درنتیجه می‌توانند کاندیداهای مناسبی برای تحقق مدارات مجتمع نوری در مقیاس نانومتر باشند[۲]. در سال‌های اخیر ادوات پلاسمونیک متعددی مانند: فیلترها، موجبرهای u-شکل، سوئیچ‌های نوری، مقسم‌ها، تزویج‌گرها، تداخل‌سنج-های ماخ‌زنر و بازتابنده‌های براگ، با استفاده از ساختار موجبرهای MIM طراحی و ساخته شده‌اند. در این روند، طرح‌های مختلفی برای سوئیچ‌های پلاسمونیک ارائه‌شده است، زیرا دارای مساحت-های کم، پهنای باند بزرگ و توان مصرفی کم هستند.

در اینجا به برخی مفاهیم علم پلاسمونیک اشاره می‌کنیم. پلاریتون‌های پلاسمون سطحی (SPP ها)،امواج الکترومغناطیسی هستند که در سطوح مشترک فلز-دی‌الکتریک منتشر می‌شوند و قابلیت هدایت و کنترل نور توسط نانوساختارهای فلزی در مقیاس‌های زیر طول‌موج را از خود نشان داده‌اند[۳].

تشدید فانو به‌عنوان اثر تداخلی بین یک حالت محلی و یک باند پیوسته در سیستم‌های کوانتومی یا کلاسیک در نظر گرفته می-شود[۴]. تشدید فانو یک پروفایل خطی تیز و نامتقارن را نشان می‌دهد و این پدیده به‌طور گسترده در سیستم‌های فیزیکی متعدد مانند حلقه‌ها، کریستال‌های فوتونیک و موجبرهای MIM بررسی و تحلیل‌شده است. ترکیب تشدید فانو با ساختارهای پلاسمونیک، امکان دستیابی به اجزای نوری فوق فشرده برای استفاده در مدارات مجتمع نوری را فراهم می‌سازد.

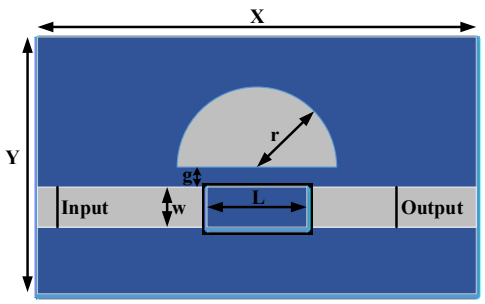
در این مقاله، طرح جدیدی برای یک سوئیچ پلاسمونیک با استفاده از ساختار موجبر MIM و استفاده از مکانیزم تشدید فانو ارائه‌شده است که شامل یک موجبر پلاسمونیک MIM تزویج شده از کنار با یک تشدیدگر نیم دایروی و یک سد نقره است. سپس این ساختار با روش FDTD شبیه‌سازی و آنالیز شده و مشخصه سوئیچینگ این ساختار و همچنین خاصیت تشدید فانو برای این ساختار بررسی و طیف انتقال ساختار برای حالت‌های مختلف به‌دست‌آمده است. همچنین تأثیر تغییر پارامترهای اصلی ازجمله شعاع نیم‌دایره و طول سد نقره بر منحنی انتقال بررسی‌شده است.

ساختار پیشنهادی و نتایج

همان‌طور که در شکل ۱ نشان داده‌شده است، ساختار پیشنهادی شامل یک موجبر پلاسمونیک با عرض w و یک کاواک تشدیدگر نیم‌دایره به شعاع r است. همچنین یک عنصر بازتاب جزئی با قرار دادن یک سد نقره به طول L در داخل موجبر پلاسمونیک MIM ایجادشده است. در این شبیه‌سازی، پارامترهای مشخص‌شده در ساختار به‌صورت زیر تعریف‌شده‌اند: X=1000nm، Y=800nm، w=50nm، r=250nm، g=10nm و L=300nm. جنس موجبر و تشدیدگر هوا بوده ($\varepsilon_d = 1$) و بستر از جنس نقره است که گذردهی آن با مدل درود تعیین‌شده است:

$$\varepsilon_m = \varepsilon_\infty - {\omega_p}^2 \Big/ (\omega^2 + j\omega\gamma) \qquad (1)$$

که در آن، $\varepsilon_\infty = 3.7$ و $\omega_p = 9.1ev$ و $\gamma = 0.018ev$ هستند[۵].



شکل ۱: ساختار پیشنهادی در حضور نوار نقره

موج ورودی از پورت Input می‌تواند به تشدیدگر تزویج شود، در همان زمان موج درون تشدیدگر هم می‌تواند به پورت‌ها انتقال یابد.

بنابراین تابع انتقال سیستم به‌صورت زیر است[۶]:

$$t(\omega) = -jt_B - \frac{\frac{4}{\tau(r_B - jt_B)}}{j(\omega_0 - \omega) + \frac{2}{\tau_a} + \frac{4}{\tau}} \qquad (2)$$

و طیف انتقال به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$T(\omega) = |t(\omega)|^2 = \left| {t_B}^2 + jt_B r_B - \frac{\frac{4}{\tau}}{j(\omega_0 - \omega) + \frac{2}{\tau_a} + \frac{4}{\tau}} \right|^2 \qquad (3)$$

که r_B و t_B به ترتیب ضرایب انعکاس و انتقال وابسته به کاواک هستند و معادله $|r_B|^2 + |t_B|^2 = 1$ را تحقق می‌بخشند، ω_0 رزونانس فرکانسی و $\frac{1}{\tau_a}$ نرخ تلفات ذاتی کاواک است.

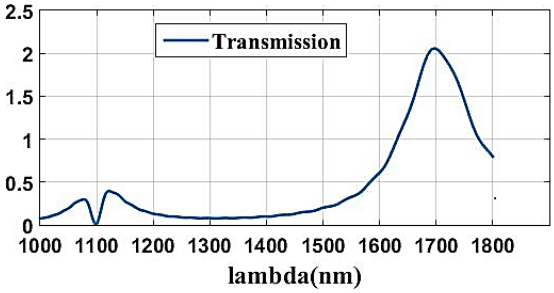
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

وقتی سد PRE[۳] غایب است ($t_B = 1$و$r_B = 0$)، مشاهده می‌شود که طیف انتقال یک پروفایل لورنتس را نشان داده و انتقال مینیمم $T_{min} = \frac{\left(\frac{2}{\tau_a}\right)^2}{\left(\frac{2}{\tau_a}+\frac{4}{\tau}\right)^2}$، وقتی $\omega = \omega_0$ است اتفاق می‌افتد. حضور PRE منجر به آشفتگی اندازه فاز منتقل‌شده از طریق موجبر و بنابراین موجب پدیده تداخل مختلط می‌شود و سیستم پروفایل فانوی خطی شکل از خود نشان می‌دهد.

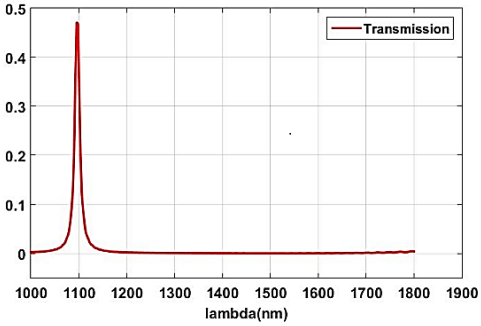
شبیه‌سازی و نتایج

امواج الکترومغناطیسی صفحه‌ای با مود TM[۴] به ساختار MIM اعمال می‌شود که این امواج به موجبر اصلی (BUS) تزویج شده و باعث می‌شود امواج SPP در سطح مشترک فلز-دی‌الکتریک شکل بگیرند.

شکل‌های ۲ و ۳، طیف انتقال ساختار را در حالت‌های حضور و عدم حضور سد برای این ساختار نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل‌های ۲ و ۳ نمایش داده‌شده است، مشاهده می‌کنیم که رفتار در حضور و عدم حضور سد در طول‌موج λ=۱۱۰۰nm ، مانند یک سوئیچ است، زیرا در صورت عدم حضور آن نور را عبور نمی‌دهد ولی در حالت حضور سد، ساختار نور را به‌اندازه ۰/۴۷عبور می‌دهد.

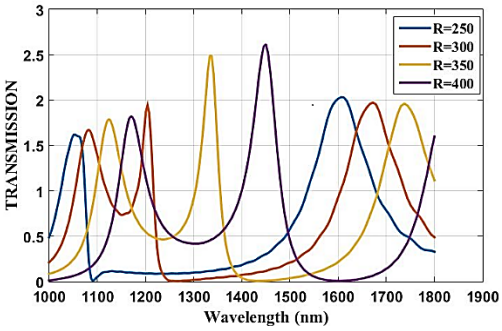


شکل ۲: طیف انتقال ساختار پیشنهادی در حالت عدم حضور نوار نقره



شکل ۳: طیف انتقال ساختار پیشنهادی در حالت حضور نوار نقره

در شکل ۴ تغییر مشخصه انتقال با افزایش شعاع تشدیدگر را برای ساختار، در حالت عدم حضور سد بررسی‌شده است که نشان می‌دهد عمق انتقال ایجادشده به طول‌موج‌های بالاتر شیفت پیداکرده است:



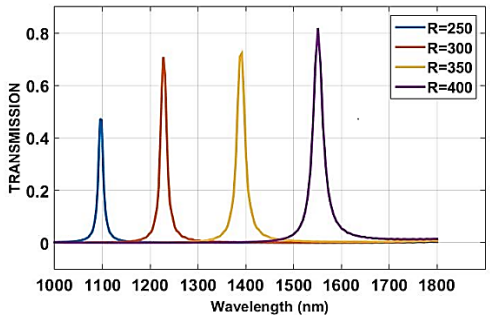
شکل ۴: طیف ساختار پیشنهادی در حالت عدم حضور نوار نقره با تغییر شعاع نیم‌دایره از ۲۵۰ nm تا ۴۰۰nm

در شکل‌های ۵ و ۶ مشخصه انتقال ساختار برحسب طول‌موج، به ترتیب با تغییر پارامتر شعاع تشدیدگر نیم‌دایروی و تغییرات ضریب شکست ماده درون تشدیدگر، نشان داده‌شده است. مشاهده می‌کنیم که با افزایش شعاع، قله انتقال ساختار به سمت طول‌موج‌های بالاتر شیفت می‌یابد و انتقال تا مقدار ۰/۸ افزایش‌یافته است. همچنین با تغییر ضریب شکست، قله انتقال به طول‌موج‌های بالاتر شیفت می‌یابد و مقدار انتقال نیز تا ۰/۸۵ افزایش‌یافته است. در نتیجه ساختار پیشنهادی نسبت به ساختار مشابه قبلی[۶]، که دارای حداکثر انتقال ۰/۷ است، به‌اندازه ۲۱/۴۳ درصد در طیف انتقال بهبود ایجاد کرده است.

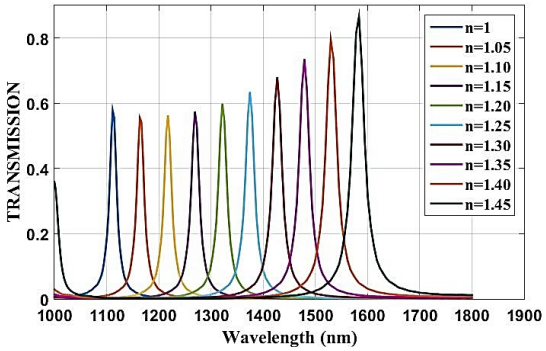
[۳] Partially Reflecting Element

[۴] Transverse magnetic mode

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

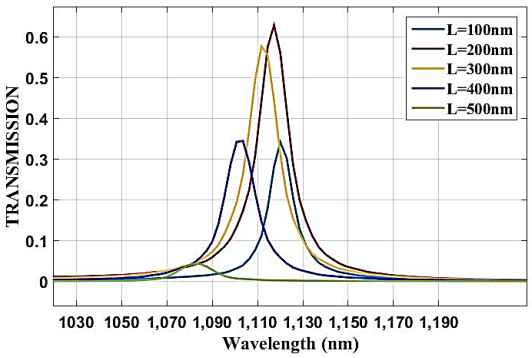


شکل ۵: طیف انتقال ساختار پیشنهادی در حضور نوار نقره با تغییر شعاع نیم‌دایره از ۲۵۰ nm تا ۴۰۰nm



شکل ۶: طیف انتقال ساختار پیشنهادی در حضور نوار نقره با تغییر ضریب شکست ماده درون نیم‌دایره از ۱ تا ۱/۴۵

شکل ۷ منحنی انتقال ساختار با تغییر پارامتر L(طول سد) برای حالتی که بقیه پارامترها به‌صورت w=50nm، r=250nm و g=10nm تنظیم‌شده‌اند را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود، با افزایش طول سد طیف انتقال به طول‌موج‌های پایین‌تر شیفت پیدا می‌کند. همچنین با افزایش L میزان انتقال نیز کاهش‌یافته است و بهترین مقدار انتقال در L=200nm مشاهده می‌شود که برابر ۰/۶ است.



شکل ۷: طیف انتقال ساختار پیشنهادی با تغییر طول نوار نقره از ۱۰۰nm تا ۵۰۰nm

نتیجه‌گیری:

در این مقاله، ساختار سوئیچ پلاسمونیک شامل یک موجبر پلاسمونیک MIM و یک تشدیدگر نیم دایروی تزویج شده از کنار به همراه یک سد نقره، پیشنهاد شد و طیف انتقال ساختار پیشنهادی بررسی‌شده است. نتایج نشان می‌دهد، با ایجاد سد نقره در ساختار، طیف انتقال در طول‌موج λ=۱۱۰۰nm یک قله تشدید از خود نشان می‌دهد، پس مانند یک سوئیچ عمل می‌کند. همچنین، با افزایش شعاع نیم‌دایره و افزایش ضریب شکست محیط درون تشدیدگر طیف انتقال ساختار به طول‌موج‌های بالاتر شیفت پیدا می‌کند و میزان انتقال افزایش می‌یابد. با افزایش طول سد نقره، قله انتقال به طول‌موج‌های پایین‌تر شیفت پیداکرده و میزان انتقال کاهش می‌یابد. در نتیجه، این ساختار، قله تشدید را به اندازه ۲۱/۴۳٪ نسبت به ساختارهای مشابه قبلی بهبود داده است.

مراجع

[1] Zhu, Jia-Hu, et al. "Plasmonic optical switches based on Mach-Zender interferometer." *Physics of Plasmas* 18.7 (2011): 072112.

[2] Paul, Sushmita, and Mina Ray. "Simultaneous switching at multiple wavelengths using plasmon induced transparency and fano resonance." *IEEE Photonics Technology Letters* 29.9 (2017): 739-742.

[3] Mei, Xian, Xu Guang Huang, and Tao Jin. "A sub-wavelength electro-optic switch based on plasmonic T-shaped waveguide." *Plasmonics* 6.4 (2011): 613-618.

[4] Luk'yanchuk, Boris, et al. "The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials." *Nature materials* 9.9 (2010): 707.

[5] Chen, Zhao, and Li Yu. "Multiple Fano resonances based on different waveguide modes in a symmetry breaking plasmonic system." *IEEE Photonics Journal* 6.6 (2014): 1-8.

[6] Chen, Zhao, et al. "Multiple Fano resonances control in MIM side-coupled cavities systems." *IEEE Photonics J* 7.3 (2015): 1-10

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی جذب کننده باند باریک به عنوان حسگر گاز پلاسمونیک

فاطمه سالاری، مریم پورمحی آبادی

آزمایشگاه الکترونیک نوری، دانشکده فنی- بخش برق، دانشگاه شهید باهنر کرمان

Fatemesalary71@gmail.com, Pourmahyabadi@uk.ac.ir

چکیده – در این مقاله، یک جذب‌کننده باند باریک پلاسمونیک براساس ساختار متناوب فلز-دی‌الکتریک-فلز-دی‌الکتریک-فلز دو بعدی پیشنهاد و تحلیل عددی شده است. ساختار این قطعه، شامل آرایه‌ای از نانو نوارهای آلومینیوم و یک فیلم نازک آلومینیوم است که توسط یک لایه دی الکتریک جدا شده اند. این جذب کننده در ناحیه مادون قرمز نزدیک عمل کرده و می تواند به عنوان یک حسگر ضریب شکست پلاسمونیک استفاده شود. نتایج نشان می‌دهد که این ساختار دارای حساسیت بالا به اندازه ۲۳۰۰nm/RIU و همچنین پهنای باند جذب باریک ۲۰nm با بیشینه جذب بیش از ۸۶٪ در تابش عمودی است. همچنین عدد شایستگی حسگر پیشنهادی به $115\ RIU^{-1}$ می‌رسد و بیشینه جذب بهینه نیز می‌تواند با تنظیم پارامترهای هندسی ساختار بدست آید.

کلید واژه- جذب کننده پلاسمونیک، ساختار فراماده، حسگر گاز، ضریب شکست

Design of Narrow band absorber as a plasmonic gas sensor

Fateme Salari, Maryam Pourmahyabadi

Optoelectronic Laboratory,Faculty Of Electrical Engineering, Shahid Bahonar University of kerman,

Fatemesalary71@gmail.com, Pourmahyabadi@uk.ac.ir

Abstract- In this paper, a narrowband plasmonic absorber based on a metal-dielectric-metal-dielectric-metal periodic structure is proposed and numerically investigated, which consists of aluminium nanobar periodic array on a thin aluminium film separated by a dielectric layer. The absorber works at near-infrared region and can be operated as a refractive index sensor with a high sensitivity of around 2300 nm/RIU, a narrow absorption bandwidth (FWHM) of 20nm and the absorption peak of 86 % at normal incidence. Thus, the FOM of the proposed plasmonic sensor can be reached $115RIU^{-1}$. By adjusting the structure parameters, the optimized absorption peak can be achieved.

Keywords: Gas sensor, Metamaterial structure, Plasmonic absorber, Refractive index

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در سال‌های اخیر، فرامواد پلاسمونیکی به دلیل کاربردهای بالقوه خود در تشخیص با حساسیت بالا توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند. با توجه به خواص عالی تشدید پلاسمون سطحی موضعی در محدود کردن نور در نانو شکاف ها و تبدیل آن به انرژی حرارتی، فرامواد فلزی دارای یک مزیت عالی برای طراحی جذب‌کننده‌ها هستند. افزایش جذب موج الکترومغناطیسی برای یک جذب کننده فراماده بسیار مطلوب است، در حالیکه تلفات نوری ذاتی فلزات در طراحی قطعه باید مورد توجه قرار گیرد. هنگامی که ساختار فراماده پلاسمونیک توسط گاز احاطه می‌شود، به علت تغییر ضریب شکست محیط یک تغییر طیفی در طول موج تشدید رخ می‌دهد. بنابراین جذب کننده های باند باریک به دلیل داشتن باند باریکتر جهت بهبود عملکرد سنجش اغلب به عنوان حسگر استفاده می‌شوند[۱]. برخلاف طلا و نقره، آلومینیوم دارای خواصی است که تشدیدهای پلاسمون قوی در بخش های زیادی از طیف مرئی تا فرابنفش را فراهم می کند. این واکنش گسترده همراه با فراوانی طبیعی، هزینه کم و سازگاری با فرآیندهای ساخت، موجب شده تا از آلومینیوم بعنوان یک ماده پلاسمونیک کم هزینه با خواص و کاربردهای بالقوه شبیه به فلزات سکه ای استفاده شود و آن را یک ماده بسیار امیدوار کننده برای کاربردهای تجاری سازد[۲].

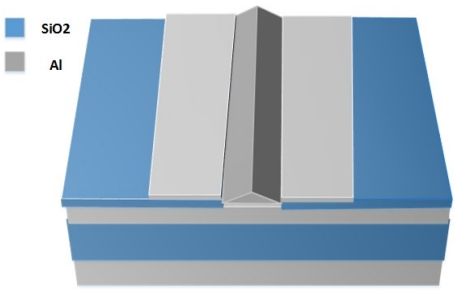
طرح پیشنهادی

در این مقاله طرح یک حسگر گاز پیشنهاد شده که دارای حساسیت طول موج بالا و پهنای باند جذب باریک است. ساختار پیشنهادی این جذب کننده بر اساس ساختار متناوب فلز-دی‌الکتریک-فلز-دی الکتریک-فلز[1] دوبعدی است که شامل آرایه نانو نوار های آلومینیوم و یک لایه نازک آلومینیوم است که توسط یک لایه دی‌الکتریک دی‌اکسیدسیلیکون از یکدیگر جدا شده‌اند. یک نانو نوار مثلثی آلومینیوم نیز بین دو نانونوار مستطیلی آلومینیوم قرار گرفته است. شکل ۱- الف ساختار فراماده طراحی شده را نشان می‌دهد. برش عرضی ساختار در شکل ۱- ب نشان داده شده است.

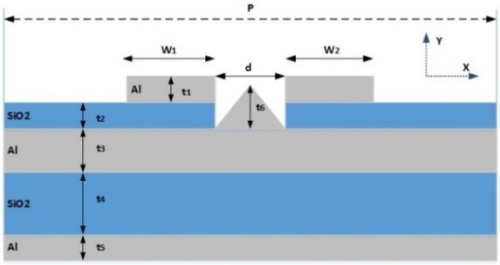
پارامترهای هندسی بهینه‌شده حسگر به شرح زیر تنظیم شده‌اند: شکاف d بین دو نانو نوار آلومینیوم در یک سلول واحد d=۲۰nm است و دیگر پارامترهای ساختار شامل عرض نانو نوارها $w_1=w_2=360nm$، $t_1=20nm$، $t_2=10nm$، $t_3=25nm$، $t_4=170nm$، $t_5=100nm$، $t_6=30nm$ و p=۲۴۰۰nm است.

نتایج شبیه سازی

جهت بررسی عملکرد ساختار پیشنهادی، از روش تفاضل محدود در حوزه زمان[2] دو بعدی جهت شبیه سازی استفاده شده است. ضرائب شکست در طول‌موج مرکزی برای آلومینیوم n=۳/۲۵ و SiO_2 برابر با n=۱/۴۳ در نظر گرفته شده است.



شکل ۱- الف: سلول واحد ساختار حسگر



شکل ۱- ب: برش عرضی ساختار

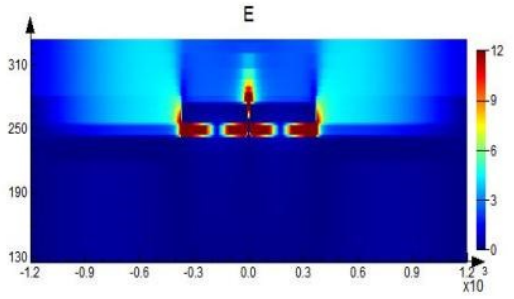
1.Metal-Dielectric-Metal-Dielectric-Metal (MDMDM)

2. Finite Difference Time Domain(FDTD)

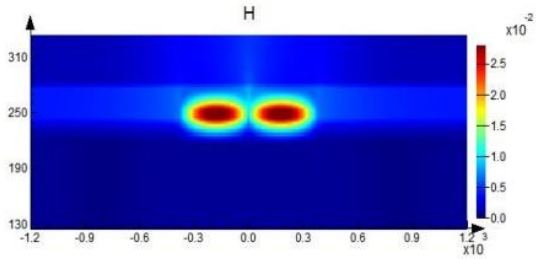
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مشخصه طیف بازتاب و جذب شبیه‌سازی شده ساختار جهت ارزیابی عملکرد حسگر بسیار مهم است. یک موج صفحه ای به صورت عمودی در جهت y– به ساختار می‌تابد. مقادیر بازتاب و انتقال به ترتیب در بالای ساختار و در بستر ساختار اندازه‌گیری شده‌اند. جذب ساختار به صورت $A=1-T-R$ تعریف می‌شود. از شرایط مرزی متناوب در جهت x و لایه تطبیق کامل[3] در جهت y استفاده شده است.

توزیع میدان های الکتریکی و مغناطیسی E و H به ترتیب در شکل های ۲-الف و ۲-ب نشان داده شده است.



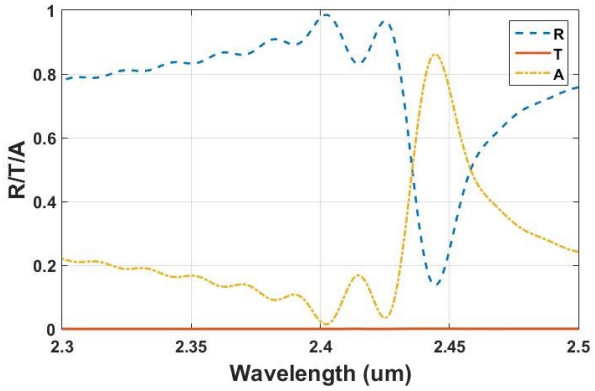
شکل ۲-الف: توزیع میدان الکتریکی



شکل ۲-ب: توزیع میدان مغناطیسی

با توجه به شکل ۲-الف تقریبا تمام میدان الکتریکی به لایه نازک دی الکتریک دی اکسید سیلیکون که بین نانونوارهای آلومینیوم و فیلم آلومینیوم قرار گرفته، محدود شده و شدت آن تقریبا ۱۱ برابر بزرگتر از موج فرودی است که نشان می‌دهد رفتار تزویج در ساختار فراماده می‌تواند منجر به افزایش شدت میدان الکتریکی شود.

طیف جذب و بازتاب ساختار در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۳ طیف جذب و بازتاب ساختار

بیشینه جذب تشدید ساختار با جذب بیش از ۸۶٪ در ۲۴۴۴/۲۸nm با عرض پیک در نصف مقدار بیشینه ۲۰nm رخ داده‌است.

در طراحی حسگرها بطور کلی دو پارامتر حساسیت و عدد شایستگی[4] برای ارزیابی عملکرد آنها استفاده می‌شود که به شکل زیر تعریف می‌شوند:

$$S=\frac{\Delta\lambda}{\Delta n} \qquad (۱)$$

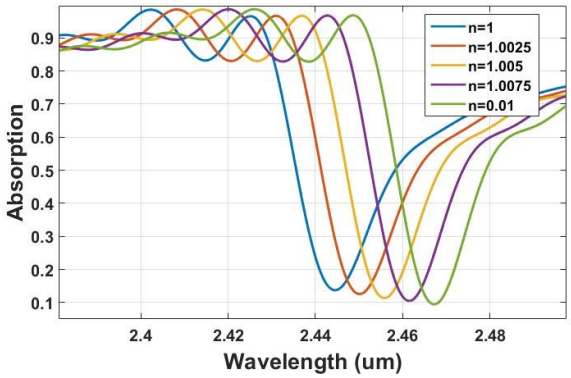
$$FOM=\frac{S}{FWHM} \qquad (۲)$$

جهت به دست آوردن حساسیت حسگر، طیف بازتاب بر حسب تغییرات ضریب شکست محیط بررسی می‌شود. شکل ۴-الف نشان دهنده طیف بازتاب بر حسب تغییرات ضریب شکست به اندازه $۱۰^{-۲}$ و شکل ۴-ب و ۴-ج به ترتیب نشان دهنده طیف بازتاب و طیف جذب بر حسب تغییرات ضریب شکست به اندازه $۱۰^{-۳}$ هستند.

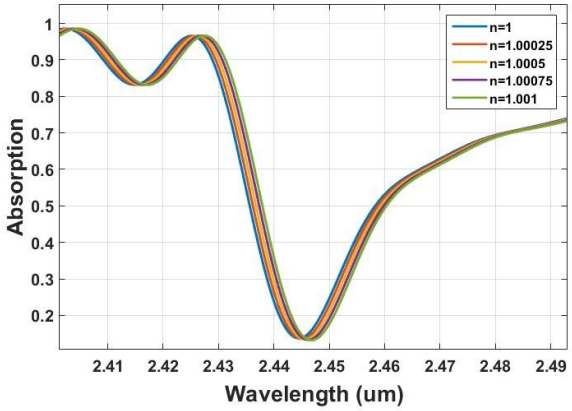
3.perfectly matched layer(PML)

4.Figure Of Merit (FOM)

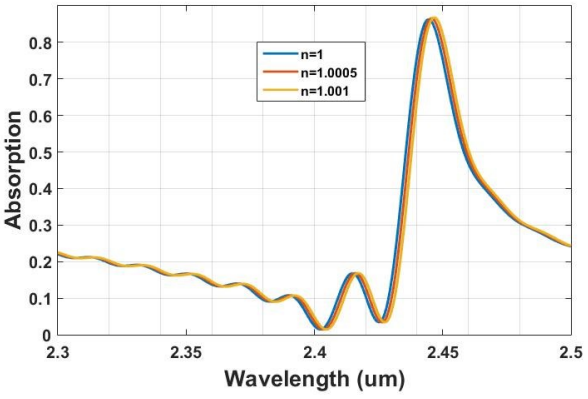
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۴-الف: طیف بازتاب بر حسب تغییرات ضریب شکست به اندازه 10^{-2}



شکل ۴-ب: طیف بازتاب بر حسب تغییرات ضریب شکست به اندازه 10^{-3}



شکل ۴-ج: طیف جذب بر حسب تغییرات ضریب شکست به اندازه 10^{-3}

هنگامی که ضریب شکست به اندازه 10^{-2} تغییر می‌کند، طول موج تشدید از ۲۴۴۴nm به ۲۴۶۶nm جابجا می‌شود و در نتیجه حساسیت حسگر ۲۲۰۰nm/RIU به دست می‌آید، که در مقایسه با حسگر گزارش شده در [۵] دارای حساسیت بسیار بالاتری است. همچنین با تغییر ضریب شکست به اندازه 10^{-3} طول موج تشدید به اندازه ۲/۳nm جابجا شده و حساسیت ۲۳۰۰nm/RIU به دست می‌آید. در نتیجه عدد شایستگی حسگر حدودا RIU^{-1} ۱۱۵ به دست می‌آید، که نسبت به حسگرهای پلاسمونیک گزارش شده در [۳،۴] دارای حساسیت و FOM بالاتری است. با توجه به استفاده از فلز آلومینیوم در ساختار پیشنهادی، این ساختار در مقایسه با ساختار ذکر شده در [۱] دارای مزیت هزینه ساخت بسیار پایین می‌باشد که درنتیجه بسیار امیدوارکننده برای کاربردهای تجاری است.

نتیجه گیری

در این مقاله یک جذب کننده باند باریک مبتنی بر ساختار MDMDM با عملکردی در طیف مادون قرمز نزدیک طراحی شده است. نتایج نشان می‌دهد این جذب کننده فراماده دارای پهنای باند جذب باریک ۲۰nm با بیشینه جذب بیش از ٪۸۶ در تابش نرمال است. این ساختار پلاسمونیک یک عملکرد سنجش عالی با حساسیت طول موج بالا به اندازه ۲۳۰۰nm/RIU و عدد شایستگی به اندازه RIU^{-1} ۱۱۵ ارائه می‌دهد. با توجه به استفاده از فلز آلومینیوم در ساختار پیشنهادی، این ساختار دارای مزیت هزینه ساخت بسیار پایین می‌باشد که درنتیجه برای کاربردهای تجاری مناسب است.

مرجع ها

[1] WU, Dong, et al. Infrared perfect ultra-narrow band absorber as plasmonic sensor. *Nanoscale research letters*, vol. 11, No. 1. pp. 483, 2016.

[2] KNIGHT, Mark W., et al. Aluminum for plasmonics. *ACS nano*,. vol. 8, No. 1. pp. 834-840, 2013.

[3] Shen, Yang, et al. "Plasmonic gold mushroom arrays with refractive index sensing figures of merit approaching the theoretical limit." *Nature communications*, vol. 4, pp. 2381, 2013.

[4] LIU, Na, et al. Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor. *Nano letters*, vol. 10, No. 7. pp. 2342-2348, 2010.

[5] WU, Dong, et al. Ultra-narrow band perfect absorber and its application as plasmonic sensor in the visible region. *Nanoscale research letters*, vol. 12, No. 1, pp. 427, 2017.

[6] MAIER, Stefan A.; ATWATER, Harry A. Plasmonics: Localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures. *Journal of applied physics*, vol. 98, No. 1. pp. 10, 2005.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت‌های کِر چلانده برانگیخته غیرخطّی

محمّداحسان فرزان[۱]؛ محمّدجواد فقیهی[۱] و غلامرضا هنرآسا[۲]

[۱]گروه فوتونیک، دانشکده علوم و فناوری‌های نوین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته، ماهان، کرمان
[۲]دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده – در این مقاله با استفاده از رهیافت جبری حالت‌های همدوس غیرخطّی، رده جدیدی از حالت‌های تابشی مبتنی بر برانگیختگی حالت‌های کِر چلانده معرفی می‌شود. به‌منظور بررسی ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت به‌دست آمده پارامتر مندل و چلاندگی ارزیابی می‌شوند. نتایج به‌دست آمده نشان می‌دهند افزایش مرتبه برانگیختگی می‌تواند رفتار غیرکلاسیکی سامانه را بهبود بخشد.

کلید واژه- برانگیختگی، پارامتر مندل، چلاندگی، حالت کِر چلانده، حالت همدوس غیرخطّی

Nonclassical properties of nonlinear excited squeezed Kerr states

Mohammad Ehsan Farzan[1], Mohammad Javad Faghihi[1] and Gholamreza Honarasa[2]

[1]Department of Photonics, Faculty of New Science & Technology, Graduate University of Advanced Technology, Mahan, Kerman
[2]Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract- In this paper, by making use of the algebraic treatment to nonlinear coherent states, new classes of radiation states, based on excitation of squeezed Kerr states, are introduced. To examine the nonclassical properties of the states obtained, Mandel parameter as well as squeezing is studied. The numerical results show that increasing the order of excitation is able to enhance the nonclassical behavior of the system.

Keywords: Excitation, Mandel parameter, Squeezing, Squeezed Kerr state, Nonlinear Coherent state

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

امروزه، حالت‌های غیرکلاسیکی میدان تابشی جایگاه خود را در زمینه‌های مختلف پژوهشی مانند رمزنگاری کوانتومی و ارتباطات کوانتومی تثبیت کرده‌اند[۱]. جلوه‌هایی از این حالت‌ها می‌تواند در مطالعه حالت‌های کِر و تعمیم‌های آن نمایان شود [۲]. کیتاگاوا و یاماموتو حالت کِر را به‌عنوان توصیفی از تابش خروجی ناشی از برهم‌کنش حالت‌های همدوس با محیط کِر معرفی کردند [۳]. این حالت‌ها بدون تغییر تابع توزیع فوتون‌های تابشی فرودی، چلانده هستند[۴].

دو رهیافت برای بررسی تغییر آمارهای فوتونی بعد از برهم‌کنش کِر معرفی شده است. در رهیافت اوّل ویلسون گوردون و همکاران با استفاده از تداخل‌سنج ماخ-زندر که در یکی از بازوهای تداخل‌سنج ماده کِر قرار داشت، حالت کِر جابجاشده را معرفی و ویژگی‌های غیرکلاسیکی آن را بررسی کردند [۵]. در رهیافت دوّم که مورد توجّه این پژوهش است، گری وگروب با استفاده برهم‌کنش حالت کِر با یک فرآیند پارامتری دوفوتونی، مانند ترکیب چهارموج یا تبدیل معکوس پارامتری، حالت کِر چلانده را معرفی و ویژگی‌های غیرکلاسیکی آن را بررسی کردند [۶]. در این مقاله، با استفاده از رهیافت حالت‌های همدوس غیرخطّی، حالت‌های کِر چلانده برانگیخته غیرخطّی معرفی می‌شوند و با انتخاب یک تابع غیرخطّی ویژه از شدت فوتون‌ها تأثیر برانگیختگی بر ویژگی‌های غیرکلاسیکی مورد بررسی قرار می‌گیرد.

حالت‌های کِر چلانده برانگیخته غیرخطّی

برهم‌کنش یک میدان کوانتیده تک‌مد با محیط کِر با یک هامیلتونی ناهماهنگ به‌صورت زیر نوشته می‌شود [۶]:

$$\hat{H}=\hbar \qquad \hbar \qquad ^2 \tag{۱}$$

در تصویر برهم‌کنش، عملگر تحول مربوط به انتشار در محیط کِر با رابطه زیر داده می‌شود:

$$\begin{aligned}\hat{U}_K(\gamma)&=exp\left[-i\gamma\left(\hat{a}^{\dagger}\right)^2(\hat{a})^2\right]\\&=exp\left[-i\gamma\hat{n}(\hat{n}-1)\right]\end{aligned} \tag{۲}$$

و $\hat{n}=\hat{a}^{\dagger}\hat{a}$ عملگر تعداد فوتون‌ها است. حالت کِر از تأثیر عملگر یکانی کِر روی حالت همدوس به‌دست می‌آید و برحسب حالت‌های عددی به‌صورت زیر داده می‌شود:

$$|\Psi_k\rangle=e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}}\sum_{m=0}^{\infty}e^{-i\gamma m(m-1)}\frac{\alpha^m}{\sqrt{m!}}|m\rangle \tag{۳}$$

که در آن $\gamma=\chi L/\nu$، L طول ماده کِر، ν سرعت نور در ماده و χ ضریب جفت‌شدگی متناسب با پذیرفتاری مرتبه سوم ماده است. با تعریف عملگر یکانی چلاندگی به‌صورت

$$\hat{S}(z)=\exp\left(\frac{1}{2}z(\hat{a}^{\dagger})^2-\frac{1}{2}z^*(\hat{a})^2\right) \tag{۴}$$

که درآن $z=r\,e^{i\theta}$ و r پارامتر چلاندگی است، حالت کِر چلانده به‌صورت زیر معرفی می‌شود:

$$|\Psi_{SK}\rangle=\hat{S}(z)|\Psi_k\rangle=\sum_{n=0}^{\infty}q_m\hat{S}(z)|n\rangle \tag{۵}$$

در معادله (۵)، $q_m=e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}}\sum_{m=0}^{\infty}e^{-i\gamma m(m-1)}\frac{\alpha^m}{\sqrt{m!}}$ است. با استفاده از رابطه کاملیت حالت‌های عددی داریم:

$$|\Psi_{SK}\rangle=\sum_{n=0}^{\infty}s_n|n\rangle,\qquad s_n=\sum_{m=0}^{\infty}q_mG_{nm} \tag{۶}$$

که در آن $G_{nm}=\langle n|\hat{S}(z)|m\rangle$ عناصر ماتریس چلاندگی هستند. ازاین‌رو برای n و m زوج

$$\begin{aligned}G_{nm}=&\frac{(-1)^{\frac{m}{2}}}{\Gamma\left(\frac{m+2}{2}\right)\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)}\left(\frac{m!n!}{\cosh r}\right)^{\frac{1}{2}}\\&\times\exp\left(i\frac{(n-m)}{2}\theta\right)\left(\frac{\tanh r}{2}\right)^{\left(\frac{n+m}{2}\right)}\\&\times{}_2F_1\left[-\frac{m}{2},-\frac{n}{2},\frac{1}{2};-\frac{1}{\sinh^2 r}\right]\end{aligned} \tag{۷}$$

برای n و m فرد

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$G_{nm}=\frac{(-1)^{\frac{(m-1)}{2}}}{\Gamma\left(\frac{m+1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)}\left(\frac{m!n!}{\cosh^3 r}\right)^{\frac{1}{2}}$$
$$\times\exp\left(i\frac{(n-m)}{2}\theta\right)\left(\frac{\tanh r}{2}\right)^{\left(\frac{n+m}{2}\right)-1} \quad (۸)$$
$$\times{}_2F_1\left[-\frac{(m-1)}{2},-\frac{(n-1)}{2},\frac{3}{2};-\frac{1}{\sinh^2 r}\right]$$

و برای بقیه انتخاب‌ها $G_{nm}=0$ است. باید این حقیقت را مورد توجّه قرار داد که چلاندگی یک فرآیند دوفوتونی است، پس عناصر ماتریس زوج-زوج و فرد-فرد این نقش را ایفا می‌کنند. مطابق با نظریه کوانتومی تابش، برانگیختگی با عملگر آفرینش بیان می‌شود که در رهیافت حالت‌های همدوس غیرخطّی، این فرآیند با عملگر آفرینش تعمیم‌یافته $\hat{A}^{\dagger}=f(\hat{n})\hat{a}^{\dagger}$ داده می‌شود. $f(\hat{n})$ یک تابع غیرخطّی از شدت فوتون‌ها است. اثر متوالی این عملگر بر روی حالت‌های کِر چلانده، به حالت‌های کِر چلانده برانگیخته غیرخطّی ($|\Psi_{NESK}\rangle$) منجر می‌شود:

$$|\Psi_{NESK}\rangle=N\left(\hat{A}^{\dagger}\right)^{p}|\Psi_{SK}\rangle \quad (۹)$$

در این‌جا p مرتبه برانگیختگی و N ضریب بهنجارش این حالت است. بسط این حالت برحسب حالت‌های عددی به‌صورت

$$|\Psi_{NESK}\rangle=N\left(\hat{A}^{\dagger}\right)^{p}\sum_{n=0}^{\infty}s_n|n\rangle$$
$$=N\sum_{n=0}^{\infty}\frac{[f(n+p)]!}{[f(n)]!}\frac{\sqrt{(n+p)!}}{\sqrt{n!}}s_n|n+p\rangle \quad (۱۰)$$

و با ضریب بهنجارش

$$N=\left[\sum_{n=0}^{\infty}\frac{[f(n+p)]!^2}{[f(n)]!^2}\frac{(n+p)!}{n!}|s_n|^2\right]^{-1/2} \quad (۱۱)$$

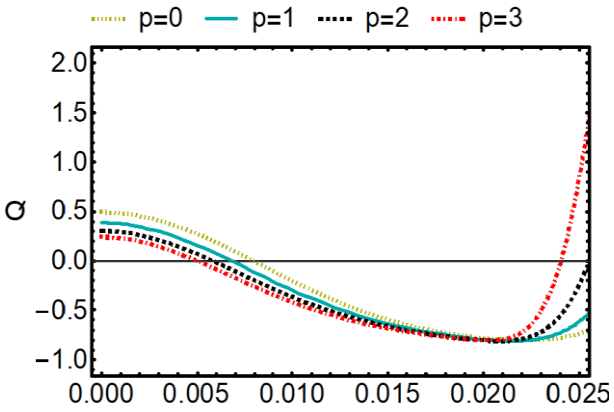
خواهد بود.

بررسی ویژگی‌های غیرکلاسیکی

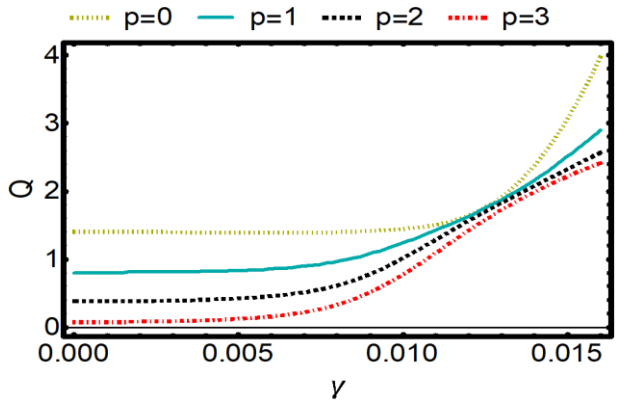
به منظور بررسی ویژگی‌های غیرکلاسیکی، پارامتر مندل و چلاندگی کوادراتورهای میدان مورد تجزیه و تحلیل قرار می‌گیرند. تابع غیرخطّی $f(n)=\sqrt{n}$، برای بررسی ویژگی‌های غیرکلاسیکی برگزیده شده است. طیف فیزیکی متناظر با این تابع در برهم‌کنش یک اتم دوترازی با یک میدان تابشی با جفت‌شدگی وابسته به شدّت مشاهده شده است [۷].

پارامتر مندل

پارامتر مندل به صورت $Q=\left(\langle n^2\rangle-\langle n\rangle^2\right)/\langle n\rangle-1$ تعریف می‌شود. اگر $-1<Q<0$ آمار میدان زیرپواسونی (غیرکلاسیکی)، اگر $Q>0$ آمار فراپواسونی (کلاسیکی) و اگر $Q=0$ آمار پواسونی (همدوس) است.در شکل‌های ۱ و ۲ پارامتر مندل را برحسب γ، برای دو پارامتر چلاندگی مختلف و مرتبه‌های متفاوت برانگیختگی رسم شده‌است.



شکل ۱: پارامتر مندل برحسب γ به‌ازای $r=0.2$ و $\alpha=5$



شکل ۲: پارامتر مندل برحسب γ به‌ازای $r=1$ و $\alpha=5$

با بررسی شکل‌های ۱ و ۲، می‌توان دریافت با افزایش پارامتر چلاندگی آمار فوتون‌های میدان به فراپواسونی نزدیک می‌شود. امّا برانگیختگی غیرخطّی تغییر این حالت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

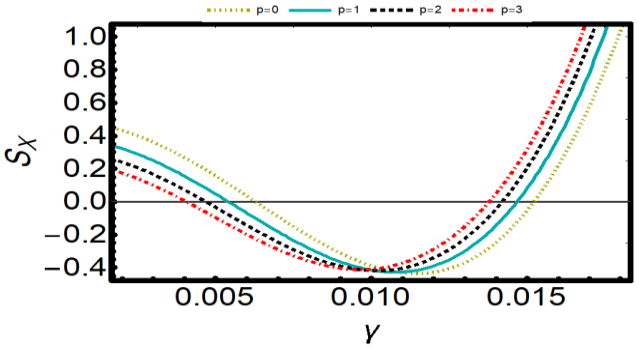
را به زیرپواسونی در پی دارد و در نتیجه رفتار غیرکلاسیکی مشاهده می‌شود.

چلاندگی

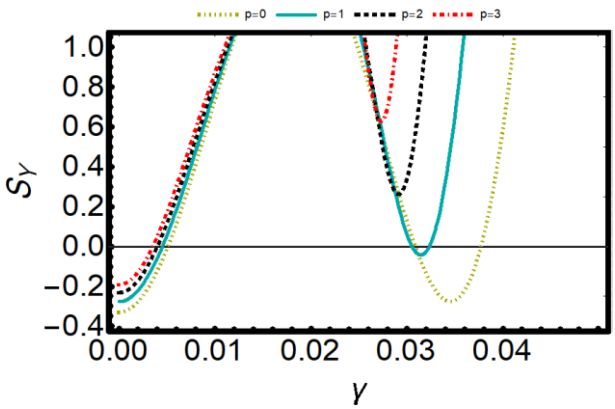
اگر عدم‌قطعیت یکی از کوادراتورهای میدان روی یک حالت کوانتومی کمتر از حالت همدوس (حالت خلأ) باشد آن حالت چلانده است. با انتخاب کوادراتورهای میدان به‌صورت $\hat{x}=\left(\hat{a}+\hat{a}^{\dagger}\right)/2$ و $\hat{y}=\left(\hat{a}-\hat{a}^{\dagger}\right)/2i$، عملگرهای چلاندگی به‌صورت زیر خواهندبود:

$$\begin{aligned} S_x &= 4\left\langle (\Delta x)^2 \right\rangle - 1 \\ &= 2\left\langle \hat{a}^{\dagger}\hat{a} \right\rangle + 2\,\mathrm{Re}\left\langle \hat{a}^2 \right\rangle - 4\left(\mathrm{Re}\left\langle \hat{a} \right\rangle\right)^2 \\ S_y &= 4\left\langle (\Delta y)^2 \right\rangle - 1 \\ &= 2\left\langle \hat{a}^{\dagger}\hat{a} \right\rangle - 2\,\mathrm{Re}\left\langle \hat{a}^2 \right\rangle - 4\left(\mathrm{Im}\left\langle \hat{a} \right\rangle\right)^2 \end{aligned} \qquad (۱۲)$$

اگر $S_x<0$ یا $S_y<0$ باشد، حالت مورد مطالعه چلانده است.



شکل ۳: چلاندگی S_x برحسب γ به‌ازای $r=0.2$ و $\alpha=5$



شکل ۴: چلاندگی S_y برحسب γ به‌ازای $r=0.2$ و $\alpha=5$

درشکل‌های ۳ و ۴ چلاندگی حالت‌های به‌دست آمده برای مرتبه‌های مختلف برانگیختگی (p=۱,۲,۳) مورد بررسی قرار گرفته‌است. نتایج عددی نشان می‌دهند برانگیختگی غیرخطّی باعث افزایش چلاندگی در راستای x می‌شود و رفتار غیرکلاسیکی سامانه بهبود می‌یابد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، پس از معرفی حالت‌های کِر چلانده برانگیخته غیرخطّی، اثر مرتبه‌های مختلف برانگیختگی غیرخطّی بر حالت‌های کِر چلانده بررسی شد. نتایج عدی نشان می‌دهند، با افزایش مرتبه برانگیختگی غیرخطّی، ویژگی‌های غیرکلاسیکی تقویت می‌شوند که نمود بارز آن در پارامتر مندل به‌ازای $r=1$ است. هم‌چنین این اثر باعث افزایش چلاندگی در راستای x می‌شود.

مرجع‌ها

[1] D. Vitali, M. Fortunato, P. Tombesi, “Complete quantum teleportation with a Kerr nonlinearity”, Phys. Rev. Lett., Vol. 85, No. 2, pp. 445–448, 2000.
[2] G. R. Honarasa, M. K. Tavassoly, “Generalized deformed Kerr states and their physical properties”, Phys. Scr., Vol. 86, No. 3, pp. 35401-35410, 2012.
[3] M. Kitagawa, Y. Yamamoto, “Number-phase minimum-uncertainty state with reduced number uncertainty in a Kerr nonlinear interferometer”, Phys. Rev. A, Vol. 34, No. 5, pp. 3974–3988, 1986.
[4] B. Yurke, D. Stoler, “Generating quantum mechanical superpositions of macroscopically distinguishable states via amplitude dispersion”, Phys. Rev. Lett., Vol. 57, No. 1, pp. 13–16, 1986.
[5] A. D. Wilson-Gordon, V. Buzek, P. L. Knight, “Statistical and phase properties of displaced Kerr states”, Phys. Rev. A, Vol. 44, No. 11, pp. 7647–7656, 1991.
[6] C. C. Gerry, R. Grobe, “Statistical properties of squeezed Kerr states”, Phys. Rev. A, Vol. 49, No. 3, pp. 2033–2039, 1994.
[7] J. M. Fink, M. Gopple, M. Baur, R. Bianchetti, A. Blais, A. Wallraff, “Climbing the Jaynes-Cummings ladder and observing its √n nonlinearity in a cavity QED system”, Nature, Vol. 454, No. 7202, pp. 315–318, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ساخت فیبر نوری باریک شده از نوک و پوشش داده شده با طلا جهت بررسی کاربرد آن در تکنیک اپتوژنتیک

اسرا الحسانی[۱] ، سیده فاطمه کوچک زاده [۱]و حسین روح الامینی نژاد[۱]

۱-دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر، کرمان، ایران

Esra.alhassaani@gmail.com

چکیده – در استفاده از تکنیک اپتوژنتیک نوررسانی به طور موضعی و متمرکز به قسمت های مختلف مغز به صورت حداقل تهاجمی بودن(عدم گسترش و آسیب رسانی به بافت)، یک چالش در این تکنیک است. با طراحی و ساخت فیبرهای نوری باریک شده از نوک به روش تراش شیمیایی (نکات حائز اهمیت در نوک‌تیز کردن فیبر نوری به روش شیمیایی، غلظت اسید، دما و فشار می‌باشند) و پوشش دادن آن با طلا می توان نور را به طور متمرکزتر به نقاط خاص مورد نظر به صورت تا حد زیادی غیر تهاجمی ارسال کرد و تشدید پلازمون سطحی می تواند باعث بهبود پتانسیل عمل در سلول عصبی شود. با تزویج نور لیزر به این فیبر نوری، نوررسانی جهت تحریک نقاط مختلف مغز در تکنیک اپتوژنتیک فراهم می شود.

کلید واژه - اپتوژنتیک، فیبر نوری پوشیده شده با طلا و باریک شده از نوک، روش تراش شیمیایی، تشدید پلازمون سطحی

Fabrication of gold coated tapered tip optical fiber for investigation of its application in optogenetics

Esra Alhassaani[1], Seyedeh Fatemeh Koochakzadeh[1] and Hossein Rooholamininejad[1]

1- Faculty of Physics, Shahid Bahonar University, Kerman, Iran

Abstract - Using noninvasive or least invasive neuro stimulation (preventing the tissue damage) in topical and intensive lighting of the different parts of brain is a main challenge in optogenetics. By designing gold coated tapered tip optical fiber using chemical etching (important points about this method in fabrication of tapered tip fiber are: concentration of acid, temperature and pressure), it will be possible to send the light in a more localized manner to the target area. Surface Plasmon resonance can enhance potential reaction of neuron. It will be possible to stimulate different parts of brain by coupling laser light to the optical fiber.

Keywords: Optogenetics, Gold coated tapered tip optical fiber, Chemical etching method, Surface Plasmon resonance

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

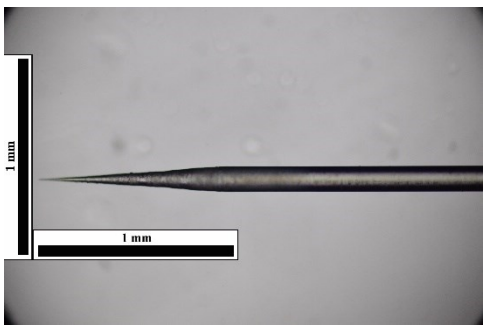
۱- مقدمه

تکنیک اپتوژنتیک ترکیبی از روش های اپتیکی و ژنتیکی است که با تزریق پروتئین های حساس به نور، به دانشمندان اجازه می دهد که با دقتی مثال زدنی فعالیت نورون ها را به صورت انتخابی خاموش یا روشن کنند. با پیشرفت علم عصب شناسی نیاز به کنترل رویدادهای مشخص شده در انواع سلول های معین در زمان های مشخص شده به یک چالش بزرگ در این علم تبدیل شد [۱]. تکنیک اپتوژنتیک با امکان استفاده از روش های اپتیکی و دستکاری های ژنتیکی این چالش را رفع کرد [۳-۲]. اپتوژنتیک با امکان تحریک و ثبت سیگنال های نورون ها، امکان بررسی و مطالعه ی فعالیت نورون ها را فراهم می کند [۵-۳]. در استفاده از این تکنیک از آن جایی که هدف، امکان پذیری تحریک یک نورون مشخص می باشد، نحوه ی ارسال نور به نقاط مختلف مغز جهت تحریک نورون ها از اهمیت زیادی برخوردار است.برای این منظور از فیبرهای نوری باریک شده از نوک و پوشش داده شده با طلا به عنوان ارسال کننده ی نور استفاده می شود [۶]. برای باریک کردن نوک فیبر از روش تراش شیمیایی استفاده شد، سپس فیبر باریک شده با دستگاه پوشش دهنده طلا، با طلا پوشش داده شد و در نهایت با جفت شدن نور لیزر به فیبر نوری باریک و پوشش داده شده و ارسال نور به صورت پالسی می توان تحریک نورون ها را به صورت موضعی در اپتوژنتیک انجام داد [۹- ۲، ۶].

۲- طراحی ساخت

۲-۱ ساخت فیبر نوری باریک شده از نوک به روش تراش شیمیایی (etching)

ابتدا پوشش خارجی فیبر تک مد(SMF) با روزنه عددی NA=0.24 را با استون برداشته وبا کلیور نوک فیبر کاملا تخت برش داده شد. سپس آن را در حلال متشکل از اسید HF (هیدروفلوریک) ٪۴۰ و NH_4F (آمونیوم فلورید) با درجه خلوص بالا و آب دوبار تقطیر شده با نسبت جرمی مناسب دردمای 30° و فشار۶۲,۵ cm-Hg فرو برده شد. پس از یک ساعت سطح حلال پایین رفته و اثری از فیبر در حلال مشاهده نشد وفیبر با نوک مخروطی تهیه شد (شکل۱). از آن جا که کار با اسیدHF خطرناک است بایستی کلیه نکات ایمنی را در نظر گرفت. حلال در ظرفی شفاف از جنس پلکسی گلاس ریخته وپمپ تخلیه محفظه ی تراش را روشن کرده و عوامل تاثیر گذار در تحول نظیر دمای حلال، فشار محفظه ی تراش و غلظت اسید در نظر گرفته شد تا طول و قطر نوک فیبر قابل کنترل باشد که دراینجا طول باریک شدگی 1mm شد، ضمنا از بیرون محفظه ی تراش، فرایند نوک تیز شدن فیبر و بخار شدن حلال را توسط میکروسکوپ می توان مشاهده کرد.

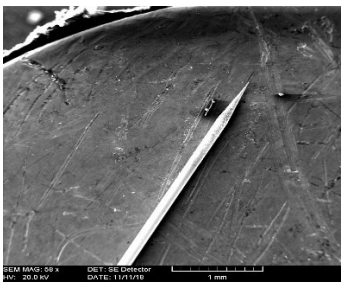


شکل(۱): فیبر باریک شده از نوک به روش تراش شیمیایی

۲-۲ لایه نشانی طلا

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

پس از ساخته شدن فیبر باریک شده، آن در دستگاه پوشش دهنده طلا قرار داده شد که در این دستگاه با استفاده از پمپ خلأ، Oil Mist Filter EM10, model Rv3 فشار خلأ مورد نظر ایجاد شد، به طوری که در نهایت با فشار ۱۰ pa و مدت زمان ۹۰ ثانیه و جریان ۲۰ mA طلا بخار شده و بر روی سطح مورد نظر لایه نشانی شد. پس از آن با استفاده از میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) Model 7431 و نرم‌افزار Inca Host APP فیبر پوشش داده شده و یک نمونه فیبر باریک شده اما پوشش داده نشده به عنوان فیبر مرجع به صورت عنصری آنالیز شدند که وجود عنصر طلا بر روی نوک فیبر را نشان داد. شکل(۲)



شکل (۲): فیبر نوری پوشش داده شده با طلا

۳- بحث

۳-۱ فیبر باریک شده از نوک

به طور کلی دو روش برای باریک کردن نوک فیبر نوری وجود دارد :

_ گرما-کششی

_ تراش شیمیایی

روش گرما-کششی روشی است که در آن با استفاده از قوس الکتریکی با تقارن استوانه ای به فیبر نوری حرارت داده و با تنظیم و کنترل میزان کشیدن فیبر، فیبر به صورت باریک شده در می‌آید.

روش تراش شیمیایی(در طراحی ساخت توضیح داده شد) در مقایسه با روش گرما-کششی آسان تر و کم هزینه تر است، هم چنین از آن جایی که زمان انجام این آزمایش بیشتر است امکان کنترل بیشتری بر شرایط ساخت آن وجود دارد [۱۰، ۷، ۵]. در روش تراش شیمیایی از هیدروفلوریک اسید (HF) برای تراش نوک فیبر و از یک روغن غیر حلال در اسید برای جلوگیری از تراش سایر نقاط فیبر استفاده می‌شود [۱۰، ۶].

از آن جایی که نمک $(NH_4)_2SiF_6$(حاصل از فرایند شیمیایی SiO_2 با اسید HF) بهتر از نمک $(NH_4)_2GeF_6$ (حاصل از فرایند شیمیایی GeO_2 با اسید HF) در آب حل می شود باعث تراش بیشتر غلاف نسبت به مغزی می شود [۱۱] بنابراین به تیز شدگی مغزی منجر می شود [۵]. در شکل(۱) نشان داده شده است. باید توجه داشت که طول باریک سازی با توجه به عمق نفوذ مورد نیاز انتخاب می شود. فیبر باریک شده از نوک علاوه بر اینکه تابش نور به سلول را موضعی‌تر می‌کند، میزان آسیب نورونی را هم در طول نفوذ به درون مغز کاهش دهد.

۳-۲ پوشش طلا

تکنیک اپتوژنتیک امکان تحریک نوری و ضبط را به طور همزمان فراهم می کند. برای این منظور از پوشش طلا بر روی فیبر استفاده شد که به طور موثر این نکته را که بخش ضبط کردن وبخش تحریک نوری هم مکان هستند را تضمین می کند[۸]. پوشش طلا هم چنین از اتلاف نور در طول مغزی فیبر جلوگیری می کند و تشدید پلازمون سطحی پتانسیل عمل نورون را بهبود می بخشد.

پس از ساخته شدن فیبر نوبت به ارسال نور می رسد، در شکل(3) نشان داده شده است. برای این منظور

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

باید انتهای تخت باریک نشده ی فیبر به یک منبع نوری که معمولا لیزر است جفت شود.



شکل(3): تزویج نور لیزر به فیبر نوک تیز پوشش داده شده با طلا

از آن جایی که تابش پیوسته بر روی بافت عصبی باعث ایجاد گرما و آسیب های جبران ناپذیر بر این بافت می شود برای ارسال نور باید از تابش نور به صورت پالسی استفاده شود [۱۰، ۲].

۴- نتیجه گیری

در اپتوژنتیک پس از وارد کردن پروتیین های حساس به نور به نورون های مورد نظر در سیستم عصبی با تابش نور به وسیله ی فیبر نوک تیز شده به این پروتیین ها(که طول موج این تابش متناسب با نوع پروتیین تزریق شده متغیر است) جهت موضعی تر کردن نور ارسالی کانال ها یا پمپ های یونی بر روی غشای سلول باز می شود که باعث ایجادتغییر در اختلاف پتانسیل داخل وخارج سلول شده که همان پتانسیل عمل سلول است، سپس برای بهبود پتانسیل عمل سلول عصبی و جلوگیری از اتلاف نور قسمت باریک شده ی فیبر با طلا پوشش داده شد و همان طور که ملاحظه شد فقط از نوک فیبر، نور خارج گردیده است.

مراجع

[1] K. Deisseroth,“optogenetics”, nature methods, 2010

[۲] محمد اسماعیل زیبایی، لیلا درگاهی، عبدالعزیز رونقی، فرشاد عابد زاده، ساره پندآموز، سعید صالحی، عباس حق پرست و حمید لطیفی،"کنترل سیستم عصبی حیوان در حال حرکت با استفاده از تکنیک اپتوژنتیک"، بیست و دومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و هشتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، بهمن۱۳۹۴،دانشگاه یزد

[3] E.S.Boyden,”optogenetics:using light to control the brain”, 2011

[۴] سید مهدی میر محمدی، غلامرضا اسماعیلی جاوید، "اپتوژنتیک: مفاهیم و کاربردها" لیزر در پزشکی۱۳۹۵

[5] A.Kianianmomeni,”optogenetics,methods and protocols”Springerscience+business media New York,2016

[6] S.Royer, B.V.Zemelman, M.Barbic, A.Losonczy, G.Buzsaki, J.C.Magee,”multi-array silicon probs with integrated optical fibers:light assisted perturbation and recording of local neural circuits in the behaving animal”, 2010

[7] L.Novotny, B.Hecht,”principle of nano-optics”, 173-224, published in USA by Cambrige university press , Newyork,2006.

[8] S.Chen, W.Pei, Y.Chen, S.Zhao, H.Wanj, H.Chen,”A fiber-based implantable muli-optrode array with contiguous optical and electrical sites”

[۹] زهرا نورائی پور، محمد اسماعیل زیبایی، حمید لطیفی،"مدل سازی پاسخ نورون هیپوکمپ دارای پرتیین های چانلرودوپسین حساس به نور با تابش لیزر در آزمایشات اپتوژنتیک"، بیست و دومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و هشتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، بهمن۹۴ دانشگاه یزد.

[۱۰] حسن فاطمی امام غیث، حسین جلال کمالی، حسین روح الامینی نژاد،"ساخت کاوشگر تار نوری میدان نزدیک، مورد نیاز در میکرو و نانو اپتیک به روش تراش شیمیایی پایدار و محافظت شده" بیست و دومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران وهشتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، بهمن۹۴ دانشگاه یزد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تحلیل و شبیه‌سازی یک مدولاتور ماخ – زندر سیلیکونی در طول‌موج مخابراتی

محمد صادق میرزایی، محمد حسین زندی، حمید رضا مشایخی

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر، کرمان، ایران

چکیده – در این مقاله، مدولاتور ماخ – زندر سیلیکونی مبتنی بر تخلیه حامل در یک پیوند PN جانبی، جهت بهینه‌سازی عملکرد آن در طول‌موج مخابراتی ۱۳۱۰nm شبیه سازی شده است. بازده مدولاسیون ۱/۵۵V.cm و اتلاف شیفت‌دهنده فاز ۱/۸۹dB/cm در بایاس ۲V حاصل شده است. در اینجا، مصرف توان مدولاتور ۱/۰۸pJ/bit تخمین زده شده است. همچنین نسبت خاموشی اندازه‌گیری شده، برای نرخ داده ۵۰Gb/s تحت یک ولتاژ پیش‌ران $۲/۳V_{pp}$، ۵/۶۲dB به‌دست آمده‌اند. این نتایج به‌دست آمده، با مدولاتورهای بررسی شده در طول‌موج ۱۵۵۵nm قابل مقایسه است.

کلید واژه- مدولاتور ماخ – زندر سیلیکونی، مدولاسیون نوری، اتصالات نوری.

Analysis and Simulation of a silicon Mach-Zehnder modulator at telecommunication wavelength

Mohammad Sadegh Mirzaei, Mohammad Hossein Zandi, and Hamid Reza Mashayekhi

Department of physics, Shahid Bahonar University, Kerman, Iran

Abstract- In this paper, a silicon Mach-Zehnder modulator based on carrier depletion in a lateral PN junction is simulated to optimize its performance at 1310nm telecommunication wavelength. The modulation efficiency 1.55V.cm and phase shifter loss 1.89dB/cm in 2V bias are achieved. Here, the power consumption of the modulator 1.08pJ/bit is estimated. The measured extinction ratio is also obtained for the 50Gb/s data rate under a 2.3Vpp drive voltage. This results are comparable with the demonstrated modulators at 1555nm wavelength.

Keywords: Silicon Mach-Zehnder modulator, Optical modulation, Optical interconnects.

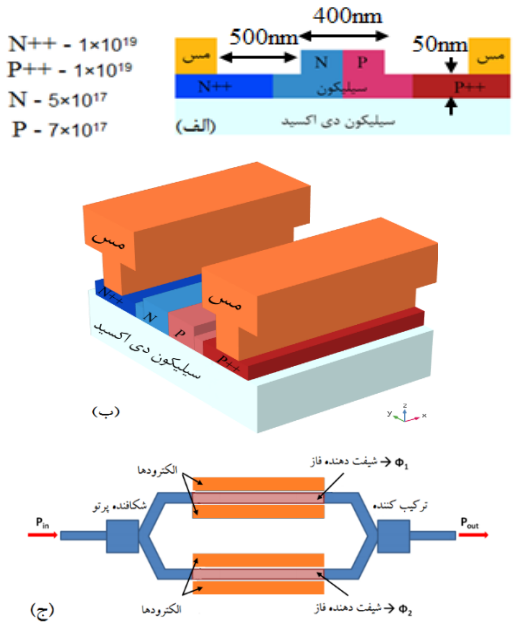
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

مدولاتورهای نوری، که خواص بنیادی یک پرتو نور را با توجه به سیگنال اطلاعات تغییر می‌دهند، برای انتقال داده بسیار مهم هستند. مدولاتورهای ماخ – زندر سیلیکونی، به‌دلیل تحمل حرارتی بالا و پهنای باند وسیع، پرکاربرد هستند [۱]. اخیرا کارهای زیادی برای توسعه مدولاتورهای ماخ – زندر تخلیه حامل در طول موج ۱۵۵۵nm انجام شده است [۲-۴]. به‌هر جهت، طول‌موج ۱۳۱۰nm به‌دلیل نقطه پاشندگی بسیار پایین، در سیستم‌های مخابراتی و به‌ویژه ارتباطات فیبر نوری قابل توجه است. نتایج کمی از این‌که سیلیکون در این پهنای طول‌موجی، مدولاسیون با سرعت بالا را نشان دهد، وجود دارد [۵-۶]. در این مقاله، مدولاتور سیلیکونی مبتنی بر تداخل سنج ماخ – زندر که در طول موج ۱۳۱۰nm عمل می‌کند، با استفاده از نرم افزار Lumerical شبیه‌سازی شده است. هم‌چنین پارامترهای کلیدی مدولاتور، مورد تحلیل و بررسی قرار گرفته‌اند. نتایج شبیه‌سازی حاصل‌شده در توافق خوبی با نتایج تجربی [۵] است، به‌طوری‌که شبیه‌سازی و طراحی انجام شده در اینجا را معتبر می‌سازد.

طراحی و روش شبیه‌سازی

شماتیک سطح مقطع شیفت دهنده فاز در شکل ۱ نشان داده شده است. این شیفت دهنده فاز مبتنی بر یک پیوند PN جانبی قرار گرفته در یک موجبر تیغه‌ای است که دارای طول $3/5mm$ با ضخامت سیلیکون بالایی فعال $250nm$ و $2\mu m$ ضخامت دی اکسید سیلیکون (SiO_2)، می‌باشد. شیفت‌دهنده فاز دارای پهنای موجبر تیغه‌ای $400nm$ و ارتفاع $170nm$ و ضخامت ورقه $50nm$ است. اینجا، جهت دست‌یابی به بهترین ابعاد شیفت‌دهنده فاز، از روش صحیح – خطا استفاده شده است. با توجه به‌شکل ۱ (ب)، نواحی P++ و N++ به‌شدت آلاییده متصل‌شده به الکترودهای مس، برای اطمینان از اتصال اهمی انتخاب شده‌اند. این نواحی، ۵۰۰nm دور از پیوند *PN* برای به حداقل رساندن اتلاف جذبی، قرار گرفته‌اند. از طریق ساختار تداخل‌سنج ماخ – زندر، مدولاسیون فاز به مدولاسیون شدت تبدیل می‌شود. اینجا، شیفت دهنده‌های فاز در هر دو بازوی تداخل‌سنج ماخ – زندر واقع شده‌اند (شکل ۱ ج).



شکل ۱: (الف) شماتیک سطح مقطع شیفت‌دهنده فاز، (ب) نمای سه‌بعدی ساختار شیفت‌دهنده فاز، (ج) طرح فیزیکی تداخل سنج ماخ – زندر. اینجا، از موجبرهای شاخه‌ای Y به‌عنوان شکافنده پرتو و ترکیب‌گر استفاده شده است.

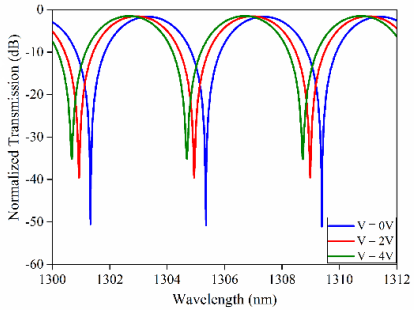
شبیه‌سازی شیفت‌دهنده فاز سیلیکونی، نیازمند شبیه‌سازی دستگاه نیمه‌هادی و نوری است. از شبیه‌ساز Lumerical DEVICE، برای شبیه‌سازی الکتریکی دستگاه استفاده شده است. این شبیه‌ساز معادله پواسون و معادلات پیوستگی را برای الکترون‌ها و حفره‌ها حل می‌کند. در نتیجه، توزیع الکترون ها و حفره‌ها را در سطوح غلظت ناخالصی مختلف تحت ولتاژ بایاس متفاوت محاسبه می‌کند. اثر پاشندگی پلاسما، تغییر در ضریب شکست و ضریب جذب نوری توسط حامل‌های آزاد را در یک نیمه‌هادی شرح می‌دهد. بنابراین، تغییر در غلظت حامل، به تغییر در ضریب شکست و جذب، با استفاده از روابط پاشندگی پلاسما که تغییرات ناشی از تزریق یا تخلیه حامل را در طول موج ۱۳۱۰nm ارزیابی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

می‌کنند[۷]، تبدیل می‌شود. در نهایت یک حل‌کننده مد نوری برای محاسبه تغییرات ضریب شکست مؤثر و تلفات نوری شیفت‌دهنده فاز در ولتاژهای بایاس مختلف استفاده می‌شود (در اینجا، انتشار موج در ساختار به صورت موج تخت فرض می‌شود).

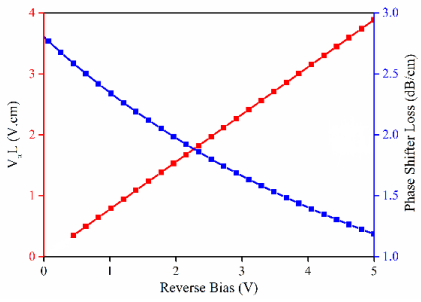
نتایج شبیه سازی و بحث

شکل ۲، طیف انتقال نوری نرمالیزه را که توسط آنالیزور شبکه نوری (ONA) اندازه‌گیری شده است، نشان می‌دهد. در اینجا، به منظور سادگی جهت مشخصه‌یابی نوری، تداخل‌سنج نامتقارن (اختلاف طول بین دو بازو $۱۰۰\mu m$) در نظر گرفته شده است.

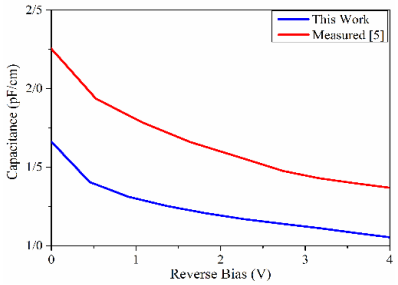


شکل ۲: طیف انتقال نوری مدولاتور به‌عنوان تابعی از طول موج به‌ازای ولتاژهای بایاس مختلف.

بیشینه انتقال نوری، نشان‌دهنده اتلاف الحاقی مدولاتور است که در اینجا، شامل تلفات موجبرهای شاخه‌ای Y (۰/۵dB) و اتلاف شیفت‌دهنده فاز (۰/۷dB) می‌شود. برای شیفت‌دهنده فاز با طول ۳/۵mm، اتلاف الحاقی برابر ۱/۷dB است که این عمدتا ناشی از تلفات جذبی در موجبر پیوند PN آلاییده است. محدوده طیفی آزاد (FSR) تداخل‌سنج ماخ – زندر نامتقارن، ۴/۰۴nm است. تغییر فاز به عنوان تابعی از بایاس معکوس از طریق رابطه‌ی $\Delta\varphi = 2\pi\Delta\lambda/FSR$ به‌دست می‌آید که $\Delta\lambda$ تغییر طول‌موج ناشی از اعمال ولتاژ بایاس معکوس است. بازده مدولاسیون نیز با استفاده از رابطه‌ی $V_\pi L = \pi V_B L_{ph}/\Delta\varphi$ حاصل می‌شود، که در آن V_B ولتاژ بایاس معکوس و L_{ph} طول شیفت‌دهنده فاز است[۲]. طبق شکل ۳، بازده مدولاسیون در ولتاژهای معکوس ۲ و ۴V، ۱/۵۵ و ۳/۱۱V.cm است. با افزایش بایاس معکوس، $V_\pi L$ افزایش می‌یابد. هم‌چنین شکل ۳، اتلاف جذبی شیفت‌دهنده فاز را تحت ولتاژهای بایاس معکوس مختلف نشان می‌دهد. اتلاف نوری مدولاتور با تغییر قسمت موهومی ضریب شکست حاصل می‌شود. با افزایش ولتاژ، غلظت حامل آزاد به‌علت تخلیه حامل، کاهش می‌یابد که باعث کاهش اتلاف جذبی شیفت‌دهنده فاز می‌شود. در بایاس معکوس $۲V$، اتلاف جذبی برابر ۱/۸۹dB/cm است. مطابق با شکل، اتلاف شیفت‌دهنده فاز با افزایش ولتاژ اعمالی، کاهش می‌یابد.



شکل ۳: بازده مدولاسیون $V_\pi L$ و اتلاف جذبی شیفت‌دهنده فاز به‌عنوان تابعی از ولتاژ بایاس معکوس.

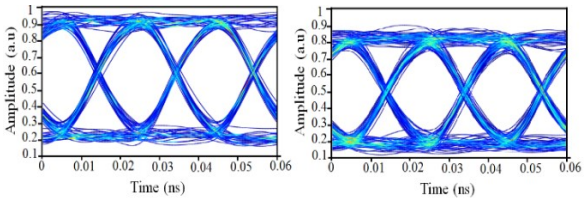


شکل ۴: تغییرات ظرفیت پیوند PN شیفت‌دهنده فاز تحت ولتاژ-های بایاس معکوس

ظرفیت پیوند، وابسته به مقادیر غلظت آلاییدگی، هندسه موجبر نوری و ولتاژ بایاس DC است. با توجه به شکل ۴، ظرفیت پیوند محاسبه شده در مقایسه با [۵]، کاهش قابل توجهی داشته است که این در این‌جا عمدتا به دلیل استفاده از مقادیر غلظت آلاییدگی پایین در ناحیه پیوند و هم‌چنین کاهش ضخامت موجبر تیغه‌ای به $۴۰۰nm$ است. پهنای باند

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$3dB$ ذاتی حاصل شده توسط $f_{3dB} = 1/(2\pi RC)$ در ولتاژهای بایاس معکوس ۲ و ۴V، برابر ۵۶GHz ($R = 69\Omega$ و $C = 0.41pF$) و ۶۴GHz ($R = 69\Omega$ و $C = 0.36pF$) است. برای تعیین عملکرد سرعت بالای مدولاتور، توانایی انتقال داده نوری آن بررسی می‌شود که این توانایی انتقال داده با محاسبه نمودار چشمی مشخص می‌شود. سیگنال نوری موج پیوسته (CW) توسط لیزر با توان $1W$ قابل تنظیم ۱۳۱۰nm، با استفاده از یک شکافنده پرتو وارد مدولاتور فاز می‌شود. هم‌چنین سیگنال توالی شبه تصادفی ($PRBS$) ۵۰Gb/s از مولد الگوی پالسی NRZ با دامنه پیک تا پیک ۲/۳V_{pp} در ولتاژ بایاس معکوس ۲V به مدولاتور فاز اعمال می‌شود. سپس از طریق ترکیب‌گر سیگنال خروجی مدوله‌شده ترکیب شده و پس از تقویت آن توسط تقویت کننده الکتریکی برای آنالیز دستگاه به دیود نوری فرستاده می‌شود. آن‌گاه می‌توان نمودارهای چشمی را در خروجی محاسبه کرد. نمودارهای چشمی محاسبه‌شده (با شبیه‌سازی رفتار مدولاتور ماخ – زندر با سیگنال توالی شبه تصادفی) به‌ازای نرخ داده ۵۰Gb/s در دامنه و بایاس معکوس مختلف در شکل ۵ نشان داده شده‌اند. نسبت خاموشی (ER) برای این نمودارهای چشمی، به‌ترتیب ۵/۶۲ و ۵/۲۹dB به دست آمد.



شکل ۵: نمودارهای چشمی ۵۰Gb/s. (الف) دامنه ۲/۳Vpp و بایاس معکوس ۲V، (ب) دامنه ۰/۷Vpp و بایاس معکوس ۰V.

مصرف توان، عاملی مهم برای مدولاتورهای نوری سیلیکونی است. روش معمول برای ارزیابی مصرف توان از طریق عبارت $E_{bit} = 1/2CV_{pp}^2$ [۶] است که اینجا C ظرفیت پیوند است. بنابراین مصرف توان مدولاتور به ازای ظرفیت (C) ۰/۴۱pF در ۲/۳V_{pp} برابر ۱/۰۸pJ/bit است. جدول ۱، مقایسه‌ای بین نتایج حاصل‌شده از این شبیه‌سازی و پژوهش‌های قبل را نشان می‌دهد.

جدول ۱: مقایسه‌ای بین نتایج به‌دست آمده از این پژوهش و برخی از کارهای قبلی.

	طول (mm)	$V\pi L\pi$ (V.cm)	نرخ داده (Gb/s)	پهنای باند (GHz)	ER (dB)
[5]	۳	۲/۴۳	۵۰	–	۳/۴
[6]	۱	۱/۱۵	۲۵	۳۰	۵
این پژوهش	۳/۵	۱/۵۵	۵۰	۵۶	۵/۶۲

نتیجه گیری

در این مقاله، به بهینه‌سازی عملکرد مدولاتور ماخ – زندر سیلیکونی با طراحی پیوند PN جانبی در طول موج ۱۳۱۰nm پرداخته شد. علیرغم اثر پاشندگی پلاسما ضعیف‌تر در این طول‌موج، این نتایج با نتایج به‌دست آمده در طول‌موج ۱۵۵۵nm قابل مقایسه است. نسبت خاموشی بالایی (۱/۵۵V.cm) به‌ازای یک دامنه پیک تا پیک پایین حاصل گردید. هم‌چنین با توجه به بازده مدولاسیون بالا و مصرف توان پایین، این مدولاتور سازگار با فرآیند CMOS خواهد بود. نتایج به‌دست آمده از شبیه‌سازی‌ها در تطابق با نتایج تجربی هستند.

مرجع‌ها

[1] P. Dong et al, “Silicon photonic devices and integrated circuits,” Nanophotonics 3, 215–228, 2014.

[2] A. Liu et al, “High-speed optical modulation based on carrier depletion in a silicon waveguide,” Opt. Express 15 (2), 660-668, 2007.

[3] Félix Rosa et al, "Design of a carrier-depletion Mach-Zehnder modulator in 250 nm silicon-on-insulator technology", 2017.

[4] J. Ding et al, “Ultra-lowpower carrier-depletion Mach-Zehnder silicon optical modulator,” Opt. Express 20(7), 7081–7087, 2012.

[5] M. Streshinsky et al, “Low power 50 gb/s silicon traveling wave mach-zehnder modulator near 1300 nm,” Opt. Express 21, 30350–30357, 2013.

[6] D. Perez-Galacho et al., "Low voltage 25Gbps silicon Mach- Zehnder modulator in the O-band," Optics Express, vol. 25, no. 10, pp. 11217 -11222, 2017.

[7] R. Soref and B. Bennett, "Electrooptical effects in silicon," *IEEE journal of quantum electronics,* vol. 23, no. 1, pp. 123-129,1987.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

خواص تراگسیلی امواج تراهرتز در شبه‌بلورهای فوتونی حاوی نیمه‌رسانا با اثر گرمایی

علی باصری، علیرضا کشاورز

دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز

a.baseri20@gmail.com, keshavarz@sutech.ac.ir

چکیده – امروزه شبه‌بلورهای فوتونی یک بعدی به دلیل قابلیت در کنترل و تنظیم امواج تراگسیل شده، بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. در این تحقیق، با انتخاب لایه‌هایی با آرایش شبه‌تناوبی از توالی بیشینه‌ی طول و حاوی نیمه‌ر سانا که در بازه‌ی تراهرتز به دما حساس می‌باشد، تنظیم‌پذیری گاف‌ها و طیف تراگسیلی مورد ارزیابی قرار گرفته است. این‌گونه از محیط‌ها علاوه بر اینکه می‌تواند به عنوان فیلترها یا آینه‌های تراهرتز مورد ا ستفاده قرار گیرند، می‌توانند دارای قله‌های ب سیار باریک و مطلوب تراگ سیلی نیز باشند.

کلید واژه- آرایش شبه‌تناوبی، اثر گرمایی، امواج تراهرتز، بلور فوتونی.

Transmittance properties of Terahertz waves in the photonic crystals containing semiconductor with thermal effect

Ali Baseri, Alireza Keshavarz

Physics Department, Shiraz University of Technology

a.baseri20@gmail.com, keshavarz@sutech.ac.ir

Abstract- Today, the one-dimensional quasi-photonic crystals, are extensively paid attention because of their capabilities in controlling and modulating the transmitted waves. In this investigation, by choosing the layers with the quasi-periodic arrangement of maximum length sequence and containing semiconductor, which is sensitive to the temperature in Terahertz range, tunability of the photonic bandgaps and transmittance spectrum are evaluated. Besides such media can be used as Terahertz filters and mirrors, they could also contain too narrow and desired transmittance peaks.

Keywords: Photonic crystal, Quasi-periodic arrangement, Terahertz wave, Thermal effect.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۲- مقدمه

امواج تراهرتز که معمولا در بازه‌ی GHz-۱۰THz ۱۰۰ تعریف می‌شود، آخرین طیفی است که به امواج الکترومغناطیسی اضافه شده است. امروزه، پیشرفت در مطالعه و شناسایی جوانب مختلف این امواج، به یک فناوری بین رشته‌ای منجر شده است و اکنون با گستره‌های علوم بسیاری در ارتباط است. برخی از کاربردهایی که تاکنون از فناوری تراهرتز بهره‌مند شده‌اند به شرح زیراند: زیست‌شناسی، تحقیقات غذایی، پزشکی و داروسازی، مخابرات، تصویربرداری‌های امنیتی و پزشکی، بیناب‌نمایی، میکروسکوپی، الکترونیک خلأ تراهرتز و غیره [۲،۱]. بلورهای فوتونی یک بعدی (1DPCs[۱]) از جمله ساختارهایی هستند که در توسعه‌ی فناوری تراهرتز نقش مهمی داشته‌اند. مواد به‌کار رفته در این محیط‌ها، که ضریب شکست متفاوتی دارند، می‌توانند علاوه بر آرایش دوره‌ای، آرایش شبه‌دوره‌ای از قبیل توالی بیشینه‌ی طول (MLS[۲])، ساختار دو-مورس (T-M[۳])، توالی دوگانه[۴] و فیبوناتچی[۵] داشته باشد. در مطالعه‌ی حاضر، که بر مبنای روش ماتریس انتقال صورت گرفته، گونه‌ی خاصی از فیلترهای تراهرتز بررسی شده است که اثرات گرمایی نقش به سزایی در کنترل و تنظیم‌پذیری نوار گاف تراگسیلی دارد و ساختار شبه‌بلور فوتونی آن که شامل لایه‌ای از ناخالصی است و از آرایش MLS تبعیت می‌کند که به نوبه‌ی خود می‌تواند مطالعه‌ی جدیدی در بخش ادوات تراهرتز محسوب شود.

۲- مبانی نظری

اگر محیط مورد نظر را شامل لایه‌هایی با ضریب شکست‌های متفاوت در نظر بگیریم، به هر لایه می‌توان پارامترهای گذردهی (ε_j)، تراوایی (μ_j) و ضخامت (d_j) نسبت داد. پرتو ورودی و خروجی در هر لایه، با استفاده از ماتریس انتقال زیر به دیگر لایه‌ها مرتبط می‌شود [۳]:

$$M_j=\begin{bmatrix}\cos k_j d_j & \frac{i}{p_j}\sin k_j d_j\\ -ip_j\sin k_j d_j & \cos k_j d_j\end{bmatrix} \qquad (۱)$$

در اینجا به ترتیب پارامترهای k_j (مؤلفه‌ی Z بردار موج) و p_j برای مد TE به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$k_j=(\omega/c)\sqrt{\varepsilon_j}\sqrt{\mu_j}\sqrt{1-\left(\sin^2\theta/\varepsilon_j\mu_j\right)}\ , \qquad (۲)$$

$$p_j=\left(\sqrt{\varepsilon_j}/\sqrt{\mu_j}\right)\sqrt{1-\left(\sin^2\theta/\varepsilon_j\mu_j\right)}\ . \qquad (۳)$$

در اینجا ساختار، در فضای خلأ و در جهت (+Z) فرض شده و c سرعت نور در این فضا است. اکنون ماتریس انتقال کل ساختار مورد نظر چنین تعریف می‌شود:

$$M_{Total}=\prod_{j=1}^{N}M_j=\begin{bmatrix}m_{11} & m_{12}\\ m_{21} & m_{22}\end{bmatrix} \qquad (۴)$$

که N برابر تعداد لایه‌های ساختار است. بر طبق المان‌های این ماتریس، ضریب تراگسیل برابر است با:

$$t(\omega)=\frac{2p_i}{(p_F m_{11}+p_i m_{22})-(p_i p_F m_{12}+m_{21})}\ . \qquad (۵)$$

در اینجا p_i و p_F مربوط به محیط‌های پس‌زمینه است؛ که با توجه به فرض، برابر ۱ می‌باشند. سرانجام کمیت‌های تراگسیلی ($\Im$) و بازتابندگی ($\Re$) از روابط زیر بدست می‌آیند:

$$\Im=\frac{p_F}{p_i}|t|^2\ ,\quad \Re=1-\Im \qquad (۶)$$

به سبب حساسیت دمایی گذردهی نیمه‌رسانای InSb در بازه‌ی امواج تراهرتز، می‌توان از آن به خوبی در جهت تنظیم‌پذیری نوار گاف تراگسیلی استفاده نمود. بنابر مدل درود، گذردهی این نیمه‌رسانا برابر است با [۴]:

$$\varepsilon_B=\varepsilon_\infty-\omega_p^2/\left(\omega^2+i\gamma\omega\right) \qquad (۷)$$

که در آن $\varepsilon_\infty=15.68$ برابرثابت دی‌الکتریک استاتیک، ω برابر فرکانس زاویه‌ای، γ برابر ثابت میرایی و

---

[۱] One-dimensional Photonic Crystals
[۲] Maximum Length Sequence
[۳] Thoue-Morse Structure
[۴] Double Sequence
[۵] Fibonacci

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

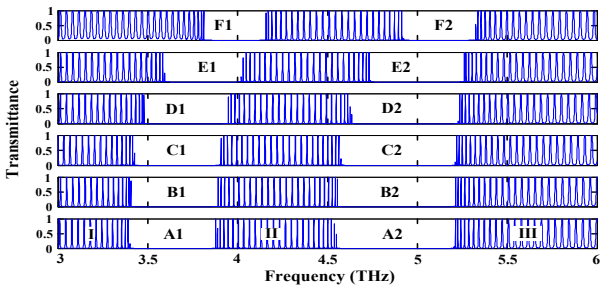
$\omega_p = \sqrt{\mathcal{N}e^2/\varepsilon_0 m^*}$ برابر فرکانس پلاسما است؛ که در آن $m^* = 0.015 m_e$ و $m_e = 9.1\times10^{-31} kg$ به ترتیب برابر جرم مؤثر الکترون و جرم الکترون می‌باشد. e نیز بار الکترون و $\mathcal{N}$، چگالی بار ذاتی در واحد cm^{-3} است و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\mathcal{N} = 5.76\times10^{14} T^{3/2} \exp\left(\frac{-0.26}{2k_B T}\right) \qquad (۸)$$

T بیانگر دما برحسب کلوین، و k_B ثابت بولتزمن می‌باشد.

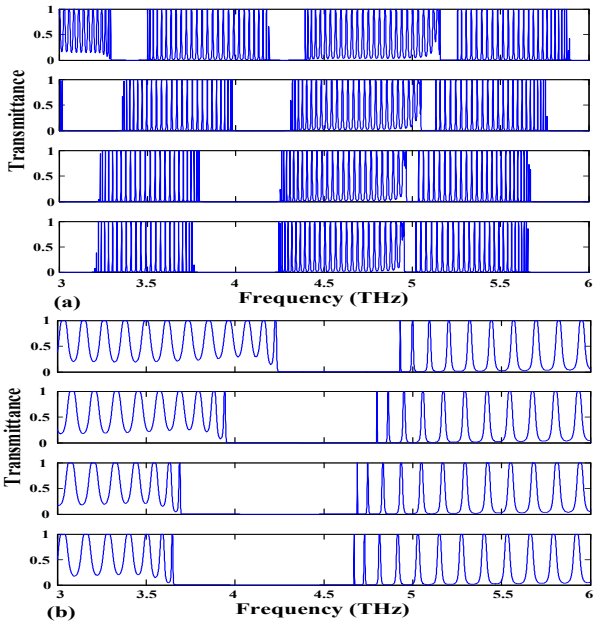
۳- شبیه‌سازی و بحث

در ساختار ارائه شده، از نیمه‌رسانای InSb به عنوان لایه‌ی B و دی‌الکتریک ZrO_2 (ε = ۴/۴۱، μ = ۱) به عنوان لایه‌ی A استفاده شده است؛ که آرایشی شبه‌تناوبی از MLS را تشکیل می‌دهند. MLS یک توالی شبه تصادفی از طول $L = 2^n - 1$ می‌باشد [۵]. ناخالصی هوا نیز به عنوان لایه‌ی C، در بین دو دوره‌ی MLS مرتبه‌ی ۳ جایگذاری شده است و پرتو TE فرودی به صورت عمود و در جهت Z (در جهت تغییرات ضریب شکست) به ساختار می‌تابد. بنابراین، می‌توان ساختار ارائه شده را به لحاظ شماتیک به صورت $(BAABABB)^N C (BAABABB)^N$ نشان داد که N همان تعداد دوره‌ها و برابر ۴ در نظر گرفته شده است. ضخامت‌های A، B و C به ترتیب برابراند با ۱۲ μm، ۳ μm و ۱۶ μm. در این ساختار، اتلاف در نظر گرفته نشده است (γ = ۰) و دماهای اعمال شده بر آن برابراند با ۱۵۰، ۱۸۰، ۲۱۰، ۲۴۰، ۲۷۰ و ۳۰۰ کلوین. همان‌گونه که در شکل ۱ مشاهده می‌شود، با افزایش دما گاف‌های اصلی تراگسیلی به سمت فرکانس‌های بالاتر جابه‌جا می‌شوند و پهنای آن‌ها نیز باریکتر می‌شود. در اینجا پهنای گاف‌های اصلی A۱ و A۲ بر حسب THz به ترتیب برابر ۰/۴۴۷ و ۰/۶۶۰، B۱ و B۲ برابر ۰/۴۷۶ و ۰/۶۴۷، C۱ و C۲ برابر ۰/۴۷۲ و ۰/۶۲۸، D۱ و D۲ برابر ۰/۴۶۹ و ۰/۵۹۳، E۱ و E۲ برابر ۰/۴۲۶ و ۰/۵۲۱، و F۱ و F۲ برابر ۰/۳۴۶ و ۰/۴۰۰ می‌باشند. به علاوه، در قسمت‌هایی که تراگسیلی داریم، قله‌های بسیار باریک و مطلوبی وجود دارد که فاصله‌ی هر کدام از هم تقریبا برابر با ۰/۰۳ THz می‌باشد. با افزایش ضخامت هر کدام از لایه‌های A و B، تعداد گاف‌های اصلی بیشتر می‌شود. به طور مثال، برای لایه‌های به ضخامت μm A=۳/۵ و B=۱۵ μm ، تعداد گاف‌ها برابر ۴ و فاصله‌ی قله‌ها تقریبا برابر ۰/۰۲ THz می‌باشد (شکل (الف)۲). اما در صورت کاهش ضخامت، با کاهش تعداد گاف‌ها، و افزایش فاصله‌ی قله‌ها و پهنای آن‌ها مواجه خواهیم شد: به طوری که در شرایط A=۳ μm و B=۱ μm تعداد گاف‌های اصلی تراگسیلی به ۱ کاهش یافته و فاصله‌ی قله‌ها نیز به همراه افزایش در پهنا، تا ۰/۱ THz افزایش پیدا می‌یابند (شکل (ب)۲). در مورد لایه‌ی هوا نیز باید گفت که افزایش یا کاهش آن هیچ نقشی در تعداد گاف‌های اصلی تراگسیلی نخواهد داشت. بااین‌وجود، مشاهده می‌شود که با افزایش ضخامت آن از ۰ μm تا ۱۶ μm، فاصله‌ی پیک‌ها به ترتیب از ۰/۰۱ THz یا ۰/۰۲ THz تا ۰/۰۳ THz یا ۰/۰۴ THz گسترش می‌یابد. همچنین در حالت کلی، کمینه‌ی تراگسیلی در برخی از قسمت‌های این نواحی (نواحی غیر از محدوده‌ی گاف‌های اصلی تراگسیلی)، در ضخامت‌های بسیار کم (در محدوده‌ی حدودا کمتر از ۵ μm) به صفر نمی‌رسد و در صورت عدم وجود لایه‌ی C، این امر در تمامی نواحی ذکر شده تحقق می‌یابد. همچنین، در صورت عدم



شکل ۱: نمودار تراگسیلی بر حسب فرکانس در دماهای مختلف رسم شده است. هرچه از دمای کمتر به سمت دماهای بیشتر حرکت می‌کنیم، گاف‌ها کوچکتر و به سمت فرکانس‌های بالاتر انتقال می‌یابند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

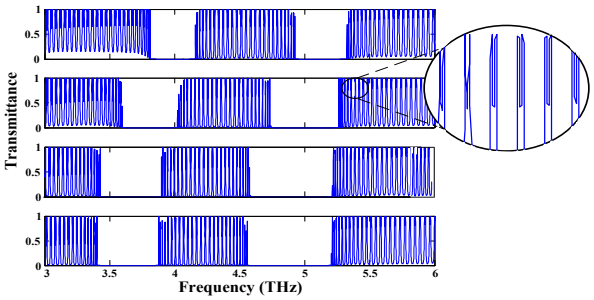


شکل ۲: نمودار تراگسیلی بر حسب فرکانس در دماهای ، ۱۵۰، ۲۱۰، ۲۷۰ و ۳۰۰ کلوین (از پایین به بالا) و ضخامت $d_C = \mu 16\mathrm{m}$ در (a) $d_A = \mu 15m$ و $3/\mu 5m$ (b) $d_B = \mu 3m$ و $d_A = \mu 1m$ d_B.

حضور آن، قله‌ها به دو قله‌ی غیر مجزا شکافته می‌شوند تا جایی که در ضخامت $16\,\mu m$ به یک تک‌قله تبدیل می‌شوند. در ادامه‌ی افزایش این لایه برای مقادیر بزرگتر از $16\,\mu m$، دوباره به صورت نوسانی به عمق این شکاف‌ها افزوده و کاسته خواهد شد (شکل ۳). این پدیده برای ضخامت از $0\,\mu m$ تا $10\,\mu m$، تقریبا برای هر سه ناحیه غیر از گاف‌های اصلی تراگسیلی، و از $10\,\mu m$ تا قبل از $16\,\mu m$ بیشتر برای ناحیه‌ی I اتفاق می‌افتد و برای ضخامت‌های بین $16\,\mu m$ تا $30\,\mu m$ در نواحی II و III، از حدودا $35\,\mu m$ تا $40\,\mu m$ در نواحی I و II، و از $45\,\mu m$ تا $55\,\mu m$ در نواحی I و III تحقق می‌یابد.

۴- نتیجه‌گیری

در این تحقیق، به دلیل وجود نیمه‌رسانای InSb، که گذردهی آن به شدت به دما حساس است، تنظیم‌پذیری



شکل ۳: نمودار تراگسیلی بر حسب فرکانس، در ساختار ارائه شده، در حضور لایه‌ی ناخالصی هوا، در دماهای ، ۱۵۰، ۲۱۰، ۲۷۰ و ۳۰۰ کلوین (از پایین به بالا).

مطلوبی در نوارهای گاف فوتونی اصلی به وجود می‌آید. از طرفی استفاده از آرایه‌ی MLS قله‌های تراگسیلی بسیار باریکی در نواحی امواج عبوری بر جای می‌گذارد که وجود لایه‌ی ناخالصی هوا باعث شکافتگی در آن‌ها می‌شود. همچنین تغییر ضخامت لایه‌های نیمه‌رسانا و دی‌الکتریک نیز باعث یک تنظیم‌پذیری در تعداد نوارهای گاف فوتونی اصلی، و فاصله و پهنای قله‌ها می‌شود.

مرجع‌ها

[1] S. S. Dhillon et al, "The 2017 terahertz science and technology roadmap", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 50, No. 4, pp. 1-49, 043001, 2017.

[2] H. J. Shin, M. C. Lim, S. H. Kim, K. Park, S. W. Choi, and G. Ok, "Thermally controllable filter at terahertz region", Infrared Phys. Technol., Vol. 88, pp. 139-143, 2018.

[3] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th (expanded) ed., pp. 1-70, Cambridge University Press, 1999.

[4] Y. Li, Y. Xiang, S. Wen, J. Yong, and D. Fan., "Tunable terahertz-mirror and multi-channel terahertz-filter based on one-dimensional photonic crystals containing semiconductors", J. Appl. Phys, Vol. 110, No. 7, pp. 1-6, 073111, 2011.

[5] P. King, *Acoustic properties of periodically and quasi-periodically modulated waveguides*, **M.Sc. Thesis**, Dept. Comput. Sci. Eng., Salford University, Salford, UK, 2006.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شفافیت القایی پلاسمونیکی کنترل پذیر و خاصیت حسگری در یک ساختار گرافنی

ثنا غفاری[۱]، محمدرضا فروزش فرد[۱] و زهره وفاپور[۲]

۱- دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، دانشگاه ولی عصر(عج)، رفسنجان

۲- دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه جان هاپکینز، مریلند، آمریکا

چکیده - شفافیت القایی پلا سمونیکی در یک ساختار گرافنی متشکل از یک آنتن H شکل و یک زوج میله (II) که از درون لایه گرافن بیرون آورده شده‌اند، بررسی شده است. لازمه تولید PIT در نانو ساختار پیشنهادی شکست تقارن می‌باشد به اینگونه که میدان نزدیک حاصل از مد روشن با مد تاریک جفت می شوند و از این جفت شدگی اثر PIT در محدوده فرکانسی مدروشن حاصل می شود. با تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن محدوده شفافیت در ساختار کنترل خواهد شد. کاربرد ساختار برای حسگر ضریب شکست نیز بررسی شده و مقدار حساسیت ۱۰۵۵ $\frac{nm}{RIU}$ برای آب به دست آمد.

کلیدواژه- شفافیت القاییپلاسمونیکی، حسگر ضریب شکست، گرافن.

Tunable plasmonic induced transparency and sensor properties in a graphene structure

Ghafari Sana[1*], Forouzeshfard Mohammadreza[1], and VafapourZohreh[2]

1- Department of Physics, Faculty of Science, Vali-e-Asr University, Rafsanjan, Iran

2-Department of Electrical and Computer Engineering, Johns Hopkins University, Baltimore, Maryland 21218, USA

***sana.ghaffari@stu.vru.ac.ir**

Abstract- plasmonic inducedtransparency in a graphene structure composed of cut-out H-shape as well as two parallel pair antennas in a graphene layer is investigated. It is shown that breaking symmetry is a necessary condition to have PIT effect in the structure. In this situation, the dark mode antenna coupled with the near field of the bright mode and the PIT effect is created. The PIT frequencycan be tuned with changing chemical potential of the graphene. Application of the structure as a refractive index sensor is also analyzed and the value of 1055 $\frac{nm}{RIU}$is obtained for water sensitivity.

Keywords: plasmonic induced transparency, refractive index sensor, graphene.

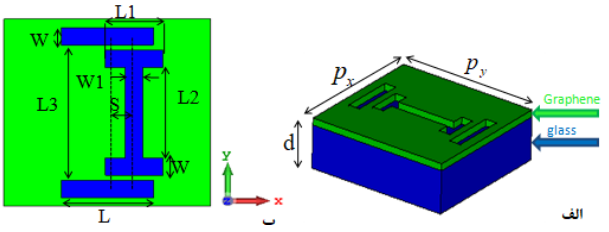
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

پدیده شفافیت القایی الکترومغناطیسی[۱](EIT) حذف جذب از راه تداخل کوانتومی در یک اتم است[1]. این پدیده همیشه بصورت یک شفافیت باریک در طیف جذب دیده می‌شود، که کاربردهای حسگری بسیار مفیدی دارد. امروزه این پدیده در سیستم های کلاسیکی نیز مشاهده شده و مورد توجه زیادی قرار گرفته است (PIT)[۲][2].این پدیده در حالت کلاسیکی، با تغییر هندسه سیستم و تغییر قطبش نور به راحتی قابل کنترل است و برای تولید آن احتیاجی به دو لیزر مختلف نیست. بررسی شفافیت القایی در سیستم‌های کلاسیکی از موضوعات مهم در پژوهش‌های سال‌های اخیر می‌باشد[۳-۵].

امروزه گرافن به دلیل خصوصیات منحصر بفرد و قابلیت کنترل پذیری زیاد، علاقه‌های بسیاری را به سمت خود جلب کرده است. وجود یک الکترون آزاد و خواصی مانند شفافیت نوری، انعطاف‌پذیری، پویایی بالای الکترون و برخی ویژگی-های دیگر گرافن را به ماده‌ای بی‌نظیر تبدیل کرده است.

در این مقاله با استفاده از یک لایه بسیار نازک گرافن پدیده EIT در یک ساختار H-II مشاهده می‌شود وبا تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن کنترل پذیری فرکانس شفافیت مورد بررسی قرار می‌گیرد. در پایان همچنین با توجه به حساسیت فرکانس شفافیت نسبت به ضریب شکست آنتن ها،خاصیت حسگری و میزان حساسیت آن بررسی می شود.



شکل۱: (الف) نمای سه بعدی ساختار (ب) نمای ساختار در صفحه xy

طراحی ساختار و نتایج

جدول ۱: مشخصات هندسی ساختار پیشنهاد شده.

پارامتر	ابعاد(nm)
W	50
w_1	46
L	240
L_1	150
L_2	260
L_3	390

شکل۱ نمای ساختار پیشنهاد شده را نشان می‌دهد. زیرلایه شیشه دارای ضخامت $d = 100\ nm$ و $p_x = p_y =$ 540, ضریب شکست آن در محدوده فرکانسی مورد مطالعه به طور تقریبی1.5در نظر گرفته شده است. بر روی این زیرلایه، تک لایه گرافن با ضخامت یک نانومتر قرار دارد که آنتن‌هایی شامل یک آنتن روشن Hشکل و یک آنتن تاریک متشکل از یک جفت میله موازی با یکدیگر(II) از درون لایه گرافن بیرون آورده شده‌اند و به اختصار H-II نامیده می‌شود.آنتن‌ها از جنس خلا هستند و مشخصات هندسی ساختار پیشنهاد شده در جدول۱ آورده شده است. برای شبیه‌سازی‌های این ساختار از نرم‌افزار CSTMicrowave Studi استفاده کرده‌ایم. این نرم افزار بر پایه روش عددی تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) طراحی شده است. در این شبیه سازی از شرط مرزی سلول واحد استفاده می‌کنیم و قطبش نور در راستای محور xها انتخاب شده است. جهت انتشار نور و قرار گرفتن پورت ها در راستای z است.

[۱] Electromagnetic Induced Transparency

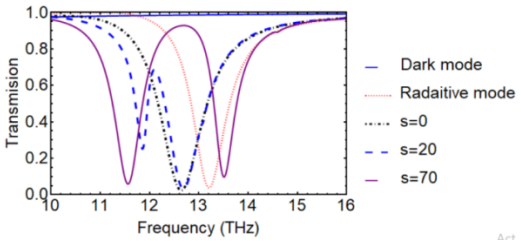
[۲] Plasmonically Induced Transparency

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

رسانندگی سطحی گرافن توسط فرمول کوبو مدل سازی می‌شود که از دو بخش میان‌باندی و درون‌باندی تشکیل شده است. برای فرکانس‌های تراهرتزی که $\hbar\omega \ll \mu_c$، قسمت باند میانی در مقایسه با باند داخلی قابل چشم‌پوشی است. بنابراین در ناحیه‌ی تراهرتز گرافن توسط رسانندگی سطحی شبه درود بیان می‌شود که جایگزین خوبی برای فلزات نجیبی مانند طلا و نقره است [۶].

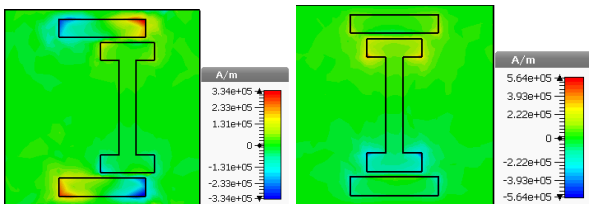
$$\sigma = \frac{j}{\omega + j\tau^{-1}} \frac{2e^2 K_B T}{\pi\hbar^2} \ln\left[2\cosh\frac{\mu_c}{2K_B T}\right].$$

که درآن T دما برحسب کلوین، ω فرکانس موج الکترومغناطیس، τ زمان واهلش، μ_c پتانسیل شیمیایی (انرژی فرمی)، K_B ثابت بولتزمن، eبارالکتریکی و ħ ثابت کاهش یافته پلانک می‌باشد. در شبیه سازی انجام شده $\mu_c = 0.5(eV)$و$\tau = 0.1(PS)$،$T = 300(K)$درنظر گرفته شده است.



شکل۲:طیف عبوری برهم کنش نور با مدهای روشن و تاریک پلاسمونیکی و نمودار ضریب عبور درکهای مختلف.

پاسخ طیفی شکل۲ گویای این مسئله است که تابش الکترومغناطیسی خارجی به طور مستقیم با آنتن Hجفت-شده است. رزونانس مشاهده شده در طیف آنتن مد روشن(نقطه چین مشکی) بیانگر این برهمکنش است؛ درحالی که آنتنII هیچ برهم‌کنشی با این نور ندارد و پاسخ طیفی تنها یک خط صاف (خط آبی) بدون هیچ رزونانسی را نشان می‌دهد. هنگامی که هر دو مد تاریک و روشن، در ساختار حضور دارند، آن گونه که در شکل۲ نشان داده شده است درنانو ساختار پیشنهادی تنها در صورتی می‌توان اثر PIT را مشاهده کرد که تقارن هندسی شکسته شود. به محض شکست تقارن $(S \neq 0)$ ، برابری شدت میدان‌های ایجاد شده در اثر برهمکنش دو آنتن از بین رفته و رزونانس دوم ایجاد و شروع به تقویت می‌کند که نشان‌دهنده پدیده PIT می‌باشد. مشاهده رزونانس دوم در طیف عبور ساختار در حالت نامتقارن نتیجه برهمکنش آنتن تاریک با میدان-های نزدیک ناشی از آنتن دوقطبی است. با توجه به نمودارها در Sهای مختلف، بهینه ترین حالت شکست تقارن $S = 70\ nm$ است و PIT در محدوده فرکانسی $(12.67\ THz)$ قابل مشاهده است. در ساختار متقارن $(S = 0\ nm)$با وجودی که آنتن تاریک با تابش‌های میدان نزدیک آنتن دوقطبی برهمکنش دارد،اما میدان‌های چهارقطبی ایجاد شده در دو طرف آنتن روشن دارای شدت مساوی با یکدیگر و در خلاف جهت هم هستند و بنابراین اثر یکدیگر را خنثی می‌کنند و درنتیجه در حالت متقارن اثر PIT قابل مشاهده نخواهد بود. شکل میدان‌های مغناطیسی ایجاد شده در اطراف آنتن ها در دو حالت متقارن و نامتقارن هندسی را نشان می‌دهد.

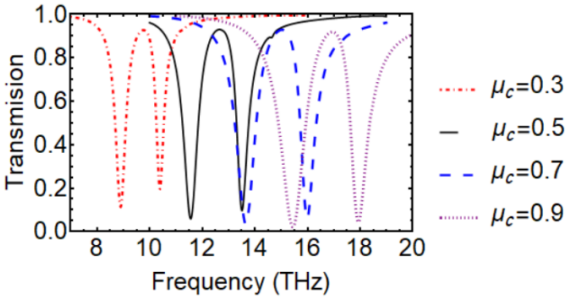


شکل۳:(الف) مولفهZ میدان مغناطیسی در حالت متقارن $S = 0\ nm$(ب) مولفهZ میدان مغناطیسی در حالت نامتقارن $S \neq 0\ nm$.

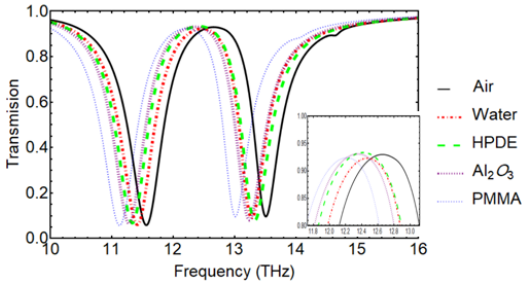
کنترل پذیری فرکانس شفافیت

کنترل رسانندگی گرافن در محدوده تراهرتز به وسیله ولتاژ ورودی یا تغییر در آرایش شیمیایی، امکان پذیر است. در این بخش فرکانس PIT را با استفاده از تغییر پتانسیل شیمیایی کنترل می‌کنیم. همان گونه که در شکل۴ مشاهده می‌کنیم پتانسیل شیمیایی را از 0.3 تا 0.9 الکترون‌ولت تغییر داده‌ایم. با تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن چگالی حامل‌های بار در آن تغییر می‌کند و یک انتقال فرکانسی به آبی در پاسخ طیفی بوجود می‌آورد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۴: پاسخ طیفی ساختار برای پتانسیل شیمیایی‌های مختلف در S=70



شکل ۵: پاسخ طیفی ساختار به ازای ضریب شکست‌های مختلف

جدول ۲: مقدار طول موج شفافیت به همراه میزان حساسیت

ماده	n	λ(nm)	Sensitiviey(nm/RIU)
Water	1.335	24055.6	1055
HPDE	1.5394	24162.7	854
Al2O3	1.7578	24282.5	733
PMMA	2.249	24556.3	683

کاربردهای حسگری

از کاربردهای فراماده پیشنهادی طراحی حسگرهایی برمبنای ضریب شکست است. فرکانس شفافیت ساختار فراماده در مقابل تغییرات ضریب شکست حساس می‌باشد که این ویژگی در ساخت حسگر مورد استفاده قرار می‌گیرد. در این بخش با تغییر دادن جنس آنتن‌ها جابجایی فرکانس شفافیت اندازه‌گیری و حساسیت حسگر را با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌کنیم.

$$sensitiviy = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}$$

با در نظر گرفتن $S = 70$ به عنوان بهینه ترین حالت، در ابتدا جنس آنتن ها را خلا با ضریب شکست $n = 1$ انتخاب می‌کنیم که با توجه به شکل۲ فرکانس PIT، 12.67 THz می‌باشد. سپس جنس آنتن‌ها را به $Water, HPDE, Al_2O_3$, PMMA با ضریب شکست به ترتیب 2.249 و 1.7578و 1.5394 و 1.335 تغییر می‌دهیم که تغییرات نمودار عبور آنها در شکل۵ آورده شده است. مشاهده می‌شود با افزایش ضریب شکست آنتن‌ها، فرکانس PIT کاهش می‌یابد.در این پژوهش حساسیت نسبت به خلا سنجیده شده است که در جدول۲ طول موج PIT، به همراه حساسیت(تغییرات طول موج به اختلاف ضریب شکست)هرماده آورده شده است که بیشترین حساسیت مربوط به آب با مقدار $(\frac{nm}{RIU})$ 1055می‌باشد.

نتیجه‌گیری

نانو ساختار گرافنی با آنتن‌هایی به شکل H-II طراحی شد. در ساختار ذکر شده در حالت نامتقارن پدیده شفافیت القایی مشاهده می‌شود. بهینه ترین حالت نامتقارن $S = 70nm$ بدست آمد که در این حالت فرکانس شفافیت 12.67 THz محاسبه شد. همچنین نشان دادیم فرکانس شفافیت با تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن کنترل پذیر است و با افزایش پتانسیل شیمیایی یک جابجایی به آبی در نمودار عبور بوجود می‌آید. با بررسی خاصیت حسگری ساختار به عنوان حسگر ضریب شکست میزان حساسیت $(\frac{nm}{RIU})$ 1055 برای آب بدست آمد.

مراجع

[1]M.Fleischhauer et.al., “Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media”,Rev.Mod. Phys.Vol.77, pp. 633–673,2005.

[2]C. L. Garrido Alzar et.al.,“Classical analog of electromagnetically induced transparency”, P. Am. J. Phys., Vol.70, pp.37, 2002.

[3]Na Liu et. al., “Planar Metamaterial Analogue of Electromagnetically Induced Transparency for Plasmonic Sensing Application”,NanoLett.,Vol.10, No. 4, pp. 1103–1107, 2010.

[4]Z.Vafapour,A.Zakery,“NewRegime of Plasmonically Induced Transparency”,Plasmonics.,Vol. 70, No. 37, pp. 1809-1815, 2015.

[5]Z.vafapour, et. al., “ Graphene-based mid-infrared biosensor”, OSA., Vol. 34, No. 12, pp. 2586-2592, 2017.

[6]L.A.Falkovsky, “Optical properties of graphene”,Journal ofPhysics: Conference Series., Vol. 129,No.1.IOP Publishing,2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

افزایش ضریب شکست غیرخطی پلیمر پلی استایرن با افزودن نانوذرات دی اکسید تیتانیوم

محمدرضا رشیدیان وزیری[۱*]؛ معصومه زینلی[۲]؛ بابک ژاله[۲]؛ افشان امیدوار[۲]؛ امیر عباسی[۱]

[۱] پژوهشکده فوتونیک و فن‌آوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران

[۲] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بوعلی سینا، همدان

mrashidian@aeoi.org.ir[*]

چکیده- در این مقاله، محلول پلیمر پلی استایرن و نانوذرات دی اکسید تیتانیوم (TiO_2) با غلظت‌های مختلف نانوذرات تهیه شده و سپس به روش لایه‌نشانی دورانی بر روی سطح زیرلایه‌های کوارتز نشانده شده است. خواص ساختاری لایه‌ها با استفاده از میکروسکوپ‌های الکترون روبشی و الکترون عبوری بررسی شده است. ضخامت لایه‌ها با استفاده از ضخامت‌سنج اندازه‌گیری شده است. ضریب شکست غیرخطی لایه‌ها نیز با استفاده از روش روبش z روزنه بسته اندازه‌گیری شده است. نتایج این کار بیانگر افزایش ضریب شکست غیرخطی پلیمر با افزایش نانوذرات TiO_2 به آن است. میزان افزایش ضریب شکست غیرخطی متناسب با درصد نانوذرات TiO_2 افزوده شده به پلیمر پلی استایرن است.

کلیدواژه- کاربردهای فوتونیکی، لایه‌های نازک، نانوذرات، نورشناخت غیرخطی.

Increasing the nonlinear refractive index of polystyrene polymer by adding titanium dioxide nanoparticles

Mohammad Reza Rashidian vaziri[1], Masoumeh Zeinali[2], Babak Jaleh[2], Afshan Omidvar[2], Amir Abbasi[1*]

[1] Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran
[2] Department of Physics, Bu-Ali Sina University, Hamedan
[*] a.abbasi-ph@hotmail.com

Abstract- In this paper, a solution of polystyrene and titanium dioxide nanoparticles (TiO_2) with different concentrations of nanoparticles is prepared and then is coated by spin coating method on the surface of quartz substrates. The structural properties of the layers were investigated using scanning and transmission electron microscopes. The thickness of the layers is measured using a profilometer. The nonlinear refractive index of the layers is also measured using the closed aperture z-scan method. The results of this work indicate increase of the nonlinear refractive index of polymer with adding TiO_2 nanoparticles. It is found that increase of the nonlinear refractive index is proportional to the percentage of the added TiO_2 nanoparticles to the polystyrene polymer.

Keywords: Photonic applications, Thin films, Nanoparticles, Nonlinear optics.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

تغییر خواص پلیمرها از طریق ترکیب آن‌ها با نانوذرات نیم‌رسانا باعث گسترش دامنه کاربردشان در زمینه‌های مختلف شده و به همین دلیل به شدت مورد توجه پژوهشگران در حوزه‌های مختلف علمی است [۱]. نانوذرات نیم‌رسانای اکسیدی، با توجه به خواص الکترونی و نوری قابل تنظیم وکاربردهای بالقوه در بسیاری از حوزه ها، مانند سلول‌های خورشیدی، دیودهای گسیل نور، کلیدهای نوری و حسگرهای گاز، به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته‌اند [۲].

در میان نانوذرات نیم‌رسانای اکسیدی، نانوذرات TiO_2 به دلیل استفاده روزافزون در کاربردهای مختلفی نظیر ساخت سلول‌های خورشیدی و حسگرها مورد توجه ویژه هستند [۳]. پلی استایرن (PS) نیز به عنوان ماده‌ای سبک، پایداری مکانیکی و مقاومت شیمیایی بالایی دارد که استفاده گسترده آن را در کاربردهای مختلف به همراه داشته است [۴]. حجم گسترده‌ای از تحقیقات در سالیان اخیر در زمینه ساخت لایه‌های نازک از نانوکامپوزیت‌های پلیمری TiO_2 و پلی استایرن و بررسی خواص نوری آن‌ها متمرکز بوده است [۵-۸].

در این کار، و با هدف بررسی اثر غلظت نانوذرات TiO_2 در تغییر ضریب شکست غیرخطی پلیمر پلی‌استایرن، لایه‌های نانوکامپوزیتی پلی استایرن و TiO_2 با درصدهای وزنی مختلف (۲، ۴ و ۶ ٪) به روش لایه نشانی دورانی تهیه و ضریب شکست غیرخطی آن‌ها به روش روبش z روزنه بسته مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج بیانگر افزایش قابل ملاحظه ضریب شکست غیرخطی پلیمر پلی استایرن با افزایش نانوذرات TiO_2 بوده است.

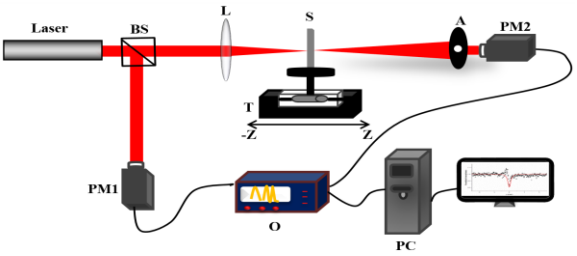
روش‌ها

لایه‌های نازک نانوکامپوزیتی به روش لایه‌نشانی دورانی تهیه شده‌اند. ابتدا، پلیمر پلی استایرن در تولوئن با ۳٪ درصد وزنی (۲ گرم PS و ۶۵ گرم تولوئن) حل شده است. سپس، نانوذرات TiO_2 با درصدهای مختلف ۲، ۴ و ۶٪ به حلال اضافه شدند. محلول‌های کلوئیدی تهیه شده به مدت ۱۵ دقیقه و به منظور قرارگیری همگن نانوذرات در ماتریس پلیمری اولتراسونیک شده است. محلول‌ها بر روی زیرلایه‌های کوارتز با دور ۲۰۰۰ در دقیقه و به مدت ۲ دقیقه لایه نشانی شده و سپس به مدت ۳۰ دقیقه در کوره و در دمای ۷۰ درجه سلسیوس بازپخت شده‌اند. به منظور ساده‌نویسی و در ادامه متن، لایه‌های تهیه شده نانوکامپوزیتی با ۲، ۴ و ۶٪ درصد وزنی از نانوذرات، به ترتیب با TiO_2 PS-2%، TiO_2 PS-4% و TiO_2 PS-6% مورد اشاره قرار خواهند گرفت.

ریخت‌شناسی لایه‌ها با میکروسکوپ الکترون روبشی (SEM) مدل (JEOL 4000-EX) بررسی شده است. ضخامت فیلم‌ها با استفاده از ضخامت‌سنج Veeco Dektak-3 اندازه‌گیری شده است. شکل ظاهری نانوذرات و توزیع اندازه آن‌ها نیز با استفاده میکروسکوپ الکترون عبوری (TEM) مدل (Zeiss-EM10C-100 KV) مورد بررسی قرار گرفته است. طیف خاموشی فرابنفش-مرئی لایه‌ها با استفاده از طیف‌سنج دو پرتویی (Perkin Elmer 550ES) و با قدرت تفکیک ۱ نانومتر ثبت شده است. خواص نوری غیرخطی نمونه‌ها با استفاده از روش روبش z مورد بررسی قرار گرفته است. چیدمان آزمایشگاهی روبش z روزنه بسته در شکل ۱ نشان داده شده است. لایه‌ها در راستای افقی (راستای z) جابه‌جا شده و نسبت سیگنال‌های دریافتی از توان-سنج‌های ۱ و ۲ به عنوان سیگنال روبش z ثبت شده است. در این آزمایش، از عدسی کروی با فاصله کانونی ۲۰ سانتی‌متر استفاده شده و نمونه‌ها در بازه کانونی با استفاده از ریل متحرک روبش شده‌اند. باریکه خروجی لیزر هلیوم- نئون موج پیوسته (طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر) با توان خروجی ۵۰ میلی‌وات به‌عنوان منبع برانگیختگی خواص غیرخطی استفاده شده است. کمر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

باریکه در کانون برابر ۲۲ میکرومتر بوده است. از نظریه روبش z غیرموضعی برای تحلیل نتایج استفاده شده است [۹].



شکل ۱: طرح چیدمان آزمایشگاهی روبش z روزنه بسته. BS: شکافنده باریکه مکعبی، L: عدسی، S: نمونه لایه نازک، A: روزنه، PM1 و PM2: توان‌سنج، T: جابه‌جاگر نمونه.

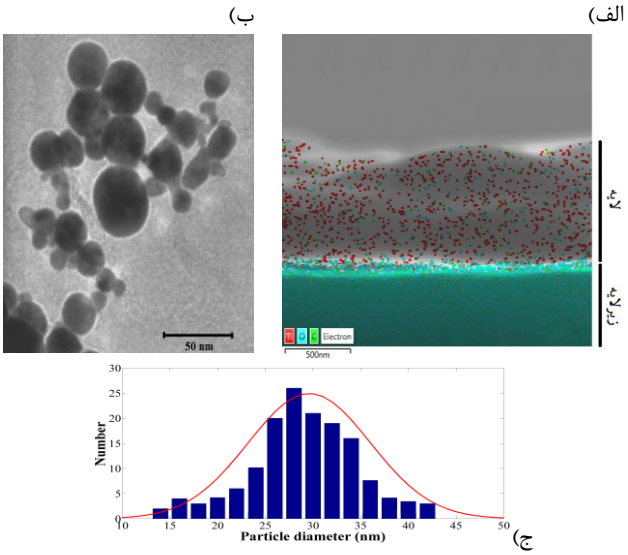
نتایج

تصویر SEM سطح مقطعی لایه PS-6% TiO_2 در شکل ۲-الف نشان داده شده است. تصویر بیانگر شکل‌گیری لایه نانوکامپوزیتی است که در آن نانوذرات TiO_2 به شکلی یکنواخت در عمق لایه پلیمری پلی استایرن توزیع شده‌اند. تصویر TEM نانوذرات TiO_2 در شکل ۲-ب نشان داده شده است. تصویر نشاندهنده شکل‌گیری خوشه‌های نانوذرات بدلیل وجود نیروی جذب الکترواستاتیکی بین آن‌ها است. همانطور که در شکل ۲-الف مشخص است، این خوشه‌ها پس از شکل‌گیری لایه نانوکامپوزیتی شکسته شده و به شکلی همگن در کل حجم آن توزیع شده‌اند. توزیع اندازه محاسبه شده نانوذرات از روی تصاویر میکروسکوپ الکترون عبوری در شکل ۲-ج نشان داده شده است. روی توزیع اندازه همگن بدست آمده، تابع توزیع به‌هنجار (گاؤسی)

$$f_{\text{normal}}(d)=1/(\sqrt{2\pi}\sigma)\times\exp(-(d-d_0)^2/2\sigma^2) \qquad (۱)$$

برازش شده است که در آن σ انحراف معیار و d_0 قطر میانگین نانوذرات است. با برازش رابطه فوق، اندازه میانگین نانوذرات حدود ۳۰ نانومتر اندازه‌گیری شده است.

(الف) (ب)



(ج)

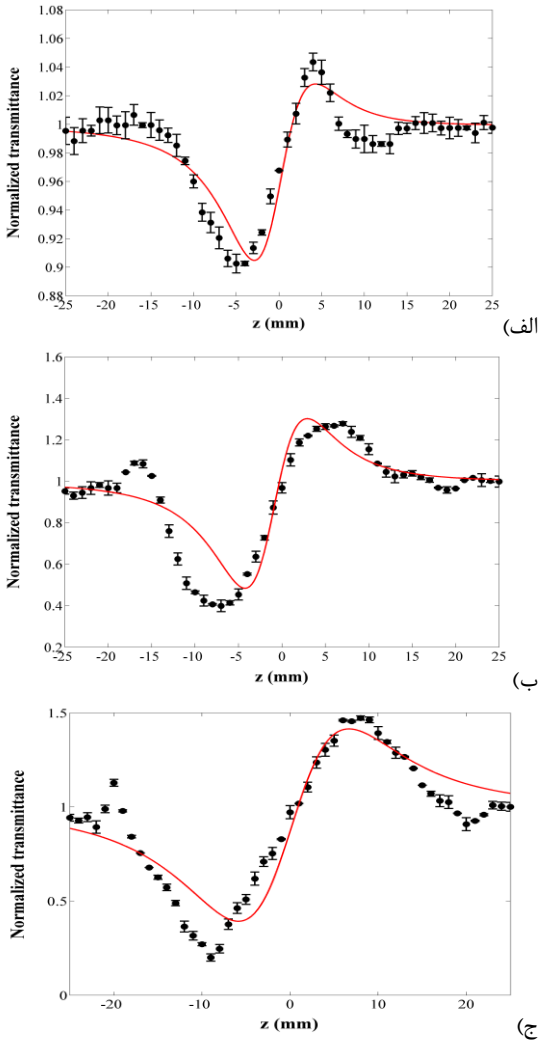
شکل ۲. الف) تصویر SEM سطح مقطعی لایه نانوکامپوزیت PS-6% TiO_2. ب) تصویر میکروسکوپ الکترون عبوری نانوذرات و ج) توزیع اندازه نانوذرات.

نتایج آزمایش‌های روبش z روزنه بسته در شکل ۳ نشان داده شده‌اند. برای‌استخراج مقدار ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها از نظریه روبش z غیرموضعی استفاده شده است [۹]. مطابق با این نظریه، ضرایب شکست غیرخطی را می‌توان با استفاده از رابطه زیر بدست آورد:

$$T_{Closed}=1-\frac{4mkn_2I_0L_{\text{eff}}x}{\left(x^2+(2m+1)^2\right)\left(x^2+1\right)} \qquad (۲)$$

در این رابطه، n_2 ضریب شکست غیرخطی، m پارامتر غیرموضعی محیط، $x=z/z_0$، I_0 مقدار شدت الکتریکی در محل کمر باریکه و k عدد موج است. $L_{\text{eff}}=(1-\exp(-\alpha L))/\alpha$ به نام ضخامت مؤثر نمونه شناخته می‌شود و متناسب با ضریب جذب خطی نمونه و ضخامت واقعی آن L است. با برازش منحنی مطابق با رابطه (۲)، ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها بدست آمده است (جدول ۱).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۳. داده‌های روبش z روزنه بسته (نقاط) و برازش (خط قرمز) برای نمونه‌های الف) PS-2% TiO_2، ب) PS-4% TiO_2 و ج) PS-6% TiO_2.

جدول ۱. مشخصه‌های نوری لایه‌ها.

نمونه	n_2 (cm^2/W)	m	d (μm)
PS-2% TiO_2	۱/۰۵±۰/۲۱	۰/۱۵±۰/۰۴	۱/۰۶±۰/۲۲
PS-4% TiO_2	۸/۰۱±۰/۱۴	۰/۱۸±۰/۰۳	۱/۰۹±۰/۱۳
PS-6% TiO_2	۱۴/۲۰±۰/۰۹	۰/۲۰±۰/۰۳	۱/۰۵±۰/۲۰

مهمترین نکته در این جدول، افزایش ضریب شکست غیرخطی لایه‌ها با افزایش درصد نانوذرات TiO_2 موجود در آن است. این افزایش را می‌توان ناشی از غیرخطیت بزرگ نانوذرات TiO_2 دانست که با افزایش درصد آن‌ها در حجم لایه منجر به افزایش غیرخطیت کلی لایه نانوکامپوزیتی نیز می‌شود [۸]. افزایش غیرخطیت با افزایش درصد نانوذرات نیز به علت افزایش پراکندگی می از این نانوذرات کروی (شکل ۲-ب) است [۱۰]. پراکندگی نور توسط نانوذرات کروی یک فرآیند غیرخطی است. پراکندگی باعث خواهد شد که شدت نور در یک نقطه خاص از محیط تنها به شدت نور در آن نقطه وابسته نبوده؛ بلکه به شدت نورهای پراکنده شده و رسیده از نانوذرات واقع شده در باقی نقاط فضا نیز وابسته باشد.

نتیجه‌گیری

در این کار، لایه‌های نانوکامپوزیت از پلیمر پلی‌استایرن و نانوذرات TiO_2، با درصدهای مختلف وزنی، به روش لایه‌نشانی دورانی تهیه شده و ضریب شکست غیرخطی آن‌ها اندازه‌گیری شده است. نتایج کار بیانگر افزایش قابل توجه ضریب شکست غیرخطی لایه‌ها با افزایش میزان نانوذرات موجود در آن‌ها است. ضریب شکست غیرخطی بزرگ این لایه‌ها می‌تواند کاربرد آن‌ها را در زمینه‌های مختلف گسترش دهد.

مرجع‌ها

[۱] Liu B et al., 2013 *Dyes and Pigments* **99** 192-200
[۲] Dilag J et al., 2013 *Forensic science international* **228** 105-14
[۳] Tripathi S and Sharma M 2013 *Materials Research Bulletin* **48** 1837-44
[٤] Zan L et al., 2004 *Applied Catalysis A: General* **٢٤٢-٢٣٧ ٦٤**
[٥] Zan L et al., 2006 *Polymer* **47** 8155-62
[٦] Wang S et al., 2001 *Physics Letters A* **281** 59-63
[٧] Sciancalepore C et al., 2008 *Nanotechnology* **19** 205705
[٨] Elim H et al., 2003 *Applied Physics Letters* **82** 2691-3
[٩] RashidianVaziri M et al., 2012 *Journal of Optics* **15** 025201
[١٠] Vaziri M R et al., 2017 *Optical Materials* **64** 413-20

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مطالعه محاسباتی تراگسیل و بازتاب در یک موجبر بیضوی

حمید جندقی، مسعود رضوانی جلال*، علیرضا عبدی کیان

گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه ملایر، ملایر (rezvanijalal@malayeru.ac.ir)

چکیده – در این مقاله بازتاب و تراگسیل نور از یک جسم واقع در موجبر استوانه ای با مقطع بیضوی و دیواره رسانا مورد مطالعه محاسباتی قرار می گیرد. ابتدا، امواج الکترومغناطیسی قابل انتقال از موجبر با روش عددی به دست می آیند. سپس، یک جسم دی الکتریک با ضریب شکست n و ضخامت L که هم مقطع با موجبر است درون آن قرار داده می شود و ضرایب بازتاب و تراگسیل آن محاسبه می گردند. نشان داده می شود که بیشترین بازتاب در نزدیکی فرکانس قطع موجبر رخ می دهد ولی در فرکانس های خیلی بیشتر از آن، جسم مذکور مانند مشدد فابری-پرو در فضای آزاد رفتار می کند و ضرایب عبور و انعکاس آن به صورت تناوبی و تشدیدی با فرکانس تغییر می نمایند.

کلید واژه- تیغه فابری-پرو، روش تفاضل محدود، موجبر بیضوی.

Computational Study of Transmission and Reflection in an Elliptical Waveguide

Hamid Jandaghi, Masoud Rezvani Jalal*, Alireza Abdikian

Department of Physics and Photonics, Malayer University, Malayer (rezvanijalal@malayeru.ac.ir)

Abstract- In this paper, reflection and transmission from a body placed within a cylindrical waveguide with elliptical cross-section and conducting wall is computationally studied. First, the electromagnetic waves guidable in the waveguide are numerically obtained. Then, a dielectric body of refractive index n and thickness L which is co-section with the waveguide is inserted into it and its reflection as well as transmission coefficients are computed. It is shown that the highest reflection occurs near the cutoff frequency of the waveguide but in frequencies much larger than it, the body behaves as a Fabry-Perot resonator in an unbounded space and its reflection and transmission coefficients change periodically and resonantly with frequency.

Keywords: Fabry-Perot slab, Finite element method, Elliptical waveguide.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

امواج الکترومغناطیسی در مواجهه با اجسام، سه فرایند بازتاب، عبور و جذب را تجربه می کنند. بسته به فرکانس نور و نیز توزیع فضایی و زمانی میدان های آن و همچنین هندسه برهمکنش آن با ماده و حتی جنس و شکل اجسام، این فرایندها می توانند مقادیر مختلفی داشته باشند. نور در حین پراکندگی از جسم به آن نیروی اپتیکی نیز وارد می کند. این نیرو از میدان الکتریکی و مغناطیسی نور و برهمکنش آنها با دوقطبی ها و جریان های الکتریکی القاء شده در جسم نشأت می گیرد و در دو دسته نیروی اپتیکی گرادیانی (ناشی از میدان الکتریکی نور) و نیروی اپتیکی پراکندگی (ناشی از میدان مغناطیسی) قابل مطالعه می باشد. نیروی اپتیکی نقش اساسی در ادوات نوری مانند انبرک اپتیکی و سردسازی لیزری دارد [۱و۲].

اکثر کارهای انجام شده روی پراکندگی نور از اجسام مربوط به فضای آزاد است و به ندرت می توان مطالعاتی از بازتاب و عبور نور در فضاهای بسته و نیمه بسته مثل کاواک ها و موجبرها پیدا کرد [۳]. به نظر می رسد که پراکندگی نور و نیروی اپتیکی در داخل موجبرها دارای زوایای پنهان زیادی باشد. در این مقاله، یک موجبر با مقطع بیضوی لحاظ می شود و ضرایب بازتاب و تراگسیل نور از جسمی به ضخامت L و ضریب شکست n که هم مقطع با موجبر است در قالب یک کار جدید به روش عددی محاسبه می گردد.

ساختار مقاله به این صورت است: ابتدا روش عددی محاسبه مدهای قابل هدایت در موجبر بیضوی آورده می شود. سپس نتایج محاسبات عددی عبور و انعکاس ذکر می گردد. در انتهای مقاله نیز به نتیجه گیری پرداخته می شود.

الگوریتم محاسبه مدهای موجبری

برای به دست آوردن مدهای موجبری در داخل یک موجبر دلخواه باید معادله موج الکترومغناطیسی برای فضای داخل آن حل شود. از بین مدهای TE (میدان الکتریکی عرضی) و TM (میدان مغناطیسی عرضی) در اینجا مد TM مدّ نظر قرار می گیرد. در این مد، میدان مغناطیسی هیچ مولفه ای در راستای محور موجبر ندارد و با حل معادله هلمهولتز برای مولفه محوری میدان الکتریکی E_z سایر مولفه های میدان یعنی E_x، E_y، H_x و H_y به دست خواهند آمد [۴]:

$$\nabla^2 E_z(x,y,z)+k^2 E_z(x,y,z)=0 \qquad (۱)$$

در این معادله $k=\omega/c$ و ω فرکانس نور می باشد. طبق جداسازی متغیرها E_z دارای جوابی به شکل زیر خواهد بود:

$$E_z(x,y,z)=E_z(x,y)e^{\pm ik_z z} \qquad (۲)$$

$E_z(x,y)$ نیز از حل معادله زیر به دست می آید:

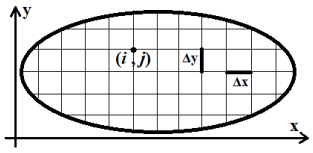
$$(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2})E_z(x,y)+k_{xy}^2 E_z(x,y)=0 \qquad (۳)$$

k_z و k_{xy} هم باید در تساوی زیر صدق کنند:

$$k_{xy}^2+k_z^2=\left(\frac{n\omega}{c}\right)^2 \qquad (۴)$$

اگر موجبر دارای شکل ساده ای مانند مستطیل و دایره باشد معادله (۳) به صورت تحلیلی قابل حل خواهد بود و میدان E_z و به تبع آن سایر میدان ها به دست خواهند آمد. ولی اگر شکل موجبر غیر از اینها باشد دیگر نمی توان این معادله را به صورت تحلیلی حل کرد و باید به راه های عددی و ابزارهای محاسباتی استاندارد برای حل معادله (۳) به منظور یافتن عدد موج عرضی و مدهای موجبری متوسل شد. روش های متنوعی برای انجام این کار وجود دارد که از آن جمله می توان به الگوریتم های المان محدود و تفاضل محدود اشاره کرد. در اینجا از یک روش ساده تفاضل محدود استفاده می گردد. اصول کار بدین صورت است که ابتدا مقطع موجبر در سیستم مختصات مناسب شبکه بندی شده و به المان های زیادی تقسیم می شود، شکل ۱.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۱: المان بندی موجبر بیضوی در سیستم مختصات دکارتی.

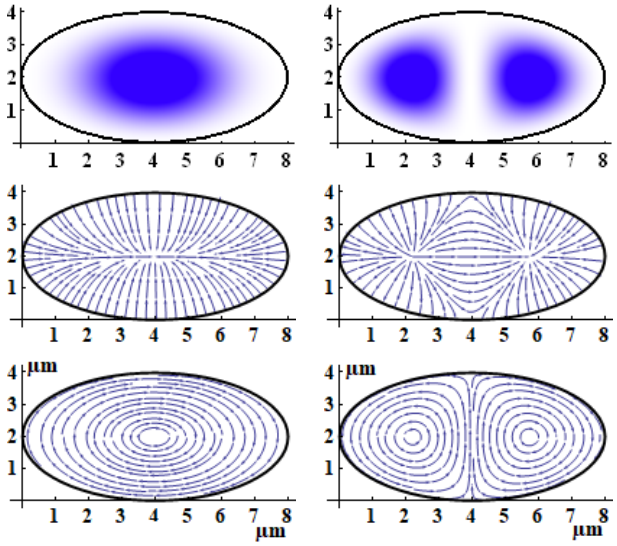
سپس، معادله (۳) با فرمول سه نقطه ای مشتق دوم برای هر المان (i,j) به شکل گسسته زیر در می آید:

$$\frac{E_z(i-1,j)-2E_z(i,j)+E_z(i+1,j)}{\Delta x^2}+\frac{E_z(i,j-1)-2E_z(i,j)+E_z(i,j+1)}{\Delta y^2}+k_{xy}^2E_z(i,j)=0 \qquad (۵)$$

برای تمام المان ها چنین معادله ای نوشته می شود و در المان های مرزی نیز از شرط صفر شدن مولفه مماسی میدان الکتریکی در مرز رسانای ایده آل (یعنی E_z(مرز)=۰) استفاده می گردد. با این کار به تعداد المان ها (غیر از نقاط مرزی) معادله به وجود خواهد آمد. با کنار هم گذاشتن این معادلات یک دستگاه معادله-مجهول ویژه مقداری شکل می گیرد که ویژه مقادیر آن k_{xy}^2 و مجهولات آن E_z خواهند بود. با حل این دستگاه، میدان ها و اعداد موج به دست می آیند. یک برنامه رایانه ای به زبان Mathematica توسط نویسندگان مقاله طراحی شده است که با دریافت موجبر دلخواه (در اینجا بیضوی) میدان ها و اعداد موج عرضی (و نیز فرکانس قطع) و از آنها نیز ضرایب بازتاب و عبور از سطح اجسام تخت درون موجبر را محاسبه می کند. در ادامه به استفاده از این کد در شبیه سازی اشاره می گردد.

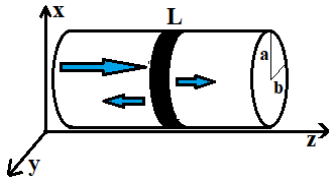
نتایج شبیه سازی و بررسی آنها

یک موجبر بیضوی با قطر بزرگ a=۴ μm و قطر کوچک b=۲ μm با دیواره رسانا لحاظ می گردد. فرض می شود که فضای درون موجبر خلأ باشد. با اجرای کد رایانه ای مذکور فرکانس های قطع و توزیع میدان ها برای مدهای مختلف به دست می آیند. در شکل ۲ توزیع میدان E_z و نیز توزیع میدان الکتریکی عرضی و میدان مغناطیسی عرضی برای مد اول و دوم این موجبر ترسیم شده است.



شکل ۲: توزیع میدان الکترومغناطیسی مد اول (ستون چپ) و مد دوم (ستون راست) یک موجبر بیضوی برای میدان الکتریکی محوری، E_z، (ردیف بالا)، و نیز خطوط میدان الکتریکی عرضی (ردیف وسط) و خطوط میدان مغناطیسی عرضی (ردیف پایین).

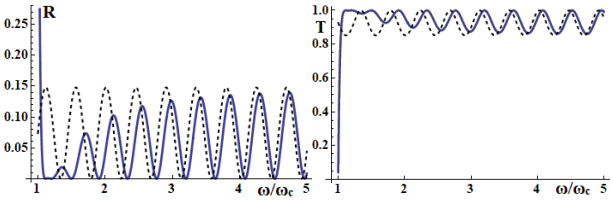
با این میدان ها به راحتی می توان انتقال انرژی و تکانه موج نوری در موجبر را محاسبه کرد. در اینجا به بازتاب و عبور از یک تیغه با ضخامت L و ضریب شکست n که هم مقطع موجبر است پرداخته می شود. روند کار اینگونه است که ابتدا یک موج الکترومغناطیسی موجبری به این تیغه تابیده می شود. قسمتی از موج از سطح آن بازتاب شده و قسمتی هم عبور پیدا می کند. قسمت عبوری به سمت وجه دوم جسم حرکت کرده و از آنجا بازتاب می شود و درصدی از آن نیز عبور می کند. این بازتاب ها و عبورهای پی در پی در نهایت یک موج بازتابی، دو موج رفت و برگشتی در داخل تیغه و یک موج عبوری ایجاد می کند، شکل ۳ [۵].



شکل ۳: فرود یک موج الکترومغناطیسی موجبری از سمت چپ به تیغه ای به ضخامت L و بازتاب و عبور آن از تیغه.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

با استفاده از مدهای موجبری و اعمال شرایط مرزی در وجوه تیغه به راحتی می توان ضرایب بازتاب و عبور را به دست آورد. در شکل ۴ این ضرایب برای پایین ترین مد موجبر (یعنی ستون چپ شکل ۲) در فرود به تیغه ای با ضریب شکست n=۱/۵ و ضخامت L=۵ μm ترسیم شده است.



شکل ۴: ضریب عبور (راست) و ضریب بازتاب (چپ) یک تیغه به ضخامت μm ۵ و ضریب شکست ۱/۵ در داخل موجبر بر حسب فرکانس (بهنجار شده به فرکانس قطع) در پایین ترین مد TM. نمودار خط چین مربوط به تیغه در فضای آزاد می باشد.

به وضوح دیده می شود که ضریب بازتاب در نزدیکی فرکانس قطع خیلی زیاد و نزدیک به ۱ است. این مقدار با دور شدن از فرکانس قطع سریعاً به صفر کاهش می یابد و بعد از آن شکل تناوبی صعودی به خود می گیرد و در فرکانس های بالاتر هموار می شود. رفتار تناوبی را این گونه می توان توجیه کرد که سیستم مورد مطالعه (شکل ۳) تا حدی مشابه تداخل فابری-پرو است و همانطور که بازتاب و عبور فابری-پرو تناوبی است (نمودارهای خط چین در شکل ۴) در اینجا نیز ظهور چنین رفتاری باید مورد انتظار باشد. البته آنها یک تفاوت اساسی با هم دارند بدین صورت که فابری-پرو معمولی در فضای آزاد قرار دارد ولی اینجا در داخل موجبر مستقرّ شده است. قرار گرفتن در موجبر شرایط مرزی مازادی بر تداخل فابری-پرو تحمیل می کند و این شرایط اضافی دلیل اصلی رفتار پیچیده در فرکانس قطع و فرکانس های نزدیک به آن می باشند، شکل ۴.

با داشتن ضریب بازتاب به راحتی می توان نیروی اپتیکی وارد بر تیغه را محاسبه کرد. از آنجا که برانگیزش ویژه مدها در داخل موجبری که شامل یک جسم تخت همگن و همسانگرد و هم مقطع با موجبر باشد هیچ گرادیان میدانی ایجاد نمی کند پس نیروی اپتیکی وارد بر تیغه از نوع نیروی اپتیکی پراکندگی خواهد بود. انتظار بر این است که این نیرو رفتاری مشابه با ضریب بازتاب داشته باشد یعنی در فرکانس هایی که ضریب بازتاب بیشتر است نیروی رو به جلوی بیشتری احساس شود و جاهایی که ضریب بازتاب صفر است هیچ نیرویی وارد نیاید.

نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از کد نویسی و شبیه سازی به بازتاب و تراگسیل از یک تیغه دی الکتریک واقع در یک موجبر بیضوی پرداخته شد. نشان داده شده شد که ضریب بازتاب در فرکانس قطع بیشترین مقدار را دارد و در فرکانس های بالاتر یک مقدار تناوبی و هموار به خود می گیرد. از آنجا که نیروی اپتیکی پراکندگی وارد بر تیغه با ضریب بازتاب متناسب است می توان نتیجه گیری کرد که بیشترین نیرو در نزدیکی فرکانس قطع به تیغه وارد خواهد شد.

سپاسگزاری

حمایت دانشگاه ملایر از این کار پژوهشی مورد تقدیر و تشکر می باشد.

مرجع‌ها

[1] M. Nieto-Vesperinas et al., "Optical forces on small magnetodielectric particles", OPTICS EXPRESS, Vol. 18, No. 11, p.p. 11428-11443, 2010.

[2] R. Quidant et al., "Optical manipulation of plasmonic nanoparticles". Appl. Phys. A, Vol. 89, p.p. 233–239, 2007.

[3] J. W. Liaw, "Simulation of surface plasmon resonance of metallic nanoparticles by the boundary-element method", J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 23, No.1, p.p. 108-116, 2006.

[4] John David Jackson, *Classical Electrodynamics*, third edition, p. 359, 1998.

[5] M. Rezvani Jalal, F. Vaziri Alamdarlo, "Simulation of light interference by a biaxial thin film", Optik, Vol. 130, p.p. 393–397, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه سازی برهم نهی فیلم های هولوگرافی برای افزودن تصاویر جدید

سید آرش مدائنی[۱]، مسعود رضوانی جلال[۱*]، مسعود پیشدست[۲]

[۱] گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه ملایر، ملایر (rezvanijalal@malayeru.ac.ir)

[۲] پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، سازمان انرژی اتمی

چکیده – در این مقاله نحوه افزودن تصاویر جدید به یک هولوگرام ذخیره شده مورد مطالعه نظری و شبیه سازی قرار می گیرد. برای انجام این کار امواج نوری گسیل شده از تمام اشیاء حاضر در صحنه تصویر برداری در محل فیلم هولوگرافی لحاظ می شود. بررسی این موج برایند نشان می دهد که برای افزودن یک تصویر جدید به هولوگرام مورد نظر باید ابتدا تصویر هولوگرافی شیئ جدید با تک تک اشیاء موجود در فیلم قبلی به صورت جداگانه به دست آید. با داشتن این هولوگرام ها و گذاشتن آنها روی هولوگرام قدیم می توان تصویر شیئ جدید را بین تصاویر قبلی وارد کرد.

کلید واژه- برهم نهی، هولوگرافی، هولوگرام.

Simulation of Superposition of Holography Films for Addition of New Images

Seyyed Arash Madaeni[1], Masoud Rezvani Jalal[1*], Masoud Pishdast[2]

[1]Department of Physics and Photonics, Malayer University, Malayer (rezvanijalal@malayeru.ac.ir)

[2]Plasma Physics and Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute

Abstract- In this paper the method of addition of new images to a saved hologram is studied theoretically and by simulation. To do this task the light waves emitted from all the objects present in the imaging scene at the position of holographic film is considered. Investigation of the total wave shows that in order to add a new image to the desired hologram, holographic image of the new object with all individual objects in the previous film should be first obtained separately. Given these holograms and putting them over the old one, image of the new object can be inserted among the previous images.

Keywords: Superposition, Holography, Hologram.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

آنچه که در فوتوگرافی روی فیلم عکاسی ذخیره می شود شدت نور است ولی در هولوگرافی علاوه بر شدت، فاز نور نیز ثبت می گردد. با داشتن این فاز می توان تصاویر سه بعدی از اجسام ایجاد کرد [۱]. البته هولوگرافی در مقایسه با فوتوگرافی دارای محدودیت هایی است که از آن جمله می توان به استفاده از نور لیزر برای روشن کردن اشیاء، نیاز به فیلم عکاسی با قابلیت ثبت جزئیات میکرومتری، کار کردن در مکان هایی با کمترین لرزش های محیطی (مثل میزهای اپتیکی و ...) و همچنین محدودیت در شکل و نوع اشیاء تصویرگیری اشاره کرد.

هولوگرافی علاوه بر جایگاهی که در صنایع سرگرمی ساز دارد کاربردهای متنوعی مانند ریز سنجی، طیف سنجی و تداخل سنجی هم در بین پژوهشگران به خود اختصاص داده است. خود فرایند هولوگرافی نیز زمینه کاری محققان زیادی می باشد و ظهور مفاهیم جدید هولوگرافی همچون هولوگرافی چندرنگی، متا-هولوگرافی، هولوگرافی پرتو ایکس، هولوگرافی دیجیتال و ... در مقالات علمی جدید شاهدی بر این ادعا است [۵-۲].

مسئله ترکیب هولوگرام ها و یا تجزیه یک هولوگرام به هولوگرام های دیگر موضوع جالبی از منظر تداخل سنجی و تصویر سازی می باشد [۶]. در این مقاله با استفاده از یک برنامه شبیه سازی رایانه ای به ترکیب هولوگرام ها جهت افزودن تصویر جدید پرداخته می شود.

نظریه برهم نهی طرح های تداخلی

تصویر برداری هولوگرافی معمولاً در یکی از دو حالت عبوری یا بازتابی انجام می شود. در چیدمان بازتابی (که مد نظر مقاله حاضر است) نور لیزر ابتدا به دو قسمت شکافته می شود. یک قسمت به سمت اجسامی که قرار است هولوگرافی شوند روانه می گردد و از آنها به سوی فیلم هولوگرافی بازتاب می شود. قسمت دیگر نیز مستقیماً به طرف فیلم هولوگرافی حرکت کرده و در آنجا با نور بازتابی از اجسام تداخل می کند. با ظاهر کردن این فیلم و نوردهی آن توسط لیزر قبلی یک تصویر سه بعدی از اجسام هولوگرافی شده ایجاد می شود.

برای به دست آوردن فرمول طرح تداخلی نقش بسته بر روی فیلم، موج نور لیزر مرجع در محل فیلم با E_1 و امواج نوری بازتابیده از سایر اجسام با E_2، E_3 و ... نشان داده شوند. فرض می شود که تعداد کل منابع نوری (شامل لیزر و نورهای بازتابی از اجسام) n باشد. با این نمادها موج کل در محل فیلم از رابطه زیر به دست خواهد آمد:

$$E = \sum_{i=1}^{n} E_i \qquad (۱)$$

از آنجا که شدت نور با مربع میدان موج نوری متناسب است پس طرح تداخلی ایجاد شده روی فیلم هولوگرافی از فرمول زیر تبعیت می کند:

$$I \propto |E|^2 = \sum_{i=1}^{n} I_i + \sum_{i=1}^{n}\sum_{j>i} I_{ij} \qquad (۲)$$

که در آن I_i و $I_{i,j}$ به ترتیب شدت منبع i و شدت تداخلی نور i و نور j به صورت زیر می باشند:

$$\begin{aligned} I_i &= E_i^2 \\ I_{i,j} &= (E_i E_j^* + E_i^* E_j) \end{aligned} \qquad (۳)$$

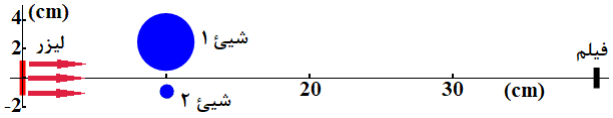
از رابطه (۲) مشخص است که در یک سیستم هولوگرافی با n منبع، افزودن یک شیئ جدید باعث ایجاد n جمله تداخلی اضافی و نیز شدت مربوط به آن شیئ در رابطه ۳ می شود. این بدان معناست که اگر هولوگرام یک مجموعه n چشمه ای (لیزر و بازتاب هایش) را در اختیار داشته باشیم و بخواهیم تصویر شیئ دیگری را به آن اضافه کنیم باید هولوگرام شیئ جدید با تک تک منابع نوری قبل (لیزر و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

اشیاء) را به صورت جداگانه تشکیل دهیم. با برهم نهی این فیلم های هولوگرامی و قرار دادن آنها روی هولوگرام قدیم پشته ای از هولوگرام ها به دست خواهد آمد که به هنگام روشن شدن با لیزر مرجع، تصویر سه بعدی از همه اشیاء قبلی به همراه تصویر شیئ جدید در آن قابل مشاهده خواهد بود. با این تکنیک به سادگی می توان تصویر شیئ یا اشیاء جدید را به هولوگرام های موجود اضافه کرد. البته از آنجا که هر یک از این هولوگرام ها شدت نور شیئ جدید و شدت یکی دیگر از اشیاء را با خودش به همراه دارد انتظار می رود که تصویر این پشته هولوگرامی کم رنگ تر از هولوگرامی باشد که با تصویر برداری یک مرحله ای از تمام اشیاء (قدیم و جدید) تهیه شده است.

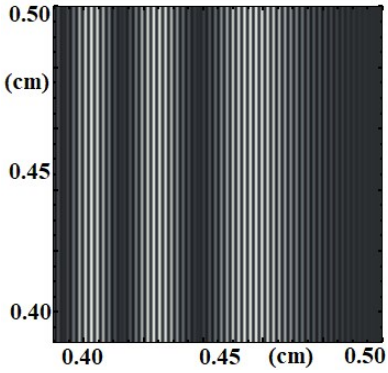
برنامه نویسی و نتایج شبیه سازی

برای شبیه سازی تداخل هولوگرامی یک برنامه کامپیوتری در محیط Mathematica توسط نویسندگان مقاله نوشته شده است که هولوگرام یک یا چند جسم دو بعدی با مقاطع دایروی را تشکیل می دهد. این برنامه ابتدا نور بازتاب شده از اجسام را به دست می آورد و سپس آنها را با نور لیزر مرجع در محل فیلم هولوگرافی تداخل داده و طرح هولوگرام را تولید می کند. برای انجام شبیه سازی از لیزر هلیوم-نئون با طول موج λ=۵۳۲/۸ nm استفاده می شود. یک استوانه دایروی به شعاع ۲ cm به عنوان شیئ اول و یک استوانه دایروی به شعاع ۰/۵ cm به عنوان شیئ دوم لحاظ می گردد. این دو شیئ را می توان در هر وضعیت دلخواهی قرار داد. در اینجا فرض می شود که آنها طبق شکل ۱ چیده شده باشند:



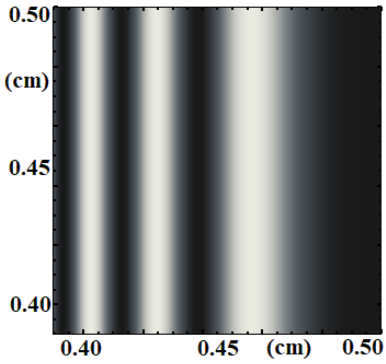
شکل ۱: چیدمان شبیه سازی هولوگرافی با لیزر هلیوم نئون به پهنای cm ۲، شیئ ۱ به شعاع cm ۲ و شیئ ۲ به شعاع cm ۰/۵ که در فاصله cm ۱۰ لیزر و به فاصله cm ۱ از هم قرار دارند و نیز فیلمی به پهنای cm ۱ در فاصله cm ۴۰.

تصویر هولوگرام ایجاد شده روی فیلم در mm ۱ انتهای بالایی آن در شکل ۲ نشان داده شده است:



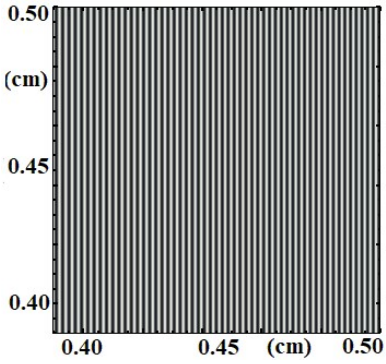
شکل ۲: هولوگرام ایجاد شده در mm ۱ انتهای بالای فیلم شکل ۱.

حال هولوگرام تمام منابع (لیزر، شیئ ۱ و شیئ ۲) به صورت دو به دو محاسبه می شود. در شکل ۳ هولوگرام شیئ ۱ و لیزر دیده می شود.



شکل ۳: هولوگرام mm ۱ بالای فیلم در حضور شیئ ۱ و لیزر.

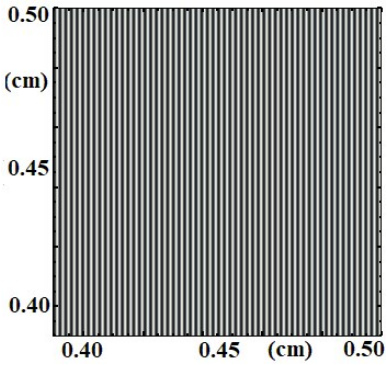
در شکل ۴ هولوگرام شیئ ۲ و لیزر آورده شده است.



شکل ۴: تصویر هولوگرافی تشکیل شده در mm ۱ انتهای بالایی فیلم برای شیئ ۲ و لیزر.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در نهایت نیز تصویر هولوگرافی مربوط به دو شیئ ۱ و ۲ بدون لحاظ کردن اثر نور لیزر بر روی فیلم به صورت شکل ۵ به دست می آید:



شکل ۵: هولوگرام تشکیل شده در *mm* ۱ انتهای بالایی فیلم برای هر دو شیئ ۱ و ۲ بدون لحاظ اثر لیزر روی فیلم.

با روی هم گذاشتن این تصاویر هولوگرامی مجزا و کم کردن شدت های مازاد (یعنی $I_{لیزر}$، $I_{شیئ۱}$ و $I_{شیئ۲}$ به آن دلیلی که در قسمت قبل ذکر شد) از دوباره تصویر هولوگرامی شکل ۲ (که در بر گیرنده همه اشیاء است) به دست خواهد آمد. به عبارت دیگر برهم نهی این تصاویر مجزای هولوگرامی منجر به ایجاد طرح هولوگرامی کل می شود که در آن همه اشیاء حضور دارند.

این مثال شبیه سازی از نگاه دیگری نیز قابل بررسی است. بدین ترتیب که می توان فرض کرد هولوگرام اولیه مثلاً هولوگرام لیزر-شیئ ۱ باشد یعنی شکل ۳. حال اگر قرار باشد شیئ ۲ (به عنوان شیئ جدید) نیز به این هولوگرام اضافه شود باید طبق مطالب بخش قبل هولوگرام شیئ ۲-لیزر (یعنی شکل ۴) و هولوگرام شیئ ۲-شیئ ۱ (یعنی شکل ۵) به دست آید. با قرار دادن این هولوگرام ها روی هم و افزودن آنها به هولوگرام اولیه، هولوگرامی تهیه خواهد شد (یعنی شکل ۲) که شامل هر دو شیئ است.

نتیجه گیری

در این مقاله با روش شبیه سازی به مسئله بر هم نهی فیلم های هولوگرافی ذخیره شده به منظور اضافه کردن تصویر دلخواه به یک هولوگرام پرداخته شد. مشخص گردید که برای افزودن یک شیئ جدید به هولوگرام موجود باید ابتدا هولوگرام های منفردی به صورت دو به دو از آن شیئ و تک تک اشیاء قبلی (و حتی لیزر) موجود در هولوگرام قدیم تهیه گردد. با روی هم گذاشتن این هولوگرام ها (با هر ترتیب چینشی) و چسباندن آنها به هولوگرام قبلی، تصویر شیئ جدید در پشته هولوگرامی حاصل دیده خواهد شد.

توسعه برنامه شبیه سازی استفاده شده در مقاله حاضر به اشیاء سه بعدی و غیر کروی و نیز انجام آزمایش های تجربی به منظور تایید یافته های مقاله جزء کارهای در حال انجام نویسندگان مقاله می باشد.

سپاسگزاری

از دانشگاه ملایر و سازمان انرژی اتمی به خاطر حمایت از به ثمر رسیدن این کار پژوهشی قدردانی می شود.

مرجع‌ها

[1] M. Yamaguchi, “Light-field and holographic three-dimensional displays”, Journal of the Optical Society of America A, Vol. 33, No. 12, pp. 2348-2364, 2016.

[2] Xiong Li et al., “Multicolor 3D meta-holography by broadband plasmonic modulation”, Science advances, Vol. 4, pp. 1-6, 2016.

[3] S. Eisebitt et al., “Lensless imaging of magnetic nanostructures by X-ray spectro-holography”, Nature, Vol. 432, pp. 885-888, 2006.

[4] Y. Kashyap et al., “Simulation studies of atomic resolution X-ray holography”, Bull. Mater. Sci., Vol. 27, No. 1, pp. 79–84, 2004.

[5] B. Javidi et al., “Three-dimensional object recognition by use of digital holography”, Opt. Lett., Vol. 25, No. 9, pp. 610-612, 2000.

[6] Ferreol Soulez et al., “Inverse problem approach for particle digital holography: accurate location”, Journal of the Optical Society of America A, Vol. 24, Issue. 24, pp. 1164-1171, 2006

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی دی‌مالتی‌پلکسر ۴ کاناله مبتنی بر نانوتشدیدگر حلقوی کریستال فوتونی

غلامعلی دلفی[۱]، سعید علیائی[۲و*]، محمود صیفوری[۳]، احمد محب‌زاده بهابادی[۴]

[۱] دانشجوی ارشد، دانشکده مهندسی برق، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجائی، تهران، ایران
Email: alisat20020@gmail.com
[۲] استاد، آزمایشگاه تحقیقاتی نانوفوتونیک و اپتوالکترونیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجائی، تهران، ایران
Email: s_olyaee@sru.ac.ir
[۳] دانشیار، آزمایشگاه تحقیقاتی ادوات فوتونی، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجائی، تهران، ایران
Email: mahmood.seifouri@sru.ac.ir
[۴] دانشجوی دکتری، آزمایشگاه تحقیقاتی نانوفوتونیک و اپتوالکترونیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجائی، تهران، ایران Email: a.moheb@sru.ac.ir

چکیده - در این مقاله یک دی‌مالتی‌پلکسر چهار کاناله مبتنی بر نانوتشدیدگر حلقوی کریستال فوتونی طراحی شده است. ساختار این دی‌مالتی‌پلکسر مبتنی بر استفاده از فیلتر کریستال فوتونی است. از مزایای دی‌مالتی‌پلکسر چهار کاناله طراحی شده، می‌توان به میانگین ضریب کیفیت ۴۵۲۵، میانگین ضریب انتقال توان کانال‌ها ۹۵ درصد و میزان بیشینه و کمینه هم‌شنوایی به ترتیب ۱۹/۶ – دسی‌بل و ۴۰/۴- دسی‌بل اشاره کرد. همچنین نتایج شبیه‌سازی نشان دهنده فاصله بین کانالی ۷/۸ نانومتر و میانگین عرض‌کانالی ۰/۳۷۵ نانومتر است.

کلید واژه- دی‌مالتی‌پلکسر، شکاف‌باند، کریستال‌های‌فوتونی، فیلتر، نانوتشدیدگرحلقوی.

Design of 4-channel optical demultiplexer based on photonic crystal nano-ring resonator

Gholamali Delphi[1], Saeed Olyaee[2], Mahmood Seifouri[3], Ahmad Mohebzadeh-Bahabady[4]

[1]Faculty of Electrical, Shahid Rajaee Teacher Training University, Tehran, Iran, Email: alisat20020@gmail.com
[2]Faculty of Electrical, Shahid Rajaee Teacher Training University, Tehran, Iran, Email: s_olyaee@sru.ac.ir
[3]Faculty of Electrical, Shahid Rajaee Teacher Training University, Tehran, Iran, Email: mahmood.seifouri@sru.ac.ir
[4]Faculty of Electrical, Shahid Rajaee Teacher Training University, Tehran, Iran, Email: a.moheb@sru.ac.ir

Abstract- In this paper, 4-channel optical demultiplexer has been designed based on photonic crystal nano-ring resonator. The structure of demultiplexers is based on the use of a photonic crystal filter. The advantages of the designed 4-channel include the mean quality factor of 4525, mean channel power transfer factor of 95%, and maximum and minimum channel cross-talk of -19.6 and -40.4, respectively. Also, the simulation results reveal that the inter-channel difference is 7.8 nm and mean channel width is 0.375 nm.

Keywords: Demultiplexer, photonic crystal, photonic band gap, photonic crystal filters, circular nano-resonator.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

امروزه طراحی دستگاه‌های نوری نانومتری با عملکرد بالا یکی از مهم‌ترین چالش های فنآوری در سیستم های پردازش اطلاعات در ارتباطات نوری است. سیستم‌های چندگانه تقسیم طول موج (WDM) به دو دسته CWDM و DWDM طبقه‌بندی شده است. سیستم CWDM از تعداد کم‌تری از کانال‌ها در محدوده طول موج بین ۱۲۷۱ تا ۱۶۱۱ نانومتر با فاصله کانال ۲۰ نانومتر پشتیبانی می‌کند. سیستم DWDM تعداد کانال‌های بیشتری را از ۱۵۲۵ تا ۱۵۶۵ نانومتری با فاصله کانونی باریک (۱/۶ نانومتر، ۰/۸ نانومتر، ۰/۴ نانومتر) تسهیل می‌کند [۱]. کریستال فوتونی یکی از کاندیدهای مناسب برای سیستم‌های WDM است، زیرا دارای حساسیت بالا، سرعت تراهرتز و اندازه نانومتری است. کریستال فوتونی (PC) به عنوان ساختارهایی با ضریب‌شکست متناوب است. این دوره زمانی ناشی از ناحیه طول موجی به نام شکاف باند فوتونی (PBG) است که در آن انتشار تابش الکترومغناطیسی مجاز نیست [۲]. با استفاده از PBG می‌توان رفتار نور داخل PC را در فضاهای بسیار کوچک کنترل کرد که کلیدی برای طراحی ادوات فوق فشرده بر اساس کریستال فوتونی است که برای مدارهای مجتمع نوری مناسب هستند. ثابت شبکه a، شعاع میله دی الکتریک r و تفاوت شاخص انکسار Δ پارامترهای مهم برای تولید و کنترل PBG است [۳]. بسیاری از ادوات نوری بر اساس کریستال فوتونی ارائه شده‌اند؛ از قبیل فیلترهای نوری [۴]، فیبرهای نوری [۵]، لیزرهای کریستال فوتونی [۶]، دی‌مالتی‌پلکسرهای نوری کریستال‌فوتونی موضوع این مقاله [۷]، سوئیچ‌ها و گیت‌های منطقی [۸]، حسگرهای نوری [۹] و غیره.

فیلتر های فزون/فرود عملکرد دیگری از کریستال های فوتونی هستند که بین دو موجبر ورودی و خروجی قرار می‌گیرند. یک فیلتر نوری مبتنی بر نانوتشدیگر حلقوی کریستال فوتونی با ضریب‌کیفیت ۱۲۹۰ و طول‌موج مرکزی ۱۵۴۸ نانومتر و ضریب‌انتقال ۹۵ درصد طراحی شده است [۱۰].

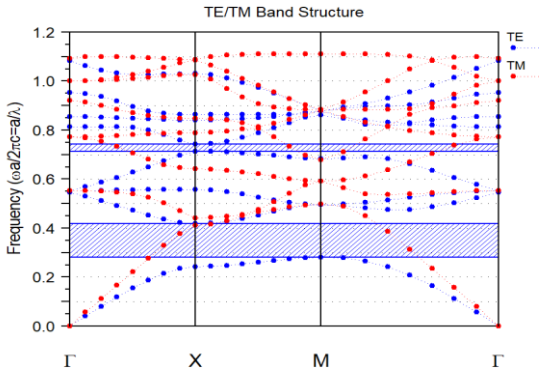
ضریب‌کیفیت، تداخل کانالی، فاصله بین کانونی، تعداد کانال‌های خروجی و اندازه دستگاه از مهمترین پارامترها در بررسی عملکرد یک دی‌مالتی‌پلکسر نوری است. اما به دلیل فاصله بین‌کانالی زیاد دی‌مالتی‌پلکسرهای نوری خطی برای استفاده در ساختار DWDM قابل استفاده نیست. جهت جبران این نقص، دی مالتی‌پلکسر با نانوتشدیدگر حلقوی پیشنهاد می‌شود. در سال ۲۰۱۶ یک دی‌مالتی‌پلکسر ۴ کاناله نانوتشدیدگر حلقوی با ساختار هندسی گزارش شده که فاصله بین‌کانالی حدود ۳ نانومتر، کم‌ترین بازده انتقال ۹۲ درصد، ضریب کیفیت بیش از ۸۱۸ و هم شنوایی کانالی ۱۸- دسی‌بل از آن نتیجه شده است [۱۱]. در سال ۲۰۱۷ یک دی‌مالتی‌پلکسر ۵ کاناله مبتنی بر نانو تشدیدگر حلقوی در طول‌موج اطراف ۱۵۵۰ نانومتر شبیه سازی شده است [۱۳-۱۲]. در این طراحی میانگین ضریب انتقال ۹۲ درصد، میانگین فاصله بین‌کانالی ۴/۲ نانومتر، میانگین عرض‌کانالی ۱/۵۱ نانومتر و ضریب کیفیت کانال‌ها در حدود ۱۰۴۰ است. بنابراین دی‌مالتی‌پلکسرهای نوری نانوتشدیدگر حلقوی کریستال فوتونی قابلیت بیشتری در سامانه‌های WDM دارند.

طراحی فیلتر نانوتشدیدگر حلقوی

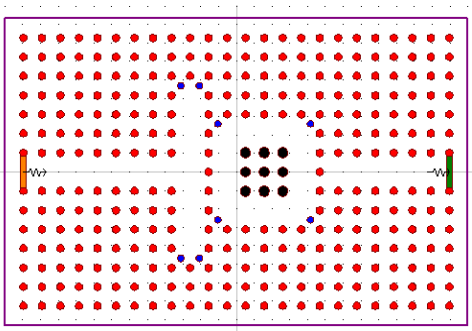
برای طراحی فیلتر، یک شبکه کریستال فوتونی دو بعدی با ساختاری مربعی شکل در نظر گرفته شده است. جنس میله‌های دی‌الکتریک، سیلیکن با ضریب شکست ۳/۴۶ در بستری از هوا با ضریب شکست ۱/۰۰ است. شعاع میله‌های دی‌الکتریک برابر با ۱۰۴ نانومتر ($R=a\times0/20$) و ثابت شبکه ساختار کریستال فوتونی برابر با ($a=520$) نانومتر است. در ابتدا شکاف باند فوتونی محاسبه شده است. شکاف باند طول موج‌های ممنوعه برای انتشار در شبکه کریستال فوتونی را بیان می‌کند. برای محاسبه این نمودار از روش بسط موج صفحه‌ای استفاده شده است. نمودار شکاف باند فوتونی در شکل ۱ نشان داده شده است. فرکانس‌های به‌هنجارشده برای مود TE در شکاف باند فوتونی اصلی بین ۰/۲۷۹ تا

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۰/۴۱۶ قرار دارد. برای شکاف باند دیگر بین ۰/۷۱۳ تا ۰/۷۴۱ است. با توجه به (a =۰/۵۲) در این ساختار طول موج‌های متناظر با شکاف باند اصلی برابر با ۱۲۵۰ نانومتر تا ۱۸۶۳ نانومتر است. در شکل‌های ۲ و ۳ ساختار فیلتر و طول‌موج مرکزی خروجی۱۵۷۳/۶ نانومتر نشان داده شده است.



شکل ۱: نمودار شکاف باند فوتونی در قطبش های TEو TM، برای ساختار کریستال فوتونی که ثابت شبکه آن برابر ۵۲۰ نانومتر و شعاع میله های دی الکتریک ۱۰۴ نانومتر است.

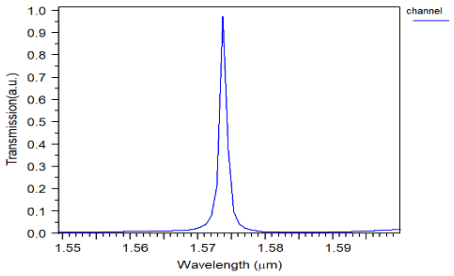


شکل ۲: ساختار فیلتر کریستال فوتونی مبتنی بر حلقه تشدیدگر پیشنهاد شده جهت استفاده در دی‌مالتی‌پلکسر نوری.

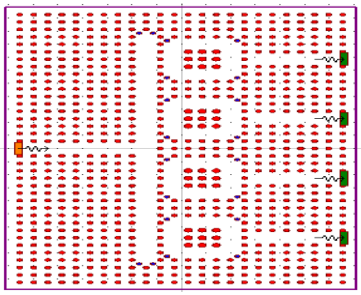
طراحی و شبیه‌سازی دی‌مالتی‌پلکسر ۴ کاناله

در این حالت ساختار کریستال فوتونی دارای تعداد ۳۷×۲۴ میله و اندازه ۲۱/۰۹×۱۳/۶۸ میکرومتر است. ساختار با استفاده از چهار نانو تشدیدگر حلقوی مربعی شکل گرفته است. در این تشدیدگرهای حلقوی نیز شعاع میله‌های دی-الکتریک نسبت به میله‌های اصلی متفاوت است. شعاع میله-های نانوتشدیدگر حلقوی اول، ۰/۲۷۵ ثابت شبکه است و در حلقه‌های دیگر با اختلاف ۱ نانومتر انتخاب شده است.

همچنین از ۲۰ میله پراکندگی استفاده شده است. ساختار طراحی شده در شکل ۴ نشان داده شده است.

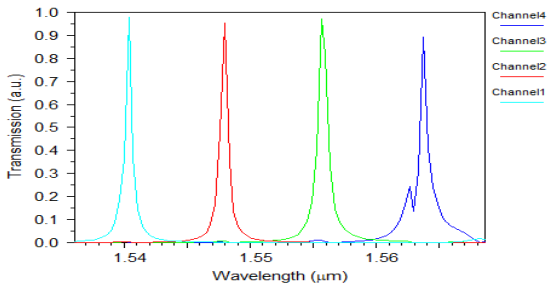


شکل ۳: خروجی فیلتر با طول‌موج ۱۵۷۳/۶ نانومتر.



شکل ۴: دی‌مالتی‌پلکسر نوری چهار کاناله مربعی شکل.

خروجی شدت طول‌موج‌های انتقالی مربوط به چهار کانال و هم‌شنوایی کانال‌ها در شکل ۵ و ۶ نشان داده شده است. همچنین نتایج شبیه سازی به تفکیک کانال‌ها، در جدول-های ۱ و ۲ بیان شده است.

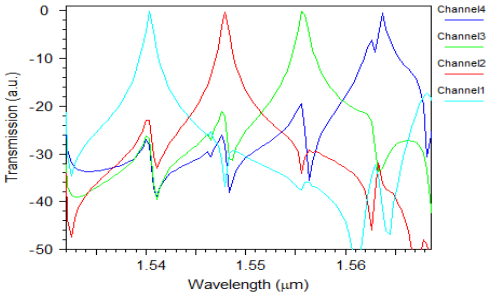


شکل ۵: خروجی شدت طول‌موج‌های انتقالی در دی‌مالتی‌پلکسر ۴ کاناله.

جدول ۱: پارامترهای مهم برای دی‌مالتی‌پلکسر چهار کاناله.

کانال	طول‌موج‌مرکزی	عرض کانال	ضریب‌کیفیت	ضریب انتقال توان٪
۱	۱۵۴۰/۳	۰/۳	۵۱۳۴	۹۸
۲	۱۵۴۷/۹	۰/۳	۵۱۵۹	۹۶
۳	۱۵۵۵/۸	۰/۶	۲۵۹۳	۹۷
۴	۱۵۶۳/۸	۰/۳	۵۲۱۳	۹۰

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۶: نمودار هم‌شنوایی در دی‌مالتی‌پلکسر چهار کاناله.

جدول ۲: میزان هم‌شنوایی بین کانال‌های مختلف در چهار کاناله.

کانال	کانال ۱	کانال۲	کانال۳	کانال۴
۱	-	-۲۲/۸	-۲۶	-۲۷
۲	-۳۴	-	-۲۱/۴	-۲۶/۷
۳	-۳۵/۸	-۳۱	-	-۱۹/۶
۴	-۴۰/۴	-۳۵	-۳۲/۶	-

نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از حلقه تشدیدگر کریستال فوتونی مربعی شکل یک فیلتر، دی‌مالتی‌پلکسر چهار کاناله طراحی شده‌است. ساختار دی‌مالتی‌پلکسر چهار کاناله از یک موجبر ورودی T شکل، حلقه‌های تشدیدگر مربعی شکل و چند موجبر خروجی تشکیل شده است. با استفاده از تغییر شعاع میله‌های درون تشدیدگرهای حلقوی و جایگزینی مناسب برای میله‌های پراکندگی، قابلیت گزینش طول‌موج در ساختار بهبود یافته است. دی‌مالتی‌پلکسر پیشنهاد شده قادر است طول‌موج‌های ۱۵۴۰/۲، ۱۵۴۷/۹، ۱۵۵۵/۸، ۱۵۶۳/۸ نانومتر را گزینش نماید و در سیستم‌های WDM قابل استفاده است. میانگین شدت توان انتقالی در خروجی کانال‌ها ۹۵ درصد است. میزان بیش‌ترین و کم‌ترین هم‌شنوایی به ترتیب ۱۹/۶- دسی‌بل و ۴۰/۴- دسی‌بل و میانگین میزان ضریب‌کیفیت ۴۵۲۵ به‌دست آمده است.

مرجع ها

[1]. Divya, J. and Selvendran, S. and A. Sivanantha Raja., "Two-dimensional photonic crystal ring resonator-based channel drop filter for CWDM application." Photonic Network Communications, v0l. 35, no. 3, pp: 353-363, 2018.

[2]. Bendjelloul, R. and Bouchemat, T. and Bouchemat, M. and Benmerkhi, A., "New design of T-shaped channel drop filter based on photonic crystal ring resonator", Nanoscience and Nanotechnology, vol. 6, no. 1A, pp:13-17., 2016.

[3]. Kannaiyan, V. and Dhamodharan, S. K. and Savarimuthu, R., "Performance analysis of two-dimensional photonic crystal octagonal ring resonator based eight channel demultiplexer. Optica Applicata", vol. 47, no. 1, 2017.

[4]. Chhipa, M. K. and Radhouene, M. and Robinson, S. and Suthar, B., "Improved dropping efficiency in two-dimensional photonic crystal-based channel drop filter for coarse wavelength division multiplexing application", Optical Engineering, vol. 56, no. 1, pp: 015107, 2017.

[5]. Tani, F. and Travers, J.C. and Russell, P.S.J., "Multimode ultrafast nonlinear optics in optical waveguides: numerical modeling and experiments in kagomé photonic-crystal fiber, JOSA B, vol . 31, no. 2, pp: .311-320, 2014.

[6]. Noda, S. and Kitamura, K., Okino, T. and Yasuda, D. and Tanaka, Y., "Photonic-crystal surface-emitting lasers: Review and introduction of modulated-photonic crystals", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 23(6), pp: 1-7, 2017.

[7]. Gupta, N. D. and Janyani, V., "Dense wavelength division demultiplexing using photonic crystal waveguides based on cavity resonance," Optik. Int. J. Light Electron Opt, vol. 125, no. 19, pp: 5833–5836, 2014.

[8]. Mohebzadeh-Bahabady, A. and Olyaee, S., "All-optical NOT and XOR logic gates using a photonic crystal nano-resonator and based on interference effect", IET Optoelectronics, vol. 12, no. 4, pp: 191-195, 2018.

[9]. Olyaee, S. and Mohebzadeh-Bahabady, A. "Two-curve-shaped biosensor for detecting glucose concentration and salinity of seawater based on photonic crystal nano-ring resonator", Sensor Letters, Vol. 13, No. 9, pp: 774-777, 2015.

[10]. Seifouri, M. and Fallahi, V. and Olyaee, S., "Ultra-high-Q optical filter based on photonic crystal ring resonator', Photonic Network Communications, vol. 35, no. 2, pp: 225-230, 2018.

[11]. Mehdizadeh, F. and Soroosh, M. and Alipour-Banaei, H., "An optical demultiplexer based on photonic crystal ring resonators." Optik-International Journal for Light and Electron Optics, vol. 127, no. 20, pp: 8706-8709, 2016.

[12]. Fallahi, V. and Seifouri, M. and Olyaee, S. and Alipour-Banaei, H., "Four-channel optical demultiplexer based on hexagonal photonic crystal ring resonators." Optical Review, vol. 24, no. 4, pp: 605-610, 2017.

[13]. Naghizade, S. and Sattari-Esfahlan, S. M., "An optical five channel demultiplexer-based simple photonic crystal ring resonator for WDM applications." Journal of Optical Communications, 2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و شبیه‌سازی حسگر فیبرنوری نازک‌شده غیربی‌دررو جهت آشکارسازی گاز هیدروژن

علی ریاحی[۱و۲]، وحید دستجردی[۱]، محمد واحدی[۱*]، جواد خلیل‌زاده[۲]، یدالله شهامت[۱]

areyahi@ihu.ac.ir, dasterdiv@yahoo.com, mvahedi@iust.ac.ir, jkhalil@ihu.ac.ir, mehdyshahamat@yahoo.com

۱-دانشگاه علم و صنعت ایران، دانشکده فیزیک

۲- دانشگاه جامع امام حسین (ع)، مرکز علم وفناوری اپتیک و لیزر

چکیده – در این مقاله طراحی و شبیه سازی یک حسگر گازی براساس فیبر نازک شده به ازای غلظت‌های مختلف گاز هیدروژن گزارش شده است. در این حسگرها، به علت تداخل مدها در ناحیه نازک شده، برای طول موج‌های مختلف یک طرح تداخلی ایجاد خواهد شد که به‌علت گستردگی میدان نور در خارج از ناحیه نازک شده به مشخصات محیط خارجی وابسته است. با بررسی طرح تداخلی حاصل از عبور نور از ناحیه نازک‌شده فیبرنوری و محاسبه میزان جابه‌جایی طرح تداخلی برای غلظت‌های مختلف هیدروژن، می‌توان در صد گاز هیدروژن موجود در محیط را تعیین کرد. شبیه سازی برای فیبرهای نوری به‌روش انتشار باریکه با مشخصات فیبرهای ساخته شده در آزمایشگاه انجام شده است. فیبر مورد نظر یک فیبر نوری تک مد تجاری (با قطر پوسته ۱۲۵ میکرومتر و قطر هسته ۹ میکرومتر) می‌باشد که با قطرها و در زوایای مختلفی نازک‌سازی شده است. طول‌موج نور ورودی ۱۵۵۰ نانومتر می‌باشد. نتایج شبیه سازی تطابق خوبی با نتایج تجربی دارند. در حالت کلی، حساسیت حسگر با افزایش زاویه و کاهش قطر افزایش می‌یابد. تغییر محسوس شدت در غلظت‌های زیر ۴ درصد، امکان شناسایی هیدروژن را ساده و دقیق می‌سازد.

کلید واژه- فیبرنوری نازک‌شده، حسگر گاز هیدروژن، فیبر غیربی‌دررو، روش انتشار باریکه.

Design and Simulation of Hydrogen Gas Non-adiabatic Tapered Optical Fiber Sensor

A. Riahi[1, 2], V. Dastjerdi[1], M. Vahedi[1], J. Khalilzadeh[2], Y.Shahamat[1]

۱.Physics department, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

۲.Optics and Laser Research Center, Imam Hossein University of Technology, Tehran, Iran

areyahi@ihu.ac.ir, dasterdiv@yahoo.com, mvahedi@iust.ac.ir, jkhalil@ihu.ac.ir, mehdyshahamat@yahoo.com

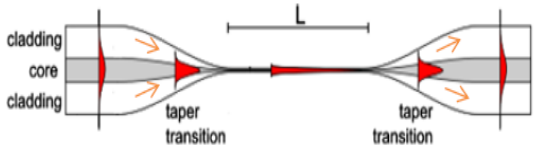
Abstract- In this paper, we report simulation of a gas sensor based on tapered optical fiber in the presence of different hydrogen concentrations. It is shown that by increasing the percentage of the hydrogen gas in the surrounding medium, we can see the shift of the interference pattern. The Beam Propagation Method (BPM) is used to simulate the fibers. The fiber parameters used for simulations are those of the laboratory prepared fibers. The fiber is a commercial optical fiber (with 125μm cladding and 9μm core) that is tapered to different diameters at different angles. The input wavelength is 1550 nm. Results demonstrate good agreement with experimental results. The sensitivity of the sensor increases by increasing the taper angle and reducing the taper diameter. The obtained sensitivity makes hydrogen detection below 4% easy and accurate.

Keywords: Tapered optical fiber, Hydrogen gas sensor, Non-adiabatic tapered fiber, BPM.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

فیبرهای نوری یک ابزار انتقال بسیار مهم برای سیستم‌های ارتباطی نوری تا مسافت‌های طولانی و با ظرفیت زیاد می‌باشند. ضریب شکست بزرگتر هسته فیبر نسبت به ضریب شکست غلاف آن موجب می‌شود که وقتی نور با زاویه معین داخل هسته فیبر می‌شود، در مرز هسته و غلاف بازتاب داخلی کلی پیدا کرده و درون هسته در امتداد محور آن به حرکت ادامه دهد. میدان نوری در فیبر از دو قسمت میدان هدایت و میدان میرا تشکیل شده است. عمق نفوذ یک مقیاس از مسافتی را که میدان میرا خارج از سطح هسته-غلاف طی می‌کند، به ما می‌دهد [۱].



شکل ۱. فیبر نازک شده

از آنجا که میدان در غلاف فیبر به‌سرعت میرا شده و از بین می‌رود، با برداشتن چند میکرومتر از غلاف فیبر، می‌توان عمق نفوذ را افزایش داد و شرایط را برای برهمکنش با ماده مجهول مهیا نمود. به این منظور، فیبر نوری را به‌شکل باریک‌شده (شکل ۱) درمی‌آورند. این امر موجب می‌شود که فیبر نوری به تغییرات ضریب شکست محیط اطراف بسیار حساس شود. با آنالیز شدت نور خروجی می‌توان ویژگی‌های میدان میرا و از آنجا مشخصات (نوع و مقدار) ماده خارجی را به‌دست آورد. حسگرهای میدان میرای فیبر نازک، به‌دلیل حساسیت و عمق نفوذ بالا، ابعاد کوچک و وزن اندک توجهات زیادی به خود جلب کرده‌اند. از مزیت‌های این حسگرها می‌توان به سازگاری با محیط زیست، حساسیت بالا و زمان پاسخ کم اشاره نمود.

گاز هیدروژن به‌عنوان یک منبع پاک و سازگار با محیط‌زیست، به‌عنوان منبع سوختی مورد استفاده قرار می‌گیرد. یکی از عمده مسائل این گاز، ذخیره‌سازی و انتقال آن است که اگر حدود ۴درصد از آن در محیط انتشار یابد، سبب انفجار مهیبی می‌شود. استفاده از حسگرهای نوری به‌دلیل استفاده نکردن از جریان الکتریکی در قیاس با حسگرهای الکتریکی بسیار ایمن‌تر می باشد[۲].

برای شناسایی ماده مجهول در حسگرهای نوری، لایه‌نشانی متناسب با ماده موردنظر بر روی قسمت نازک‌شده فیبرنوری مورد نیاز است. بدین منظور پالادیوم به‌عنوان ماده بسیار واکنش‌پذیر با گاز هیدروژن بر روی فیبرهای نوری لایه‌نشانی می‌شود. واکنش‌های فیزیکی و شیمیایی لایه جاذب با ماده موردنظر سبب تغییرات خصوصیات نوری این لایه از جمله ضریب‌شکست آن می‌شود. این تغییرات سبب تغییر خصوصیات نور عبوری از فیبر شامل تغییر در شدت، قطبش و یا فاز آن می‌شود که توسط آشکارساز مناسب قابل شناسایی است.

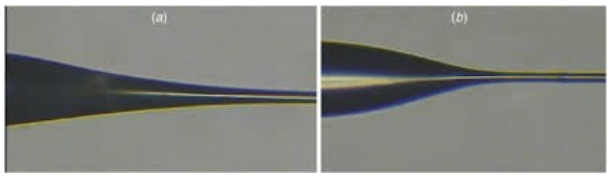
در این مقاله، شبیه‌سازی تغییرات توان خروجی در فیبر نازک شده تک‌مد بی‌دررو در حضور هیدروژن برای مقایسه پاسخ حسگر در زوایای نازک‌سازی و قطرهای متفاوت گزارش می‌شود. در ابتدا، یک بحث نظری در مورد مدهای فیبر نوری قبل و بعد از نازک‌سازی مطرح می‌شود که برای ادامه بحث ضروری است. سپس نتایج شبیه‌سازی ارائه و با نتایج آزمایشگاهی مقایسه می‌گردد.

۲-مبانی نظری

نوع نازک شدن فیبر نوری از مسائل اساسی در کارکرد حسگرهای فیبر نوری باریک شده محسوب می‌شود. با توجه به نوع کاربرد و نحوه آشکارسازی، نازک‌سازی به دسته-بندی‌های بی‌دررو و غیر بی‌دررو تقسیم می‌شود. در حالت بی‌دررو بخش اعظم توان هنگام انتشار درون فیبر نوری در مد پایه باقی می‌ماند و به مدهای مرتبه بالاتر جفت نمی‌شود. در این حالت تغییرات شعاع فیبر نازک‌شده نسبت به مکان کم است. در حالت غیر بی‌دررو، جفت‌شدگی بین

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مد پایه در فیبر نازک‌نشده و دو (یا چند) مد اولیه در موجبر نازک‌شده روی می‌دهد. نتیجه جفت‌شدگی بین یک مد از فیبر معمولی و چندمد از فیبر نازک‌شده، نوسانات ایجاد شده در طیف خروجی فیبر نازک‌شده می‌باشد. در صورت استفاده از حسگر بر مبنای تداخل‌سنجی، نازک شدن فیبر بایستی به‌شکل غیربی‌دررو باشد.



شکل ۲. تصویری از فیبر نازک‌شده a) بی‌دررو و b) غیر بی‌دررو[3]

تعداد مدهای قابل انتشار در فیبر نوری با پارامتر V مشخص می‌شود. پارامتر V مربوط به هسته در طول فیبر به‌صورت

$$V = \frac{2\pi\rho(z)}{\lambda}\sqrt{(n_{co}^2 - n_{cl}^2)} \qquad (۱)$$

تعریف می‌شود و به‌صورت خطی با شعاع موضعی هسته تغییر می‌کند[۴].

با انجام عملیات نازک‌سازی روی فیبر نوری، پارامتر V و درنتیجه تعداد مدهای انتشاری نیز تغییر می‌کند. طول-موج، زاویه فرودی و نحوه نازک‌سازی در اینکه چند مد در ناحیه نازک‌شده تحریک شوند، موثر است. بدین معنی که اگر زاویه نازک‌سازی خیلی کم باشد، فیبر بی‌دررو شده و فقط یک مد در آن ناحیه تحریک می‌شود و اگر این زاویه بزرگتر باشد، مدهای بیشتری در فیبر تحریک شده و طرح تداخلی مشاهده شود و فیبر غیر بی‌دررو خواهیم داشت [۵].
با تغییر ضریب‌شکست لایه پالادیوم در حضور هیدروژن، ضریب‌شکست موثر پوسته فیبرنوری و به تبع آن اختلاف راه میان مدها تغییر کرده و در نتیجه طرح تداخلی جدیدی ایجاد می‌شود. با اندازه‌گیری میزان جابجایی طرح تداخلی می‌توان به خصوصیات محیط مورد سنجش دست یافت.

۳- شبیه سازی

جهت شبیه‌سازی، از روش Beam Propagation Method استفاده شده است. در این روش معادلات ماکسول برای یک موج هماهنگ در قالب معادلات هلمهولتز با تقریب محوری به‌صورت اسکالر حل می‌شوند. این روش برای بررسی رفتار نور در ساختارهای نسبتاً بزرگ استفاده می‌شود. اگر میدان به‌صورت $E(x,y,z,t) = \varphi(x,y,z)\exp(-i\omega t)$ باشد، خواهیم داشت:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} + k(x,y,z)^2\varphi = 0 \qquad (۲)$$

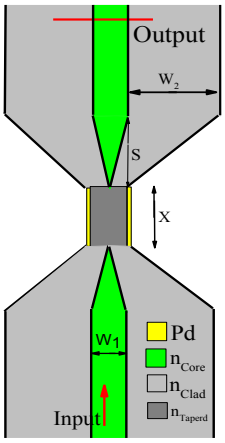
که در آن داریم: $k(x,y,z) = k_0 n(x,y,z)$. در این رابطه n ضریب شکست و k بردار انتشار در فضای آزاد است. با فرض $\varphi(x,y,z) = u(x,y,z)\exp(i\bar{k}z)$، خواهیم داشت:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\bar{k}\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \qquad (۳)$$

با تقریب مرتبه اول می‌توان $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ را برابر با صفر در نظر گرفت در این صورت خواهیم داشت:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2\bar{k}}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u\right) \qquad (۴)$$

جواب‌های u با ناپیوسته‌سازی معادله فوق بدست می‌آید.



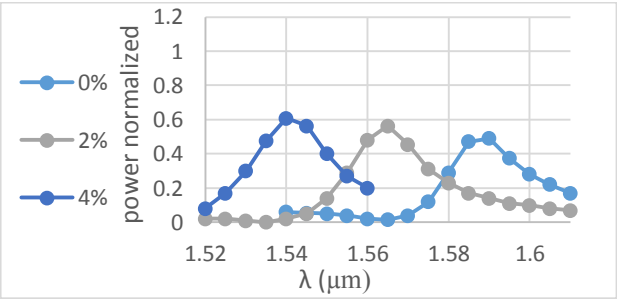
شکل ۳. طرحواره‌ای از فیبر نازک شده با مشخصات مربوطه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در این مقاله جهت شبیه‌سازی از فیبری با قطر هسته ۹µm و قطر پوسته ۱۲۵µm استفاده شده است. مطابق شکل ۳ سیگنال ورودی با مد اصلی گاوسی مربوط به منبع نور ۱۵۵۰nm در قسمت پایین، نور را تحریک نموده و مقدار عبور در انتهای فیبر بدست می‌آید.

۴- نتایج و بحث

نتایج آزمایشگاهی و شبیه سازی برای فیبرهای نازک‌شده موجود با مشخصات ذکر شده درجدول ۱ آمده است. جهت مقایسه با نتایج آزمایشی، شبیه‌سازی‌ها نیز انجام شده است (نحوه انجام آزمایشها و جزئیات کار در مقاله دیگری به کنفرانس فوتونیک ارائه شده است). اندازه‌گیری‌های تجربی با استفاده از دیود سوپرلومینسانس (SLD) مدل SLD-1550S-A40 و دستگاه تحلیلگر طیف نوری (OSA) مدل 203B (با دقت ۰,۱ pm) هر دو از شرکت Thorlabs انجام شده است. با بررسی نتایج حاصله مشاهده می‌شود که با افزایش زاویه، حساسیت افزایش می‌یابد. دلیل آن انتقال بیشتر توان به مدهای مراتب بالاتر و تاثیرپذیری بیشتر تغییر ضریب‌شکست لایه پالادیوم بر نور خروجی از فیبر می‌باشد. همچنین با کاهش قطرِ ناحیه نازک‌شده، به‌دلیل افزایش عمق نفوذ در لایه پالادیوم و تاثیر بیشتر تغییر ضریب‌شکست این لایه، مقدار حساسیت افزایش می‌یابد. همانگونه که از شکل ۵ مشاهده می‌شود نتایج شبیه‌سازی مطابقت خوبی با نتایج تجربی دارند.

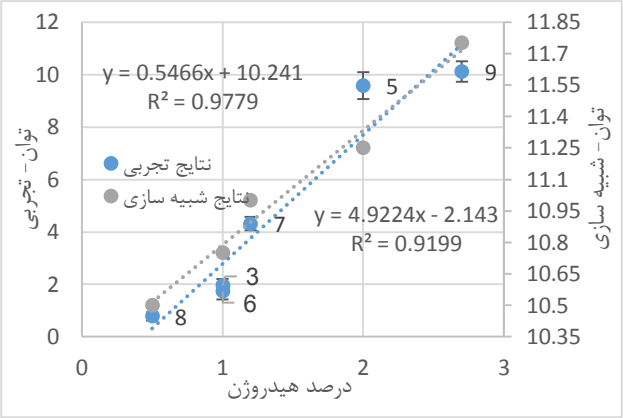


شکل۴: جابه‌جایی طول‌موج متناسب با درصد گاز در شبیه‌سازی

لازم به توضیح است که طول همه نمونه‌ها تقریباً ۱۰ میلی‌متر و ضخامت لایه پالادیوم ۲۰ نانومتر می‌باشد.

جدول ۱: حساسیت حسگرهای ساخته شده و شبیه‌سازی شده

قطر (میکرومتر)	زاویه نازک سازی (درجه)	حساسیت شبیه‌سازی nm/درصد	حساسیت تجربی $\times 10^4$ nm/RIU
۱۸	۲/۱۳	۱۱/۲۵	۹/۵۷
۲۰	۱/۵۴	۱۰/۷۵	۱/۷۴
۱۸	۱/۱۵	۱۱	۴/۳۱
۲۳	۰/۸۹	۱۰/۵	۰/۷۸
۲۲	۲/۷۱	۱۱/۷۳	۱۰/۱۲



شکل۵: مقایسه نتایج تجربی و شبیه‌سازی شده

مرجع‌ها

[1] M. Pospíšilová, G. Kuncová, J. Trögl "Fiber-optic chemical sensors and fiber-optic bio-sensors", Sensors, 15, 25208-25259, 2015.

[2] Silva, S.F.et al., “A review of palladium-based fiber-optic sensors for molecular hydrogen detection”. IEEE Sensors Journal, Vol.12, No 1, p.93-102, 2012.

[3] MI Zibaii, H Latifi, M Karami, M Gholami, SM Hosseini, MH Ghezelayagh, “Non-adiabatic tapered optical fiber sensor for measuring the interaction between α-amino acids in aqueous carbohydrate solution”, Meas. Sci. Technol. 21, 105801, 2010.

[4] A. Ghatak, K. Thyagrajan, “Introduction to fiber optics”, Cambridge university press, 1998.

[5] A. B. H. Negari, "Tapered optical fiber platform for high sensitivity refractive index sensing application", Phd Thesis, University of Dayton, 2014

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تولید باریکه دو حلقوی با استفاده از برهمنهی همدوس دو تیغه فرنل انتقال یافته شعاعی

آرش ثباتیان، فاطمه سیفی

ارومیه، دانشگاه ارومیه، دانشکده علوم،گروه فیزیک

چکیده - در این مقاله با برهمنهی همدوس دو تیغه ی فرنل شیفت یافته ی فازی– شعاعی یک عنصر پراشی جدید به دست می آید . نشان داده شده است که این عنصر می‌تواند موج تخت ورودی را به یک باریکه ی نورانی دو حلقوی در کانون اصلی تبدیل کند. علاوه بر این دارا بودن دو کانون محوری قابل کنترل درفواصل دورتر از کانون اصلی یکی دیگر از ویژگی های مهم این عنصر طراحی شده است . درنتیجه ، این عنصر می تواند پرتو خمره ای تولید کند . در نهایت نشان داده شده است که نتایج کارهای شبیه سازی و تجربی به خوبی با یکدیگر سازگار هستند .

کلید واژه- عدسی پراشی، تیغه فرنل، شکل دهی به پرتو

Generating a bi-annular utilizing coherent superposition of two radially shifted zones

Arash Sabatyan, Fatemeh Seifi

The Physics Department, Faculty of Sciences, Urmia University

Abstract-In this paper, by coherent superposition of two positive and negative radially phase shifted zone plates a novel diffractive element is achieved. It is demonstrated that the element can turn an incident plane wave into a bi-annular optical beam under. In addition, having two manageable axial foci is the other important feature of the element, . As a result this element is able to generate a bottle beam. Finally, the results of the theoretical and experimental works are shown to be well consistent.

Keywords: Diffractive lens, Fresnel zone plate, Beam Shaping Bifocal lens

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

تیغه ی منطقه ای فرنل، عدسی پراشی با توزیع فازی سهموی است که نور تخت فرودی را در یک نقطه کانونی می‌کند . این عدسی متشکل است از حلقه های هم مرکزی که به صورت یک در میان روشن و تاریک هستند[1] . یکی از مهمترین کاربردهای تیغه فرنل تولید پرتوی بطری است . یک پرتو بطری پرتوی لیزری است که درکانون مرکزی خود دارای شدت نزدیک به صفر است و در این ناحیه دارای باریکه‌ی حلقوی شکل می‌باشد .برای تولید پرتو خمره ای اخیرا از روش های مختلفی استفاده شده است[2,3] . در تیغه ی طراحی شده ی جدید، ما از برهمنهی همدوس دو تیغه ی شیفت یافته‌ی شعاعی (مثبت و منفی) استفاده کرده ایم. مشاهده می شود به تدریج با حرکت در امتداد محور نوری قطر باریکه های حلقوی تغییر پیدا می کند.همچنین شاهد تغییراتی در فاصله ی بین دو کانون ایجاد شده بودیم.

تئوری و شبیه سازی

تیغه ی منطقه ای فرنل(FZP) یک عنصر شبیه تناوبی است. می‌توان تابع عبور این تیغه را به صورت زیر نوشت:

$$\mathbf{t(r)} = \sum_{\mathbf{n=-\infty}}^{\mathbf{+\infty}} \mathbf{A_n}\left[\mathbf{exp}\left(\mathbf{-i2\pi n}\frac{\mathbf{r'^2}}{\mathbf{r^2}}\right)\right] \qquad (۱)$$

که در اینجا r و r' مختصات شعاعی جسم و تصویراند. $r^2 = 2\lambda f$ ، A_n ضریب بسط ، λ طول موج و f کانون است . برای طراحی عدسی مورد نظر ابتدا بر روی فاز تیغه فرنل، انتقال شعاعی-فازی اعمال می شود در نتیجه فاز تیغه به صورت زیر تغییر می کند:

$$t(r) = k\frac{(r\pm\alpha R)^2}{2z} \qquad (۲)$$

R شعاع FZP و α پارامتر کنترلی است. $0 < \alpha < 1$ است با ترکیب دو تیغه فرنل با انتقال فازی مثبت و منفی تابع عبور جدید یعنی $t(r')$ به دست می آید. تابع عبور تیغه‌ی جدید طراحی شده به این صورت است:

$$t(r') = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n\left\{\exp\left[-i2\pi n\frac{(r'-\alpha R)^2}{r^2}\right] + \exp\left[-i2\pi n\frac{(r'+\alpha R)^2}{r^2}\right]\right\} \qquad (۳)$$

حال با استفاده از انتگرال فرنل کیرشهف دامنه ی موج میدان پراش یافته در فاصله ی z از FZP به صورت زیر به دست می آید:

$$\mathbf{U(r')} = \frac{\mathbf{-i\,exp(ikz)}}{\mathbf{\lambda z}}\mathbf{exp}\left(\frac{\mathbf{ikr^2}}{\mathbf{2z}}\right)$$

$$* \int_0^a \mathbf{t(r')exp}\left(\frac{\mathbf{ikr'^2}}{\mathbf{2z}}\right)\mathbf{J_0}\left(\frac{\mathbf{krr'}}{\mathbf{z}}\right)\mathbf{r'dr'} \qquad (۴)$$

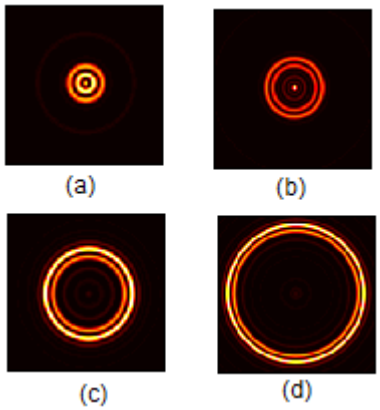
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج و a شعاع FZP با جایگذاری رابطه ی (۳) در رابطه ی (۴) و ساده سازی ،در نهایت با استفاده از روش تبدیل فوریه توزیع شدت در کانون را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\boldsymbol{I(r)} = \left|\boldsymbol{F^{-1}\{F[t(r)]\}\{F[h(r)]\}}\right|^2 \qquad (۵)$$

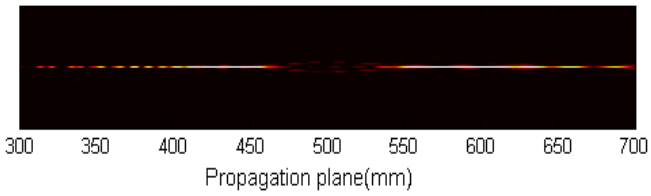
که F تبدیل فوریه $h(r) = \exp\left(\frac{ikr^2}{2z}\right)$ پاسخ ضربه -ی فضای آزاد است . نتایج حاصل از شبیه سازی نشان می‌دهد که توزیع شدت در کانون مرکزی عدسی پراشی انتقال یافته‌ی فازی- شعاعی به طور چشمگیری کاهش یافته و دو باریکه ی حلقوی تشکیل می‌شود که با دور شدن از کانون اصلی شعاع حلقه ها به تدریج کاهش یافته و در دو نقطه کانونی می‌شوند .برای بررسی خواص کانونی تیغه ی طراحی شده ، تعدادی نمونه با شعاع یکسان $R=5mm$ و $f=500mm$ و به ازای مقادیرمختلف $\alpha=0.015$ و 0.035و 0.05 و0.1 در نظرگرفته شده و توزیع شدت در کانون

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

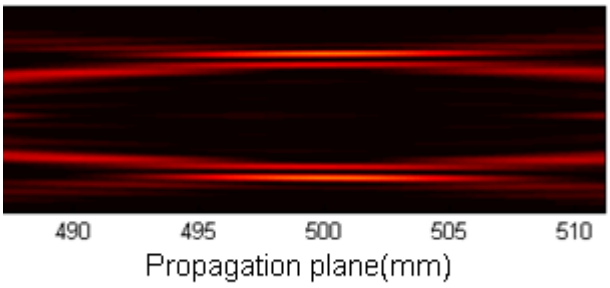
توسط رابطه ی (۵) شبیه سازی شد . شکل (۱) ، توزیع شدت عرضی را به ازای مقادیر مختلف α در کانون نشان می‌دهد . مشاهده می‌شود که با افزایش α شدت کانون مرکزی به صفر نزدیک شده و شدت دو باریکه ی حلقوی تولید شده به طور نامساوی در حال کاهش است.. همچنین با توجه به شکل (۲) ، توزیع شدت طولی و شکل(۳)، محل تشکیل دو باریکه ی حلقوی (در کانون اصلی) و شکل (۴)، پروفایل شدت طولی برای مقادیر مختلف αدر کانون شبیه سازی شده و نتایج شبیه سازی نشانگر افزایش فاصله ی بین دو کانون تولید شده با افزایش مقدارα بود.



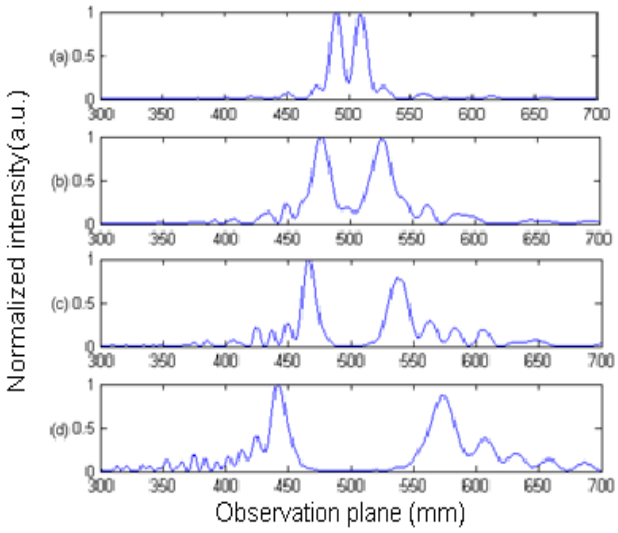
شکل ۱: توزیع شدت عرضی به ازای R=5mm برای مقادیر α برابر 0.015، 0.035، 0.05، 0.1 به ترتیب در a، b، c و d نشان داده شده است .



شکل ۲:توزیع شدت طولی (در راستای انتشار) به ازای مقدار α برابر 0.05 و f=500mm نشان داده شده است.



شکل۳: تشکیل دوباریکه ی حلقوی نورانی در کانون اصلی برای α=0.05 و f=500mm .



شکل۴:پروفایل شدت طولی به ترتیب از بالا به پایین به ازای α = 0.015 ,0.035 ,0.05, 0.1 نشان‌داده است.

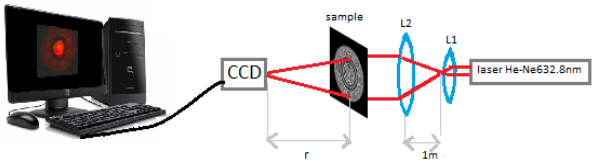
مشاهده می شود با افزایش مقدارα فاصله ی بین دوکانون تولید شده در حال افزایش و نیز شدت هر کانون به طور نامساوی در حال کاهش است.همچنین شاهد ایجاد پرتو خمره ای چندگانه به ازای α های کوچک بعد از کانون های تولید شده هستیم.

نتایج تجربی

برای انجام آزمایش ، نتایج شبیه سازی نمونه های مورد نظر با R=5mm و α = 0.015 , 0.035, 0.05, 0.1 ، f برابر 500mm و همچنین رزولوشن چاپ 3600 dpi ،چاپ شدند. نمونه های پراشی مذکور تحت تابش نور لیزر هلیم--نئون با طول

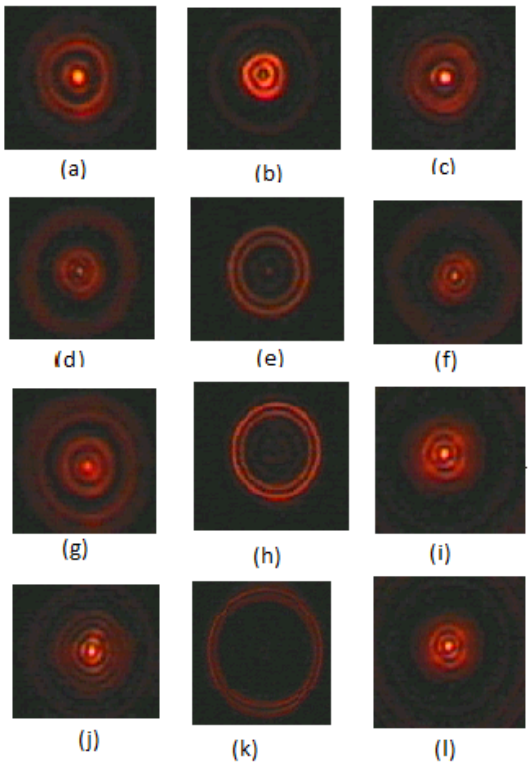
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

موج λ=632.8 nm قرار گرفتند و شدت عرضی نور پراشی در هردو کانون تولید شده ، مکان حلقه ها و فواصلشان ، توسط CCD ثبت شد . شکل ۴ چیدمان آزمایش را نشان می‌دهد.



شکل۵: چیدمان آزمایش تولید دو باریکه ی حلقوی در کانون

نتایج به دست آمده در شکل های ۱و۲و۳و۴ به طور تجربی بررسی شد و نتایج به دست آمده در شکل۶ مطابقت بالای نتایج تجربی و شبیه سازی را در پی داشت.



شکل ۶ : روند تشکیل باریکه های حلقوی در امتداد محور نوری (z) به صورت تجربی . به ترتیب a ، d ،g و j مکان تشکیل کانون اول و b ، e ، h وk مکان تشکیل دو باریکه ی حلقوی و c ، f ، i وl مکان تشکیل کانون دوم را به ترتیب برای مقادیر α برابر 0.015، 0.035 ، 0.05 و 0.1 نشان می دهد .

همانطور که مشاهده می‌کنید تصاویر ثبت شده در آزمایشگاه نیز نشانگر انتقال فازی- شعاعی عدسی طراحی شده و افزایش شعاع دو باریکه‌ی حلقوی و همچنین کاهش شدت کانون مرکزی را با افزایش مقدار پارامتر کنترلیα نشان می دهد که سازگاری بالایی با نتایج شبیه سازی دارد.

نتیجه گیری

در این مقاله، نشان داده شده است که میتوان با برهمنهی همدوس دو تیغه ی فرنل انتقال یافته ی فازی_ شعاعی مثبت و منفی می توان دو باریکه ی حلقوی با شعاع دلخواه تولید کرد که با تغییر مقدار α (پارامتر کنترلی)، شعاع دو باریکه حلقوی نورانی تشکیل شده و نیز فاصله ی دو کانون تشکیل شده از یکدیگر تغییر می یابد . مزیت مدل طراحی شده در سادگی ایجاد انتقال فازی-شعاعی و تولید و کنترل دقیق شعاع دو باریکه ی حلقوی تولید شده و تولید پرتو خمره ای دلخواه است.

مراجع

[1] A.Sabatyan, and B.Meshginqalam, 2014, Generation of annular beam by a novel class of Fresnel zone plate,Applied Optics, 53, 5995-6000 .

[2] A.sabatyan and M. Golbandi, 2018, Petal-like zone plate: Long depth bifocal diffractive lens and star-like beam generator, Journal of the Optical Society of America A, 35., 1243-1253.

[3] A. Turpin, V. Shvedov, C. Hnatovsky, Yu. V. Loiko, J. Mompart, and W. Krolikowski,2013 Optical vault: A reconfigurable bottle beam based on conical refraction of light ,Optics Express ,22,26335-26340

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ردیابی ماده مغناطیسی متحرک با استفاده از مگنتومتر اتمی

آسیه سهیلیان[۱]، ملیحه رنجبران[۱]، محمد مهدی طهرانچی[۱و۲]

۱. پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، ولنجک، تهران

۲. دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، ولنجک، تهران

آدرس رایانامه: A_Soheilian@sbu.ac.ir, M_Ranjbaran@sbu.ac.ir, Teranchi@sbu.ac.ir

چکیده – ردیابی مواد مغناطیسی، یکی از موضوعات چالش برانگیز در زمینه‌های پزشکی، نظامی و حمل و نقل می‌باشد. در این پژوهش روشی برای ردیابی مواد مغناطیسی بر پایه‌ی حسگر اتمی ارائه شد. این حسگرها علاوه بر اندازه‌گیری تغییرات میدان مغناطیسی ناشی از حرکت ماده، قابلیت ثبت تغییرات گرادیان میدان ناشی از آن را دارند. به‌منظور بررسی رفتار جسم مغناطیسی متحرک با حسگر مگنتومتر اتمی، از میکروسیم‌های فرومغناطیسی با طول و سرعت‌های متفاوت استفاده شد. نتایج نشان داد که تغییر طول سیم، اثر مستقیمی بر تغییرات شدت نور خروجی دارد. اما با افزایش سرعت، تغییری در شدت نور خروجی مشاهده نشد.

کلید واژه- ردیابی ماده مغناطیسی، حسگر اتمی، ماده فرومغناطیس، میدان مغناطیسی و میدان گرادیانی.

Tracking a Magnetic Target by Atomic Magnetometer

Asieh Soheilian[1], Maliheh Ranjbaran[1], Mohammad Mehdi Tehranchi[1&2]

1 Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

2 Physics Department, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- Tracking a magnetic target is a primary concern in clinical applications, military and transportation. We have studied the application of atomic magnetometers for magnetic tracking. These magnetometers could measure the magnetic field and its gradient simultaneously. Here, to trace a moving magnetic object by an atomic magnetometer, we used ferromagnetic micro-wires with different lengths and velocities. Our results showed that the variation in length of micro-wire could change the signal intensity. But, increasing in velocity has no influence on the signal intensity.

Keywords: Tracking Magnetic Target, atomic magnetometer, ferromagnetic material, magnetic field and gradient field.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

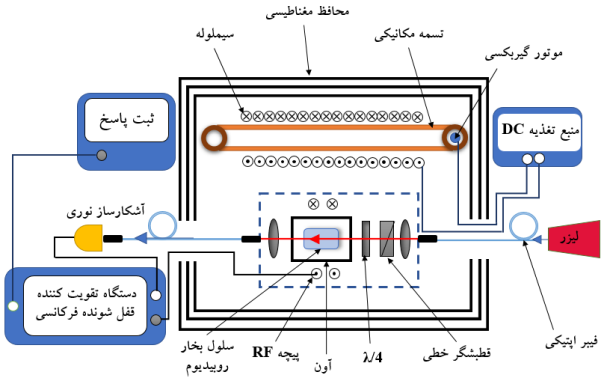
ردیابی ماده‌ی مغناطیسی، یکی از موضوعاتی است که امروزه توجهات بسیاری را در تصویربرداری پزشکی و ردیابی خودرو به خود جلب کرده است [۱ و ۲]. مؤلفه‌های وابسته به این ردیابی شامل مکان، جهت و سرعت، براساس اندازه‌گیری دو خاصیت میدان مغناطیسی و گرادیان آن بدست می‌آید. در بسیاری از ردیاب‌های مغناطیسی عمدتاً از پیچه‌های القایی به‌عنوان حسگر استفاده می‌شود که تنها بر اساس ثبت خاصیت میدان مغناطیسی کار می‌کنند. این در حالی است که ثبت گرادیان میدان، اطلاعات دقیق‌تری را از مؤلفه‌های حرکت بدست می‌دهد. در این مقاله، برای ثبت همزمان این دو خاصیت از حسگرهای اتمی استفاده شد [۲].

حسگرهای اتمی دارای حساست بالا از مرتبه‌ی $\mathrm{fT}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ هستند. اما این حساسیت با عوامل واهلش اسپینی محدود می‌شود که با عنوان واهلش طولی و عرضی شناخته می‌شوند و به ترتیب عامل تغییر چشمداشتی مؤلفه‌ی اسپینی در راستای میدان مغناطیسی و ناهمفازی اسپین‌ها هستند. یکی از عوامل ناهمفازی اسپین‌ها در حرکت تقدیمی، گرادیان میدان است. علی‌رقم اینکه کاهش گرادیان میدان، باعث افزایش حساسیت حسگر می‌شود، اما اندازه‌گیری آن در بعضی از کاربردها مانند ردیابی ماده مغناطیسی ابزاری مفید است [۳].

در این مقاله، به منظور بررسی رفتار یک جسم مغناطیسی متحرک توسط حسگر اتمی از یک سیم فرومغناطیس متحرک استفاده شده است. اثر همزمان تغییرات میدان مغناطیسی و گرادیان آن ناشی از حرکت سیم مغناطیسی بر پاسخ حسگر بررسی شد. از مؤلفه‌های مؤثر در این اندازه‌گیری، طول و سرعت جسم مغناطیسی متحرک می‌باشد، که تأثیر آن‌ها بر شدت نور خروجی حسگر مورد بررسی قرار گرفته است.

چیدمان تجربی

شکل ۱، چیدمان حسگر اتمی M_X را نشان می‌دهد که در یک محافظ مغناطیسی سه لایه قرار داده شده است.



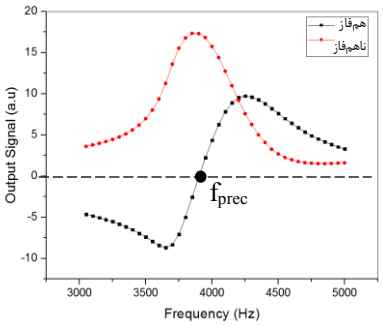
شکل ۱: چیدمان حسگر اتمی M_x

اساس کار این حسگر، بر پایه‌ی ایجاد قطبش اسپینی در سلول اتمی گاز روبیدیوم با قطر ۲/۵ سانتی‌متر و طول ۵ سانتی‌متر است. نور لیزر با قطبش دایروی و طول موج ۷۹٤/۸ نانومتر (طول موج منطبق بر خط جذبی D_1 اتم روبیدیم) وارد سلول شده منجر به قطبش اسپینی می‌شود. اسپین‌های قطبیده، حول میدان بایاس B_0 و طبق رابطه‌ی لارمور حرکت تقدیمی انجام می‌دهند.

از طرفی با اعمال یک میدان مغناطیسی ضیف با بسامد f_{rf}، تغییرات شدت نور عبوری از سلول توسط آشکارساز نوری متصل به دستگاه تقویت‌کننده‌ی قفل شونده‌ی بسامدی ثبت می‌شود. ماده مغناطیسی مورد استفاده، یک میکروسیم فرومغناطیس با ترکیب شیمیایی $Co_{68.15}Fe_{4.35}Si_{12.5}B_{15}$، به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

طول مشخص و قطر ۲۲۰ میکرومتر است که بر روی یک تسمه با سرعت یکنواخت در فاصله‌ی مشخص از سلول روبیدیم حرکت داده می‌شود. سیم فرومغناطیس به طور همزمان با یک سیملوله به طول ۳۶ سانتی‌متر و میدان ٤ میلی‌تسلا مغناطیده می‌شود. سیملوله، میدان نشتی معادل ۲ میکروتسلا در مکان سلول روبیدیم تولید می‌کند که بعنوان میدان بایاس B_0 سامانه درنظر گرفته شد. تحت این میدان، پاسخ حسگر اتمی بدست آمده و مؤلفه‌های هم‌فاز وناهم فاز منحنی تشدید مربوط به آن، مطابق با شکل ۲ استخراج شدند.



شکل ۲: پاسخ حسگر شامل مؤلفه‌های هم‌فاز وناهم‌فاز

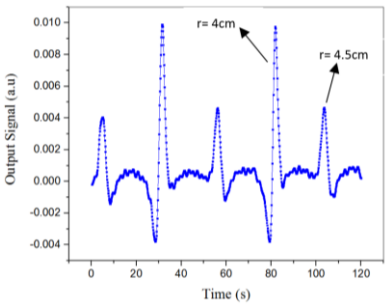
سپس پاسخ حسگر، با استفاده از دستگاه تقویت‌کننده‌ی قفل شونده‌ی بسامدی، در بسامد تشدید $f_{prec} = \gamma_F|\vec{B}_0|$ (نقطه عطف مؤلفه هم‌فاز منطبق بر بیشینه مؤلفه ناهم‌فاز) قفل شد. به‌طوری‌که حضور یک ماده مغناطیسی، میدان بایاس و در نتیجه بسامد تشدید را طبق رابطه‌ی،

$$f_{prec} = \gamma_F|\vec{B}_0 + \delta\vec{B}_M| \equiv f_0 + \delta f_M \qquad (۱)$$

جابجا می‌کند. با استفاده از تقویت کننده‌ی بسامدی، هر نوع انحرافی از بسامد f_0 بصورت δf_M ثبت خواهد شد. تغییرات بسامد δf_M متناسب با تغییرات میدان مغناطیسی ماده $\delta\vec{B}_M$ در راستای میدان بایاس $\vec{B}_0$ است [۲]. به‌علاوه حضور ماده مغناطیسی، باعث ناهمگنی میدان در محل حسگر مغناطیسی می‌شود. در این حالت زمان واهلش عرضی سیستم که متناسب با گرادیان میدان است ($T_2 \sim R_{gr}$) دستخوش تغییر می‌شود. از طرفی می‌دانیم، پاسخ هم‌فاز و ناهم‌فاز سیستم به بسامد، به صورت لورنتسی رفتار می‌کند و پهنای آن متناسب با $1/T_2$ است. بنابراین تغییر میدان گرادیان اثر مستقیمی بر پهنا و شیب پاسخ حسگر دارد [٤].

نتایج

شکل ۳ تغییرات شدت نور ثبت شده با آشکارساز را تحت تاثیر حرکت یک سیم مغناطیسی به طول ۱ سانتی‌متر و سرعت ۱/۳۷سانتی‌متر بر ثانیه نشان می‌دهد. هر زمان که سیم مغناطیسی از کنار سلول عبور می‌کند پاسخی به شکل افزایش و کاهش شدت (به صورت قله و دره) مشاهده می‌شود. با توجه به شکل، پاسخ با دامنه بلندتر (کوتاه‌تر) مربوط به عبور سیم از فاصله‌ی ٤ سانتی‌متر (٤/٥ سانتی‌متر) نسبت به مرکز سلول روبیدیم است، به‌طوری‌که جهت حرکت آن موازی (خلاف جهت) با میدان بایاس B_0 است. بر اساس توضیحات بخش تجربی، تغییرات تغییر شدت نور در ناحیه‌ی خطی حول نقطه‌ی تشدید می‌تواند تحت تاثیر تغییرات همزمان میدان مغناطیسی و گرادیان میدان مربوط به سیم مغناطیسی متحرک باشد.

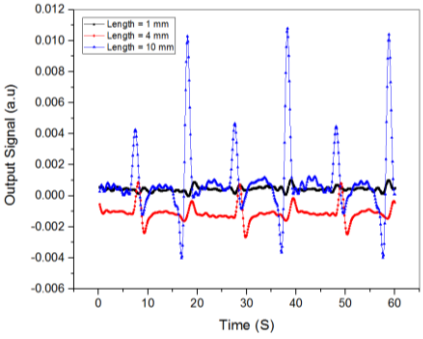


شکل ۳: تغییرات شدت نور تحت تاثیر حرکت سیم متحرک

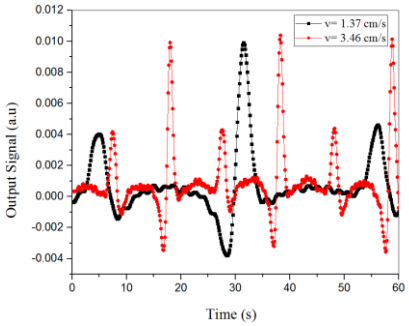
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

برای بررسی اثر اندازه ماده مغناطیسی متحرک بر پاسخ حسگر، سه عدد سیم مغناطیسی با طول‌های ۱، ٤ و ۱۰ سانتی‌متر در نظر گرفته شد. هر کدام از سیم‌ها با سرعت ثابت ۱/۳۷سانتی‌متر بر ثانیه از کنار سلول در فاصله‌ی زمانی ٦۰ ثانیه عبور کردند. در شکل ٤ با کاهش طول سیم کاهش شدت نور خروجی بر حسب زمان مشاهده شد. علت آن کاهش میدان مغناطیسی ناشی از جسم در اثر کاهش مغناطش کل نمونه است. با توجه به شکل، حداقل طول سیم قابل مشاهده با حسگر، ۱ میلی‌متر است که این حساسیت، در اندازه‌گیری‌های آینده ارتقا داده خواهد شد.

در اندازه‌گیری بعدی، تغییرات شدت نور تحت تاثیر حرکت سیم مغناطیسی به طول ۱ سانتی‌متر و سرعت‌های ۱/۳۷ و ٤/٤۰ سانتی‌متر بر ثانیه به‌دست آمد (شکل ۵). با توجه به شکل با افزایش سرعت، تغییر چشم‌گیری در دامنه تغییرات شدت مشاهده نشده و تنها فاصله‌ی زمانی بین قله تا دره تغییر می‌کند. این فاصله در سرعت ۳/٤٦ سانتی متر بر ثانیه (۱/۳۷ سانتی متر بر ثانیه) برابر با ٤/۲۲٤ سانتی‌متر (٤/۲۸ سانتی‌متر) است که تقریبا هم اندازه هستند. بنابراین می‌توان گفت که فاصله مکانی قله تا دره هم به سرعت نمونه وابسته نیست و تنها معیاری از اندازه ماده مغناطیسی متحرک است.



شکل ۴: تغییرات شدت نور تحت تاثیر حرکت سیم با طول‌های مختلف



شکل ۵: تغییرات شدت نور تحت تاثیر حرکت سیم با سرعت مختلف

نتیجه‌گیری

استفاده از حسگر اتمی، مسیری را برای ساخت سامانه‌ی ردیاب مغناطیسی در بسامد پایین فراهم می‌کند. از مؤلفه‌های مؤثر بر پاسخ این حسگر، میدان مغناطیسی و میدان گرادیانی است که در این پژوهش مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد که با حرکت یک ماده مغناطیسی، بسامد تشدید و پهنای نمودار دچار تغییر شده و در نتیجه تغییراتی در نور خروجی مشاهده می‌شود. به‌علاوه، اثر طول و سرعت جسم مغناطیسی متحرک بر شدت نور خروجی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد که شدت نور فقط تحت تاثیر تغییر طول ماده تغییر می‌کند.

مرجع‌ها

1. T. Nara, S. Suzuki, and Sh. Ando, "A closed-form formula for magnetic dipole localization by measurement of its magnetic field and spatial gradients," *IEEE Transactions on Magnetics,* vol. 42, pp. 3291-3293, 2006.
2. S. Colombo. V. Lebedev, "M(H) dependence and size distribution of SPIONs measured by atomic magnetometry" I*nternational Journal on Magnetic Particle Imaging*,Vol. 2, No. 1, pp 5, 2015.
3. S. Pustelny, D. F. Jackson Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, D. Budker, "Influence of magnetic-field inhomogeneity on nonlinear magneto-optical resonances," *Physical Review A,* p. 063406, 2006.
۴. ملیحه، رنجبران، "بهبود حساسیت مگنتومتر اتمی Mx با تکیه بر خواص غیرخطی دینامیک اسپین"، دانشگاه شهید بهشتی، رساله دکتری، ۱۳۹۶.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تولید پرتو حلقوی با شعاع قابل کنترل در سلول بلورمایع آلائیده با رنگینه‌ی آزو

زهرا بهجت [۱و۲]،فرزانه پناهی[۱]،حبیب خوش سیما[۱]،آرش ثباتیان [۲]

[۱] پژوهشکده‌ی فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشگاه تبریز
[۲] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه

چکیده - در این مقاله روشی نوین برای تولید باریکه حلقوی کوک پذیر با میدان الکتریکی خارجی گزارش می شود. روش کار بر اساس استفاده از تکنیک ذخیره سازی طرح ماسک تیغه منطقه ای فرنل با تغییرات شعاع فازی (RPS FZP) بر روی سلول بلور مایع نماتیکی ۱۲۹۴-b۱ آلائیده با رنگینه آزو می باشد.تغییرات شعاع باریکه حلقوی با میدان الکتریکی خارجی کاربردهای بسیار جالبی در بیوفوتیک و صنعت فراهم میکند. از سویی چیدمان اپتیکی ساده و عدم نیاز به طراحی سلولهای مختلف برای دستیابی به شعاعهای متفاوت از دیگر ویژگیهای بارز این کار می باشد.

کلید واژه- باریکه حلقوی، بلورمایع، پراش، تیغه منطقه ای فرنل.

Generation of electrical tunable Annular beam in the cell of dye doped liquid crystal

Zahra Behjat[1, 2], Farzane Panahi[1] , Habib Khoshsima[1], and Arash Sabatyan[2]

Research Institute for Applied Physics & Astronomy, University of Tabriz, Tabriz
[2]Department of Physics, Science Faculty, University of Urmia, Urmia

Abstract- In this paper we report a novel way for generating tunable Annular beam. The method is based on recording the printed pattern of Radial shifted Fresnel zone plate (RSP FZP) on the cell of 1294-1b liquid crystal doped with dye. Varying the radius of annular beam or being tunable with the external electrical field, supply interesting application for our sample both in bio photonics and in industry. Moreover, simplicity in creating electrical tunable annular beam is another interesting feature of this technique.

Keywords: Annular Beam, Liquid crystal, Diffraction, Fresnel Zone Plate.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

موج حلقوی موجی با توزیع شدت متمرکز شده در یک حلقه است که شدت در مرکز چنین حلقه ای برابر با صفر می باشد[۱]. پرتوهای حلقوی به روشهای متعددی تولید می شوند بعنوان مثال می توان با کسر کردن دو پرتو گوسین با بیشینه شدت یکسان ولی پهناهای متفاوت از هم، پرتو حلقوی را تولید کرد. همچنین از قطعات پراشی اپتیکی مانند تیغه های منطقه ای فرنل می توان برای تغییر توزیع شدت یک منبع نور موجود به توزیع دلخواه استفاده کرد. اخیرا [۲] با اعمال شیفت فازی شعاعی به تیغه منطقه ای فرنل دایره ای و تابش پرتو تخت لیزری به آن، پرتو حلقوی در کانون این لنز پراشی به دست آمده است .شعاع باریکه حلقوی با فاکتور تغییر شیفت فازی شعاعی ارتباط مستقیم داشته و به ازای یک پارامتر شیفت فازی شعاعی خاص طبق روابطی که در قسمت بعدی ارایه خواهد شد، تنها یک باریکه حلقوی منحصر بفرد می توان تولید کرد. شکل دهی پرتو به شکل حلقوی کاربرد های جالبی همچون در تله اندازی اپتیکی، توییزرها، جراحی های لیزری ، برشهای لیزری صنعتی و غیره دارد. در روشهایی که تاکنون ارایه شده اند، برای رسیدن به شعاع باریکه حلقوی مطلوب، نیازمند طراحی نمونه های جدید وتنظیم مجدد چیدمان اپتیکی هستیم که روشهای فوق از نظر زمان و هزینه قابلیت کاربردی نخواهند داشت لذا در این کار تحقیقاتی ما برای اولین بار روشی ارایه کرده ایم که میتوان باریکه حلقوی با شعاع کنترل پذیر با میدان الکتریکی تولید کنیم. عدسی‌های فرنل مبتنی بر بلورمایع، به‌دلیل دوشکستی‌های بزرگ بلور مایع ها و همچنین، کنترل پذیری آن‌ها با میدان خارجی، مورد استقبال و مطالعات فراوانی قرار گرفته‌اند[3]. لذا در این کار تحقیقاتی با استفاده از تکنیک ذخیره سازی طرح در سلول بلور مایع آلائیده با رنگینه، سلول موردنظر را خواهیم ساخت. ترکیب بلورمایع با تیغه منطقه ای فرنل شیفت فازی شعاعی(RSFZP) باعث تولید عدسی کوک پذیر برای تولید باریکه حلقوی با شعاع مطلوب میباشد.

مبانی نظری

تابع عبور یک fzp به فرم زیر تعریف میشود:

$$T(r)=\frac{1}{2}(1+\mathrm{sgn}(\cos\frac{k}{2f}r^2))= \sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{\sin(n\pi/2)}{n\pi}\exp(-ikr^2/2f) \quad (۱)$$

قسمت موهومی تابع عبور یا بعبارتی توزیع فازی تیغه منطقه ای فرنل در تقریب پیرامحوری به فرم زیر میباشد:

$$\phi(r)=-\frac{2\pi}{\lambda}\frac{r^2}{2f} \quad (۲)$$

که در آن r مولفه شعاعی، f فاصله کانونی و λ طول موج نور است. توزیع فازی تیغه منطقه ای فرنل با شیفت فازی شعاعی به صورت زیر می باشد:

$$\phi(r)=-2\pi\frac{(r-\alpha R)^2}{2\lambda f} \quad (۳)$$

که در آن R شعاع قطعه پراشی و α پارامتر جابجایی شعاعی می باشد. نشان داده شده است که توزیع شدت برای رابطه (۳) متناسب با تابع دلتا یا باریکه های حلقه ای میباشد[۲]. با ترسیم قسمت موهومی تابع عبور تیغه در برنامه MATLAB نمونه های فازی یا طرح فرنل مطلوب طراحی می شوند.

به هنگام آلایش بلورمایع با رنگینه‌ی آزو، رنگینه‌ها تحت اثر جهتگیری بلورهای مایع آرایش یافته و منظم می‌شوند. از سویی وجود خواص نور القایی در آزوها به هنگام تابش نور در محدوده‌ی جذبی رنگینه‌ها احتمال وقوع پدیده فوتوایزومریزاسیون ترانس – سیس – ترانس را شکل میدهد و پس از طی چرخه های متوالی دایرکتور مولکولی عمود بر قطبش نور فرودی جهتگیری می‌شود. بعبارتی حضور میدان نوری سبب بازجهتگیری نور القایی رنگینه‌های آزو می‌شود. این بازجهتگیری روی مولکول‌های

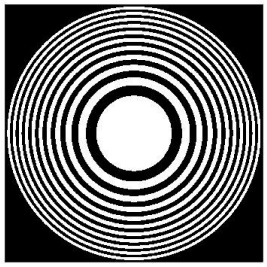
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بلورمایع گشتاوری را اعمال می‌کند که نهایتا سبب بازجهتگیری بلورهای مایع نیز می‌شوند. با ثبت طرح فرنل روی سلول ، سطوح سلول دارای نواحی تاریک و روشن می‌شود. درواقع در نواحی نوردهی شده، مولکول‌ها عمود بر راستای نظم اولیه‌ی سلول (HG) جایگیری می‌کنند و به دلیل دوشکستی بالا در مولکول‌های بلورمایع، این امر منجر به اختلاف ضریب شکست در نواحی تاریک و روشن بین آن‌ها می‌شود [۴]. با اعمال میدان الکتریکی، اختلاف فاز بین نواحی روشن و تاریک القا می‌شود. بنابراین، ضریب شکست و درنتیجه، بهره‌ی پراش یک عدسی فرنل می‌تواند بصورت الکتریکی مدوله شود. از آنجاییکه در قطعه مورد نظر ما کانونی سازی بر اساس اپتیک پراشی است ، طبیعتا تغییر در بهره‌ی پراش بر نحوه کانونی شدن پرتو بر روی حلقه شدتی موثر خواهد بود.

شبیه سازی عددی و ترتیبات تجربی

برای طراحی ماسک، نمونه ای با شعاع R=2.5mm که متناسب با ابعاد ناحیه‌ی فعال الکتریکی سلول است و همچنین f=130mm، λ=632.8nm و α=0.05 را در برنامه مطلب شبیه سازی کرده و به روش لیتوگرافی بر روی فیلم لیتوگرافی تجاری چاپ می کنیم.

همانطور که قبلا توضیح داده شد، به ازای α بخصوص (0≤α≤1)، شعاع حلقه پرتو بسلی در صفحه کانونی تیغه منطقه ای فرنل در محاسبات عددی شبیه سازی و همچنین در چیدمان تصویرگیری همدوس، یک مقدار ثابت و منحصر بفرد حاصل میشود بنابراین برای دسترسی به سایر شعاعهای مطلوب باید طرح جدید با α دیگری ترسیم نمود. طبیعی است حالت α=0 منطبق بر تیغه منطقه ای فرنل کلاسیک می باشد که توزیع شدت مربوط به آن نقطه ای می باشد ، همچنین با افزایش فاکتور α شعاع پرتو حلقوی افزایش می یابد. نمونه به کار گرفته شده در این کار، (تیغه منطقه ای فرنل با شیفت فازی شعاعی با α=0.05) در شکل ۱ نشان داده شده است.

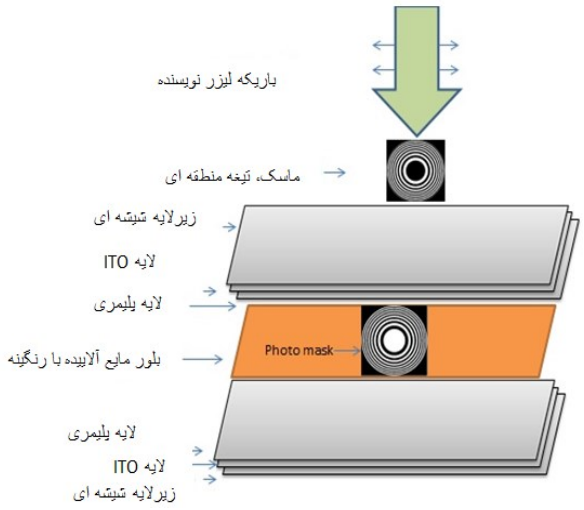


شکل ۱: طرح ماسک (تیغه منطقه ای فرنل با شیفت فازی شعاعی با α=۰,۰۵)

برای ساخت عدسی فرنل مبتنی بر ثبت الگوی فرنل در بلورمایع، از سلول های آماده‌ی تهیه شده از شرکت AWAT-PPT لهستان، با آرایش موازی HG و با ضخامت ۵۰ میکرومتر استفاده شده است. ساختار سلول طبق شکل ۲، شامل لایه‌ی بیرونی شیشه‌ای، لایه‌ی رسانای شفاف ITO، و لایه‌ی داخلی پلیمری PVA می‌باشد. لایه‌ی شیشه‌ای برای سوار کردن زیر لایه‌ها در سلول استفاده شده است و به‌علت اینکه شفاف نسبت به نور مرئی است، گزینه‌ی مناسبی برای مطالعات اپتیکی است. ITO به‌دلیل اینکه ماده‌ای شفاف و رسانا می‌باشد، جهت اعمال میدان الکتریکی در سلول، مورد استفاده قرار گرفته است.لایه‌ی پلیمری نیز برای جهت‌دهی سطح سلول و ایجاد لنگراندازی با مولکول‌های بلورمایع، استفاده شده است. بلورمایع مورد استفاده در این سلول از نوع ۱۲۹۴-b۱ با دوشکستی ۰,۳۱۲ ضریب شکست عادی ۱,۵۰۱ و غیرعادی ۱,۸۱۳ ، و رنگینه‌ی آزو متیل‌رد به مقدار ۱ درصد وزنی مورد استفاده قرار گرفت. سلول به مدت ۱ ساعت درون کوره با دمای ۷۰ درجه و همچنین ۱۶ ساعت در دمای ۴۰ درجه، به‌منظور سرد شدن تدریجی بلورمایع و جایگیری بهتر بلورمایع در شیارهای سلول قرار داده شد.

نهایتا سلول طبق شکل ۲ در مقابل تابش باریکه نویسنده قرار می گیرد. باریکه نویسنده لیزر دیودی سبز (λ=532nm) با توان mW۱۰۰ و قطبش P (میدان الکتریکی موازی شیاره ای سلول) می باشد.

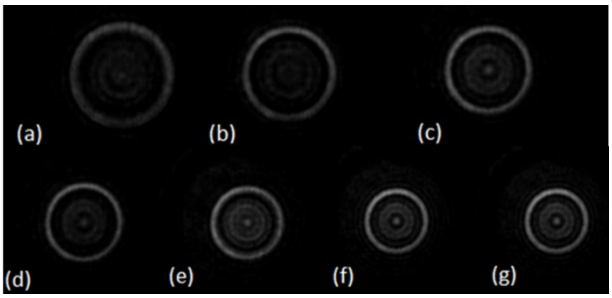
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲: سلول مورد استفاده برای ثبت طرح توسط لیزر آرگون

به منظور بررسی نحوه تغییرات توزیع شدت در کانون به ازای ولتاژهای متفاوت، سلول آماده شده در چیدمان تصویرگیری اپتیکی قرار داده می شود. در این آرایش تجربی، از لیزر گازی هلیوم – نئون ۱۷ میلی واتی با پروفایل شدت گوسی با طول موج ۶۳۲,۸ نانومتر، که به دور از محدوده‌ی طول موج جذبی رنگینه‌ی متیل‌رد است، استفاده کردیم. همچنین، با افزودن قطبشگر به چیدمان، پرتو را عمود بر سلول در نظر گرفتیم چراکه در حالت موازی بر شیارهای سلول، هیچگونه تغییری ناشی از وجود عدسی فرنل در نور خروجی از سلول مشاهده نشد. با توجه به راستای قطبش، پرتوی کاوشگر در نواحی تاریک الگوی فرنل ne و در نواحی روشن، no را تجربه خواهد کرد. سپس با اعمال میدان الکتریکی متناوب مربعی به سلول توسط ژنراتور تابعی با فرکانسی برابر ۱,۵ kHz، بردار راهنمای مولکول‌های بلور مایع دستخوش تغییر می‌شوند[۵] که نتیجه‌ی آن، تغییر در ضریب شکست بلورمایع در هر دو ناحیه‌ی روشن و تاریک الگوی فرنل و در نتیجه، تغییر در بهره‌ی پراش و نحوه کانونی شدن پرتو بر روی حلقه شدتی می باشد.

شکل۳(a) تا ۳(g) توزیع شدت عرضی در صفحه کانونی که توسط CCD ثبت شده و به کامپیوتر منتقل شده اند را به ازای ولتاژهای اعمالی از ۰ تا ۵۰ به ترتیب نشان میدهد. قابل ذکر است تغییرات شعاع باریکه حلقوی در ۵۰ ولت به حالت پایدار میرسد. لازم به دکر است شعاع باریکه حلقوی از ۲۰۰ میکرومتر در ۰ ولت به ۱۲۵ میکرومتر در ولتاژ ۵۰ولت خواهد رسید.



شکل ۳: توزیع شدت عرضی در صفحه کانونی به ازای ولتاژهای اعمالی به ترتیب از صفر در(a) تا پنجاه ولت در (f) و پنجاه ولت در (g).

نتیجه‌گیری

در این کار، عدسی فرنل کوک پذیر با میدان الکتریکی بر پایه‌ی بلورمایع آلاییده با رنگینه‌ی آزو توسط تکنیک ثبت الگو با ماسک، ساخته شد که با افزایش ولتاژ اعمالی به سلول، می‌توان شعاع باریکه حلقوی را کنترل کرد.

مرجع‌ها

[1] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier optics,* Mc Graw- Hill Book Company, New York, (1996) 99-100 & 66-67

[2] Arash Sabatyan and Bahar Meshgingalam, “Generation of annular beam by a novel class of Fresnel zone plate”; Applied Optics, Vol. 53, No. 26, pp.5995-5996.2014.

[3] H.-C. Yeh, Y.-C. Kuo, S.-H. Lin, J.-D. Lin, T.-S. Mo, and S.-Y. Huang, “Optically controllable and focus-tunable Fresnel lens in azo-dye-doped liquid crystals using a Sagnac interferometer.,” Opt. Lett., Vol. 36, No. 8, pp. 1311–1313, 2011.

[4] F. Moghadas, H. Khoshsima, and B. Olyaeefar, “High diffraction efficiency in permanent optical memories based on Methyl Red doped liquid crystal,” Opt. Quantum Electron., Vol. 47, No. 2, pp.225–233,2014.

[5] S.-C. Jeng, S.-J. Hwang, J.-S. Horng, and K.-R. Lin, “Electrically switchable liquid crystal Fresnel lens using UV-modified alignment film.,” Opt. Express, 18(25), pp. 26325–26331, 2010.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تعیین ثابت جفت شدگی مدی در تقویت کننده‌های پرتوان فیبری

امیر سپهوند[۱]، مریم کریمی[۲*]، آذین شوهانی[۳]، کاظم جمشیدی قلعه[۱]، مهدی امنیت طلب[۳]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان
[۲]پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران، ایران
[۳]گروه فیزیک ، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ارومیه

چکیده –از فیبرهای دو غلافه برای ایجاد توان در حد کیلو وات در تقویت کننده‌ها و لیزرهای فیبری استفاده می‌شود. عواملی از قبیل اثرات غیرخطی و ظهور ناپایداری مدی در خروجی این تقویت کننده‌ها و لیزرها تاثیر گذار است. ناپایداری‌های مدی به عنوان بزرگترین عامل محدود کننده لیزرها و تقویت کننده‌های فیبری شناخته شده‌اند. علت اصلی ناپایداری‌های مدی در انتقال انرژی از مد پایه Lp_{01} به اولین مد مرتبه بالاتر Lp_{11} است. بنابراین ارتباط بین مدها و جفت شدگی آنها در تقویت کننده‌های توان بالای فیبری بسیار حائز اهمیت است. اولین گام در محاسبه ناپایداری‌های مدی، محاسبه ثابت جفت شدگی مدی و عوامل موثر در آن است. در این مقاله، تاثیر اندازه مغزی در مقدار ثابت جفت‌شدگی بررسی و تاثیر پارامتر موجبری در بیشینه ثابت جفت‌شدگی مطالعه شد و نشان داده شد برای فیبرهایی با عدد موجبری یکسان تغییرات ثابت جفت‌شدگی مستقل از طول‌موج است.

کلید واژه- ناپایداری مدی، تقویت کننده فیبری، ثابت جفت شدگی مدی.

Coupled Mode Coefficient Determination in High Power Fiber Amplifiers

Amir Sepahvand[1], Maryam Karimi[2], Azin Shohani[3], Mahdi Amniat-Talab[2], Kazem Jamshidi-Ghaleh[3]

[1]Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, West Azarbaijan, Tabriz, Iran
[2]Institute of Nuclear Science and Technology, AEOI, Tehran, Iran
[3]Department of Physics, Urmia University, 11km SERO Road, Urmia, Iran

Abstract- Double-clad fibers are used to generate the power up to kilowatts at fiber amplifiers and lasers. Different factors, such as the nonlinear effects and the mode instability effect on the output of the fiber amplifiers and lasers. Mode instability is known as the largest limiting factor on them. The main reason for the mode instability is the energy transfer from the fundamental mode Lp_{01} to the first higher order mode Lp_{11}. Therefore, the relationship between modes and coupling of them is very important in the high power fiber amplifiers. The first step in the calculation of the mode instability is the coupling constant specification and the factors effect on it. In this paper, the effect of core size on the coupling constant value was studied and the effect of waveguide parameter on the maximum value of coupling constant was verified. It was shown that for the fibers with the similar waveguide number; the value of coupling constant is independent on the wavelength.

Keywords: Mode instability, Fiber amplifier, Coupled mode coefficient.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

تا سال ۲۰۱۰، تصور می‌شد که اصلی ترین عامل محدود کننده توان خروجی لیزرهای فیبری اثرات غیرخطی است. بنابراین برآورد کرده بودند که بیشینه توان خروجی که می‌توان از لیزرهای فیبری استخراج کرد تا محدوده ۳۶ کیلو وات خواهد رسید [۱]. افزایش توان خروجی در این لیزرها باعث مشاهده پدیده نوظهوری در این لیزرها شد که به‌عنوان بزرگترین عامل محدود کننده در خروجی لیزرهای فیبری پرتوان محسوب می‌شود این پدیده را ناپایداری مدی نام‌گذاری کردند [۲]. ناپایداری مدی عرضی یک پدیده است که از طریق پایداری و کیفیت بالای پرتو خروجی قبل از رسیدن به یک آستانه معین و ناپایدار شدن پرتو خروجی بعد از رسیدن به این آستانه خود را نمایان می‌کند [۳]. در حال حاضر به طور کلی توافق شده است که شروع این ناپایداری‌ها نتیجه تعامل بین اثرات حرارتی و تداخل‌های مودی است [۴]. که می‌تواند مسئول انتقال انرژی بین مدپایه Lp_{01} و مد مرتبه بالاتر Lp_{11} باشد. ما در کارهای قبلی، گرمای تولید شده در تقویت کننده ایتربیومی توان بالا را محاسبه و بررسی و تفسیر کردیم [۵]. در این مقاله، جفت شدگی مدها را مورد بررسی قرار داده و ضریب جفت شدگی بین مدهای Lp_{01} و Lp_{11} را محاسبه خواهیم کرد.

معادلات ثابت جفت شدگی مدی

برای محاسبه ضریب جفت شدگی مدی با درنظر گرفتن معادلات حرارتی و محاسبات مربوط به آن از مرجع [۶] خواهیم داشت [۷]:

$$\rho C\frac{\partial \Delta T}{\partial t}-\kappa\nabla_{\perp}^{2}\Delta T(r,t)=Q(r,t) \qquad (۱)$$

که در آن ρ چگالی، C ظرفیت ویژه حرارتی و κ رسانندگی حرارت در فیبر است. حرارت تولید شده Q، وابسته به شدت پرتو در تقویت کننده فیبری است که به صورت زیر داده می‌شود:

$$Q(r,t)=\left(\frac{\lambda_s}{\lambda_p}-1\right)g(r)I(r,t) \qquad (۲)$$

در اینجا g ضریب بهره در محیط تقویت‌کننده و λ_s و λ_p به ترتیب طول موج سیگنال و پمپ هستند. بنابراین ثابت جفت شدگی مدی χ_i را می‌توان به صورت زیر تعریف کرد [۷].

$$\chi_{1,2}(\Delta\omega)=\frac{\eta k^{2}}{\kappa\beta_{1,2}}\mathrm{Im}[A(\Delta\omega)]\left(1-\frac{\lambda_s}{\lambda_p}\right) \qquad (۳)$$

که در اینجا k عدد موج در خلأ، η ضریب حرارت نوری مواد فیبر است که به صورت $\Delta\varepsilon=\eta\Delta T$ تعریف می‌شود که ΔT اختلاف دما نسبت به دمای مرجع و $\Delta\varepsilon$ اختلاف گذردهی بر اثر حرارت القایی است. از طریق انتخاب تابع گرین مناسب [۸] و وارد کردن توابع مد می‌توان مقدار A را از طریق رابطه زیر حاصل کرد [۷].

$$A=\iint\psi_1(r_\perp)\psi_2(r_\perp)\iint_{\Omega_d}G(r_\perp,r'_\perp,\Delta\omega)\times\psi_1(r'_\perp)\psi_2(r'_\perp)d^2r'_\perp d^2r_\perp \qquad (۴)$$

که در آن ψ_1 ، ψ_2 به‌ترتیب نشان دهنده تابع توزیع مد پایه، مد مرتبه بالاتر و G، تابع گرین است، اندیس $\perp$ مختصات عرضی سیستم و Ω_d سطح مقطع ناخالصی‌ها در فیبر را نشان می‌دهد، و انتگرال خارجی بر روی تمام سطح مقطع فیبر گرفته می‌شود. تابع گرین را به‌صورت زیر می‌توان تعریف کرد [۸, ۹].

$$G(r_\perp,r'_\perp\omega)=\frac{1}{2\pi}\sum_{m=-\infty}^{\infty}g_m(r,r',\omega)e^{im(\phi-\phi')} \qquad (۵)$$

که در آن g_m از طریق رابطه زیر مشخص می‌شود

$$g_m=\begin{cases}I_m(\sqrt{q}r)\left[C_mI_m(\sqrt{q}r')+K_m(\sqrt{q}r')\right], r\le r'\\ I_m(\sqrt{q}r')\left[C_mI_m(\sqrt{q}r)+K_m(\sqrt{q}r)\right], r'\le r\end{cases} \qquad (۶)$$

در اینجا I_m و K_m به ترتیب توابع بسل تعمیم یافته نوع اول و دوم هستند، $q=i\rho C\omega/\kappa$ و C_m نیز به صورت زیر تعریف می‌شود

$$C_n=\frac{K_{n+1}(\sqrt{q}R)+K_{n-1}(\sqrt{q}R)-aK_n(\sqrt{q}R)}{I_{n+1}(\sqrt{q}R)+I_{n-1}(\sqrt{q}R)+aI_n(\sqrt{q}R)} \qquad (۷)$$

نتایج محاسبات عددی

در جدول (۱)، مقادیر پارامترهای مورد استفاده در این شبیه سازی آمده است. برای محاسبه ضریب جفت شدگی مدی در تقویت‌کننده‌های فیبری در نخستین مرحله باید حرارت تولید شده در توان پمپ اعمال شده در سیستم را محاسبه

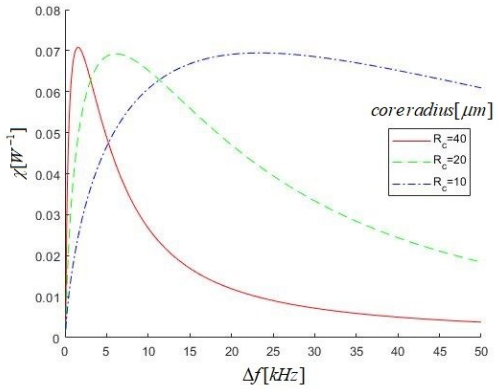
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

کرد. حرارت تولید شده در رابطه (۲) با توجه نتایج محاسبات قبلی ما در [۶] جایگزین می‌شود. در مرحله دوم با در نظر گرفتن معادله موج، مدهای قطبیده خطی Lp_{01}، Lp_{11} و تابع گرین مناسب در رابطه (۴) می‌توان با استفاده از روش‌های انتگرال گیری عددی برای اختلاف فرکانس $\Delta f = ۵۰\ KHz$ مقدار عددی A را محاسبه کرد. در گام نهایی با داشتن تغییرات حرارتی سیستم و تغییرات ضریب شکست سیستم که در مراجع [۵, ۶] ارائه شد می‌توان ضریب حرارتی نوری η را محاسبه کرد و به‌همراه بخش موهومی رابطه (۴) در رابطه (۳) جایگذاری کرد تا ضریب جفت شدگی مدی بین مد پایه و مد مرتبه بالاتر را تعیین شود. از آنجایی که دمای سطح فیبر در دمای ثابت قرار می‌گیرد می‌توان فرض کرد که تابع گرین در شرایط مرزی دریکله قرار دارد [۵].

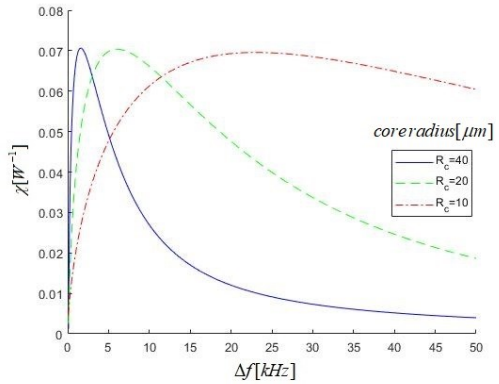
جدول ۱: مقادیر پارامترهای مورد استفاده در شبیه سازی ضریب جفت شدگی مدی در تقویت کننده فیبری پرتوان.

پارامتر	علامت	مقدار
شعاع مغزی	R_c	۲۰ μm
شعاع فیبر	R	۳۵۰ μm
ضریب شکست	n	۱/۴۵
پارامتر موجبر	V	۳
طول موج سسیگنال	λ_s	۱۰۶۴ nm
طول موج پمپ	λ_p	۹۷۵ nm
ضریب حرارت نوری	η	۳/۵×۱۰$^{-۵}$ K^{-1}
رسانندگی حرارتی	κ	۱/۴ $W/(Km)$
مضرب چگالی و ظرفیت گرمایی ویژه [۹]	ρC	۱/۶۷×۱۰^{۶} $J/(Km^3)$

با در نظر گرفتن پارامتر موجبر $V = ۳$، ثابت جفت شدگی بین مدهای Lp_{01} و Lp_{11}، برای اندازه‌های مختلف شعاع مغزی با استفاده از روابط (۳ و ۴) محاسبه می‌شود. در شکل (۱) نتایج ثابت جفت شدگی مدی χ_1 ارائه شده است. نتایج محاسبات برای χ_1 و χ_2 بر هم انطباق دارند همان‌طور که از شکل (۱) مشاهده می‌شود، بیشینه مقدار ثابت جفت شدگی به اندازه مغزی بستگی ندارد و با تغییر اندازه مغزی فقط محل و عرض پیک در آن تغییر می‌کند. اگر اختلاف فرکانس $\Delta f = 0$ فرض شود، ثابت جفت شدگی صفر خواهد بود ولی برای اختلاف فرکانس‌های کم حتی از مرتبه kHz ۱، ثابت جفت شدگی مقداری حقیقی دارد و انتقال قدرت بین مدهای Lp_{01} و Lp_{11} می‌تواند رخ دهد. به عبارت دیگر در تزویج بین مدها در تقویت‌کننده‌های فیبری پرتوان، یک اختلاف کوچک فرکانسی بین مد پایه و اولین مد مرتبه بالاتر وجود دارد که موجب انتقال انرژی از مد پایه خواهد شد.



شکل ۱: تغییرات ثابت جفت شدگی مدی در طول موج سیگنال ۱۰۶۴nm در اندازه‌های مختلف مغزی و اختلاف فرکانس kHz ۵۰

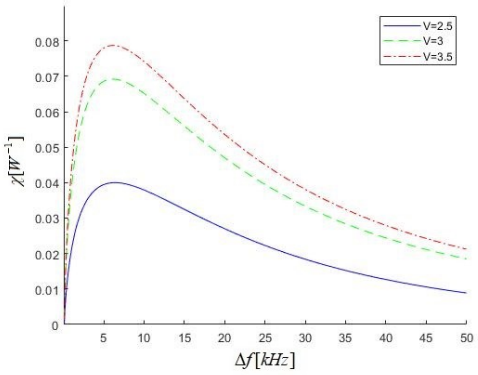


شکل ۲: تغییرات ثابت جفت شدگی مدی در طول موج سیگنال ۱۰۳۰nm در اندازه‌های مختلف مغزی و اختلاف فرکانس kHz ۵۰

پارامتر نرمال شده موجبر V به صورت $V = k_0 a\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ مشخص می‌شود این پارامتر به عواملی همچون عدد موج در خلأ، اندازه مغزی، ضریب شکست در مغزی و غلاف فیبر وابسته است. با تغییر هر یک از این پارامترها، مقدار عددی پارامتر نرمال شده موجبر نیز تغییر می‌کند، بنابراین برای داشتن تقویت‌کننده فیبری که فقط دو مد اصلی Lp_{01} و Lp_{11} در آن منتشر شوند باید ضریب شکست سیستم را به درستی محاسبه کرد. شکل (۲)، ثابت جفت شدگی مدی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

را برای طول موج ۱۰۳۰ نانومتر برای پارامتر موجبر $V=3$ نشان می‌دهد. در اینجا با تغییر طول‌موج برای ثابت ماندن پارامتر V ضریب شکست مغزی فیبر را تغییر دادیم. نتایج حاصل برای اندازه‌های مختلف مغزی در شکل (۲) ارائه شده است که منطبق بر نتایج شکل (۱) است. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت برای فیبرهای مختلف با پارامتر موجبری یکسان بیشینه مقدار ثابت جفت شدگی مدی ثابت و مستقل از طول‌موج سیگنال است.



شکل ۳: تغییرات ثابت جفت شدگی مدی برای مقادیر مختلف پارامتر V در اختلاف فرکانس ۵۰ kHz.

شکل(۳)، ثابت جفت شدگی مدی برای فیبرهایی با اندازه مغزی ۲۰ μm و پارامترهای موجبری متفاوت را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که با افزایش مقدار پارامتر V ثابت جفت شدگی به سرعت افزایش می‌یابد. با در نظر گرفتن رابطه (۴) می‌توان دریافت که ثابت جفت شدگی به هم-پوشانی بین دو مد وابسته است. برای مقدار $V=2/5$ که فقط کمی بالاتر از مقدار عددی فیبرهای تک مد است، هم-پوشانی بین دو مد کوچک بوده و ثابت جفت شدگی کوچکی نیز حاصل می‌کند. به‌عبارت دیگر، با افزایش پارامتر موجبر، احتمال ظهور مدهای مرتبه بالاتر بیشتر شده و در نتیجه هم‌پوشانی بین دومد نیز افزایش می‌یابد بنابراین مقدار ثابت جفت شدگی مدی نیز زیادتر می‌شود.

نتیجه گیری

در این مقاله نشان داده شد که در یک مقدار ثابت پارامتر موجبری، تغییر اندازه مغزی در تقویت کننده‌های فیبری پرتوان بر مقدار بیشینه ثابت جفت شدگی مدی تاثیری ندارد بلکه باعث جابجایی قله آن در بازه فرکانسی می‌شود. مشاهده شد ثابت جفت شدگی مدی در فیبرهایی با عدد موجبری یکسان، مستقل از طول موج پرتو سیگنال عمل می‌کند. هم‌چنین بیشینه مقدار ثابت جفت شدگی مدی به مقدار عددی پارامتر موجبر وابسته است با افزایش مقدار عددی V، احتمال ظهور مدهای مرتبه بالاتر بیشتر شده در نتیجه هم‌پوشانی بین مدها افزایش یافته و ثابت جفت شدگی مدی χ نیز افزایش می‌یابد. نتایج محاسباتی حاصل از این مقاله بر نتایج شبیه سازی ارائه شده در مرجع [۷] منطبق است.

مرجع‌ها

[1] J. W. Dawson, M. J. Messerly, R. J. Beach, M. Y. Shverdin, E. A. Stappaerts, A. K. Sridharan, P. H. Pax, J. E. Heebner, C. W. Siders and C.P.J. Barty, "Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power", Opt. express, Vol. 16, No. 17, pp. 13240-13266, 2008.

[2] C. Jauregui, T. Eidam, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers", Opt. express, Vol. 19, No. 4, pp. 3258-327, 2011.

[3] Eidam, T., et al., Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers. Opt. express, Vol. 19, No.14, pp. 13218-13224, 2011.

[4] C. Jauregui, T. Eidam, H. J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Temperature-induced index gratings and their impact on mode instabilities in high-power fiber laser systems", Optics express, Vol. 20, No. 1, pp. 440-451. 2012.

[۵] م. کریمی، ک. جمشیدی قلعه، م. امنیت طلب، ا. سپهوند، آ. شوهانی، "بررسی اثرات حرارتی در تقویت‌کننده‌فیبر ایتربیومی دو غلافه"، کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، ص. ۶۸۱-۶۸۴، ۱۳۹۶.

[۶] م. کریمی، ک. جمشیدی قلعه، م. امنیت طلب، ا. سپهوند، آ. شوهانی، "محاسبه تغییرات ضریب شکست در تقویت‌کننده فیبری با فرض انتشار همرفت و تابشی گرما از سطح فیبر"، کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، ص. ۶۷۷-۶۸۰، ۱۳۹۶.

[7] K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, and J. Lægsgaard, "Thermally induced mode coupling in rare-earth doped fiber amplifiers", Opt. Let., Vol. 37, No. 12, pp. 2382-2384. 2012.

[8] K. D. Cole, and P. E. Crittenden, "Steady-periodic Heating of a cylinder", Vol. 131, No. 9, pp. 09130, 2009.

[9] K.R. Hansen, J. Broeng, and J. Lægsgaard, *Theoretical analysis of mode instability in high-power fiber amplifiers.* Optics express, Vol. 21, No. 2, p. 1944-1971, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر حرارت در تغییرات توان مدهای منتشر شده در تقویت کننده‌های فیبر ایتربیومی

آذین شوهانی[۱]، امیر سپهوند[۲]، مریم کریمی[۳]، مهدی امنیت طلب[۱]، کاظم جمشیدی قلعه[۲]

[۱]گروه فیزیک ، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ارومیه
[۲]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان
[۳]پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران، ایران

چکیده – لیزرها و تقویت‌کننده‌های فیبری پر توان کاربردهای فراوانی در صـــنایع نظامی، آزمایش‌های فیزیک انرژی بالا، پردازش و هموارسازی سطوح، برش و جوشکاری دارند. در تقویت‌کننده‌های فیبری توان بالا، به دلایل وجود نقص کوانتومی، تلفات و پراکندگی نور دمای محیط افزایش می‌یابد که به نوبه خود باعث تغییرات ضریب شکست محیط می شود. تغییرات ضریب شکست باعث کوپل شدگی بین مدها در لیزرها و تقویت‌کننده‌های پر توان می شود در این مقاله معادلات کوپل شده مد با روش رونگ کوتا حل شده و میزان انتقال توان بین مدها تعیین شده است.

کلید واژه- تاثیرات حرارتی، تقویت‌کننده فیبر ایتربیومی، مدهای انتشاری

Heat Effect on the Power Conversion of the Modes in the Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers

Azin Shohani[1], Amir Sepahvand[2], Maryam Karimi[3], Mahdi Amniat-Talab[1], Kazem Jamshidi-Ghaleh[2]

[1]Department of Physics, Urmia University, 11km SERO Road, Urmia, Iran
[2]Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, West Azarbaijan, Tabriz, Iran
[3]Institute of Nuclear Science and Technology, AEOI, Tehran, Iran

Abstract- High power fiber lasers and amplifiers have many applications in the military industries; high energy physics experiments; surface processing and smoothing; cutting, and welding. In the high power fiber amplifiers; due to the existence of quantum defects, background loss and scattering of light, the ambient temperature increases; which cause to change the refractive index of the environment. The variation of the refractive index causes to mode coupling in the high power fiber lasers and amplifiers. In the present paper; the modes coupled equations are solved using Ronge-Kutta method and transferred power value between modes are determined.

Keywords: Thermal effects, Ytterbium doped amplifiers, transvers modes

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

لیزرهای توان بالا کاربردهای بسیاری مانند جوشکاری، حفاری و برش دقیق دارند. دلیل محبوبیت این نوع لیزرها پایداری توان خروجی و کیفیت عالی پرتو آنها است. همچنین اندازه این نوع لیزرها کوچک و هزینه نگهداری آنها کم است، این نوع لیزرها اندازه لکه کوچک دارند و نیاز کمی به سرویس و نگهداری در آنها وجود دارد. با توسعه و پیشرفت در ساخت لیزرهای فیبری با توان بالا پدیده‌های نوظهوری در این لیزرها مشاهده شد که عامل اصلی محدودیت در توان خروجی این نوع لیزرها محسوب می‌شود. از آنجا که در فیبرهای نوری، پرتو از یک منطقه محدود کوچک عبور می‌کند، شدت نور در این افزاره می‌تواند بالا باشد روش متداول برای جلوگیری از ظهور این پدیده‌ها استفاده از فیبرهایی با مغزی بزرگ و چند مدی است که منجر به حذف اثرات غیرخطی در لیزرهای فیبری می‌شود، اما با افزایش توان به‌دلیل نوسانات بین مدها شکل پرتو خروجی تغییر کرده و کیفیت آن کاهش می‌یابد، به این پدیده ناپایداری مدی می‌گویند [۱]. شروع این ناپایداری‌ها نتیجه تعامل بین اثرات حراتی و تداخل‌های مدی است [۲]. به عبارت دیگر عامل اصلی ناپایداری مدی پراکندگی گرمایی خودبه‌خودی است [۳]، به این صورت که گرمای ایجاد شده در تقویت‌کننده فیبری منجربه تغییر ضریب شکست موضعی در فیبر می‌شود [۴] که یک توری ضریب شکست ایجاد می‌کند، این توری ضریب شکست منجربه انتقال انرژی از مد اصلی Lp_{01} به مد مرتبه بالاتر Lp_{11} می‌شود. کارهای قبلی، گرمای تولید شده و همچنین تغییرات ضریب شکست ناشی از حرارت تولید شده در تقویت کننده ایتربیومی توان بالا را محاسبه و بررسی شد [۵ و ۶]. در این مقاله با درنظر گرفتن ضریب جفت شدگی بین مدها توان مدهای Lp_{01} و Lp_{11} را محاسبه خواهیم کرد.

تغییرات توان مد پایه و اولین مد مرتبه بالاتر در تقویت کننده فیبر ایتربیومی

برای محاسبه توان مدها در طول تقویت‌کننده‌فیبری با درنظر گرفتن معادلات حرارتی و محاسبات مربوط به آن در مرجع [۶] خواهیم داشت [۷]:

$$\varepsilon(r,t)=\varepsilon_f(r_\perp)-i\frac{g(r)\sqrt{\varepsilon_f}}{k}+\Delta\varepsilon(r,t) \qquad (۱)$$

در اینجا ε_f گذردهی حقیقی فیبر، g ضریب بهره تقویت‌کننده ایتربیومی، k عدد موج در خلأ و اندیس $\perp$ نشان دهنده مختصات عرضی است. $\Delta\varepsilon=\eta\Delta T$ تغییرات گذردهی بر اثر حرارت تولید شده درسیستم است که ΔT اختلاف دما نسبت به دمای مرجع، و η ضریب حرارت نوری در مواد فیبر است. برای محاسبه توان مدهای Lp_{01} و Lp_{11} در طول فیبر با درنظر گرفتن معادلات حرارتی و محاسبات مربوط به آن از مرجع [۵] خواهیم داشت [۷]:

$$\rho C\frac{\partial\Delta T}{\partial t}-\kappa\nabla_\perp^2\Delta T(r,t)=Q(r,t) \qquad (۲)$$

در اینجا ρ چگالی، C ظرفیت ویژه حرارتی و κ رسانندگی حرارت مواد فیبراست. Q منبع تولید حرارت در تقویت کننده فیبری است که در مرجع [۵] به طور کامل درمورد آن بحث شده است. با داشتن تغییرات دمایی ΔT در تقویت کننده می‌توان مقدار $\Delta\varepsilon(r,t)$ را حاصل کرد که برای محاسبه دامنه مدها در معادلات جفت شدگی مدی به آن نیاز داریم. بنابراین می‌توان معادلات جفت شدگی مدی برای توان مد پایه و اولین مد مرتبه بالاتر را به‌صورت زیر تعریف کرد [۷]:

$$\frac{\partial P_1}{\partial z}=-\chi_1(\Delta\omega)g(z)P_2P_1+\Gamma_1g(z)P_1 \qquad (۳)$$

$$\frac{\partial P_2}{\partial z}=\chi_2(\Delta\omega)g(z)P_2P_1+\Gamma_2g(z)P_2 \qquad (۴)$$

در اینجا $g(z)$ ضریب بهره تقویت کننده و P_1 و P_2 به‌ترتیب نشان دهنده توان مد پایه و توان مد مرتبه بالاتر است. $\Delta\omega=\omega_1-\omega_2$ که اختلاف فرکانس بین دو مد را نشان می‌دهد، ثابت جفت شدگی مدی χ_i به صورت زیر ارائه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

می‌شود در این مقاله از روش رونگ کوتا برای حل معادلات کوپل شده استفاده شده است.

$$\chi_{1,2}(\Delta\omega)=\frac{\eta k^2}{\kappa\beta_{1,2}}\mathrm{Im}[A(\Delta\omega)]\left(1-\frac{\lambda_s}{\lambda_p}\right) \qquad (۵)$$

که در اینجا β_i نشان دهنده ثابت انتشار مدها، λ_s و λ_p به‌ترتیب نشان دهنده طول موج سیگنال و طول موج پمپ در تقویت کننده فیبری است. از طریق انتخاب تابع گرین مناسب [۸] و وارد کردن توابع مد می‌توان مقدار $A(\Delta\omega)$ را از طریق رابطه زیر حاصل کرد [۷]:

$$A=\iint\psi_1(r_\perp)\psi_2(r_\perp)\iint_{\Omega_d}G(r_\perp,r'_\perp,\Delta\omega)\times\psi_1(r'_\perp)\psi_2(r'_\perp)d^2r'_\perp d^2r_\perp \qquad (۶)$$

در اینجا ψ_1 و ψ_2 به‌ترتیب نشان دهنده تابع توزیع مدپایه و مد مرتب بالاتر و G، تابع گرین است [۸]. در این رابطه Ω_d نشان دهنده سطح مقطع ناخالصی‌ها در فیبر است و انتگرال بیرونی بر روی تمام سطح مقطع فیبر گرفته می‌شود. ضریب همپوشانی Γ_i که در روابط (۳ و ۴) استفاده شده را از طریق رابطه زیر می‌توان محاسبه کرد.

$$\Gamma_i=\frac{k}{\beta_i}\iint_{\Omega_d}\sqrt{\varepsilon_f(r_\perp)}\psi_i(r_\perp)^2d^2r_\perp \qquad (۷)$$

این رابطه همپوشانی بین مد i و ناحیه ناخالصی‌های فیبر را مشخص می‌کند. تابع توزیع مدها را به صورت زیر می‌توان تعریف کرد [۹]:

$$\psi_1=\begin{cases}\dfrac{A_0}{J_0(U)}J_0\left(\dfrac{Ur}{a}\right) & r<a\\ \dfrac{A_0}{K_0(W)}K_0\left(\dfrac{Wr}{a}\right) & r>a\end{cases} \qquad (۸)$$

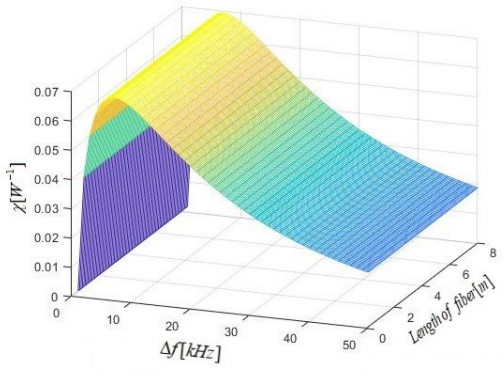
$$\psi_2=\begin{cases}\dfrac{A_0}{J_1(U)}J_1\left(\dfrac{Ur}{a}\right)\begin{bmatrix}\cos(\phi)\\ \sin(\phi)\end{bmatrix} & ,r<a\\ \dfrac{A_0}{K_1(W)}K_1\left(\dfrac{Wr}{a}\right)\begin{bmatrix}\cos(\phi)\\ \sin(\phi)\end{bmatrix} & ,r>a\end{cases} \qquad (۹)$$

در معادلات (۸ و ۹)، J_l و K_l به‌ترتیب نشان دهنده تابع بسل نوع اول و بسل تعمیم یافته نوع دوم، a، اندازه مغزی، A_0، یک مقدار ثابت و $U=a\sqrt{k_0^2n_1^2-\beta^2}$ و $W=a\sqrt{\beta^2-k_0^2n_2^2}$ است.

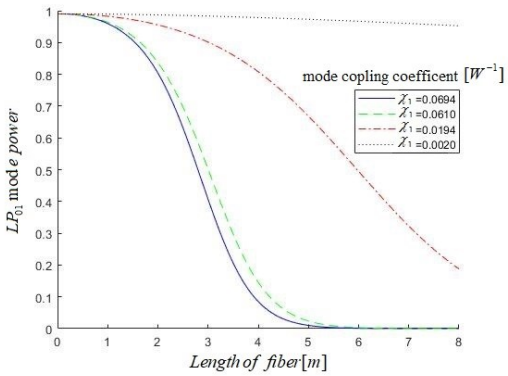
نتایج محاسبات عددی

برای محاسبه توان مدهای منتشر شده در تقویت کننده‌های فیبری در ابتدا باید ضریب جفت شدگی مدی بین مدها را محاسبه کرد. برای محاسبه این ضریب با انتخاب تابع گرین مناسب از مرجع [۸] و جایگذاری روابط (۸ و ۹) در رابطه (۶) می‌توان با استفاده از روش‌های انتگرال گیری عددی مقدار A را برای اختلاف فرکانس‌های مشخص محاسبه کرد. سپس با در نظر گرفتن تغییرات حرارتی سیستم و تغییرات ضریب شکست سیستم که در مراجع [۵ و ۶] ارائه شده به‌همراه بخش موهومی رابطه (۶) در رابطه (۵) جایگذاری کرده و مقدار ضریب جفت شدگی مدی را محاسبه کرد. مقادیر ثابت‌های شبیه‌سازی در این مقاله شامل، شعاع مغزی و غلاف خارجی به‌ترتیب $۲۰\ \mu m$ و $۳۵۰\ \mu m$، ضریب شکست $n=۱/۴۵$، طول موج سیگنال و پمپ به‌ترتیب $۱۰۶۴\ nm$ و $۹۷۵nm$ فرض شده است. همچنین ضریب حرارت نوری و رسانندگی حرارتی به‌ترتیب $\eta=۳/۵\times۱۰^{-۵}\ K^{-1}$، $\kappa=۱/۴\ W/(Km)$ و مقدار $\rho C=۱/۶۷\times۱۰^{۶}\ J/(Km^3)$ است. شکل (۱) نمودار تغییرات ضریب‌جفت‌شدگی مدی در اختلاف فرکانس $۵۰KHz$ را نشان می‌دهد. حرارت تولید شده منجر به تغییر ضریب شکست و گذردهی محیط شده و در نهایت خواص موجبری فیبر را تغییر می‌دهد. برای توان ورودی $۵۰۰mW$، تغییرات ضریب شکست محاسبه شده از مرتبه $۱۰^{-۹}$ است [۶]. ضریب جفت شدگی مدی به‌ازای این تغییرات قابل ملاحظه نیست و در طول فیبر مقدار ثابتی دارد. شکل (۲)، تغییرات نرمال شده توان مد پایه در طول فیبر برای مقادیر مختلف ضریب جفت شدگی مدی χ_1 را نشان می‌دهد. همان‌طور که از شکل (۲) مشاهده می‌شود به ازای کمترین مقدار χ_1 مد پایه بیشترین مقدار خود را دارد و با افزایش مقدار ضریب جفت شدگی توان این مد کاهش یافته و به صفر میل می‌کند. شکل (۳)، تغییرات توان نرمال شده مد مرتبه بالاتر Lp_{11} را در امتداد فیبر برای مقادیر مختلف ضریب جفت شدگی مدی را نشان می‌دهد.

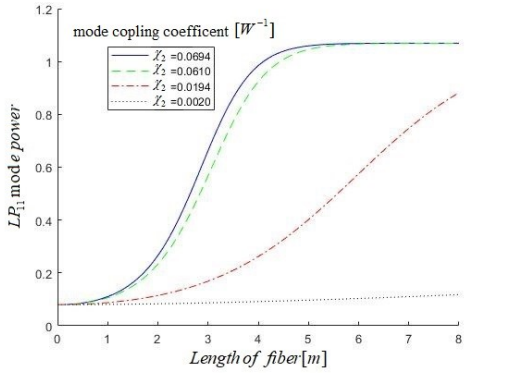
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۱: تغییرات ضریب جفت شدگی مدی در امتداد محور اصلی فیبر برای اختلاف فرکانس $\Delta f = 50\,KHz$



شکل۲: تاثیر ضریب جفت شدگی مدی بر توان نرمال شده مد پایه در امتداد محور اصلی فیبر



شکل۳: تاثیر ضریب جفت شدگی مدی بر توان نرمال شده مد مرتبه بالاتر در امتداد محور اصلی فیبر.

در این شکل تاثیر مقدار ضریب جفت شدگی مدی χ_2 در افزایش توان مد مرتبه بالاتر را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود توان مد Lp_{11}، با افزایش ضریب جفت شدگی مدی χ_2 افزایش می‌یابد. به‌عبارت دیگر در قله ضریب جفت شدگی توان سیگنال به راحتی از مد اول به اولین مد مرتبه بالاتر انتقال یافته و باعث کاهش توان خروجی این نوع تقویت‌کننده‌ها می‌شود.

نتیجه گیری

در این مقاله نشان داده شد مقدار عددی ضریب جفت شدگی مدی تاثیر زیادی در انتقال توان مدهای منتشر شده در تقویت‌کننده فیبری دارد. از آنجا که پرتو سیگنال دقیقا تک فرکانس نیست و دارای یک پهنای باند فرکانسی است بیشترین انتقال توان از مد پایه به اولین مد مرتبه بالاتر در قله ضریب جفت‌شدگی بین مدها رخ می‌دهد و مد پایه انرژی خود را به مدهای مرتبه بالاتر واگذار می‌کند. این امر خود منجربه ایجاد ناپایداری مدی در تقویت کننده های فیبری می‌شود.

مرجع‌ها

[1] Y. Y. Fan, C. C. Ye, C. Yuan Wu, Z. P. Cai, “High power narrow line width wavelength tunable Yb^{3+} doped double clad fiber laser, Proc. Of SPIE, Passive component and fiber based devices V, Vol. 7134, P. 71342H1-8, 2008.

[2] J. A. Alvarez-Chavez, L. DelaCruzMay, A. Martinez-Rios, I. Torres-Gomez, F. Martinez-Pinon, “High power Er3+/Yb3+ doped fiber laser suitable for medical applications, IEEE. Multi conference on Electronics and Photonics, 7-10 Nov, pp. 279-281, 2006.

[3] A. Tünnermann, T. Schreiber, and J. Limpert, “Fiber lasers and amplifiers: an ultrafast performance evolution,” Appl. Opt. 49(25), F71–F78, 2010.

[4] M. S. Kuznetsov, O. L. Antipov, A. A. Fotiadi, and P. Mégret, “Electronic and thermal refractive index changes in Ytterbium-doped fiber amplifiers”, Opt. Express, Vol. 21, 22374- 22388, 2013.

[۵] م. کریمی، ک. جمشیدی قلعه، م. امنیت طلب، ا. سپهوند، آ. شوهانی، "بررسی اثرات حرارتی در تقویت‌کننده‌فیبر ایتربیومی دو غلافه"، کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، ص. ۶۸۱-۶۸۴، ۱۳۹۶.

[۶] م. کریمی، ک. جمشیدی قلعه، م. امنیت طلب، ا. سپهوند، آ. شوهانی، "محاسبه تغییرات ضریب شکست در تقویت‌کننده فیبری با فرض انتشار همرفت و تابشی گرما از سطح فیبر"، کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، ص. ۶۷۷-۶۸۰، ۱۳۹۶.

[7] K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, and J. Lægsgaard, "Thermally induced mode coupling in rare-earth doped fiber amplifiers", Opt. Let., Vol. 37, No. 12, pp. 2382-2384. 2012.

[8] K. D. Cole, and P. E. Crittenden, "Steady-periodic Heating of a cylinder", Vol. 131, No. 9, pp. 09130, 2009.

[9] A. Kumar and A.K. Ghatak, *"Polarization of light with applications in optical fibers"*, Vol. 246. SPIE press, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تاثیر نسبت‌های مختلف حلال بر مورفولوژی و کارایی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی برپایه‌ی $CH_3NH_3PbI_3$

ابراهیم یزدی[۱و۲]، عباس بهجت[۱و۲]، فرزانه ولی‌پور[۱و۲]، نعیمه ترابی[۱و۲]

[۱] گروه پژوهشی فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد
[۲] گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

چکیده – استفاده از دینامیک لایه نشانی اسید و باز لوئیس برای لایه نشانی فیلم پروسکایت یکی از راه‌های تهیه‌ی فیلم پروسکایت یکنواخت می‌با شد. از آنجایی که حلال‌های مورد ا ستفاده برای ساخت محلول پرو سکایت به طور م ستقیم بر مورفولوژی و کارایی سلول خور شیدی پرو سکاتی تأثیرگذار ا ست در این پژوهش به برر سی تأثیر ن سبت مختلف حلال بر مورفولوژی و کارایی سلول خورشیدی پرداخته شد. در گزارش‌های مختلف نسبت مناسب حلال DMSO به DMF ۱:۴ اعلام شده است. تصاویر SEM و منحنی ولتاژ- جریان نشان می‌دهد با توجه به شرایط موجود در محیط آزمایشگاه برخلاف گزارش‌های قبلی نسبت حجمی مناسب به صورت ۱:۹ از حلال‌های DMSO و DMF می‌باشد.

کلیدواژه- پروسکایت، پایداری، سلول خورشیدی، مزومتخلخل، نانو ساختاری

The effects of different solvent ratios on the morphology and performance of $CH_3NH_3PbI_3$ based perovskite solar cells

E. Yazdi[1,2], A. Behjat[1,2], F. Valipour [1,2], N. Torabi[1,2]

[1] Photonics Research Group, Yazd University, Yazd, Iran
[2] Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd

Abstract- To achieve a pinhole-free and perovskite film with high crystalline use the Lewis acid–base adduct method is one of the viable way to regulate perovskite crystal growth. The solvents used to make the solution of perovskite directly affect the morphology and efficiency of the perovskite solar cells. In this study different ratio of DMSO-DMF were applied to fabricate solar cells. The suitable ratio of DMSO/DMF is reported as ¼. Contrary to previous reports, it was shown that the ratio of 1/9 for DMSO/DMF is more suitable base on the experimental data.

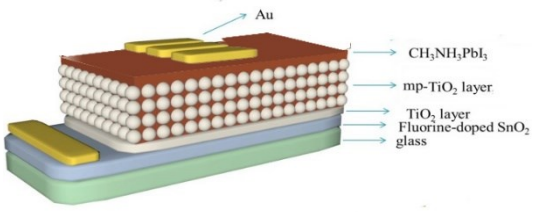
Keywords: perovskite, stability, solar cell, meso-porous, nano-structure

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

پس از معرفی مواد آلی- معدنی هیبریدی پروسکایت به عنوان ماده‌ی جاذب در سلول‌های خورشیدی حساس شده به رنگدانه در سال ۲۰۰۹ [۱] و تغییر انتقال دهنده‌ی حفره از الکترولیت مایع به ماده‌ی جامد معدنی Spiro-OMeTAD نسل جدیدی از سلول‌های خورشیدی ظهور کرد [۲, ۳] و در مدت زمان کوتاهی توانست با جلب توجه محققان؛ رشد سریع بازده را به همراه آورد به گونه‌ای که بازدهی این نوع سلول‌ها از حدود ۳٪ در سال ۲۰۰۹ به بیش از ۲۳٪ در سال ۲۰۱۷ رسیده است[۱, ۴]. از عواملی که این مواد را برای استفاده در سلول های خورشیدی قابل استفاده کرده است می‌توان به خواص الکترو-اپتیکی مناسب؛ نظیر بندگپ مستقیم و قابل تنظیم، طول پخش زیاد حامل‌های بار، فرآیند ساخت آسان و... اشاره کرد.[۵, ۶].

بر اساس ترتیب و نوع قرارگیری لایه ها بر روی هم هنگام ساخت سلول خورشیدی ساختارهای مختلفی برای این نوع از سلول‌ها پیشنهاد شده است؛ پارک و همکاران در سال ۲۰۱۴ با تحقیق بر روی ساختارهای مزومتخلخل[۱]، ابر ساختار[۲]، پلنر[۳] و حساس شده نشان دادند در میان ساختارهای فوق دو ساختار مزومتخلخل و پلنر بازدهی بیشتری دارد[۷]. در این پژوهش از ساختار مزومتخلخل بدون انتقال دهنده‌ی حفره که در شکل ۱ نشان داده شده، استفاده شده است. از عوامل تأثیرگذار بر روی بازدهی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی کیفیت لایه‌ی پرو سکایت می‌باشد. مهند سی حلال به عنوان یکی از راه‌کارها برای رسیدن به کیفیت مناسب لایه‌ی پروسکایت توسط گروه‌های بسیاری مورد استفاده قرار گرفته است[۸].

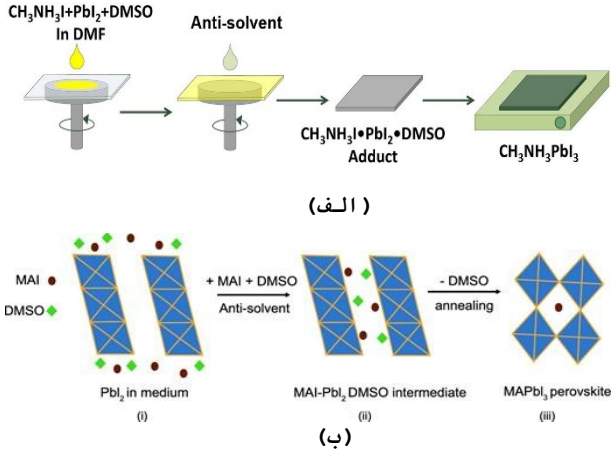


شکل ۱: نمای ساختار سلول خورشیدی مزومتخلخل بدون انتقال دهنده-ی حفره

استفاده از روش لایه نشانی تک مرحله‌ای برای ساخت فیلم پروسکایت یکی از روش‌های متداول لایه نشانی می‌باشد. یکی از مشکلات استفاده از این روش کنترل رشد بلور پروسکایت است. تحقیقات نشان می‌دهد که ارتباط قوی بین حلال‌ها و روش‌های اصلاح رسوب‌گذاری بعد از لایه نشانی با هسته گذاری و رشد بلور وجود دارد. به نظر می‌رسد هرچه آهنگ هسته گذاری بیشتر باشد اندازه‌ی دانه‌ها بزرگ‌تر و فیلم یکنواخت‌تری تشکیل می‌شود. استفاده از دینامیک اسید و باز لوئیس برای تهیه‌ی یک فیلم مناسب یکی از راه‌کارهای پیشنهاد شده و مؤثر برای رشد بلور پروسکایت می‌باشد. برای این کار ابتدا لازم است با حل کردن نمک سرب ید(PbI_2) و متیل آمونیم ید (MAI) در حلال‌های قطبی- حلقوی دی‌متیل فرمامید (DMF) و دی‌متیل سولفید (DMSO) محلول پروسکایت را آماده نمود[۸].

اسید لوئیس به‌عنوان پایگاهی برای یک جفت الکترون دهنده و یک جفت الکترون گیرنده تعریف می‌شود[۹].

برای تهیه‌ی فیلم پرو سکایت یکنواخت و باکیفیت با استفاده از فیلم‌های آماده شده با DMSO خالص نیاز به روشی برای حذف سریع و مناسب حلال داریم. یکی از این روش‌ها استفاده از یک حلال دیگر در محلول پیش ماده و سپس حذف آن با استفاده از آنتی‌سالونت در مرحله‌ی لایه نشانی می‌باشد. درشکل ۲ – ب دینامیک و مراحل لایه نشانی به روش تک مرحله‌ای



شکل ۲: الف) شماتیک لایه نشانی پروسکایت به روش تک مرحله‌ای. ب) دینامیک لایه نشانی

چرخشی نشان داده شده است.

[۱] Meso-peros
[۲] Meso-Superstructured
[۳] Planar

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در این پژوهش با تغییر نسبت حلال‌های DMF و DMSO به بررسی تأثیر نسبت های مختلف حلال ها بر مورفولوژی پروسکایت و کارایی سلول خورشیدی پرداخته شده است. نتایج حاصل از آنالیز ولتاژ-جریان (IV) و تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) نشان می‌دهد که نسبت DMF ۹:۱ به DMSO علاوه بر مورفولوژی مناسب مشخصات فوتوولتائیکی بهتری نسبت به نمونه‌های دیگر دارد.

۲-روش آزمایش

برای ساخت سلول خورشیدی پروسکایتی ابتدا قسمتی از شیشه‌ی FTO توسط پودر روی و محلول هیدروکلریک اسید ۲ مولار لایه برداری شد. سپس نمونه‌ی الگودهی شده به ترتیب با آب و صابون، آب دیونیزه، استون، اتانول و ایزوپروپانول به مدت ۱۵ دقیقه در حمام اولتراسونیک[۱] قرار گرفت بعد از اتمام مراحل شستشو به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۱۲۰ °C قرار داده شد تا کاملاً خشک شود. لایه‌ی bl-TiO_2 به روش چرخشی با سرعت ۴۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۶۰ ثانیه لایه نشانی و سپس تحت دمای ۵۰۰°C قرار گرفت. سپس از خمیر نانو ذرات TiO_2 با ابعاد ۲۰ نانومتر به عنوان لایه‌ی متخلخل استفاده شد.

لایه‌ی پروسکایت با استفاده از روش لایه نشانی چرخشی به صورت تک مرحله‌ای لایه نشانی شد، برای این منظور از نسبت‌های مختلف حجمی ۳:۷، ۲:۸ و ۱:۹ DMSO به DMF به عنوان حلال جهت آماده‌سازی محلول پروسکایت استفاده شد. همچنین محلول پروسکایت با حل کردن پیش ماده‌های PbI_2 و $CH_3NH_3I_3$ (MAI) سنتز شده در گروه فوتونیک دانشگاه یزد [۱۰] در DMSO به نسبت‌های ۱:۱:۳، ۱:۱:۲ و ۱:۱:۱ ساخته شد. در نهایت از آنتی‌سالونت[۲] جهت اصلاح سطح و آینه‌ای شدن فیلم پروسکایت استفاده گردید.

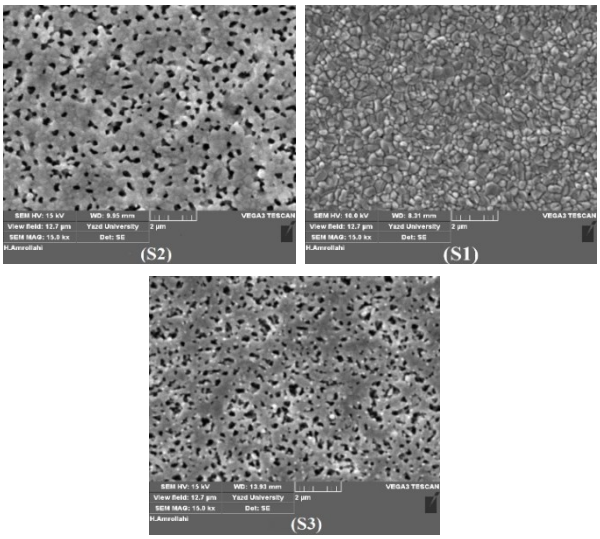
فیلم‌های آماده شده به مدت ۳۰ دقیقه در دمای ۱۰۰°C پخت داده شد. در انتها از روش کند و پاش[۳] برای لایه نشانی ۶۰ نانومتر طلا استفاده کردیم.

۳-بحث و نتایج

نسبت حلال‌ها در نمونه‌های ساخته شده به‌صورت زیر است:

$$S1=\frac{1}{9}\left(\frac{DMSO}{DMF}\right),\ S2=\frac{2}{8}\left(\frac{DMSO}{DMF}\right),\ S3=\frac{3}{7}\left(\frac{DMSO}{DMF}\right)$$

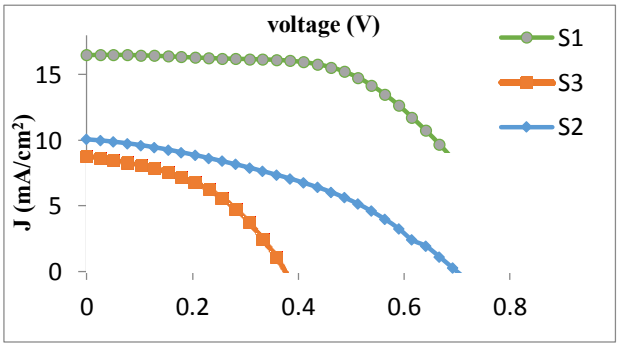
تصاویر SEM نمونه‌ها در شکل ۲ نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل مشخص است نمونه‌ی S2 و S3 دارای حفره‌هایی بر روی سطح است در حالی که نمونه‌ی S1 از مورفولوژی یکنواخت‌تری برخوردار است.



شکل ۳: تصاویر SEM از سطح پروسکایت

علاوه بر شکل گیری بهتر بلورهای پروسکایت در نمونه‌ی S2 نسبت به S3، فیلم نمونه‌ی S2 از حفره‌های کمتر و کوچک‌تری نسبت به S3 برخوردار است؛ در حالی که نمونه‌ی S1 دارای سطح یکنواخت و بلورهای بزرگ با مرزبندی دانه‌های مشخص است.

در شکل ۴ منحنی ولتاژ –جریان نمونه‌های ساخته شده با نسبت‌های مختلف نشان داده شده است. همچنین در جدول ۱ مشخصات فوتوولتائیکی نمونه‌ها از منحنی شکل ۳ استخراج شده است.



شکل۴: منحنی ولتاژ- جریان

[۱] Ultrasonic
[۲] Anti-solvent
[۳] Sputtering

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

جدول ۱: مشخصات فوتوولتائیکی

نمونه	V_{oc}	J_{sh}	FF	Eff%
S1	0.83	16.50	0.55	7.64
S2	0.70	10.06	0.39	2.80
S3	0.37	8.7684	0.44	1.44

عکس شیب نمودار در نقطه‌ی اتصال کوتاه وجود مقاومت سری را برای نمونه های S2 و S3 نشـــان می‌دهد که می‌توان این مقاومت را به کیفیت پایین لایه‌ی پروســـکایت و وجود حفره‌ها روی سطح نسبت داد.

در روش تک مرحله‌ای لایه نشـانی در ســه مرحله زیر صـورت می‌گیرد:

در مرحله‌ی اول بعد از ریختن محلول بر روی زیر لایه و روشن کردن دســتگاه لایه نشـانی چرخشـی در چند ثانیه اول ماده‌ی اضافی حذف می‌گردد. سپس هنگام ریختن آنتی سالونت حلال DMF به سرعت حذف شده و یک فاز میانی به صورت MAI-$DMSO-PbI_2$ تشکیل می شود. در نهایت هنگام فرآیند پخت، حلال DMSO تبخیر شـــده و فیلم پروســـکایت تشـــکیل می‌گردد[۱۱]. با توجه به فرآیند تشـکیل لایه‌ی پروسـکایت در روش تک مرحله‌ای، حلال غالب DMF است و باعث حل شدن پیش ماده‌ها و تشکیل $(PbI_6)^{-4}$ می‌شود و حلال DMSO نقش واســطه را هنگام تشـــکیل پروســـکایت ایفا می‌کند. شـــکل ۲ شماتیک این روش را نشان می‌دهد.

به نظر می‌رســـد با افزایش میزان DMSO حالت فاز میانی از تعادل خارج شـــده و کاتیون MA^+ نمی‌تواند در میان هشـــت وجهی‌های $(PbI_6)^{-4}$ به درســـتی جایگزین شـــود بنابراین شـــاید بتوان حفره های موجود در نمونه های S2 و S3 را به این امر نسبت داد.

۴-نتیجه‌گیری

در این آزمایش با تغییر نســـبت مختلف DMF و DMSO به بررســی تأثیر میزان حلال‌ها بر مورفولوژی سـطح پروسـکایت و کارایی سلول‌های ساخته شده پرداخته شد. با توجه به تصاویر SEM و منحنی ولتاژ-جریان نســـبت مناســـب، $\frac{1}{9}\left(\frac{DMSO}{DMF}\right)$ به دســت آمد. در این نسـبت بلورهای تشـکیل شـده یکنواخت‌تر، بزرگ‌تر و سطح نمونه‌ها آینه‌ای‌تر است.

مراجع

[۱] M. M. Lee, J. Teuscher, T. Miyasaka, T. N. Murakami, and H. J. Snaith, "Efficient hybrid solar cells based on meso-superstructured organometal halide perovskites," *Science,* vol. 338, 2012.

[۲] M. M. Lee, J. Teuscher, T. Miyasaka, T. N. Murakami, and H .J. Snaith, "Efficient Hybrid Solar Cells Based on Meso-Superstructured Organometal Halide Perovskites," *Science,* vol. 338, pp. 643-647, November 2, 2012 2012.

[۳] H. S. Kim, C. R. Lee, J. H. Im, K. B. Lee, T. Moehl, A. Marchioro, *et al.*, "Lead iodide perovskite sensitized all-solid-state submicron thin film mesoscopic solar cell with efficiency exceeding 9%," *Sci Rep,* vol. 2, p. 591, 2012.

[٤] .(۲۰۱۸)*https://www.nrel.gov/pv/*. Available: https://www.nrel.gov/pv/assets/images/efficiency-chart.jpg

[٥] W .J. Yin, T. Shi, and Y. Yan, "Unique properties of halide perovskites as possible origins of the superior solar cell performance," *Advanced Materials,* vol. 26, pp. 4653-4658, 2014.

[٦] G. Xing, N. Mathews, S. Sun, S. S. Lim, Y. M. Lam, M. Grätzel, *et al*" ,.Long-range balanced electron-and hole-transport lengths in organic-inorganic CH3NH3PbI3," *Science,* vol. 342, pp. 344-347, 2013.

[۷] H.-S. Kim, S. H. Im, and N.-G. Park, "Organolead halide perovskite: new horizons in solar cell research," *The Journal of Physical Chemistry C,* vol. 118, pp. 5615-5625, 2014.

[۸] J. Wang, F. Di Giacomo, J. Brüls, H. Gorter, I. Katsouras, P. Groen, *et al.*, "Highly Efficient Perovskite Solar Cells Using Non- Toxic Industry Compatible Solvent System," *Solar RRL,* vol. 1, p. 170009.۲۰۱۷ ,۱

[۹] D. Li, J. Shi, Y. Xu, Y. Luo, H. Wu, and Q. Meng, "Inorganic–organic halide perovskites for new photovoltaic technology," *National Science Review,* 2017.

[۱۰] E. Yazdi, A. Behjat, F. Valipour, N. Torabi, and A. Sani, "The effect of synthesis method of PbI2 on the hole-transport–free perovskite solar cell performance," *Iranian Conference on Optics and Photonics and Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology,* vol. 24, pp. 13-16, 2018.

[۱۱] P. Zhao, B. J. Kim, X. Ren, D. G. Lee, G .J. Bang, J. B. Jeon, *et al.*, "Antisolvent with an Ultrawide Processing Window for the One-Step Fabrication of Efficient and Large- Area Perovskite Solar Cells," *Advanced Materials,* p. 1802763, 2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه سازی و مقایسهٔ محفظهٔ دمش سرامیکی پخشی و محفظهٔ بازتابی بیضی شکل در لیزر Nd:YAG فلش لامپی

جواد صالحی نظام آبادی[۱]، عباس ملکی[۲]، مسعود کاوش تهرانی[۳]، حسن عبادیان[۴]
[۱،۲،۳]شاهین شهر، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر

salehi.n_javad@yahoo.com[۱]
abbasmaleki56@gmail.com[۲]
m_kavosh@mut-es.ac.ir[۳]
[۴]

چکیده- دراین مقاله لیزر Nd:YAG فلاش لامپی با محفظهٔ دمش پخشی و بازتابی در نرم افزارهای طراحی اپتیکی و لیزری Zemax و LASCAD شبیه سازی شده است. نتایج شبیه سازی ها نشان می دهد که محفظهٔ دمش بازتابی بیضی شکل دارای ضریب بازده دمش بیشتر، فاصلهٔ کانونی عدسی گرمایی بلندتر، تقارن و همگنی نمایه دمش بهتری نسبت به محفظهٔ دمش پخشی است. اما محفظهٔ دمش پخشی، دارای توزیع انرژی یکنواخت تر و گرمای بارگذاری کمتر نسبت به محفظهٔ بازتابی است.

کلید واژه- لیزر Nd:YAG فلش لامپی ، محفظهٔ دمش سرامیکی پخشی، محفظهٔ بازتابی بیضی شکل

Simulation and Comparison of a diffuse ceramic cavity with Reflective elliptical cavity in the Flash Lamp pumped Nd: YAG Laser

Javad Salehi Nezamabadi, Abbas Maleki, Masoud Kavosh Tehrani

Shahin Shahr, Malek Ashtar University of Technology, Optics and Laser Science and Technology Research Center

Abstract - In this paper, the flash lamp pump structure is simulated with a diffuse Ceramic cavity and Reflective elliptical cavity structure using the Zemax and LasCAD software. The results of the simulations show that the Reflective elliptical cavity has a higher pump efficiency, longer focal length of the thermal lensing and the symmetry and homogeneity of the better profile. However, the diffuse structure has a more uniform energy distribution and hence a higher temperature damage threshold and better cooling.

Key word - Nd: YAG flash lamp laser, diffuse Ceramic cavity, Reflective elliptical cavity

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

یکی از نکات مهم در طراحی لیزرهای پالسی حالت‌جامد انتخاب نوع دمش و ساختار محفظه دمش است. به طور کلی سه نوع دمش فلش لامپی، دیودی و فیبری برای لیزرهای حالت‌جامد وجود دارد؛ ولی جنس محفظه دمش و هندسهٔ آنها دارای بازهٔ وسیعی است. انتخاب نوع دمش و ساختار محفظهٔ دمش با توجه به کاربرد و هزینهٔ ساخت تعیین می‌شود. در اغلب لیزرهای صنعتی، پزشکی و ... به دلیل هزینهٔ چند ده برابری لیزر دیودها نسبت به فلش لامپ‌ها از ساختار دمش فلش لامپی استفاده می‌گردد. امروزه پیشرفت‌های فراوانی در زمینهٔ طراحی محفظه‌های لیزری صورت پذیرفته است؛ ولی محفظهٔ دمش سرامیکی پخشی و محفظهٔ بیضی بازتابی هنوز از کاربردی‌ترین طرح‌ها هستند. زیرا در عین داشتن سادگی ساخت و نصب، بازدهی نسبتاً خوبی را دارا هستند[۳-۱].

با توجه به اینکه نرم افزار LASCAD قادر به شبیه‌سازی فلش لامپ و محفظهٔ دمش فلاش لامپی نیست، در این مقاله ابتدا به شبیه‌سازی محفظهٔ دمش و فلش لامپ در نرم افزار Zemax پرداخته شده است. سپس از خروجی-های آن استفاده نموده و شبیه‌سازی اصلی لیزر در نرم‌افزار LASCAD انجام شده است. در انتها به تحلیل نتایج شبیه‌سازی و مقایسهٔ آنها پرداخته شده است.

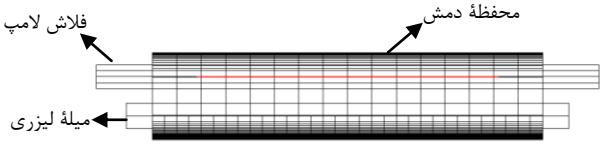
شبیه سازی ها

شبیه سازی در نرم افزار ZEMAX

فلش لامپ

در شبیه‌سازی‌ها تک تک قطعات مدل طراحی شده باید تا حد امکان به واقعیت نزدیک باشند تا در نهایت نتیجهٔ خروجی قابل استناد باشد. این نکته الزاماتی را در این شبیه سازی ایجاد می‌کند. در اینجا دو قسمت اساسی منبع استوانه‌ای نور با تابش در تمام جهات و محفظهٔ شیشه‌ای که در خروجی تأثیر می‌گذارد مدل سازی شده است تا در کنار یکدیگر شبیه‌سازی صحیح‌تری انجام شود.

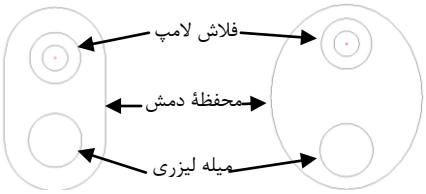
بر اساس مدل 6P3 از شرکت Verre &Quartz طول منبع تابشی ۷۵ میلی متر در نظر گرفته شد که از طول خود فلش لامپ کمتر است زیرا باید تنها طول منبع تابش که همان طول قوس الکتریکی است در نظر گرفته شود. اما طول لولهٔ شیشه ای آن که با طول فلش لامپ برابر است ۱۵۰ میلی متر انتخاب شده است. میزان انرژی ورودی نیز ۲۰ وات(۲۰ ژول در نرخ تکرار ۱ هرتز) در نظر گرفته شد. در شکل ۱ چینش فلاش لامپ، میلهٔ لیزری و محفظهٔ دمش در نمای طولی نشان داده شده است.



شکل ۱: نمای طولی محفظهٔ دمش با وجود فلش لامپ و میلهٔ لیزری

محفظه های دمش

در شبیه سازی ها از دو محصول استاندارد TCT-97 (محفظهٔ دمش سرامیکی پخشی) و STGCE512(محفظهٔ دمش بازتابی بیضی) از شرکت Sintec Optronics استفاده شده است. سطح داخلی محفظهٔ دمش پخشی یک سطح پخش کننده(سطحی که نور تابشی را در تمامی جهات به طور یکنواخت پخش می کند) و سطح داخلی محفظهٔ بیضی نیز بازتاب کننده همانطور که در شکل ۲ مشاهده می شود شبیه سازی شد.

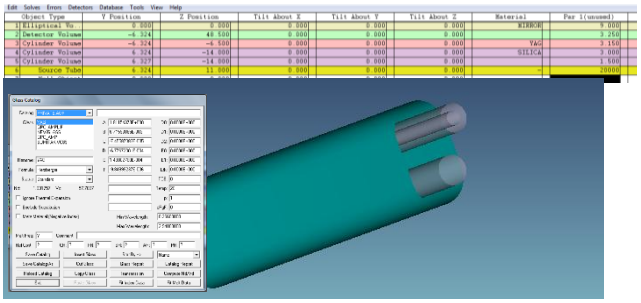


شکل ۲: سطح مقطع محفظهٔ دمش بیضی (راست) و محفظهٔ دمش پخشی (چپ)

میلهٔ لیزری

با استفاده از ضرایب سلمایر ماده Nd:YAG، در نرم افزار ZEMAX تعریف و قطر میله ۶,۳ میلی متر و طول آن ۱۱۰ میلی متر طبق شکل ۳ در نظر گرفته شد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۳: شماتیک طراحی در نرم افزار Zemax و تعریف میله لیزری Nd:YAG

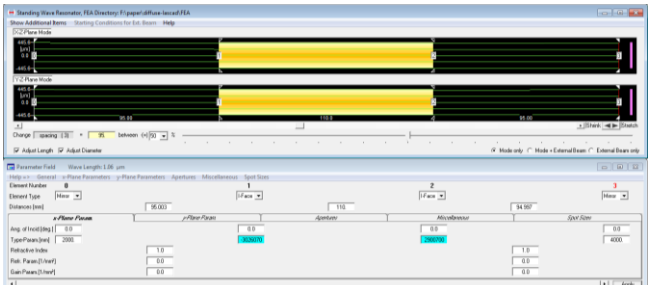
آشکارساز

آنچه قابل انتقال و درک به نرم افزار LASCAD است، تنها توان ورودی به نقاط است. در نتیجه برای به‌دست آوردن این خروجی تنها می‌توان از خروجی داده‌ای از ZEMAX استفاده کرد. این امر با قراردادن یک آشکارساز مکعبی و استخراج داده‌های عددی انرژی از آن مرتفع می‌گردد. میله لیزری باید کاملاً درون آشکارساز و با کمترین فاصله قرار گیرد تا دقت شبیه‌سازی بالاتری داشته باشیم. نکتهٔ مهم دیگر میزان تفکیک آشکارساز است که باید با نسبت مناسبی تعیین گردد تا هم برای نرم افزار قابل درک باشد و هم دقت محاسبات کافی را شامل گردد.

پس از مدل‌سازی قطعات در Zemax داده‌های تحلیلی توسط نرم افزار به صورت یک ماتریس با میزان توان در هر نقطه از میله لیزری استخراج می‌گردد .

شبیه سازی نوسانگر در نرم افزار LASCAD

جهت شبیه سازی نوسانگر، طبق شکل ۴ ابتدا طول موج لیزر که ۱۰۶۴ نانومتر است و همچنین ساختار هندسی مشدد نوری که دارای آینه هایی با ابعاد ۲ و ۴ متر و وطول مشدد نوری ۳۰ سانتی متر در نظر گرفته شد. و ماتریس عددی چگالی توان وارد شده بر سطح از نرم افزار zemax به نرم افزار LASCAD منتقل گردید.

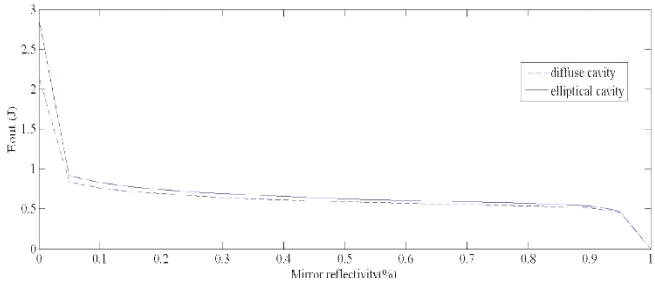


شکل ۴: مشدد نوری در نرم افزار LASCAD

نتایج شبیه سازی

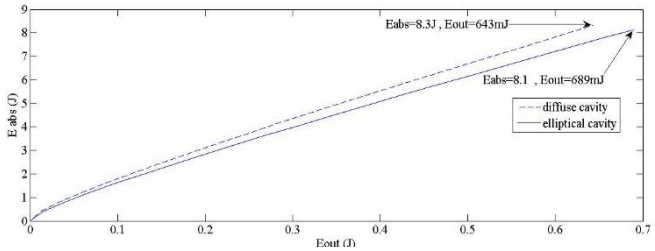
پس از تحلیل نرم افزار از داده‌های ورودی میزان بازده دمش به جذب در محفظهٔ دمش پخشی ۴۲ درصد(۸,۳۱ وات از ۲۰ وات ورودی به فلاش لامپ) با فاصلهٔ کانونی عدسی گرمایی ۱۴ متر و محفظهٔ دمش بیضی۴۰ درصد(۸,۱۵ وات) با فاصلهٔ کانونی عدسی گرمایی ۱۶ متر استخراج شد که با رابطهٔ محاسبهٔ فاصلهٔ کانونی عدسی گرمایی ($f = \frac{KA}{p_{abs}}(\frac{1}{2}dn/dt)^{-1}$ دارد)[۱].

در شکل ۵ می‌بینیم که انرژی استخراجی در محفظهٔ بیضی سطح بالاتری دارد؛ ولی هر دو محفظه رفتار مشابه‌ای دارند و انرژی استخراجی در یک ۳۰ تا ۸۰ درصد ثابت است. لذا درصد عبور آینهٔ خروجی با کمینهٔ این بازه یعنی ۳۰ درصد در نظر گرفته شد(در لیزرهایی که در آن ها از Q-سوئیچ استفاده می گردد بهینه درصد بازتاب به گونه ای انتخاب می شود تا به Q-سوئیچ آسیب وارد نشود) و فرکانس فلش لامپ نیز ۱ هرتز تعیین گردید.



شکل ۵: نمودار تغییرات انرژی استخراجی بر حسب تغییر در درصد بازتاب آینهٔ خروجی در هر دو نوع محفظهٔ دمش

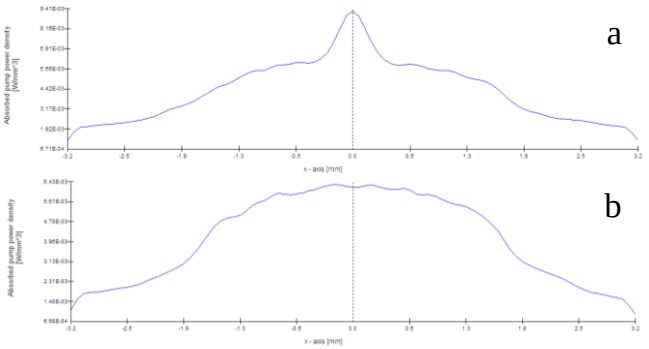
حداکثر انرژی استخراجی لیزر به ازای انرژی دمشی ۲۰ ژول با محفظهٔ پخشی ۶۴۳ میلی ژول و محفظهٔ بیضی ۶۸۹ میلی ژول بدست آمد که معادل ضرایب بازده ۳,۲٪ و ۳,۴۴٪ است(به علت دقت شبیه سازی با گزارشات موجود تطابق دارد)[۳].



شکل۶: نمودار انرژی خروجی بر حسب انرژی جذب شده

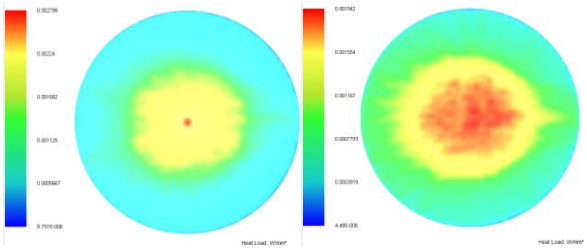
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در شکل ۷ نمایه دمش در دو نوع محفظهٔ دمش نشان داده شده است. نمایه دمش در محفظهٔ دمش بیضی دارای تقارن بیشتری است و همچنین مرکز نمایه پمپ نسبت به مابقی نقاط آن دارای سطح انرژی بیشتری است. اما در نمایه دمش محفظهٔ دمش پخشی سطح انرژی تا نیمی از شعاع میله لیزری به صورت تقریباً یکسان(البته با کمی اعوجاج) پخش شده است.



شکل۷: نمایه دمش ایجاد شده در میله لیزری برای a) محفظهٔ پمپ بازتابی بیضی و b) محفظهٔ پمپ پخشی

مطابق شکل ۸ و در نمایش دو بعدی نمایه حرارتی، در مرکز میله لیزری نتایج بالا نیز تایید گردید. همانطور که مشاهده می‌گردد مرتبهٔ دمایی بیشتری در نمایه دمایی ایجاد شده توسط محفظهٔ دمش بیضی مشاهده می‌گردد. نکتهٔ قابل توجه دیگری که از مشاهدهٔ این نمایه‌های دمایی به‌دست می‌آید، این است که در صورت استفاده از محفظهٔ دمش پخشی یک کشیدگی به سمت فلش لامپ در نمایه آن مشاهده می‌گردد که این موضوع مرکزگرایی آن را بهم‌ریخته و در نتیجه پرتویی ناهمگن ایجاد می‌کند.



شکل ۸ نمایه دمایی ایجاد شده در میله لیزری توسط–سمت چپ: محفظهٔ دمش بیضی –سمت راست: محفظهٔ دمش پخشی

همچنین حداکثر میزان گرمای بارگذاری شده بر روی میله لیزری در محفظهٔ بیضی ۲,۷ میلی وات بر میلی متر مکعب اما بر روی میله لیزری در محفظهٔ پخشی ۱,۹ میلی وات بر میلی متر مکعب است. همچنین گرادیان دمایی با توجه به شکل ۸ در میله لیزری در محفظهٔ بیضی بیشتر از محفظهٔ پخشی است.

نتیجه‌گیری

نتایج شبیه سازی ها نشان می دهد که محفظهٔ دمش بازتابی بیضی شکل دارای ضریب بازده دمش بیشتر(۳,۴۴٪ نسبت به ۳,۲٪ در محفظهٔ دمش پخشی)، فاصلهٔ کانونی عدسی گرمایی بلندتر(۱۶ متر نسبت به ۱۴ متر در محفظهٔ دمش پخشی)، تقارن و همگنی نمایه دمش بهتری نسبت به محفظهٔ دمش پخشی است. اما محفظهٔ دمش پخشی، دارای توزیع انرژی یکنواخت تر و بارگذاری گرمایی کمتری نسبت به محفظهٔ بازتابی است(مرکز گرایی انرژی در محفظهٔ بیضی بسیار زیاد است و حداکثر گرمای بارگذاری شده در مرکز میلهٔ لیزری درآن ۲,۷ میلی وات بر میلی متر مکعب است که ۰,۸ میلی وات بر میلی متر مکعب بیشتر از محفظهٔ دمش بازتابی بیضی است).

مرجع‌ها

[1] J. Whittle, D.R. Skinner, “Transfer efficiency formula for diffusely reflecting laser pumping cavities” Appl. Opt. **5**, 1179 1966

[2] M. Frede, R. Wilhelm, D. Kracht, “Light pulse propagation in a resonant amplifying (absorbing) medium”, Opt. Tech. **37**, 129, 1970.

[3] Walter Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Sixth Revised and Updated Edition, p.368-381, 2006.

[4] John Curtis Walling “Diffuse reflectors and methods of use thereof”US2016/0128776 A1,2016.

[5] Ambar Choubey “Enhancement of p-polarized output power in long pulse single rod Nd:YAG laser using a tilted 90 quartz rotato”, optcom.2014.05.029, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

فراماده تراهرتز کوک‌پذیر بر مبنای ابررسانای دما بالای $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$

سمانه کلهر[۱]، کاوه دلفان‌آذری[۲و۳] و مجید قناعت شعار[۱]

۱آزمایشگاه نانو مغناطیس و نیم رساناهای مغناطیسی، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

۲ گروه مهندسی برق، دانشکده مهندسی، دانشگاه کمبریج، کمبریج، انگلستان

۳ آزمایشگاه کاوندیش، دانشکده فیزیک، دانشگاه کمبریج، کمبریج، انگلستان

samane.kalhor@gmail.com، kd398@cam.ac.uk، m-ghanaat@sbu.ac.ir

چکیده – در این مقاله ما پاسخ رزونانسی تراهرتز یک فراماده بر مبنای ابررسانای دما بالای $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (بیسکو) را بررسی کردیم. ما ضریب گذردهی صفحه a-b و امپدانس سطحی لایه نازک بیسکوِ زیرآلاییده را به منظور مطالعه پاسخ رزوناتورهای حلقه شکافته (SRR) بیسکو محاسبه کردیم. رزونانس در منحنی ضریب عبور ماده به شدت به دما وابسته است و قویترین رزونانس در پایینترین دما مشاهده شد. با افزایش دما رزونانس به فرکانس‌های پایینتر شیفت و همزمان قدرت رزونانس کاهش پیدا می‌کند. با افزایش بیشتر دما، فرکانس رزونانس به سمت فرکانس های بالاتر برمی گردد و همچنان قدرت آن کم می‌شود. سرانجام در بالای دمای گذار رزونانس کاملا از بین می‌رود.

کلید واژه- ابررسانای دما بالا، ادوات تراهرتز، فراماده، فوتونیک ابررسانا، لایه نازک بیسکو

Tunable THz metamaterial based on underdoped high-T_c superconducting $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$

Samane Kalhor[1], Kaveh Delfanazari[2,3], Majid Ghanaatshoar[1]

[1]Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran, Iran

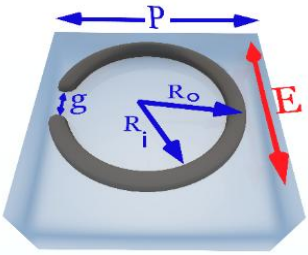
[2]Electrical Engineering Division, Engineering Department, University of Cambridge, Cambridge CB3 0FA, U.K.
[3]Cavendish Laboratory, University of Cambridge, Cambridge CB3 0HE, U.K.
samane.kalhor@gmail.com, kd398@cam.ac.uk, m-ghanaat@sbu.ac.ir

Abstract- In this paper, we report on the terahertz (THz) resonance response of a metamaterial based on high-temperature superconducting $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (BSCCO). We calculate the a-b plane complex permittivity and surface impedance of an underdoped BSCCO thin film, to study the electromagnetic response of the BSCCO split ring resonators (SRR) as a function of temperature. The dip in transmission resonance is found to be strongly temperature dependent with strongest resonance response at the lowest temperature. As temperature increases the transmission dip shifts towards lower frequencies at the same time with a decrease in resonance strength. The resonance frequency moves back to higher frequencies at temperatures close to the superconducting transition temperature (T_c) but the resonance strength continues to decrease. The dip in transmission resonance fades up completely above T_c.
Keywords: BSCCO thin film, high-T_c superconductors, metamaterials, superconducting photonics, terahertz devices

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

بازه فرکانسی بین ۱۰۰ گیگاهرتز تا ۱۰ تراهرتز را به دلیل کمبود ادوات کاربردی در این بازه، گاف تراهرتزی می‌نامند. تراهرتز کاربردهای گسترده‌ای در حوزه‌های گوناگونی همچون تصویربرداری زیستی، تست‌های غیرمخرب و ارتباطات دارد [۱]. کاربردهای بدیع فراماده راهی برای بستن این گاف را پیشنهاد می‌دهد [۲-۳].



شکل ۱: طرحواره سلول واحد فراماده بیسکو با شعاع داخلی R_i =۳۵ µm ، شعاع خارجی R_o =۴۰ µm ،اندازه گاف g =۱ µm و تناوب P =۹۰ µm بر روی زیرلایه سفایر. قطبش نور تابیده شده موازی جهت گاف انتخاب شده است.

در فراماده‌های مبتنی بر فلزات، کوک‌پذیری رزونانسی بوسیله مجتمع سازی با مواد دیگر انجام می‌شود اما فراماده‌های ابررسانا به صورت ذاتی کوک‌پذیر هستند و رزونانس آنها بوسیله دما، میدان مغناطیسی، جریان، نور و غیره می‌تواند تغییر یابد [۴-۵]. تمام کارهای پیشین در فراماده‌های مبتنی بر ابررسانا دما بالا بر روی ایتریوم باریوم مس‌اکسید (YBCO) به عنوان ماده ای با بی‌نظمی ضعیف تمرکز داشته‌اند [۵-۶] . در این مقاله، ما به بررسی پاسخ تراهرتزی فراماده مبتنی بر رزوناتورهای حلقه شکافته (SRR) ابررسانای دما بالای $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (بیسکو) پرداختیم. بیسکو یکی از مهمترین ابررساناهای برپایه مس اکسید است و ساختار بلوری پروسکایت با رسانش بزرگتر در صفحه a-b را دارد. هر سلول واحد به عنوان یک پیوند جوزفسون ذاتی (IJJ) عمل می‌کند. بیسکو پایه اساسی فرستنده‌های ابررسانای تراهرتز کوانتومی پیوسته و همدوست است [۳]،[۷-۱۴]. در اینجا ما به بحث درباره کوک‌پذیری دمایی رزونانس ضریب عبور فراماده بیسکوِ زیرآلاییده با دمای گذار ۷۱ کلوین می‌پردازیم. این مطالعه در امتداد کار پیشین ما بر روی فراماده ابررسانای بیسکوِ اندکی زیرآلاییده با دمای گذار ۸۵ کلوین [۱۵] است. ما ضریب گذردهی و امپدانس سطحی مختلط لایه نازک بیسکو زیرآلاییده به عنوان ماده فراماده را مورد بررسی قرار دادیم. نتایج این مقاله به همراه کار پیشین ما [۱۵] می‌تواند در فهم بهتر اثر دما و آلایش بر روی ویژگی های اپتیکی و الکترودینامیک فرا-ادوات های تراهرتز ابررسانا بیسکو مفید واقع شود.

نتایج و بحث

طرحواره SRR بیسکو با ضخامت ۰/۲ µm، شعاع داخلی R_i =۳۵ µm، شعاع خارجی R_o =۴۰ µm اندازه گاف g =۱ µm و تناوب P =۹۰ µm بر روی زیرلایه سفایر در شکل ۱ نشان داده شده است. این مقادیر برای فراماده بیسکو اندکی زیرآلاییده در دمای ۱۰ کلوین بهینه شده‌اند تا بیشترین ضریب کیفیت رزونانس ممکن بدست بیاید [۱۵]. ضریب گذردهی مختلط وابسته به دمای بیسکو مسئول کوک‌پذیری دمایی این فراماده است. ما رسانش مختلط صفحه a-b ($\sigma=\sigma_1+i\sigma_2$) بیسکو زیرآلاییده را از اندازه‌گیری طیف سنج زمانی تراهرتز استخراج کردیم [۱۶] و ضریب گذردهی مختلط در فرکانس ۰/۱ تا ۰/۸ تراهرتز و بازه دمایی ۱۰ تا ۲۰۰ کلوین را بوسیله معادله زیر محاسبه کردیم.

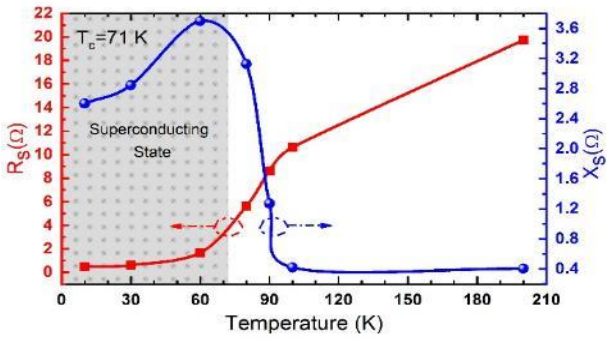
$$\varepsilon=\varepsilon_1+i\varepsilon_2=\left(\varepsilon_\infty-\frac{\sigma_2}{\omega\varepsilon_0}\right)+i\left(\frac{\sigma_1}{\omega\varepsilon_0}\right) \qquad (1)$$

که در آن ω و ε_0 به ترتیب فرکانس زاویه ای و ثابت دی الکتریک خلاء هستند. ε_∞ ضریب گذردهی باقیمانده را نشان می‌دهد و اثری در زیر ۳۰ تراهرتز ندارد [۱۵].

امپدانس سطحی لایه نازک بیسکو همچنین در کوک‌پذیری دمایی رزونانس نقش دارد. بنابراین، ما مقاومت سطحی (خط قرمز) و رآکتانس سطحی (خط آبی)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

را برای لایه نازک بیسکو زیرآلاییده با ضخامت ۰/۲ میکرومتر در شکل ۲ برای فرکانس ۰/۵ تراهرتز نشان دادیم.

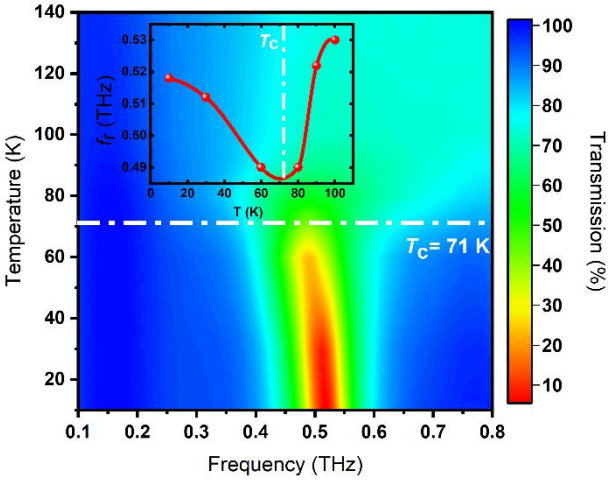


شکل ۲: وابستگی دمایی مقاومت سطحی (خط قرمز) و راکتانس سطحی (خط آبی) لایه نازک بیسکو زیرآلاییده در f=۰/۵ THz.

امپدانس سطحی مختلط یک لایه نازک رسانا با ضخامت d از فرمول زیر محاسبه می‌شود:

$$Z_s = R_s + iX_s = \sqrt{i\omega\mu_0/2\sigma}\coth(d\sqrt{i\omega\mu_0\sigma}) \qquad (۲)$$

که R_s، X_s و μ_0 به ترتیب مقامت سطحی، راکتانس سطحی و تراوایی خلاء هستند. کاهش دما منجر به کاهش مقاومت سطحی می‌شود. کمینه ضریب عبور SRRها در فرکانس رزونانس متناسب با مقاومت سطحی ماده رزوناتور است [۱۵]. بنابراین ما انتظارِ کمینه ضریب عبور کمتر را برای دماهای پایینتر داریم. به علاوه خودالقایی ماده متناسب با راکتانس آن است و در شیفت رزونانسی همانطور که در معادلات (۵) و (۱۰) مرجع [۱۵] نشان داده شده، مشارکت می‌کند. شکل ۲ نشان می‌دهد که راکتانس ابتدا با دما در فاز ابررسانا افزایش می‌یابد. سپس شروع به کاهش می‌کند. بنابراین، یک شیفت فرکانسی آبی پس از یک شیفت فرکانسی قرمز مورد انتظار خواهد بود. ما ضریب گذردهی مختلط بیسکو را برای محاسبات پاسخ الکترومغناطیسی فراماده استفاده کردیم و جهت قطبش موج تراهرتز تابیده شده را موازی گاف همانطور که در شکل ۱ با محور قرمز نشان دادیم فرض کردیم. موج تابیده شده عمود بر صفحه *a-b* بیسکو است. ما ضریب عبور فراماده را به ضریب عبور سفایر بدون فراماده نرمال کرده‌ایم تا اثر پاسخ زیرلایه حذف شود.



شکل ۳: منحنی ضریب عبور فراماده بر حسب فرکانس و دما. داخل نمودار منحنی فرکانس رزونانس ماده بر حسب دما را نشان می‌دهد.

در شکل ۳ منحنی ضریب عبور فراماده را بر حسب فرکانس و دما نشان دادیم. رزونانس با ضریب عبور کمتر (رنگ قرمز) قویترین پاسخ را دارد. نتایج نشان می‌دهد که رزونانس در دمای ۱۰ کلوین کمترین کمینه ضریب عبور را دارد و کمینه ضریب عبور با افزایش دما افزایش می‌یابد که با افزایش مقاومت در تطابق است. ضریب عبور در فرکانس رزونانس کمینه است. منحنی داخلی شکل ۳ نشان می‌دهد که فرکانس رزونانس با افزایش دما ابتدا کاهش و سپس افزایش می‌یابد که در تطابق با روند راکتانس بیسکو است. بیشینه کوک‌پذیری فرکانسی نسبی $(f_{max} - f_{min})/f_{max}$ این فراماده، ۷/۵ درصد است که f_{max} و f_{min} فرکانس رزونانس کمینه و بیشینه است. این مقدار از کوک‌پذیری فرکانسی نسبی فراماده بیسکوِ اندکی زیرآلاییده بیشتر است [۱۵]. این تفاوت ناشی از رسانندگی متفاوت این دو آلایش است.

نتیجه‌گیری

ما به توصیف رفتار فرکانسی شبه ماده بر مبنای ابررسانا دما بالای بیسکو زیرآلاییده پرداختیم و نشان دادیم که

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

ضریب عبور و فرکانس رزونانس SRRها می‌تواند توسط دما کنترل شود. از ضریب گذردهی مختلط ماده و امپدانس سطحی مختلط به منظور توصیف رفتار دمایی کوک‌پذیری ماده استفاده کردیم. این شبه ماده می‌تواند در توسعه ادوات فعال و غیرفعال و پر کردن گاف تراهرتزی کمک شایانی کند.

مرجع‌ها

[1] M. Tonouchi, "Cutting-edge terahertz technology," *Nat. Photonics*, vol. 1, no. 2, pp. 97–105, 2007.

[2] K. Delfanazari, H. Asai, M. Tsujimoto, T. Kashiwagi, T. Kitamura, K. Ishida, C. Watanabe, S. Sekimoto, T. Yamamoto, H. Minami, M. Tachiki, R.A. Klemm, T. Hattori, and K. Kadowaki, "Terahertz oscillating devices based upon the intrinsic Josephson junctions in a high temperature superconductor," *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 35, no. 1, pp. 131–146, 2014.

[3] V. Savinov, K. Delfanazari, V. A. Fedotov, and N. I. Zheludev, "Giant nonlinearity in a superconducting sub-terahertz metamaterial," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, p. 101107, 2016.

[4] J. Gu, R. Singh, Z. Tian, W. Cao, Q. Xing, M. He, J.W. Zhang, J. Han, H.T. Chen, and W. Zhang, "Terahertz superconductor metamaterial," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 7, pp. 3–6, 2010.

[5] B. Jin, C. Zhang, S. Engelbrecht, A. Pimenov, J. Wu, Q. Xu, C. Cao, J. Chen, W. Xu, L. Kang, and P. Wu, "Low loss and magnetic field-tunable superconducting terahertz metamaterial," *Opt. Express*, vol. 18, no. 16, pp. 17504–17509, 2010.

[6] T. Chen, H. Yang, R. Singh, J.F. O'Hara, A.K. Azad, S.A. Trugman, Q.X. Jia, and A.J. Taylor, "Tuning the resonance in high-temperature superconducting terahertz metamaterials," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, no. 24, pp. 1–4, 2010.

[7] U. Welp, K. Kadowaki, and R. Kleiner, "Superconducting emitters of THz radiation," *Nat. Photonics*, vol. 7, no. 9, pp. 702–710, 2013.

[8] K. Delfanazari, H. Asai, M. Tsujimoto, T. Kashiwagi, T. Kitamura, T. Yamamoto, M. Sawamura, K. Ishida, C. Watanabe, S. Sekimoto, H. Minami, M. Tachiki, R.A. Klemm, T. Hattori, and K. Kadowaki, "Tunable terahertz emission from the intrinsic Josephson junctions in acute isosceles triangular $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ mesas," *Opt. Express*, vol. 21, no. 2, pp. 2171–2184, 2013.

[9] K. Delfanazari, H. Asai, M. Tsujimoto, T. Kashiwagi, T. Kitamura, T. Yamamoto, M. Sawamura, K. Ishida, M. Tachiki, R.A. Klemm, T. Hattori, and K. Kadowaki, "Study of coherent and continuous terahertz wave emission in equilateral triangular mesas of superconducting $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ intrinsic Josephson junctions," *Phys. C Supercond. its Appl.*, vol. 491, no. August, pp. 16–19, 2013.

[10] M. Tsujimoto, T. Yamamoto, K. Delfanazari, R. Nakayama, T. Kitamura, M. Sawamura, T. Kashiwagi, H. Minami, M. Tachiki, K. Kadowaki, and R.A. Klemm, "Broadly tunable subterahertz emission from Internal Branches of the current-Voltage characteristics of superconducting $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ single crystals," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, no. 10, pp. 1–5, 2012.

[11] K. Delfanazari, H. Asai, M. Tsujimoto, T. Kashiwagi, T. Kitamura, T. Yamamoto, W. Wilson, R.A. Klemm, T. Hattori, and K. Kadowaki, "Effect of Bias Electrode Position on Terahertz Radiation from Pentagonal Mesas of Superconducting $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$," *IEEE Trans. terahertz Sci. Technol.*, vol. 5, no. 3, pp. 505–511, 2015.

[12] K. Kadowaki, M. Tsujimoto, K. Delfanazari, T. Kitamura, M. Sawamura, H. Asai, T. Yamamoto, K. Ishida, C. Watanabe, S. Sekimoto, K. Nakade, T. Yasui, K. Asanuma, T. Kashiwagi, H. Minami, M. Tachiki, T. Hattori, and R.A. Klemm, "Quantum terahertz electronics (QTE) using coherent radiation from high temperature superconducting $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ intrinsic Josephson junctions," *Phys. C Supercond.*, vol. 491, pp. 2–6, Aug. 2013.

[13] T. Kashiwagi, T. Yamamoto, H. Minami, M. Tsujimoto, R. Yoshizaki, K. Delfanazari, T. Kitamura, C. Watanabe, K. Nakade, T. Yasui, K. Asanuma, Y. Saiwai, Y. Shibano, T. Enomoto, H. Kubo, K. Sakamoto, T. Katsuragawa, B. Marković, J. Mirković, R.A. Klemm, and K. Kadowaki, "Efficient Fabrication of Intrinsic-Josephson-Junction Terahertz Oscillators with Greatly Reduced Self-Heating Effects," *Phys. Rev. Appl.*, vol. 4, no. 5, p. 054018, 2015.

[14] T. Kashiwagi, T. Yamamoto, T. Kitamura, K. Asanuma, C. Watanabe, K. Nakade, T. Yasui, Y. Saiwai, Y. Shibano, H. Kubo, K. Sakamoto, T. Katsuragawa, M. Tsujimoto, K. Delfanazari, R. Yoshizaki, H. Minami, R.A. Klemm, and K. Kadowaki, "Generation of electromagnetic waves from 0.3 to 1.6 terahertz with a high-Tc superconducting $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ intrinsic Josephson junction emitter," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, no. 9, pp. 0–5, 2015.

[15] S. Kalhor, M. Ghanaatshoar, T. Kashiwagi, K. Kadowaki, M. J. Kelly, and K. Delfanazari, "Thermal Tuning of High-T_c Superconducting $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ Terahertz Metamaterial," *IEEE Photonics J.*, vol. 9, no. 5, pp. 1–8, 2017.

[16] J. Corson, J. Orenstein, J. N. Eckstein, and I. Bozovic, "Low-temperature AC conductivity of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$," *Phys. B*, vol. 280, pp. 212–213, 2000.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

بهره‌گیری از سامانه‌های اپتومکانیکی در طرح‌واره‌های تکرارگر کوانتومی

مهناز قاسمی و محمّدکاظم توسلی

گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

mktavassoly@yazd.ac.ir

m.ghasemi@stu.yazd.ac.ir

چکیده – در این مقاله به ایجاد درهم‌تنیدگی بین دو اتم سه‌ترازی دور از هم به منظور فراهم کردن یک تکرارگر کوانتومی می‌پردازیم. در این پروتکل، فاصله بین دو اتم هدف را با واردکردن سه گره کوانتومی (قرار دادن شش اتم) بین آن‌ها به چهار قسمت تقسیم می‌کنیم. اتم‌ها با اعداد (۱، ۲،...، ۸) نام‌گذاری شده‌اند و جفت‌های (۱، ۲)، (۳، ۴)، (۵، ۶) و (۷، ۸) در حالت‌های درهم‌تنیده آماده‌سازی شده‌اند. ابتدا، با فراهم‌کردن برهم‌کنش بین اتم‌های (۲، ۳) و (۶، ۷) در حضور سامانه‌های اپتومکانیکی، درهم‌تنیدگی بین اتم‌های (۱، ۴) و (۵، ۸) ایجاد می شود. سپس، با فراهم سازی برهم‌کنش بین اتم‌های (۴، ۵) در یک کاواک اپتیکی به حالت‌های درهم‌تنیده بین اتم‌های (۱، ۸) دست می‌یابیم. درهم‌تنیدگی با سنجه آنتروپی بررسی می شود. میزان شدت جفت شدگی مُد اپتومکانیکی با مُد میدان، تأثیری بر آنتروپی اتم‌های (۱، ۸) ندارد، امّا افزایش آن موجب کاهش دوره تناوب آنتروپی اتم‌های (۱، ۴) و (۵، ۸) می‌شود. افزایش بسامد مُد اپتومکانیکی در تمامی مراحل فرآیند موجب افزایش دوره تناوب درهم‌تنیدگی بین اتم‌های (۱، ۴)، (۵، ۸) و (۱، ۸) می‌شود.

کلید واژه- تبادل درهم‌تنیدگی، تکرارگر کوانتومی، سامانه‌های اپتومکانیکی، مدل تاویز- کامینگز.

Using the optomechanical systems in the quantum repeater schemes

Mahnaz Ghasemi and Mohammad Kazem Tavassoly

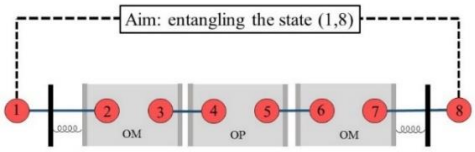
Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd

Abstract- In this paper, we produce entanglement between two distant three-level atoms in order to prepare a quantum repeater. In this protocol, the distance between two target atoms is divided to four parts by inserting three quantum nodes (inserting six atoms) between them. The atoms have been labeled by (1, 2, … 8) and the pairs (1, 2), (3, 4), (5, 6) and (7, 8) have been prepared in entangled states. At first, by performing interaction between atoms (2, 3) and (6, 7) in the presence of optomechanical systems, entanglement is generated between atoms (1, 4) and (5, 8). Finally, we achieve the entangled states between atoms (1, 8) by performing interaction between atoms (4, 5) in an optical cavity. The entanglement is evaluated via entropy. The optomechanical coupling strength to the field mode has no effect on entropy of atoms (1, 8), but the time periods of entropy of atoms (1, 4) and (5, 8) are decreased by increasing this coupling strength. Increasing the frequency of optomechanical mode leads to an increase in the time periods of entanglement between atoms (1, 4), (5, 8) and (1, 8) in all stages of the process.
Keywords: Entanglement Swapping, Quantum Repeater, Optomechanical Systems, Tavis-Cummings Model.

مقدمه: در انتقال حالت‌های درهم‌تنیده به مسافت‌های طولانی، به منظور جلوگیری از تضعیف درهم‌تنیدگی از پروتکل تکرارگر کوانتومی استفاده می‌شود [۱]. در این روش، فاصله بین مبداء و مقصد به بخش‌های کوچک تقسیم می‌شود و با استفاده از روش‌های تبادل درهم‌تنیدگی، این

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

ویژگی بین بخش‌های دور از هم ایجاد می‌شود. درهم‌تنیدگی می‌تواند با ایجاد برهم‌کنش [۲] بین بخش‌های غیردرهم‌تنیده منتقل شود. این برهم‌کنش‌ها شامل برهم‌کنش بین اتم و میدان کوانتومی است که می‌تواند در یک کاواک اپتیکی یا اپتومکانیکی آماده‌سازی شود. کاواک اپتومکانیکی شامل یک آینه متحرک است که در آن فشار تابشی داخل کاواک می‌تواند منجر به حرکت آینه از موضع تعادل شود [۳].



مدل و روابط پایه: هدف ما ایجاد درهم‌تنیدگی بین دو اتم سه‌ترازی دور از هم است که از اهداف معرفی پروتکل

شکل۱: مدل تکرارگر کوانتومی: همه گره‌ها شامل دو اتم سه‌ترازی در برهم‌کنش با دو مُد میدان هستند، برهم‌کنش‌ها در دو گره ابتدایی و انتهایی در کاواک‌های اپتومکانیکی OM و در گره میانی در کاواک اپتیکی OP انجام می‌شود.

تکرارگر کوانتومی است. با واردکردن سه گره کوانتومی (هر گره شامل دو اتم در حال برهم‌کنش با میدان کوانتومی است) بین دو اتم هدف (شکل ۱)، فاصله بین این دو اتم را به چهار قسمت تقسیم می‌کنیم. اکنون سامانه کلی شامل هشت اتم سه‌ترازی ۱ تا ۸ نوع $\mathbf{V}$ با ترازهای $|\tilde{i}\,(i=1,2,3)\rangle$ است به‌نحوی‌که جفت‌های (۱، ۲) و (۳، ۴) در حالت‌های درهم‌تنیده زیر آماده‌سازی شده‌اند:

$$|\psi(0)\rangle_{(j,j+1)}=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\tilde{1},\tilde{3}\rangle+|\tilde{3},\tilde{1}\rangle\right),\quad j=1,3. \qquad (۱)$$

اتم‌های سه‌ترازی (۲، ۳) با عملگرهای گذار اتمی $\hat{\sigma}_{lm}^{k}=|\tilde{l}\rangle_{k}\langle\tilde{m}|$ ($l,m=1,2,3$ و $k=2,3$) در یک کاواک به ترتیب با بسامدهای گذار $(\tilde{\omega}_i',\tilde{\omega}_i)$، در حضور دو مُد اپتیکی (دو مُد اپتومکانیکی) $(\hat{b}_2,\hat{b}_1)\hat{a}_2,\hat{a}_1$ با بسامدهای $(\omega_2,\omega_1)\Omega_2,\Omega_1$ با هامیلتونی تاویز-کامینگز زیر برهم‌کنش می‌کنند [۴]:

$$\begin{aligned}\hat{H}_{(2,3)}&=\sum_{i=1}^{3}\tilde{\omega}_i\hat{\sigma}_{ii}^{2}+\sum_{i=1}^{3}\tilde{\omega}_i'\hat{\sigma}_{ii}^{3}+\sum_{i=1}^{2}\Omega_i\hat{a}_i^{\dagger}\hat{a}_i\\&+\sum_{j=1}^{2}\omega_j\hat{b}_j^{\dagger}\hat{b}_j+\lambda_1(\hat{a}_1\hat{\sigma}_{13}^{2}+h.c.)\\&+\lambda_2(\hat{a}_2\hat{\sigma}_{23}^{2}+h.c.)+\lambda_1'(\hat{a}_1\hat{\sigma}_{13}^{3}+h.c.)\\&+\lambda_2'(\hat{a}_2\hat{\sigma}_{23}^{3}+h.c.)-G\hat{a}_1^{\dagger}\hat{a}_1(\hat{b}_1+\hat{b}_1^{+})\\&-G'\hat{a}_2^{\dagger}\hat{a}_2(\hat{b}_2+\hat{b}_2^{+}).\end{aligned} \qquad (۲)$$

در هامیلتونی (۲) $(G',G)\,\lambda_i',\lambda_i$ ثابت‌های جفت‌شدگی بین اتم‌ها (مُدهای اپتومکانیکی) با میدان‌های اپتیکی هستند. با استفاده از رهیافت مرجع [۵] و با اعمال فرض‌های $\lambda_1=\lambda_1'$ ، $\lambda_2=\lambda_2'$ ، $G=G'$ ، $\tilde{\omega}_i=\tilde{\omega}_i'$ ، $\omega_1=\omega_2=\omega_M$ و $\tilde{\omega}_1-\tilde{\omega}_3-\Omega_1=\omega_M=\tilde{\omega}_2-\tilde{\omega}_3-\Omega_2$ پس از محاسباتی طولانی هامیلتونی مؤثر به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$\begin{aligned}\hat{H}_{(2,3)}^{eff}&=\frac{\lambda_1^2}{\omega_M}\sum_{i=2}^{3}\left[\hat{\sigma}_{11}^{i}+\hat{a}_1^{\dagger}\hat{a}_1(\hat{\sigma}_{11}^{i}-\hat{\sigma}_{33}^{i})\right]\\&+\frac{\lambda_2^2}{\omega_M}\sum_{i=2}^{3}\left[\hat{\sigma}_{22}^{i}+\hat{a}_2^{\dagger}\hat{a}_2(\hat{\sigma}_{22}^{i}-\hat{\sigma}_{33}^{i})\right]\\&+\frac{\lambda_1^2}{\omega_M}(\hat{\sigma}_{13}^{2}\hat{\sigma}_{31}^{3}+h.c.)+\frac{\lambda_2^2}{\omega_M}(\hat{\sigma}_{23}^{2}\hat{\sigma}_{32}^{3}+h.c.)\\&-\frac{G^2}{\omega_M}\left[(\hat{a}_1^{\dagger}\hat{a}_1)^2+(\hat{a}_2^{\dagger}\hat{a}_2)^2\right]+\frac{\lambda_1\lambda_2}{\omega_M}\left(\sum_{i=2}^{3}\hat{a}_1\hat{a}_2^{\dagger}\hat{\sigma}_{12}^{i}+h.c.\right)\\&-\frac{G\lambda_1}{\omega_M}\left(\sum_{i=2}^{3}\hat{a}_1\hat{b}_1\hat{\sigma}_{13}^{i}+h.c.\right)-\frac{G\lambda_2}{\omega_M}\left(\sum_{i=2}^{3}\hat{a}_2\hat{b}_2\hat{\sigma}_{23}^{i}+h.c.\right).\end{aligned} \qquad (۳)$$

با در نظر گرفتن حالت اولیه اتم‌های سه‌ترازی ۱ تا ۴ (حالت اولیه برای مُدهای $|a_1,a_2;b_1,b_2\rangle$ به صورت $|\psi(0)\rangle_{(1,2)}\otimes|\psi(0)\rangle_{(3,4)}$ ($|0,0;0,0\rangle$)، هامیلتونی مؤثر (۳) و حل معادله شرودینگر $i\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle=\hat{H}_{(2,3)}^{eff}|\psi(t)\rangle$، حالت کلی سامانه را به صورت زیر معرفی می‌کنیم:

$$\begin{aligned}|\psi(t)\rangle&=A_1(t)|0,0;0,0;\tilde{1},\tilde{3};\tilde{3},\tilde{1}\rangle+A_2(t)|0,0;0,0;\tilde{1},\tilde{3};\tilde{1},\tilde{3}\rangle\\&+A_3(t)|0,0;0,0;\tilde{1},\tilde{1};\tilde{3},\tilde{3}\rangle+A_4(t)|1,0;1,0;\tilde{1},\tilde{3};\tilde{3},\tilde{3}\rangle\\&+A_5(t)|0,0;0,0;\tilde{3},\tilde{1};\tilde{1},\tilde{3}\rangle+A_6(t)|1,0;1,0;\tilde{3},\tilde{3};\tilde{1},\tilde{3}\rangle\\&+A_7(t)|1,0;1,0;\tilde{3},\tilde{1};\tilde{3},\tilde{3}\rangle+A_8(t)|2,0;2,0;\tilde{3},\tilde{3};\tilde{3},\tilde{3}\rangle\\&+A_9(t)|0,0;0,0;\tilde{3},\tilde{1};\tilde{3},\tilde{1}\rangle+A_{10}(t)|0,0;0,0;\tilde{3},\tilde{3};\tilde{1},\tilde{1}\rangle\\&+A_{11}(t)|1,0;1,0;\tilde{3},\tilde{3};\tilde{3},\tilde{1}\rangle.\end{aligned} \qquad (۴)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

حال با اندازه‌گیری حالت $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0;0\rangle+|2;2\rangle)|\tilde{3};\tilde{3}\rangle$ (مربوط به جفت اتم (۲، ۳) و مُدهای (a_1,b_1)) روی حالت (۴) حالت زیر برای اتم‌های (۱، ۴) به دست می‌آید:

$$|\psi(t)\rangle_{(1,4)}=\frac{1}{\sqrt{|A_1(t)|^2+|A_8(t)|^2}}\left(A_1(t)|\tilde{1},\tilde{1}\rangle+A_8(t)|\tilde{3},\tilde{3}\rangle\right), \quad (۵)$$

$$A_1(t)=\frac{1}{2},$$
$$A_8(t)=\text{Inverse Laplace Transform}\left[-\left((\frac{G\lambda_1}{\omega_M})^{-2}s^3+6s\right)^{-1},s,t\right]e^{i\frac{4(G^2+\lambda_1^2)}{\omega_M}t}. \quad (۶)$$

نهایتاً، درهم‌تنیدگی بین اتم‌های (۱، ۴) برای حالت (۵) (با معیار آنتروپی) برابر با مقدار زیر به دست می‌آید:

$$E_{1,4}(t)=1-\frac{|A_1(t)|^4+|A_8(t)|^4}{\left(|A_1(t)|^2+|A_8(t)|^2\right)^2}. \quad (۷)$$

باید در نظر داشت که با انتخاب مقدار صفر برای G به‌دلیل صفرشدن ضریب $A_8(t)$، درهم‌تنیدگی بین اتم‌های (۱، ۴) کاملاً نابود می‌شود.

تمام عملیات قبل برای اتم‌های (۵، ۶، ۷، ۸) تکرار می‌شود و در نهایت حالتی مشابه با حالت اتم‌های (۱، ۴) برای اتم‌های (۵، ۸) به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$|\psi(t)\rangle_{(5,8)}=\frac{1}{\sqrt{|A_1(t)|^2+|A_8(t)|^2}}\left(A_1(t)|\tilde{1},\tilde{1}\rangle+A_8(t)|\tilde{3},\tilde{3}\rangle\right). \quad (۸)$$

اکنون جفت اتم‌های سه‌ترازی (۴، ۵) با حالت اولیه $|\psi(t)\rangle_{(1,4)}\otimes|\psi(t)\rangle_{(5,8)}$ را وارد برهم‌کنش دیگری در غیاب مُدهای اپتومکانیکی به صورت زیر می‌کنیم:

$$\begin{aligned}\hat{H}_{(4,5)}&=\sum_{i=1}^{3}\tilde{\omega}_i\hat{\sigma}_{ii}^4+\sum_{i=1}^{3}\tilde{\omega}_i'\hat{\sigma}_{ii}^5+\sum_{i=1}^{2}\Omega_i\hat{a}_i^\dagger\hat{a}_i\\&+\lambda_1(\hat{a}_1\hat{\sigma}_{13}^4+h.c.)+\lambda_2(\hat{a}_2\hat{\sigma}_{23}^4+h.c.)\\&+\lambda_1'(\hat{a}_1\hat{\sigma}_{13}^5+h.c.)+\lambda_2'(\hat{a}_2\hat{\sigma}_{23}^5+h.c.),\end{aligned} \quad (۹)$$

که این‌بار هامیلتونی مؤثر با اعمال فرض $\tilde{\omega}_1-\tilde{\omega}_3-\Omega_1=\omega_M=\tilde{\omega}_2-\tilde{\omega}_3-\Omega_2$ و با در نظر گرفتن حالت خلاء برای میدان‌ها (که منجر به حذف جملاتی مانند $\hat{a}_i^\dagger\hat{a}_i$ می‌شود)، به صورت زیر حاصل می‌شود [۵]:

$$\begin{aligned}\hat{H}_{(4,5)}^{eff}&=\frac{\lambda_1^2}{\omega_M}[\sum_{i=4}^{5}\hat{\sigma}_{11}^i+(\hat{\sigma}_{13}^4\hat{\sigma}_{31}^5+h.c.)]\\&+\frac{\lambda_2^2}{\omega_M}[\sum_{i=4}^{5}\hat{\sigma}_{22}^i+(\hat{\sigma}_{23}^4\hat{\sigma}_{32}^5+h.c.)].\end{aligned} \quad (۱۰)$$

حالت سامانه شامل چهار اتم (۱، ۴، ۵، ۸) بعد از برهم‌کنش توصیف شده با هامیلتونی (۱۰) به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned}|\psi(\tau)\rangle_{(1,4,5,8)}&=B_1(\tau)|\tilde{1},\tilde{1};\tilde{1},\tilde{1}\rangle+B_2(\tau)|\tilde{1},\tilde{1};\tilde{3},\tilde{3}\rangle\\&+B_3(\tau)|\tilde{1},\tilde{3};\tilde{1},\tilde{3}\rangle+B_4(\tau)|\tilde{3},\tilde{3};\tilde{1},\tilde{1}\rangle\\&+B_5(\tau)|\tilde{3},\tilde{1};\tilde{3},\tilde{1}\rangle+B_6(\tau)|\tilde{3},\tilde{3};\tilde{3},\tilde{3}\rangle,\end{aligned} \quad (۱۱)$$

که ضرایب آن در زیر تعریف شده است:

$$\begin{aligned}&B_1(\tau)=\frac{A_1^2(t)}{N(t)}e^{-i\frac{2\lambda_1^2}{\omega_M}(\tau-t)},\ B_2(\tau)=B_4(\tau)=\frac{A_1(t)A_8(t)}{2N(t)}\left(1+e^{-i\frac{2\lambda_1^2}{\omega_M}(\tau-t)}\right),\\&B_3(\tau)=B_5(\tau)=-\frac{A_1(t)A_8(t)}{2N(t)}\left(1-e^{-i\frac{2\lambda_1^2}{\omega_M}(\tau-t)}\right),\ B_6(\tau)=\frac{A_8^2(t)}{N(t)},\\&N(t)=|A_1(t)|^2+|A_8(t)|^2.\end{aligned} \quad (۱۲)$$

حال با اندازه‌گیری حالت‌های $|\tilde{1};\tilde{3}\rangle$ و $|\tilde{3};\tilde{1}\rangle$ مربوط به اتم‌های (۴، ۵) روی حالت (۱۱)، اتم‌های (۱، ۸) به ترتیب به حالت‌های درهم‌تنیده زیر

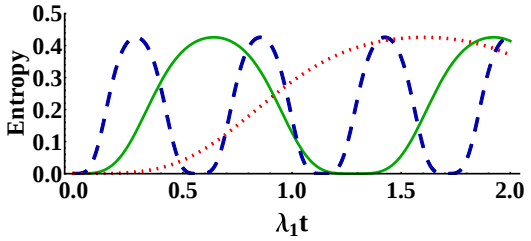
$$|\psi(\tau)\rangle_{(1,8)}=\frac{1}{\sqrt{|B_2(\tau)|^2+|B_5(\tau)|^2}}\left(B_2(\tau)|\tilde{1},\tilde{3}\rangle+B_5(\tau)|\tilde{3},\tilde{1}\rangle\right), \quad (۱۳)$$

$$|\psi'(\tau)\rangle_{(1,8)}=\frac{1}{\sqrt{|B_3(\tau)|^2+|B_4(\tau)|^2}}\left(B_3(\tau)|\tilde{1},\tilde{3}\rangle+B_4(\tau)|\tilde{3},\tilde{1}\rangle\right), \quad (۱۴)$$

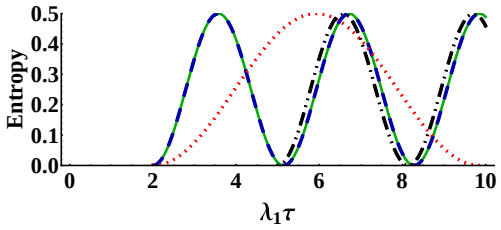
با آنتروپی یکسان $E_{1,8}(\tau)=1-\frac{|B_3(\tau)|^4+|B_4(\tau)|^4}{\left(|B_3(\tau)|^2+|B_4(\tau)|^2\right)^2}$ منتقل می‌شوند. با درنظرگرفتن $G=0$ ضریب $A_8(t)$ در رابطه (۶) و به دنبال آن درهم‌تنیدگی بین اتم‌های (۱، ۴) و (۵، ۸) صفر می‌شود و نمی‌توان درهم‌تنیدگی را بین دو اتم هدف ایجاد کرد، بنابراین در تمامی مراحل نمی‌توان G را برابر با صفر در نظر گرفت.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بررسی درهم‌تنیدگی: در این قسمت به بررسی تأثیر شدت جفت‌شدگی مُد اپتومکانیکی با مُد میدان (G)، بسامد مُد اپتومکانیکی (ω_M) و زمان برهم‌کنش اوّلیه $(\lambda_1 t)$ بر میزان درهم‌تنیدگی (آنتروپی) می‌پردازیم.



شکل۲: نمودار آنتروپی برای اتم‌های (۱، ۴) و (۵، ۸) بر حسب زمان مقیاس‌بندی شده $\lambda_1 t$ برای $G/\lambda_1 = 4$، $\omega_M/\lambda_1 = 2$ (پیوسته سبز)، $G/\lambda_1 = 9$، $\omega_M/\lambda_1 = 2$ (خط‌چین آبی) و $G/\lambda_1 = 4$، $\omega_M/\lambda_1 = 5$ (نقطه چین قرمز).



شکل۳: نمودار آنتروپی برای اتم‌های (۱، ۸) بر حسب زمان مقیاس بندی شده $\lambda_1 \tau$ برای $G/\lambda_1 = 4$، $\omega_M/\lambda_1 = 2$ و $\lambda_1 t = 2$ (پیوسته سبز)، $G/\lambda_1 = 9$، $\omega_M/\lambda_1 = 2$ و $\lambda_1 t = 2$ (خط‌چین آبی)، $G/\lambda_1 = 4$، $\omega_M/\lambda_1 = 5$ و $\lambda_1 t = 2$ (نقطه چین قرمز)، $G/\lambda_1 = 4$، $\omega_M/\lambda_1 = 2$ و $\lambda_1 t = 5$ (خط-نقطه مشکی).

در شکل ۲ تأثیر پارامترهای ω_M (بسامد مُد اپتومکانیکی) و G (شدت جفت‌شدگی مُد اپتومکانیکی با مُد میدان) را بر میزان درهم‌تنیدگی بین اتم‌های (۱، ۴) یا (۵، ۸) (یعنی آنتروپی در مراحل میانی) مورد بررسی قرار داده‌ایم. منحنی‌های موجود در این شکل با خط پیوسته سبزرنگ مقایسه می‌شوند. نمودار خط‌چین آبی تأثیر G را بر میزان درهم‌تنیدگی نشان می‌دهد، که با افزایش این پارامتر، دوره تناوب کاهش یافته است. نقطه‌چین قرمزرنگ تأثیر ω_M را بر میزان درهم‌تنیدگی اتم‌های (۱، ۴) یا (۵، ۸) نشان می‌دهد که با افزایش آن دوره تناوب افزایش یافته است. در شکل ۳ تأثیر پارامترهای G، ω_M و زمان برهم‌کنش اولیه $\lambda_1 t$ را بر میزان درهم‌تنیدگی بین اتم‌های هدف (۱، ۸) مورد بررسی قرار داده‌ایم. در این شکل نیز سایر منحنی‌ها با خط پیوسته سبزرنگ مورد مقایسه قرار می‌گیرند. خط‌چین آبی‌رنگ تأثیر شدت جفت‌شدگی مُد اپتومکانیکی با مُد میدان را بر میزان آنتروپی نشان می‌دهد. انطباق این منحنی بر خط سبزرنگ مشهود است و حاکی از عدم تأثیر این پارامتر بر میزان درهم‌تنیدگی نهایی است. نقطه‌چین قرمز رنگ، تأثیر بسامد مُد اپتومکانیکی را بر آنتروپی نشان می‌دهد که با افزایش آن، دوره تناوب درهم‌تنیدگی مانند قبل (شکل ۲) افزایش یافته است. خط-نقطه مشکی، تأثیر زمان برهم‌کنش اوّلیه $(\lambda_1 t)$ را بر میزان درهم‌تنیدگی نشان می‌دهد که در اینجا دوره تناوب آنتروپی تفاوتی نکرده است. به طور کلی، رفتار آنتروپی در تمام شرایط نوسانی و منظّم است.

نتیجه‌گیری: تغییر شدت جفت‌شدگی مُد اپتومکانیکی با مُد میدان تأثیری بر نتیجه نهایی (آنتروپی اتم‌های هدف (۱، ۸)) ندارد امّا افزایش آن در مراحل میانی (آنتروپی اتم‌های (۱، ۴) و (۵، ۸)) موجب کاهش دوره تناوب درهم‌تنیدگی می‌شود. افزایش بسامد مُد اپتومکانیکی در تمامی مراحل (میانی و نهایی) موجب افزایش دوره تناوب درهم‌تنیدگی می‌شود. در مرحله میانی صفرشدن G موجب تخریب کامل درهم‌تنیدگی بین اتم‌های (۱، ۴) و (۵، ۸) می‌شود و نمی‌توان به حالت درهم‌تنیده بین اتم‌های (۱، ۸) دست یافت. هم‌چنین، رفتار منظّم و نوسانی آنتروپی در تمامی مراحل و در همه شرایط بررسی شده حفظ می‌شود. احتمال موفقیت حالت‌های درهم‌تنیده اتم‌های (۱، ۸) نیز با مقادیر قابل قبول به دست آمد که به‌دلیل کمبود فضا از نوشتن آن‌ها صرف‌نظر کردیم.

مرجع‌ها

[1] N. Sangouard, C. Simon, H. De Riedmatten and N. Gisin, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1, 2011.
[2] R. Pakniat, M. K. Tavassoly and M. H. Zandi, *Opt. Commun.* **382**, 381, 2017.
[3] M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg and F. Marquardt, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 4, 2014.
[4] M. Tavis and F. W. Cummings, *Phys. Rev.* **170**, 379, 1968.
[5] D. F. James and J. Jonathan, *Can. J. Phys.* **85**, 625, 2007.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

بررسی ناهمسانگردی تلاطم زیر آب با استفاده از پایش حرکت تصویر نور عبوری از آن

ابراهیم محمدی رازی[۱]، مرتضی بهبودی[۲] و سیف‌اله رسولی[۳و۴]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بجنورد، بجنورد، ایران

[۲]گروه مهندسی مکانیک، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه بجنورد، بجنورد، ایران

[۳] دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، زنجان ایران

[۴]مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، زنجان، ایران

چکیده - در این مقاله با استفاده از پایش حرکت تصویر نور عبوری از محیط متلاطم زیر آب، ناهمسانگردی این محیط مورد مطالعه قرار می‌گیرد. بر این اساس باریکه نور لیزر با طول موج ۵۳۲ نانومتر پس از موازی سازی با قطر ۱ سانتیمتر وارد محیط متلاطم زیر آبی می‌شود. محیط متلاطم زیر آب را آکواریومی با ابعاد ۲۰×۲۰×۳۰ سانتیمترمکعب تشکیل می‌دهد. در انتهای مسیر، زاویه فرود نور در دو راستای عمود بر انتشار باریکه نور اندازه‌گیری شده و افت و خیزهای آن در دو راستا تعیین می‌شود. با تحلیل وردش زاویه فرود نور در دو رستا ناهمسانگردی محیط بررسی می‌شود. در نهایت تاثیر گرادیان دمای متفاوت حاصل از آب با دماهای متفاوت بر میزان ناهسانگردی مورد مطالعه قرار می‌گیرد. نتایج نشان می‌دهند که محیط تلاطم زیر آبی یک محیط متلاطم ناهمسانگرد بوده و میزان ناهمسانگردی با افزایش گرادیان دما افزایش می‌یابد.

کلید واژه- تلاطم زیر آب، پایش حرکت تصویر، گرادیان دما

Investigation of anisotropy of underwater turbulence using image motion monitoring method

Ebrahim Mohammadi Razi[1], Morteza Behbodi[2], Saifollah Rasouli[3,4]

[1]Faculty of physics, Department of Basic Sciences, university of Bojnord, Bojnord, Iran

[2]Faculty of Mechanical Engineering, Department of Engineering, university of Bojnord, Bojnord, Iran

[3]Department of physics, Institute of Advance Studies in Basic Science, Zanjan, Iran

[4]Optics Research Center, Institute of Advance Studies in Basic Science, Zanjan, Iran

Abstract-In this paper, the anisotropy of underwater turbulence was investigated using image motion monitoring method. Accordingly a beam of light with 532 nm wavelength after collimating with a diameter of 1 cm enters the underwater turbulence. The underwater turbulence is made up of an water-filled aquarium with dimensions of 20×20×30 cm^3. The angle of arrival, AA, of light beam was measured at the end of the turbulence path at two directions perpendicular to propagation direction. Comparing the variances of AA in two directions, the anisotropy of underwater turbulence and influence of different temperature gradients on it were investigated. Results show the underwater turbulence is an anisotropic medium. In addition the anisotropy increases as temperature gradient increases.

Keywords: Underwater turbulence, Image motion monitoring, Temperature gradient

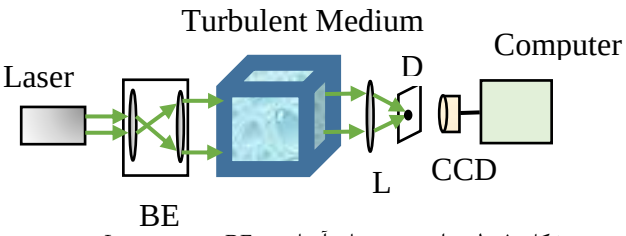
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در چند دهه اخیر مطالعه انتشار پرتو نوری در محیط‌های متلاطم به دلیل کاربردهای فراوان آن در مباحثی نظیر مخابرات اپتیکی فضای آزاد برای لینک‌های زمینی، فضایی و زیر آب با توجه به حجم بالای انتقال اطلاعات، دقت و سرعت بالای آن مورد توجه محققان بوده است. تاکنون مطالعات بسیاری برای بررسی تلاطم غیر آبی نظیر تلاطم جوی و تاثیرات آن بر انتشار باریکه نور عبوری از آن صورت گرفته است. اما به علت پیچیدگی‌های تلاطم زیر آبی تاکنون بررسی‌های جامع در این حوزه کمتر انجام شده است[۱]. مطالعه محیط متلاطم جوی و زیر آبی در دو حوزه کلی دسته‌بندی می‌شود. دسته اول مطالعاتی که تاثیر محیط متلاطم را بر شدت نور عبوری از آن بررسی کرده و دسته دوم که تاثیر این محیط را بر جبهه‌موج نور عبوری از آن مورد مطالعه قرار داده‌اند. شدت و جبهه‌موج نور هنگام انتشار در محیط زیر آب تحت تاثیر ویژگی‌ها و اجزای تشکیل دهنده نظیر مولکول‌ها و مواد آلی و معدنی محلول در آب و نیز تلاطم اپتیکی است. منشا تلاطم اپتیکی تغییرات تصادفی ضریب شکست نور است که از افت و خیزهای دمایی و افت و خیزهای شوری آب ناشی می‌شود. در اکثر مطالعات انجام شده از افت و خیزهای شوری در مقابل افت و خیزهای دمایی صرف نظر شده است[۲]. برای بررسی تلاطم از مدل‌های مختلفی استفاده می‌شود که اکثر این مدل-های بر پایه همگنی و همسانگردی تلاطم استوارند. تاکنون مطالعات بسیاری این فرضیات را برای تلاطم جوی با تردید روبرو نموده‌اند[۳] اما این فرضیات در تلاطم زیر آبی مورد بررسی قرار نگرفته است. با توجه به اهمیت بررسی آزمایشگاهی تلاطم اپتیکی زیر آب و همچنین تعداد اندک مطالعات صورت گرفته در این زمینه، در این مقاله تاثیر نوسانات دمایی محیط متلاطم آبی بر آمار افت و خیزهای زاویه فرود نور هنگام انتشار آن مورد مطالعه قرار می‌گیرد. سپس با استفاده از تحلیل وردش زاویه فرود نور در دو راستای عمود بر جهت انتشار فرضیه همسانگردی محیط تلاطم زیر آبی بررسی می‌شود. بر این اساس درابتدا چیدمان آزمایش مورد استفاده توضیح داده می‌شود. در ادامه تئوری اندازه‌گیری زاویه فرود در دو راستای عمود بر جهت انتشار نور بیان خواهد شد. در نهایت نتایج ارائه و تفسیر می‌شود.

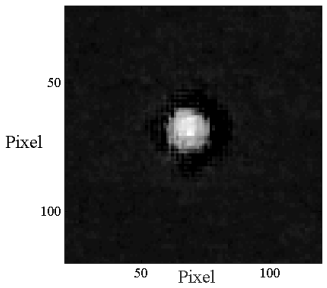
چیدمان آزمایش

شکل ۱ طرح واره‌ی چیدمان آزمایش برپا شده در آزمایشگاه مرکزی دانشگاه بجنورد را نشان می دهد. نور لیزر با طول موج ۵۳۲ نانومتر با استفاده از یک سیستم تلسکوپی موازی و با قطر ۱ سانتیمتر وارد محیط متلاطم آبی می‌شود. محیط متلاطم آبی از یک آکوایوم با ابعاد ۲۰×۲۰×۳۰ سانتیمتر مکعب تشکیل شده است. آکواریوم از آب با دمای معین پر می‌شود. نور لیزر پس از عبور از محیط متلاطم در مسیر ۳۰ سانتیمتری توسط عدسی کانونی ساز با فاصله کانونی ۲,۵ سانتیمتر بر روی یک صفحه مات متمرکز می‌شود. مکان تمرکز باریکه نوری در اثر افت و خیزهای دمایی و در نتیجه تلاطم اپتیکی در زمان افت و خیز می‌کند. با استفاده از یک عدسی تصویرساز، تصاویر بر روی صفحه حساس یک دروبین CCD ثبت می‌شده و سپس برای تحلیل به کامپیوتر منتقل می‌شود. سرعت داده‌برداری دوربین CCD ۶۰ تصویر در ثانیه و زمان نوردهی ۰,۲۵ میلی ثانیه است. برای بررسی تاثیر گرادیان دما بر افت و خیز زاویه فرود، آکواریوم از آب با دماهای ۲۴/۲، ۴۶/۵ و ۵۲ درجه سانتیگراد پر می‌شود. در هر آزمایش نور لیزر از محیط متلاطم عبور کرده و در انتهای مسیر زاویه فرود نور چنانچه در بخش بعد خواهد آمد در دو راستای عمود بر راستای انتشار محاسبه می‌شود. در نهایت واریانس افت و خیز زاویه فرود نور در دو راستا تعیین می‌شود. برای محاسبه واریانس زاویه فرود نور از ۶۰۰۰ تصویر ثبت شده استفاده می‌شده.



شکل ۱: طرحواره‌ی چیدمان آزمایش، BE: پرتو کستر، L: عدسی، D: صفحه مات.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲: نمونه ای از تصویر گرفته شده توسط دوربینCCD

تئوری

برای تحلیل داده‌ها در ابتدا با استفاده از کد نوشته شده در محیط متلب مرکز شدت تصویر تعیین می‌شود، اگر $I(x,y)$ توزیع شدت نور در صفحه کانونی عدسی L باشد، مرکز شدت لکه در راستای x طبق رابطه زیر داده می‌شود

$$x_G = I_{tot}^{-1}\iint xI(x,y)dxdy \qquad (1)$$

که I_{tot} شدت کل تصویر لکه است. رابطه مشابهی را می‌توان برای مرکز شدت در راستای y نوشت. برای تصاویر گسسته CCD، انتگرال به جمع روی پیکسل‌های CCD تبدیل می‌شود. در محاسبه انتگرال ابتدا مرکز پرشدت‌ترین پیکسل را مشخص می‌کنیم سپس به مرکز آن و به شعاع قرص ایری که برابر $\boldsymbol{r = 1.22\,\lambda/D}$ (که $\boldsymbol{\lambda}$ طول موج و D قطر لکه است) دایره‌ای رسم می کنیم. سپس انتگرال را در این محدود محاسبه می‌کنیم. با محاسبه $\boldsymbol{x_G}$ و $\boldsymbol{y_G}$ ، زاویه فرود طبق رابطه ۲ بدست می آید.

$$\alpha_x = \frac{l_x \times (x_{Gi} - \bar{x}_{Gi})}{F} \qquad (2)$$

که l_x، x_{Gi}، $\bar{x}_{Gi}$ و F به ترتیب اندازه پیکسل **CCD** در راستای **x**، مکان مرکز جرم تصویرiام، میانگین مولفه **x** مکان مرکز جرم تصاویر مختلف و فاصله کانونی عدسی **L** است. پس از محاسبه زاویه فرود نور در دو راستا، وردش این کمیت تعیین می‌شود.

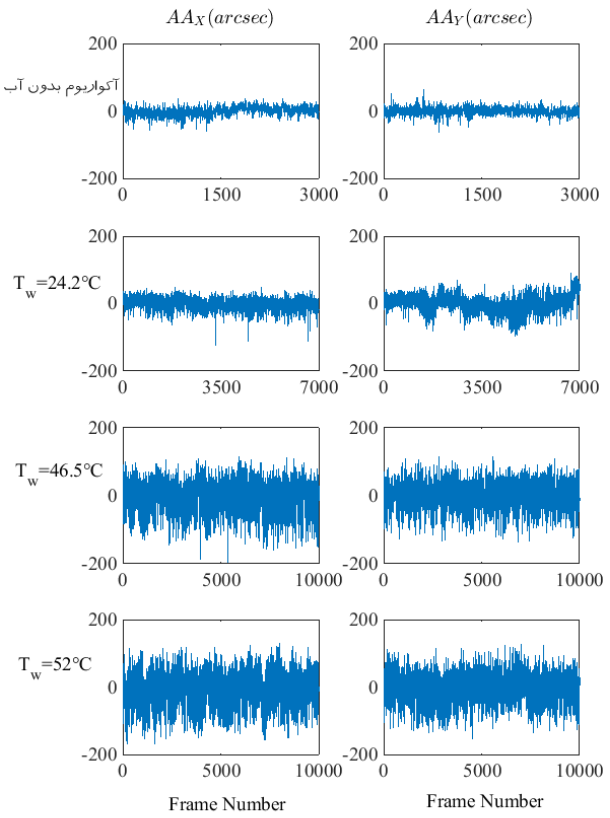
نتایج

برای بررسی ناهمسانگردی تلاطم زیر آب و نیز بررسی تاثیر گرادیان دمایی بر آن، افت و خیز زاویه فرود نور عبوری از محیط متلاطم در انتهای مسیر و در دو راستای عمود بر راستای انتشار، راستای x و راستای y، برای دماهای مختلف آب تعیین می شود. شکل ۳ سری زمانی افت و خیزهای زاویه فرود نور را برای چهار حالت آکواریوم بدون آب، آکواریوم با دمای ۲۴/۲، ۴۶/۵ و ۵۲ درجه سانتیگراد نشان می‌دهد. همانطور که از شکل ۳ دیده می شود با افزایش دمای آب میزان افت و خیزهای زاویه فرود نور در دو راستا افزایش می‌یابد. افت و خیزهای آکواریوم بدون آب از تلاطم هوا و نیز لرزش چیدمان اپتیکی ناشی می‌شود. هنگامی که نور از محیط آبی عبور می‌کند تاثیر لرزش‌های بر افت و خیز زاویه فرود در مقایسه با تاثیر گرادیان دما ناچیز ا ست. این ادعا را می‌توان با ر سم همبستگی زمانی زاویه فرود نور در حالت‌های مختلف نشان داد (شکل۴). همانگونه که از شکل پیداست افت و خیز زاویه فرود نور برای هوا در زمان‌های طولانی‌تر همبسته ا ست اما میزان همبستگی برای محیط آبی در دمای بالا در هر دو راستا بسیار کوچک است. وردش زاویه فرود نور برای دماهای مختلف آب با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌شود.

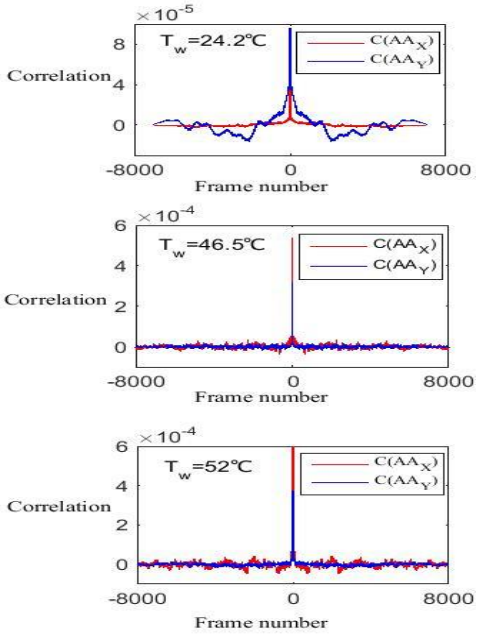
$$\sigma^2_{AAx} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(AA_{xi} - A\bar{A}_x\right)^2 \qquad (3)$$

وردش زاویه فرود نور در دو راستا در جدول ۱ نشان داده شده است. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش گرادیان دما میزان وردش زاویه فرود نور در دو راستا افزایش می‌یابد. وردش زاویه فرود نور رابطه مستقیمی با شدت تلاطم محیط دارد لذا با افزایش دما شدت تلاطم افزایش می‌یابد. با مقایسه واریانس زاویه فرود نور در دو راستا مشاهده می‌شود که محیط تلاطم زیر آبی یک محیط ناهمسانگرد است. که میزان ناهمسانگردی با افزایش دما افزایش می‌یابد. با توجه به ناهمسانگردی تلاطم انتظار می‌رود آمار افت و خیز زاویه فرود و به تبع آن جبهه موج نور عبوری از محیط متلاطم زیر ابی از مدل کلموگروف تبعیت نکند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۳: سری زمانی افت و خیز زاویه فرود نور در دو راستای عمود بر راستای انتشار، برای تلاطم آبی با دمای ۲۴/۲، ۴۶/۵ و ۵۲ درجه سانتیگراد.



شکل ۴: تابع همبستگی زمانی زاویه فرود نور در دو راستای عمود بر جهت انتشار، برای تلاطم آبی با دماهای مختلف.

جدول شماره ۱: واریانس زاویه فرود نور در دو راستای مختلف

	$\sigma^2_{AA_x}(rad^2)$	$\sigma^2_{AAy}(rad^2)$
آکواریوم بدون آب	$4/01\times10^{9}$	$2/88\times10^{9}$
آب با دمای ۲۴/۲	$6/04\times10^{9}$	$1/37\times10^{8}$
اب با دمای ۴۶/۵	$5/37\times10^{8}$	$3/19\times10^{8}$
آب با دمای ۵۲	$6/49\times10^{8}$	$3/75\times10^{8}$

نتیجه‌گیری

در این مقاله ویژگی آماری زاویه فرود نور پس از عبور از محیط متلاطم زیر آبی محاسبه شد. بر این اساس نور لیزر از یک محیط متلاطم زیر آب با ابعاد ۲۰×۲۰×۳۰ سانتیمتر مکعب عبور داده شد. در انتهای مسیر افت و خیز زاویه فرود نور در دو راستا اندازه‌گیری و وردش آن محاسبه شد. نتایج نشان دادند که با افزایش دمای آب میزان وردش افت و خیز زاویه فرود نور افزایش می‌یابد که نشان دهنده آنست که با افزایش دمای آب شدت تلاطم بیشتر می‌شود. بعلاوه با مقایسه وردش زاویه فرود نور در دو راستا مشاهده شد محیط متلاطم ناهمسانگرد است. میزان ناهمسانگردی با افزایش دما ا فزایش می‌یابد.

مرجع‌ها

[1] H. Kaushal, G. Kaddoim, "Underwater optical wireless communication", IEEE Access, Vol. 4, pp. 1518-1547, 2016

[2] A. V. Kanaev, W. Hou, S. R. Restaino, S. Matt, S. Gladysz, "Correction methods for under water turbulence degraded imaging', Proc. SPIE 9242, Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere XIX, Vol. 9442, pp9442p1-9442p9, 2014.

[3] E. M. Razi, S. Rasouli, " Investigation of inhomogeneity and anisotropy in near ground layer of atmospheric air turbulence using image motion monitoring method", Opt. Commun, 383, pp 255-259, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی تاثیر دما بر مقاومت الکتریکی مواد هسته و پوشش مدولاتورهای الکترو-اپتیک پلیمری

سمانه حامدی

دانشکده مهندسی برق و الکترونیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران
Hamedi@sutech.ac.ir

چکیده – در این مقاله تاثیر دما بر مقاومت لایه‌های هسته و پوشش در مدولاتورهای الکترو- اپتیک پلیمری بررسی شده است. در فرایند قطبی‌کردن هسته، دمای ماده تا دمای شیشه افزایش می‌یابد و منجر به کاهش مقاومت الکتریکی آن خواهد شد. ماده پوشش طوری انتخاب شده که مقدار مقاومت ویژه آن در دمای قطبی حداقل ۱۰۰ برابر کمتر از لایه هسته باشد. تحت این شرایط، اکثر میدان الکتریکی دو سر هسته قرار گرفته که منجر به افزایش بازدهی قطبی شده و بیشینه ولتاژ مدولاسیون دو سر هسته قرار می‌گیرد. با اضافه کردن ۱۵٪ وزنی ماده هادی PEDO:TPSS به لایه پوشش PVA مقاومت آن ۱۰۰ برابر کاهش یافته و وابستگی آن به حرارت نیز از بین می‌رود.

کلید واژه- الکترو- اپتیک، پلیمر، قطبی‌کردن، مدولاتور، مقاومت ویژه

Effect of Heat Treatment on Resistivity of Core and Clad layers of Polymer Electro-Optic Modulators

Samaneh Hamedi (hamedi@sutech.ac.ir)

Electrical and Electronic Department of Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper, the effect of temperature on the resistivity of the core and coating layers in the polymer electro-optic modulators has been investigated. In the polling process, the temperature of the material increases to glass temperature, which will reduce its electrical resistance. The clad material is selected so that the resistivity is at least 100 times lower than the core layer. Under these conditions, most of the electric field is on the core layer, which leads to an increase in the polling efficiency and the maximum modulation voltage is on the core layer. By adding 15% EDOT: PSS to the PVA, its resistivity is reduced by a hundred times and its dependence on the heat is also decrease.

Keywords: electro-optic, polymer, polling, modulator, resistivity

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

مدلاتور الکترو- اپتیک به عنوان عنصر اصلی در یک فرستنده نوری قابلیت انتقال داده از طریق شبکه‌های مخابرات نوری سریع را دارد [۱-۳]. برای طراحی و ساخت یک مدولاتور الکترو- اپتیک بر پایه موجبرهای نوری و با استفاده از مواد پلیمری، دو دسته پلیمر مورد نیاز است: (۱) پلیمر فعال برای لایه هسته و (۲) پلیمرهای غیرفعال برای لایه پوشش. خواص غیرخطی در لایه هسته با اعمال میدان الکتریکی و همرستا سازی دوقطبی‌های کرموفور (فرایند قطبی‌کردن) poling، انجام می‌شود [۴]. به‌طور ایده‌آل هنگام قطبی‌کردن یک کروموفور غیرخطی، ضریب الکترو- اپتیک با بیشینه کردن میدان الکتریکی دوسر آن بدون شکست دی‌الکتریک می‌تواند افزایش یابد. با انتخاب مواد لایه پوشش با مقاومت الکتریکی کمتر از لایه هسته در دمای قطبی‌کردن اغلب میدان الکتریکی می‌تواند دو سر هسته قرار گیرد. در بسیاری از پلیمرهای عایق، هدایت بر واحد حجم (یا مقاومت ویژه) به دلیل غلظت حامل‌های بار نسبتا کم حدود 10^{8} Ω.cm یا بیشتر است [۵, ۶]. مقاومت ویژه پلیمرها معمولاً با افزایش دما کاهش می‌یابد زیرا با افزایش دما حامل‌های بار بیشتری در هدایت شرکت می‌کنند. مشاهده شده اگر با افزایش دما تزریق بار کاهش یابد و شکست دی‌الکتریک دیرتر اتفاق بیفتد؛ به ازای میدان الکتریکی بیشتر بازدهی قطبی‌کردن افزایش یافته و ضریب الکترو- اپتیک به‌دست‌آمده بیشتر می‌شود [۷-۹]

روش انجام آزمایش

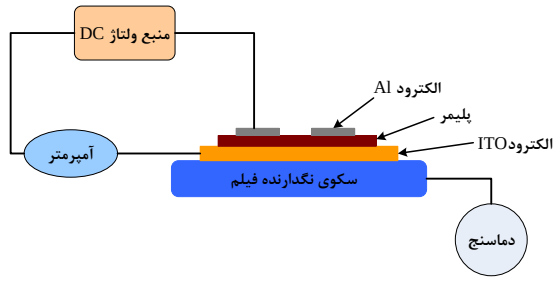
ماده استفاده شده در هسته، پلیمرهای غیرخطی پلیمر-PI amine-diazo-dinitro و PI-hydroxy-azo-sulfone هستند که کروموفور آزو به‌صورت شیمیایی به زنجیره اصلی پلیمر متصل شده است [۱۰]. برای لایه پوشش از Polyvinyl Alcohol (PVA) و Poly (pyromellitic dianhydride-co-4, 4′-oxydianiline), amic acid solution (PAM) استفاده شده است. وابستگی دمایی مقاومت الکتریکی ویژه پلیمرها با رابطه (۱) بیان می‌شود[۵].

$$\rho = \rho_0 \exp(U_A / KT) \qquad (۱)$$

که در این رابطه ρ_0 یک ثابت، U_A انرژی فعال‌سازی موبیلیتی بار، K ثابت بولتزمن و T دما است. مقاومت ویژه یک ماده پلیمری برحسب مقاومت اندازه‌گیری شده (R=V/I) با رابطه زیر استخراج می‌شود:

$$\rho = \frac{V}{I}\frac{A}{h} \qquad (۲)$$

که V ولتاژ اعمال شده به دو الکترود، I جریان اندازه‌گیری شده، A سطح مقطع الکترود و h ضخامت فیلم نازک پلیمری است. اندازه‌گیری‌ها برای پلیمرهای لایه‌نشانی شده بر روی زیرپایه شیشه که با ITO (به‌عنوان الکترود) پوشانده شده انجام می‌شود. الکترود دوم آلومینیوم است که بر روی سطح پلیمر پوشانده می‌شود. نمونه‌ها بر روی یک سکوی فلزی قرار داده می‌شوند و دما توسط دماسنجی که بر روی سطح تعبیه‌شده است کنترل می‌شود. چیدمان اندازه‌گیری مقاومت در شکل (۱) نشان داده شده است. همزمان با اعمال ولتاژ و افزایش دما کمیت‌های دما، ولتاژ و جریان عبوری از پلیمر اندازه‌گیری می‌شود. برای بررسی تغییر مقاومت ویژه پلیمر یک ولتاژ ثابت حدود (Ep=100 V/μm) به نمونه‌ها اعمال شده و دما نیز از دمای اتاق تا دمای شیشه پلیمر (Tp=۲۰۰°C) افزایش یافته است. در این کار برای اندازه‌گیری و بررسی مقاومت ویژه از فیلم‌های تک‌لایه استفاده شده است.



شکل ۱: چیدمان اندازه‌گیری مقاومت ویژه پلیمرها در شرایط دمایی و ولتاژ قطبی‌کردن.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در هنگام قطبی‌کردن افت ولتاژ دو سر پلیمر فعال هسته در دمای قطبی‌کردن برای بازدهی مهم است؛ زیرا در صورتی میدان الکتریکی دو سر پلیمر منجر به قطبی‌کردن می‌شود که جریان الکتریکی از پلیمر عبور نکند و پلیمر در دمای بالا هادی نشود. در ضمن مقاومت لایه هسته نیز باید بیشتر از لایه پوشش باشد که اکثر میدان الکتریکی قطبی در دو سر لایه هسته قرار گیرد. در ساختار مدولاتور، موجبری در لایه هسته اتفاق می‌افتد. بنابراین لازم است که دولایه پوشش یکی بر روی ITO و دیگری روی پلیمر هسته نشانده شود که دارای ضریب شکست کمتر و مقاومت کمتر از پلیمر هسته باشند. برای کاهش ولتاژ مدولاسیون و بیشینه کردن پاسخ غیرخطی در قطعات ساخته‌شده، افت ولتاژ دوسر لایه هسته درحالی‌که پلیمر تک لایه است با هنگامی‌که لایه پوشش اضافه شده باید تقریباً یکسان باشد.

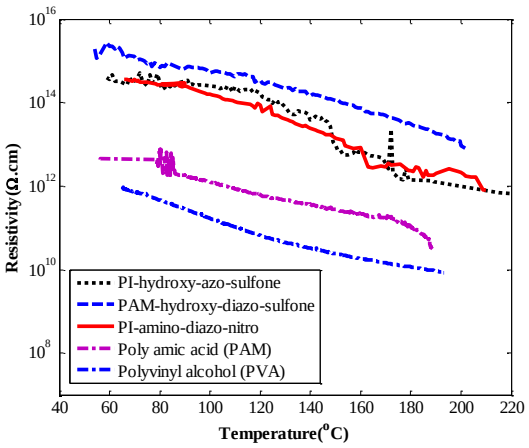
نتایج آزمایش

مقاومت‌های اندازه‌گیری شده پلیمرهای هسته و پوشش در دماهای ۶۰، ۱۰۰ و ۱۸۰°C در جدول (۱) خلاصه شده است.

جدول ۱: مقاومت ویژه پلیمرهای استفاده شده در دمای ۶۰، ۱۰۰ و ۱۸۰°C.

مواد	ρ (Ω.cm)		
	(T=60°C)	(T=100°C)	(T=180°C)
PI-amino-diazo-dinitro	۳/۶۶×۱۰^{۱۴}	۱/۵۸×۱۰^{۱۴}	۲/۳×۱۰^{۱۲}
PI-hydroxy-azo-sulfone	۳/۹۲×۱۰^{۱۴}	۲/۶۷×۱۰^{۱۴}	۱/۵۵×۱۰^{۱۲}
PVA	۸/۵۴×۱۰^{۱۱}	۱/۶۸×۱۰^{۱۱}	۱/۱۵×۱۰^{۱۰}
PAM	۴/۴۷×۱۰^{۱۲}	۱/۲۷×۱۰^{۱۲}	۱/۱۲×۱۰^{۱۱}

مقاومت ویژه پلیمرها برحسب افزایش دما تا دمای شیشه در شکل (۲) رسم شده است. با توجه به نمودارهای رسم شده مقاومت پلیمرهای هسته در دمای اتاق تقریباً نزدیک به هم و در محدوده ۳×۱۰^{۱۴}Ω.cm است و با افزایش دما تا دمای شیشه مقاومت آن‌ها صد برابر کاهش می‌یابد. در مقایسه با مقاومت پلیمرهای هسته نشان داده شده است که مقاومت دو پلیمر پوشش (PVA و PAM) در تمام رنج‌های دمایی، کمتر از پلیمرهای هسته است.



شکل ۲: محنی وابستگی مقاومت ویژه پلیمرها با دما

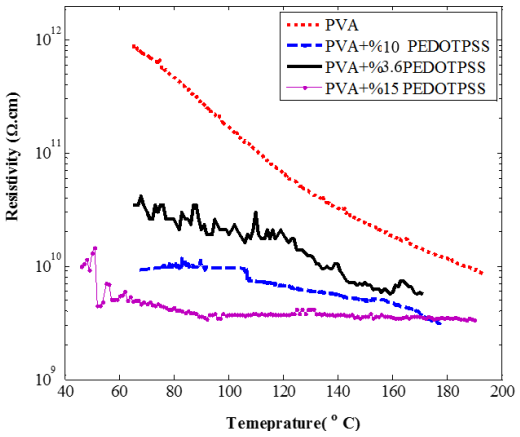
در دمای قطبی (T_p=۱۸۰°C)، مقاومت ویژه PI-hydroxy-azo-sulfone (ρ=1.55 ×10^{12}) است که نسبت به دمای اتاق ۱۰^{۲} برابر کاهش یافته و مقاومت PVA، (ρ=1.15 ×10^{10}) است که نسبت به مقاومت ماده هسته کمتر کاهش یافته است. در دمای قطبی مقاومت هسته ۱۰^{۲} برابر بیشتر از پوشش است. البته ضریب شکست آن‌ها نیز مهم است که با توجه به ضریب شکست کمتر و مقاومت کمتر PVA به‌عنوان لایه پوشش برای پلیمر هسته مناسب‌تر است. میدان الکتریکی در لایه هسته (E_1) برای ساختار پلیمری دولایه از رابطه (۳) تبعیت می‌کند:

$$E_1 = \frac{V_{app}}{h_1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} h_2} \qquad (۳)$$

که h_1 و ρ_1 ضخامت و مقاومت ویژه لایه هسته، h_2 و ρ_2 ضخامت و مقاومت ویژه لایه پوشش زیرین، و V_{app} ولتاژ اعمال شده به ساختار دولایه است. توجه به رابطه (۳) اگر ρ_1 صد برابر یا بیشتر از ρ_2 بزرگتر باشد میدان الکتریکی لایه هسته برابر میدان الکتریکی تک لایه است ($E_p=V_{app}/h_1$). البته مقاومت پلیمر PI-hydroxy-azo-sulfone (ρ=3.92 ×10^{14}) در دمای اتاق ۱۰^{۳} برابر بیشتر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

از مقاومت PVA ($\rho=8.5\times10^{11}$) و 10^{2} برابر بیشتر از مقاومت PAM ($\rho=4.5\times10^{12}$) است که برای افزایش بازدهی قطبی و ولتاژ مدولاسیون هردو به‌عنوان لایه پوشش مناسب هستند. مقاومت الکتریکی مواد عایق معمولاً با افزایش دما کاهش می‌یابد زیرا با افزایش دما حامل‌های بار بیشتری در هدایت شرکت می‌کنند. برای کاهش وابستگی مقاومت پلیمر PVA به دما، مقاومت ویژه آن به ازای اضافه کردن درصدهای وزنی متفاوت PEDOT:PSS بررسی شده است. با توجه به شکل (۳) با اضافه کردن پلیمر هادی PEDOT:PSS به پلیمر PVA مقاومت آن کاهش می‌یابد. همان‌طور که در نمودارها دیده می‌شود با افزایش درصد PEDOT:PSS وابستگی مقاومت PVA به دما کمتر و نسبتاً ثابت می‌شود. اما افزایش جذب نور در طول‌موج مادون‌قرمز و کیفیت بد لایه‌های نشانده شده مطلوب نیست. با اضافه کردن درصد بالاتر از ۱۵٪، لایه‌های نشانده شده یکنواخت نیست و پس از حرارت ذرات PEDOT:PSS در فیلم لایه‌نشانی شده به‌صورت پراکنده دیده می‌شود و فیلم در دمای ۱۰۰°C تغییر رنگ و حالت سوخته پیدا می‌کند.



شکل ۳: منحنی وابستگی مقاومت ویژه PVA با دما و با اضافه کردن پلیمر هادی PEDOT:PSS به میزان ۳/۶، ۱۰ و ۱۵٪ وزنی.

نتیجه‌گیری

در این مقاله مقاومت ویژه پلیمرهای استفاده شده درلایه-های هسته و پوشش مدولاتورهای الکترو- اپتیک پلیمری تحت افزایش دما تا دمای قطبی‌کردن بررسی شد. نتایج آزمایش نشان داد که با افزایش دما هدایت الکتریکی پلیمرها افزایش می‌یابد که منجر به تزریق بار شده و بازدهی قطبی را کاهش می‌دهد. پلیمر PVA چون مقاومت کمتری نسبت به PAM دارد به عنوان لایه مناسبتر برای پوشش انتخاب شد. با اضافه کردن درصد وزنی مناسب ماده PEDOT:PSS به پلیمر PVA، وابستگی هدایت الکتریکی آن به دما نسبت به حالت خالص بسیارکاهش یافت.

مرجع‌ها

[1] C. Hössbacher, A. Josten, B. Bäuerle, Y. Fedoryshyn, H. Hettrich, Y. Salamin, W. Heni, C. Haffner, C. Kaiser, and R. Schmid, "Plasmonic modulator with> 170 GHz bandwidth demonstrated at 100 GBd NRZ," *Optics Express*, vol. 25, no. 3, pp. 1762-1768, 2017.

[2] C.-T. Zheng, L.-J. Zhang, L.-C. Qv, L. Liang, C.-S. Ma, D.-M. Zhang, and Z.-C. Cui, "Nanosecond polymer Mach-Zehnder interferometer electro-optic modulator using optimized micro-strip line electrode," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 45, no. 3, pp. 279-293, 2013.

[3] Z. Pan, X. Xu, C.-J. Chung, H. Dalir, H. Yan, K. Chen, Y. Wang, and R. Chen, "High Speed Modulator Based on Electro-optic Polymer Infiltrated Subwavelength Grating Waveguide Ring Resonator." p. M2I. 2, 2018.

[4] J. Luo, D. H. Park, R. Himmelhuber, Z.-L. Zhu, M. Li, R. A. Norwood, and A. K. Jen, "Efficient wafer-scale poling of electro-optic polymer thin films on soda-lime glass substrates: large second-order nonlinear coefficients and exceptional homogeneity of optical birefringence," *Optical Materials Express*, vol. 7, no. 6, pp. 1909-1916, 2017.

[5] T. Miyamoto, and K. Shibayama, "Free-volume model for ionic conductivity in polymers," *Journal of Applied Physics*, vol. 44, no. 12, pp. 5372-5376, 1973.

[6] M. Ieda, "Electrical conduction and carrier traps in polymeric materials," *Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, no. 3, pp. 162-178, 1984.

[7] C. T. DeRose, Y. Enami, C. Loychik, R. Norwood, D. Mathine, M. Fallahi, N. Peyghambarian, J. Luo, A.-Y. Jen, and M. Kathaperumal, "Pockel's coefficient enhancement of poled electro-optic polymers with a hybrid organic-inorganic sol-gel cladding layer," *Applied physics letters*, vol. 89, no. 13, pp. 131102, 2006.

[8] S. Huang, T.-D. Kim, J. Luo, S. K. Hau, Z. Shi, X.-H. Zhou, H.-L. Yip, and A. K.-Y. Jen, "Highly efficient electro-optic polymers through improved poling using a thin TiO2-modified transparent electrode," *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 24, pp. 243311, 2010.

[9] S. Michel, J. Zyss, I. Ledoux-Rak, and C. T. Nguyen, "High-performance electro-optic modulators realized with a commercial side-chain DR1-PMMA electro-optic copolymer." pp. 75990I-75990I-14, 2010.

[10] H. Saadeh, A. Gharavi, D. Yu, and L. Yu, "Polyimides with a diazo chromophore exhibiting high thermal stability and large electrooptic coefficients," *Macromolecules*, vol. 30, no. 18, pp. 5403-5407, 1997.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی اثر مغناطونوری فروسیال اکسیدآهن با غلظت‌های مختلف

حانیه دهرویه[۱]، آسیه سهیلیان[۱]، محمد مهدی طهرانچی[۱و۲]

[۱]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، ولنجک، تهران

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، ولنجک، تهران

چکیده – روش مغناطونوری فارادی یکی از روش‌های متداول برای تعیین خواص مغناطیسی مواد است. در این پژوهش به بررسی رفتار فروسیال اکسید آهن در غلظت‌های مختلف با روش مشخصه‌یابی مغناطونوری فارادی پرداخته شد. نانوذرات به روش هم-رسوبی سنتز شده و با افزودن سیتریک اسید به پایداری رسیدند. در بررسی فارادی، مشخص شد که با افزایش غلظت نانوذرات فروسیال، میزان چرخش فارادی و به دنبال آن مغناطش اشباع افزایش می‌یابد. به‌علاوه، زمان واهلش براونی فروسیال مورد ارزیابی قرار گرفت که نتیجه نشان دهنده افزایش زمان واهلش براونی با افزایش غلظت فروسیال بود.

کلید واژه- چرخش فارادی، فروسیال، واهلش براونی

Investigation of The Magneto-Optical Effect of The Iron Oxide Ferrofluid with Different Concentration

H. Dehrouyeh[1], A. Soheilian[1], M.M. Tehranchi[1&2]

hanieh.Dehrouyeh@gmail.com, a-Soheilian@sbu.ac.ir, Teranchi@sbu.ac.ir.

[1]Laser and Plasma Institute, Shahid Beheshti University, Tehran

[2]Physics Department, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- Magneto-optical Faraday effect is a common method for investigating of the magnetic property of materials. In this study, effects of different concentration of iron oxide ferrofluids were investigated with magneto-optical Faraday method. Nanoparticles were synthesized by co-precipitation method and stabilized by adding citric acid. Faraday measurement demonstrated that by increasing the concentration of the ferrofluid, the Faraday rotation and saturation magnetization increased. In the second study, the ferrofluid Brownian's relaxation time was also evaluated. Results showed that the relaxation time increased by increasing ferrofluid concentration.

Keywords: Brownian's relaxation, ferrofluid, Faraday rotation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

فروسیال‌ها[1]، یکی از انواع مهم مواد مغناطیسی هستند که به دلیل کاربردهای فراوان و متنوع در حوزه‌های مختلفی چون پزشکی، مهندسی، علم مواد و محیطزیست دارای اهمیت بسیاری هستند. به تعلیقات کلوییدی بسیار ریزی از نانوذرات مغناطیسی که در سیال حامل آبی یا غیرآبی پراکنده شده‌اند و با افزودن تثبیت کننده به پایداری می‌رسند فروسیال گفته می‌شود. از میان موادی که می‌توانند به‌عنوان فروسیال انتخاب شوند، نانوذرات اکسید آهن (Fe3O4) دارای خواص مغناطیسی بیشتری هستند. کاهش اندازه ذرات در محدوده‌ی نانومتری منجر به تولید ذرات تک حوزه و ایجاد پدیده سوپرپارامغناطیس می‌گردد. این مواد در معرض میدان مغناطیسی، پسماندی نداشته و پذیرفتاری نسبتا بزرگی دارند [۱]. ذرات سوپرپارامغناطیس برای جهت‌گیری در راستای میدان مغناطیسی اعمالی از دو مکانیزم چرخش براونی[2] و چرخش نیل[3] استفاده می‌کنند. چرخش براونی در سیال رخ می‌دهد و زمان چرخش فیزیکی ذرات به سمت میدان اعمالی می‌باشد. چرخش نیل، زمان جهت‌گیری ممان‌های مغناطیسی درون ذرات ثابت در راستای میدان است [۲].

یکی از روش‌های مشخصه‌یابی فروسیال اکسید آهن که اخیرا مورد استفاده قرار می‌گیرد، روش مغناطونوری فارادی است. در این روش، صفحه‌ی قطبش نور در برهمکنش با ماده‌ی مغناطیسی دچار چرخش می‌شود که به آن چرخش فارادی گفته می‌شود. در سال ۱۹۸۸ پژوهشی در ارتباط با غلظت فروسیال و میزان چرخش فارادی انجام شد که نتیجه نشان‌دهنده‌ی افزایش چرخش فارادی با افزایش غلظت فروسیال بود [۳ و ۴].

در این مقاله با استفاده از روش مغناطونوری فارادی به بررسی وابستگی میزان چرخش فارادی و مغناطش اشباع فروسیال به غلظت آن پرداخته شد. در مرحله‌ی بعد با اعمال یک میدان مغناطیسی مربعی، وابستگی زمان واهلش براونی فروسیال به غلظت آن بررسی شد.

مواد و روش‌ها

به‌منظور تهیه فروسیال اکسید آهن، نانوذرات اکسیدآهن به روش هم‌رسوبی سنتز شدند. در این روش از ۸ میلی‌مول نمک آهن ۳ با فرمول $FeCl_3.6H_2O$ و ۴ میلی‌مول نمک آهن ۲ با فرمول $FeCl_2.4H_2O$ با نسبت مولی ۲:۱ استفاده شد. مواد تحت گاز نیتروژن با هم ترکیب شدند. در ادامه ۸۰ سی‌سی آمونیاک (NH_3) ۱ مولار به صورت قطره قطره به محلول آهن ۲ و ۳ اضافه شد و محلول به رنگ سیاه درآمد. نانوذرات بدست آمده در این مرحله با آب مقطر و اسیدکلریدریک (HCL) ۰/۱ مولار شست‌وشو داده شدند. همچنین برای ایجاد ثبات و پایداری نانوذرات از محلول سیتریک اسید استفاده شد.

چیدمان فارادی مورد استفاده در این آزمایش در شکل ۱ نشان داده شده است که شامل لیزر با طول موج ۶۳۸ نانومتر، قطبشگر، عدسی، منشور ولستون، ظرف نگهدارنده فروسیال و آشکارساز است. میدان مغناطیسی ۳۰۰ میلی‌تسلا به وسیله هسته‌های آهنی با سیم‌پیچ‌هایی با ۲۵۰ دور تولید شد و نمونه بین دو هسته قرار داده شد. نور لیزر به‌وسیله دستگاه تقویت کننده فرکانس در فرکانس۸۱۱ هرتز قفل شد. سپس نور عبوری از نمونه روی آشکارساز نوری متمرکز گردید. با فرض اینکه قطبشگر در زاویه ۴۵ درجه نسبت به منشور ولستون قرار گرفته باشد شدت نور خروجی طبق رابطه‌ی مالوس به‌صورت

$$I = I_0 Cos^2\left(\theta_F - \frac{\pi}{4}\right) \qquad (۱)$$

[1] Ferrofluids
[2] Brownian relaxation
[3] Neel relaxation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

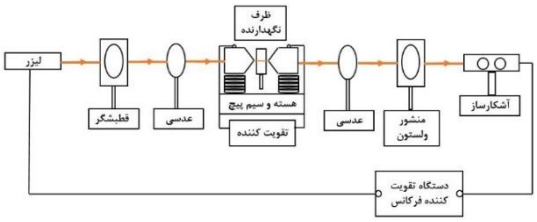
به‌دست می‌آید. در این رابطه، I_0شدت نور لیزر و θ_F زاویه‌ی چرخش فارادی نور پس از عبور از ماده است. به‌دلیل استفاده از منشور ولستون، اختلاف شدت دو نور ثبت شده با آشکارساز، برابر با ΔI است. بنابراین میزان چرخش فارادی با رابطه‌ی

$$\theta_F = \frac{\Delta I}{I_A + I_B} \qquad (۲)$$

به‌دست می‌آید. در این رابطه I_A و I_B شدت نور ثبت شده توسط آشکارساز است [۳]. در مرحله‌ی بعد، برای اندازه‌گیری زمان واهلش براونی، یک میدان مغناطیسی مربعی با استفاده از دو سیم‌پیچ ۵۰۰ دوری با هسته فریت تولید شد. در این چیدمان، برای ثبت پاسخ ماده از دستگاه نوسان سنج استفاده شد. زمان واهلش براونی طبق رابطه‌ی

$$\tau = \frac{3\eta\upsilon}{KT} \qquad (۳)$$

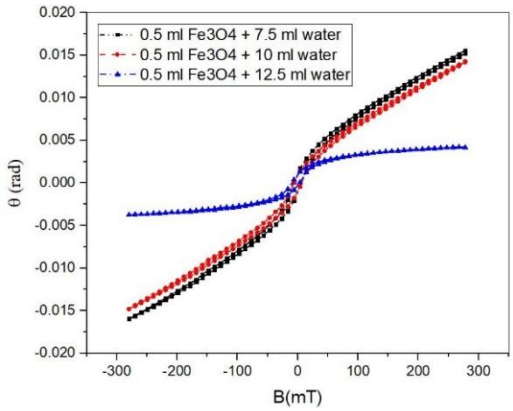
متناسب با حجم υ و گرانروی η فروسیال است [۲].



شکل ۱: طرحواره‌ای از چیدمان فارادی.

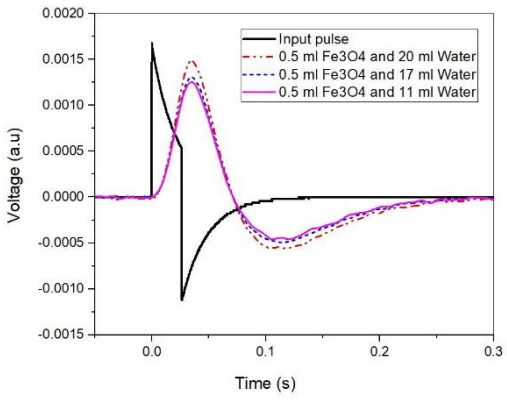
نتایج

در ابتدا سه غلظت مختلف از فروسیال به‌دست آمد. به این ترتیب که ۰/۵ میلی‌لیتر از کسر حجمی فروسیال غلیظ با ۷/۵، ۱۰ و ۱۲/۵ میلی‌لیتر آب مقطر، رقیق شد. سپس مقدار مشخصی از هر ماده در ظرف نگهدارنده ماده ریخته شد و چرخش فارادی آن به‌دست آمد. در هر مرحله میزان چرخش فارادی شیشه از پاسخ فارادی ماده کسر گردید. شکل ۲، منحنی چرخش فارادی هر سه ماده را برحسب میدان مغناطیسی نشان می‌دهد. همان طور که در شکل مشخص است با افزایش غلظت فروسیال، چرخش صفحه‌ی قطبش و مغناطش نمونه افزایش می‌یابد.



شکل ۲ : منحنی‌های چرخش فارادی غلظت‌های مختلف فروسیال.

با توجه به شکل ۲ پسماند هر سه نمودار مخالف صفر است که می‌تواند به‌علت استفاده از هسته‌های آهنی که دارای مقداری پسماند است، باشد. به‌علاوه، از آن‌جایی که روش هم‌رسوبی، روش دقیقی برای سنتز نانوذرات نیست، در این سنتز، توزیعی از اندازه ذرات بدست می‌آید. هرچه اندازه نانوذرات تولید شده بزرگتر باشد، از حالت تک حوزه خارج شده و خاصیت سوپرپارامغناطیس از بین می‌رود.

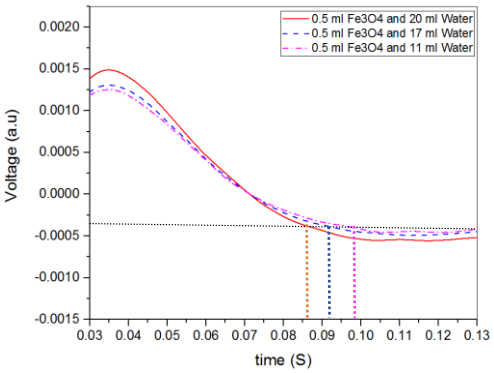


شکل ۳ : منحنی ولتاژ میدان اعمالی برحسب زمان و پاسخ ماده در غلظت‌های مختلف.

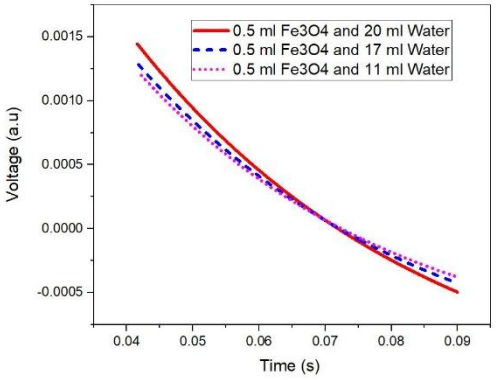
در اندازه‌گیری بعدی، قصد ما بر این بود تا زمان واهلش براونی نانوذرات را مورد بررسی قرار دهیم. در این اندازه - گیری نیز از سه غلظت متفاوت استفاده شد. با توجه به شکل ۳ یک میدان مغناطیسی مربعی با طول ۰/۰۲۵ ثانیه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

به نمونه‌ها با غلظت‌های مختلف اعمال شد و پاسخ زمانی ماده بدست آمد. در شکل ۴، پاسخ فروسیال به پالس مربعی، به‌صورت دقیق‌تر و در بازه‌ی زمانی کوتاه‌تری نشان داده شده است. با توجه به شکل مشاهده می‌شود که برای غلظت‌های مختلف، زمان واهلش براونی برابر با ۸۵/۶ $\tau_1 =$ ۹۰/۶، $\tau_2 =$ و $\tau_3 =$ ۹۵/۸ میلی‌ثانیه است. بنابراین با افزایش غلظت، زمان واهلش براونی افزایش می‌یابد.



شکل ۴ : پاسخ ماده در غلظت‌های مختلف.



شکل ۵ : منحنی‌های برازش شده پاسخ ماده با دو تابع نمایی بر حسب زمان در غلظت‌های متفاوت.

برای بررسی بیشتر، منحنی‌های بدست آمده با یک تابع نمایی برازش گردید. با توجه به وجود تابع توزیعی از اندازه‌ی ذرات، استفاده از یک تابع نمایی پاسخ خوبی را برای برازش منحنی به‌دست نمی‌دهد و چون تابع مشخصی برای برازش منحنی زمان واهلش براونی در مقالات علمی یافت نشد، پس از دو تابع استفاده شد (شکل ۵) که اطلاعات مربوط به آن در جدول ۱ نشان داده شده است. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش غلظت، ضرایب نمایی b_1 و b_2 کاهش می‌یابد که می‌تواند معیاری از افزایش زمان واهلش ماده باشد.

جدول ۱: معادله برازش و ضرایب تابع نمایی در غلظت‌های مختلف.

$y = A_1 * \exp(-x/b_1) + A_2 * \exp(-x/b_2) + y_0$	b_1	b_2	$k = 1/b$
0.5 ml Fe3O4+20ml water	0.0450	0.0450	22.20
0.5 ml Fe3O4+17ml water	0.0436	0.0436	22.90
0.5 ml Fe3O4+11ml water	0.0402	0.0402	24.88

نتیجه‌گیری

در این پژوهش با روش مغناطونوری فارادی دو پدیده‌ی چرخش فارادی و زمان واهلش براونی فروسیال اکسیدآهن در غلظت‌های مختلف مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد، افزایش غلظت فروسیال باعث افزایش میزان چرخش فارادی و زمان واهلش براونی می‌گردد و وجود توزیعی از اندازه نانوذرات بر خواص مغناطونوری فروسیال‌ها موثر است.

مرجع‌ها

[1] D. Jamon, F. Donatini, A. Siblini, F. Royer, R. Perzynski, V. Cabuil, S. Neveu, "Experimental investigation on the magneto-optic effects of ferrofluids via dynamic measurements", Journal of magnetism and magnetic materials,Vol. 321, No. 9, pp.1148-1154, 2009.

[2] L. Delaunay, S. Neveu, G. Noyel, J. Monin, "A new spectrometric method, using a magneto-optical effect, to study magnetic liquids", Journal of magnetism and magnetic materials, Vol. 149, No. 3, pp. 239-245, 1995.

[3] K. L. Chen, Y. S. Lin, J. M. Chen, C. H. Wu, C. C. Jeng, L. M. Wang, "A sensitive platform for in vitro immunoassay based on biofunctionalized magnetic nanoparticles and magneto-optical Faraday effect ", Sensors and Actuators B: Chemical, Vol. 258, pp. 947-951, 2018.

[4] A. A. Velásquez, J. P. Urquijo, "Implementation and automation of a Faraday experiment for the magneto-optical characterization of ferrofluids", Measurement Science and Technology, Vol. 27, No. 1, p. 015303, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ارائه یک مدل نیمه-تحلیلی برای بررسی برهمکنش حرارتی لیزر و ماده

محمد سعید قهرمانی*، جواد خلیل زاده، محمد رضا کریمی، ناصر سیاهوشی

دانشگاه امام حسین (ع)*	m_ghahramani@yahoo.com
دانشگاه امام حسین (ع)	jkhalil@ihu.ac.ir
دانشگاه امام حسین (ع)	kpmrkarim@ihu.ac.ir
دانشگاه امام حسین (ع)	n.siahvashi.r@gmail.com

چکیده – در این پژوهش روش تحلیلی تابع گرین و روش عددی اختلاف محدود، برای بررسی برهمکنش حرارتی لیزر و ماده، ترکیب شد. یک روش جدید نیمه تحلیلی ارائه و برای شبیه سازی استفاده گردید. با این روش امکان وارد کردن تابش سطحی در تابع گرین فراهم و دقت و سرعت محاسبات افزایش یافت. با استفاده از زبان برنامه‌نویسی C و برپایه تئوری ارائه شده کدی نوشته شد. برهمکنش حرارتی لیزر با Al (7075) شبیه سازی شد. چیدمانی برای ارزیابی تجربی فراهم شده و نتایج شبیه‌سازی با نتایج آزمایشگاهی مقایسه گردید. تطابق خوب نتایج بیانگر صحت عملکرد روش و کد مبتنی بر آن است ضمن اینکه سرعت محاسبات هم در مقایسه با نرم افزارهای عددی مشابه بالا است.

کلید واژه- برهمکنش حرارتی،حل نیم تحلیلی،تابع گرین،تابش سطحی

Introducing a semi-analytic model for investigating the laser and material thermal interaction

M. S. Ghahramani, J. Khalilzadeh, M. R. Karimi, N. Siahvashi

Department of Photonics, Imam Hossain University, Tehran, Iran (Islamic Republic of)

Abstract- In this research the analytic method of Green's function and the numerical method of finite difference were combined to investigate the laser-material thermal interaction. A new semi-analytic method is introduced and used for simulation of interaction. With this method, it is possible to encounter surface radiation in the Green's function, as well as increase the accuracy and speed of the calculations. Based on presented theory and using the programming language C a code was written. The thermal interaction of the laser with Al (7075) is simulated. An experimental setup was provided for empirical assessment. Simulation results were compared with experiment results. Good agreement between simulation and experiment results indicate the accuracy of the method and written code based on it. The computational speed is also high compared to similar numerical software.

Keywords: Thermal interactions, Green's function, Analytical Solution, Surface radiation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

امروزه کاربرد لیزر در صنایع مختلف امری واضح و حتی در برخی از موارد اجتناب ناپذیر است. این امر موجب می‌گردد بررسی برهمکنش لیزر و مواد ضرورت پیدا کند. در اغلب موارد از روش‌های عددی مانند روش المان محدود برای بررسی برهمکنش لیزر و ماده استفاده می‌شود[۱و۲]. این امر باعث افزایش زمان شبیه‌سازی و همچنین کاهش دقت آن نسبت به روش‌های تحلیلی می‌شود[۳]. در سال‌های اخیر پژوهشگران در تلاش هستند که با ارائه مدل‌های تحلیلی این مشکل را حل کنند[۴و۵]. یکی از روش‌های تحلیلی پر استفاده روش تابع گرین است که یک روش قدرتمند برای حل معادلات دیفرانسیل است. در سال‌های اخیر تلاش‌های بسیاری برای توسعه این روش انجام گرفته است[۶و۷]. اما روش‌های تحلیلی نیز محدودت هایی دارند. از جمله این محدودیت‌ها درنظر نگرفتن شرایط مرزی غیرخطی، مانند تابش سطحی، است که باعث می‌شود دقت شبیه‌سازی کاهش یابد.

ما در این پژوهش با ترکیب روش تحلیلی تابع گرین و روش عددی اختلاف محدود برای یک روش نیمه- تحلیلی ارائه کردیم که قادر است برهمکنش لیزر و ماده را بر اساس روش تابع گرین با در نظر گرفتن تابش سطحی بررسی کند. استفاده از این روش باعث افزایش سرعت محاسبه و شبیه سازی نسبت به نرم افزارهای موجود می‌شود.

مبانی تئوری

در برهمکنش حرارتی نحوه توزیع دما در ماده اهمیت فراوانی دارد. توزیع دما در برهمکنش حرارتی از معادله پخش حرارتی زیر پیروی می‌کند[۸].

$$\nabla^2\big(T(r.t)\big)+\frac{1}{k}Q(r.t)=\frac{1}{\alpha}\frac{\partial T(r.t)}{\partial t} \qquad (۱)$$

در این معادله Q منبع گرمایی، α ضریب نفوذ حرارتی و K ضریب رسانندگی حرارتی ماده است. منبع گرمایی در این مسئله لیزر پیوسته با رابطه

$$Q(x.y.z.t)=I_0\,A\,g(x.y)*(ae^{-az}) \qquad (۲)$$

در نظر گرفته شده که در آن $g(x.y)$ شکل باریکه، A ضریب جذب ماده، I_0 شدت اولیه لیزر و a ضریب تضعیف ماده است[۹]. شرایط هندسی به‌صورت رابطه (۳) و شرایط مرزی حاکم بر مسئله به‌صورت روابط (۴تا۶) است.

$$-\infty<[x\ \&\ y]<+\infty \qquad 0<z<L \qquad (۳)$$

$$-k\frac{\partial T}{\partial z}|_{(z=0)}=\sigma T^4+T_{(fluid)} \qquad (۴)$$

$$-\frac{\partial T}{\partial z}|_{(z=l)}=T_{(fluid)} \qquad (۵)$$

$$T(x.y.z.0)=0 \qquad (۶)$$

حل به روش تابع گرین

با استفاده از روش تابع گرین جواب عمومی معادله (۱) به‌صورت

$$T(r.t)=+\frac{\alpha}{k}\int_0^r\int_0^t G(r.t.r'.t')Q(r'.t')\,dt'dr'$$

$$+\sum_{i=1}^{N}\int_0^{r_i}\int_0^t G(r.t.r'.t')|_{s_i}\frac{\alpha_i}{k_i}\,\sigma T^4\,dt'dr_i' \qquad (۷)$$

است[۷]. در معادله (۷) $G(r.t.r'.t')$ تابع گرین است و ضمناً این معادله دارای جفت‌شدگی غیرخطی برای متغیر دما است و نمی‌توان آن را به‌صورت تحلیلی حل کرد. با استفاده از تکنیک اختلاف محدود این جفت‌شدگی به‌صورت وابستگی زمانی تبدیل می‌شود.

$$Q_R=\sigma T_{n-1}^4$$

با این تبدیل مسئله فوق را می‌توان به‌صورت نیمه تحلیلی با شرایط مرزی گفته شده حل کرد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$T_n(r.t) = +\frac{\alpha}{k}\int_0^r \int_{t_{n-1}}^{t_n} G(r.t.r'.t')Q(r'.t')\,dt'dr' + \int_0^r \int_{t_{n-1}}^{t_n} G(r.t.r'.t')|_{z=0}\frac{\alpha}{K}f(t)dt'dr' \qquad (۸)$$

$G(r.t.r'.t')$ در معادله (۸) به‌صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$G(r.t.r'.t') = \frac{1}{\sqrt{4\pi\alpha}}\left[e^{\left[-\frac{[(x-x')^2+(y-y')^2]}{4\alpha(t-t')}\right]}\right] * \left[\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\alpha\lambda_n^2(t-t')}\frac{1}{N(\lambda_n)}Z(\lambda_n.z)Z(\lambda_n.z')\right]$$

$$Z(\lambda_n.z) = \cos(\lambda_n z) \qquad \text{and} \qquad \lambda_n = \frac{n\pi}{L}$$

معادله نیمه تحلیلی (۸) قادر است توزیع دمای ماده را در برهمکنش حرارتی لیزر محاسبه کند.

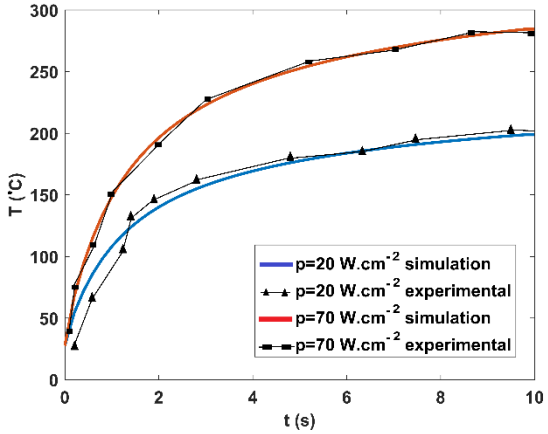
شبیه‌سازی و آزمایش

بر مبنای تئوری ارائه شده کدی به زبان c نوشته شد و برهمکنش لیزر و آلومینیوم (۷۰۷۵) توسط آن شبیه‌سازی گردید. مشخصات مورد نیاز برای شبیه‌سازی در جدول (۱) ارائه شده است. همچنین برای ارزیابی صحت نتایج شبیه-سازی، برهمکنش لیزر با ماده ذکر شده به‌صورت تجربی با یک لیزر cw فیبر آزمایش شد.

جدول ۱: مشخصات آلومینیم (۷۰۷۵)

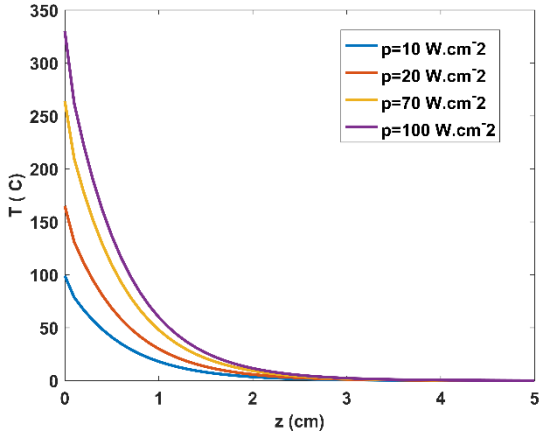
ضریب جذب	ضریب تضعیف	رسانندگی حرارتی	ضریب نفوذ حرارتی
۰/۱۲	۱/۰۶ cm^{-1}	۱۳۰ $\frac{w}{m.K}$	۴۸ $\frac{mm^2}{s}$

بر اساس شبیه‌سازی، تغییرات زمانی دمای نقطه مرکزی برهمکنش برای دو چگالی توان تابش ۲۰ و ۷۰ وات بر سانتی متر مربع و نیز نتایج تجربی اندازه‌گیری دمای نقطه مزبور با همان چگالی توان‌های تابشی لیزر در نمودار شکل ۱ نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، نتایج آزمایش با نتایج شبیه‌سازی تطابق بسیار خوبی دارد و عدم تطابق جزئی در دماهای پایین به دلیل خطا در اندازه‌گیری دما است. علاوه بر این مشاهده می‌شود که با ادامه زمان تابش‌دهی دما افزایش می‌یابد اما در زمانه‌ای تابش دهی بیشتر به دلیل افزایش تابش سطحی نرخ رشد دمای ماده کند می‌گردد.



شکل ۱: تغییرات دما در مرکز برهمکنش به صورت تجربی و شبیه سازی

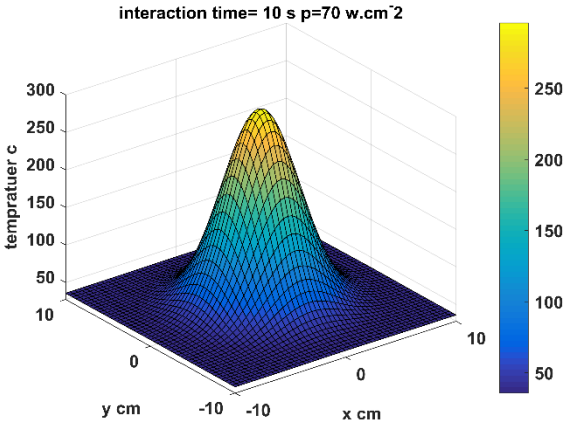
نتایج شبیه‌سازی تغییرات دما در راستای عمق ماده در شکل ۲ نشان داده شده است. دیده می‌شود که با افزایش عمق ماده دما به‌صورت نمایی کاهش می‌یابد. هرچه ضریب تضعیف ماده بیشتر باشد این کاهش دما در راستای عمق با سرعت بیشتری صورت می‌گیرد.



شکل ۲: تغییرات دما در راستای عمق ماده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شبیه‌سازی توزیع دما در روی سطح ماده در شکل ۳ نشان داده شده است. طبق این نمودار تغییرات دما در روی سطح ماده به‌صورت گوسی است چرا که پروفایل باریکه لیزر گوسی فرض شده است. میزان واگرایی تغییرات دما در روی سطح ماده به شعاع باریکه لیزر بستگی دارد.



شکل ۳: تغییرات دما در روی سطح ماده

نتیجه‌گیری

برهمکنش حرارتی لیزر با آلومینیوم تحت تابش لیزر فیبری دارای پروفایل گوسی بررسی شد. معادله انتقال گرما بر مبنای تابع گرین به‌صورت نیمه تحلیلی حل گردید. بر مبنای تابع توزیع دمای به دست آمده کدی برای شبیه-سازی نوشته شد و توزیع دمای سطحی و عمقی ماده تحت تابش لیزر بررسی گردید. همچنین شبیه‌سازی انجام شده با نتایج آزمایشگاهی صحت‌سنجی شد که نتیجه آن تطابق خوب مدل ارائه شده با تجربه را نشان می‌دهد. مزیت این روش افزایش دقت با وارد کردن تابش سطحی نسبت به روش تابع گرین و کاهش چشم گیر زمان محاسبات نسبت به روش‌های عددی مانند روش المان محدود است. بدین ترتیب می‌توان با دقت و سرعت قابل قبولی تغییرات فیزیکی ماده، مثل آستانه تخریب، را برآورد کرد. این برآورد در اکثر کاربردهای لیزرها به‌عنوان منبع پرانرژی از اهمیت بالایی برخوردار است.

مرجع‌ها

[1] Xie, W., Tam, S. C., Yee-Loy, L., Liu, J., Yang, H., Gu, J. ... & Zhou, F. (2000). Thermal lensing of diode side-pumped solid-state lasers. Optics & Laser Technology, 32(3), 199-203.

[2] Bonnefois, A. M., Gilbert, M., Thro, P. Y., & Weulersse, J. M. (2006). Thermal lensing and spherical aberration in high-power transversally pumped laser rods. Optics communications, 259(1), 223-235.

[3] Han-Taw, C., & Jae-Yuh, L. (1993). Numerical analysis for hyperbolic heat conduction. International Journal of Heat and Mass Transfer, 36(11), 2891-2898.

[4] Lemczyk, T. F., & Yovanovich, M. M. (1988). Thermal constriction resistance with convective boundary conditions—1. Half-space contacts. International journal of heat and mass transfer, 31(9), 1861-1872.

[5] Kalyon, M., & Yilbas, B. S. (2001). Analytical solution for laser evaporative heating process: time exponentially decaying pulse case. Journal of Physics D: Applied Physics, 34(22), 3303

[6] Haji-Sheikh, A., de Monte, F., & Beck, J. V. (2013). Temperature solutions in thin films using thermal wave Green's function solution equation. International Journal of Heat and Mass Transfer, 62, 78-86.

[7] Cole, K. D., De Monte, F., McMasters, R. L., Woodbury, K. A., Haji-Sheikh, A., & Beck, J. V. (2016, November). Steady Heat Conduction with Generalized Boundary Conditions. (pp. V005T06A021-V005T06A021). American Society of Mechanical Engineers.

[8] Cole, K. D., Beck, J. V., Haji-Sheikh, A., & Litkouhi, B. (2010). Heat conduction using Green's functions. Taylor & Francis

[9] Bäuerle, D. (2013). Laser processing and chemistry. Springer Science & Business Media.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

فشارسنج اپتیکی با آشکارسازی هم‌کانون

علی قربانی ، محمد نوری ، میلاد سالاری نسب، داریوش عبداله‌پور

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان ، بلوار پروفسور ثبوتی ، زنجان

چکیده - در این مقاله یک روش جدید فشار سنجی اپتیکی مبتنی بر شدت، با آشکار سازی هم‌کانون معرفی می شود. باریکه لیزر بوسیله یک عدسی شیئی روی قسمتی از یک دیافراگم منعطف بازتابی، کانونی شده و با تغییر شکل دیافراگم در اثر تغییر فشار، شدت نور عبوری از روزنه‌ایی مناسب که در صفحه هم‌کانون قرار گرفته است، ثبت می‌شود و با روندی مشخص به اندازه‌گیری فشار تبدیل می شود. نتایج سنجش فشار در محدوده ۹۸/۸۵ kPa تا ۱۰۳/۶ kPa گزارش شده و روند اندازه‌گیری تشریح شده است. از مزیت‌های این روش، علاوه بر ساده بودن چیدمان و تحلیل داده‌ها، می‌توان به تنظیم‌پذیری حساسیت و محدوده قابل اندازه‌گیری فشار، با انتخاب مناسب عدسی شیئی و جنس دیافراگم اشاره کرد.

کلید واژه- فشارسنج اپتیکی، سنجش مبتنی بر شدت، آشکارسازی هم‌کانون

Optical Pressure Sensor with Confocal Detection

Ali Ghorbani, Mohamad Nouri, Milad Salari Nasab, Daryoush Abdollahpour*

Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Prof. Sobouti Blvd., Zanjan

*dabdollahpour@iasbs.ac.ir

Abstract- In this paper, a new method for intensity-based optical pressure sensing with confocal detection scheme is introduced. A continuous laser beam is focused on a reflective flexible diaphragm by a microscope objective. Upon a deformation of the diaphragm due to a pressure change, the transmitted light intensity from a pinhole placed in the confocal plane, is recorded and converted to the pressure measurements by a certain procedure. Results of the pressure measurement in the range of 98.65 kPa to 103.6 kPa are reported and the procedure of the measurement is explained. In addition to simplicity of the apparatus and interpretation of the recorded signals, the method can be readily modified to operate with a required sensitivity in a desired pressure range. This can be achieved by utilizing a different microscope objective and diaphragm material.

Keywords: Optical pressure sensor, Intensity-based detection, confocal detection

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

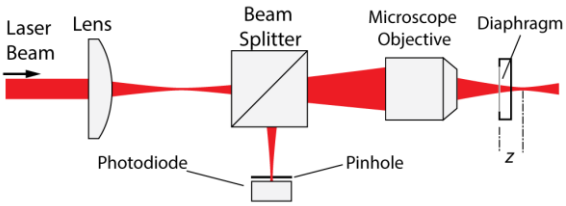
فشارسنج‌ها بر اساس کارکردشان انواع گوناگونی دارند که از جمله‌ی آن‌ها می‌توان به فشارسنج‌های مکانیکی، خازنی، مغناطیسی، پتانسیومتری، پیزوالکتریکی و اپتیکی اشاره کرد [۱]. بجز فشارسنج‌های مکانیکی، در بقیه فشارسنج‌ها اندازه‌گیری نهایی به اندازه‌گیری سیگنال الکترونیکی ناشی از تغییرات فشار استوار است؛ با این تفاوت که در بسیاری از فشارسنج‌ها اندازه‌گیری سیگنال الکترونیکی باید در محل تغییرات فشار انجام شود. بنابراین، سنجش فشار در فضاهایی با میدان‌های الکترومغناطیسی قوی، مختل شده و همراه با خطا خواهد بود. از طرفی، در کاربردهای خاصی نظیر اندازه‌گیری فشار گازهای اشتعال‌پذیر، اندازه‌گیری در-محل مخاطره‌آمیز خواهد بود. با این حال، در دسته خاصی از فشارسنج‌های اپتیکی با انتقال و تبدیل سیگنال نوری به الکترونیکی در فاصله‌ایی دور از محل، این محدودیت‌ها قابل رفع است [۲].

فشارسنج‌های نوری بر مبنای اندازه‌گیری تغییرات ویژگی‌های باریکه نوری نظیر قطبش، فاز، شدت و طیف، در عبور، انتقال یا بازتاب باریکه نوری از یک المان اپتیکی در اثر تغییر فشار، پایه‌ریزی شده‌اند. فشارسنج‌های مبتنی بر تغییرات طیفی و شدت عموماً در چیدمان‌های تداخل‌سنجی طراحی شده‌اند [۳-۵]. این دسته از فشارسنج‌ها از شرایط محیطی دیگری نظیر دما نیز به صورت قابل توجهی تاثیر می‌پذیرند [۶]. علاوه بر این، سیستم‌های مبتنی بر اندازه‌گیری شدت غیرتداخلی نیز گزارش شده‌اند [۶-۷].

در این مقاله روش جدیدی برای فشارسنجی اپتیکی مبتنی بر شدت گزارش می‌شود که علاوه بر کم هزینه بودن، تمامی مزایای روش‌های اپتیکی را دارا بوده و حساسیت و محدوده کاری آن با تغییرات ساده‌ایی در چیدمان اپتیکی قابل تنظیم است. روش حاضر بر مبنای آشکارسازی هم‌کانون نور بازتابی از سطح یک دیافراگم استوار است. آشکارسازی هم-کانون در آرایش‌های مختلف میکروسکوپی هم‌کانون مورد استفاده قرار می‌گیرد و مزیت آن در آشکارسازی سیگنال-های گسیلی (بازتابی) از محل کانون و جلوگیری از آشکارسازی نور گسیلی (بازتابی) از نقاط یا صفحات غیرکانونی است. این مزیت عمده، امکان لایه‌بندی نوری نمونه و تصویربرداری سه-بعدی (با قابلیت تفکیک عمق) را فراهم می‌کند [۸].

نحوه‌ی کارکرد فشارسنج

طرحی از چیدمان فشارسنج در شکل ۱ نشان داده است. باریکه لیزر پیوسته ($\lambda = 632/8$ nm)، بعد از کانونی شدن توسط یک عدسی کروی با فاصله کانونی ۲۵ mm و عبور از یک باریکه‌شکن، بوسیله یک عدسی شیئی کانونی می‌شود. برای بدست آوردن کوچکترین اندازه لکه در صفحه کانونی عدسی شیئی، فاصله عدسی شیئی و عدسی به صورتی انتخاب شده است که باریکه لیزر بعد از عبور از عدسی تمام دهانه عدسی شیئی را پوشش دهد. دیافراگمی انعطاف‌پذیر، با پوششی آینه‌ایی، در نزدیکی صفحه کانونی عدسی شیئی قرار گرفته و نور بازتابی از آن بعد از عبور از عدسی شیئی، و بازتاب از باریکه‌شکن به آشکارساز فوتودیودی می‌رسد. برای آشکارسازی هم‌کانون، روزنه‌ایی با گشودگی مناسب در صفحه هم‌کانون کانون اصلی شیئی قرار گرفت.



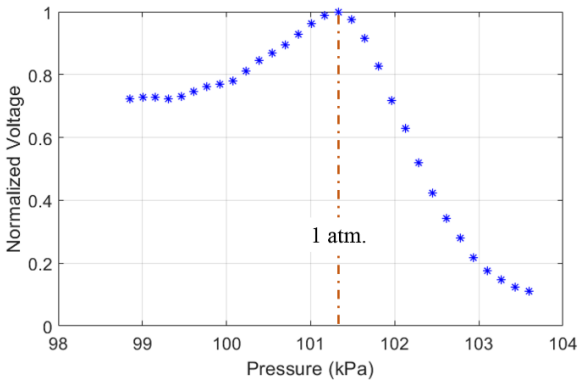
شکل ۱: طرحی از چیدمان آشکارسازی هم‌کانون؛ Z : جابه‌جایی دیافراگم نسبت به صفحه‌ی کانون.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

به این ترتیب، با جابجایی دیافراگم از صفحه کانون، اندازه لکه بازتابی روی روزنه بزرگ‌تر شده و شدت نور رسیده به فوتودیود، کاهش می‌یابد. بیشترین تراز سیگنال (بر حسب ولت) هنگامی بدست آمد که دیافراگم درست در صفحه کانونی شیئی قرار می‌گرفت. با تحلیل انتشار باریکه گاوسی در این سیستم، سیگنال آشکارسازی شده توسط فوتودیود بعد از روزنه، به صورت زیر بدست می‌آید

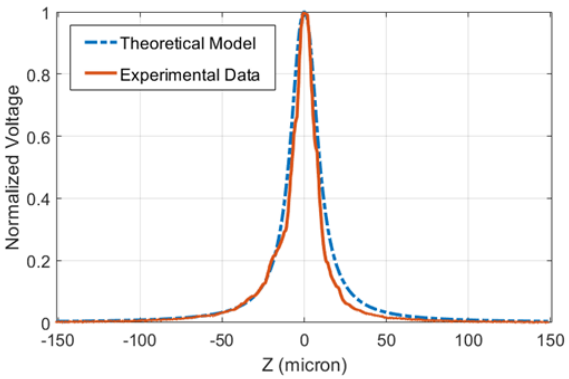
$$S(z)=S_0\left[1-\exp\left(-2R^2\Big/\left(M^2w_0^2\eta\right)\left(1+\left(z/M\,z_0\eta\right)^2\right)\right)\right], \quad (1)$$

که در آن، w_0 پهنای کمر باریکه در کانون اصلی، $z_0=\pi w_0^2/\lambda$ طول ریلی باریکه، M بزرگ‌نمایی عدسی شیئی، z جابجایی دیافراگم نسبت به صفحه کانون، R شعاع گشودگی روزنه، S_0 بیشینه سیگنال و $\eta=1+(z/z_0)^2$ هستند. در چیدمان این فشار سنج، $w_0=1\,\mu$m، $R=15\,\mu$m و $M=10$ انتخاب شده‌اند.



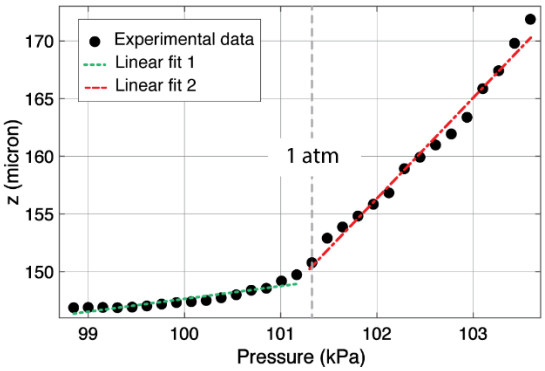
شکل ۲: نمودار ولتاژ اندازه‌گیری شده (بهنجار) بوسیله فوتودیود بر حسب فشار درون محفظه.

دیافراگم مورد استفاده در این فشارسنج از لایه‌نشانی آلومینیوم بر روی یک لامل مستطیلی با طول ۲۵ mm، عرض ۲۵ mm و ضخامت ۱۲۰ µm تهیه شد که به وسیله‌ی چسب غیرکشسان، از طرف ضلع‌های مستطیل به یک قطعه فلزی با گشودگی دایروی به قطر ۱۵ mm، چسبانده شد. در طرف دیگر قطعه فلزی، روزنه‌ایی به قطر ۱ mm ایجاد شده و از طریق یک کانال هوای پلاستیکی به میکروپمپ متصل شده و از عدم نشت هوا از این محفظه در فشارهای کمتر و بیشتر از یک اتمسفر اطمینان حاصل شد. محفظه طوری در چیدمان قرار گرفت که سطح بازتابنده دیافراگم، در فشار اتمسفر، درست در کانون اصلی عدسی شیئی قرار گرفته و بیشترین دامنه سیگنال توسط فوتودیود ثبت شود. با افزایش و کاهش فشار، به ترتیب تحدب و تقعری در دیافراگم ایجاد می‌شد با این تفاوت که انتظار می‌رفت به دلیل نحوه چسباندن دیافراگم، یک اندازه مشخص افزایش یا کاهش فشار باعث تحدب و تقعر یکسان نشده و تقارن تغییر سیگنال به ازای افزایش یا کاهش فشار از بین برود. سپس، با تغییر فشار درون محفظه، در محدوده ۹۸/۸۵ kPa تا ۱۰۳/۶ kPa سیگنال دریافتی از فوتودیود در فشارهای مختلف با خطایی کمتر از ۵٪ اندازه‌گیری شد (شکل ۲). در گام بعد، به منظور نگاشت ولتاژ ثبت شده به جابجایی دیافراگم، فشار درون محفظه در یک اتمسفر ثابت نگه داشته شده و کل محفظه بوسیله یک جابجاگر موتوری در جهت انتشار باریکه، با سرعت ثابت در محدوده ۳۰۰ میکرونی در طرفین کانون، حرکت داده شده و به صورت هم‌زمان خروجی فوتودیود ثبت و به نمودار ولتاژ بر حسب جابجایی تبدیل شد (شکل ۳). همانطور که ملاحظه می‌شود انطباق خوبی بین داده‌های ثبت شده با مدل رابطه (۱) وجود دارد.



شکل ۳: نمودار ولتاژ فوتودیود بر حسب فاصله دیافراگم از محل کانون اصلی شیئی، خط پر: داده‌های تجربی؛ نقطه-خط: مدل تحلیلی بر اساس رابطه (۱).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۴: نمودار جابجایی دیافراگم بر حسب فشار

در نهایت، با ترکیب داده‌های شکل ۲ و شکل ۳ نمودار جابجایی (تغییر انحناء) دیافراگم بر حسب فشار اعمالی بوسیله میکروپمپ استخراج شد (شکل ۴). عدم تقارن، در اطراف فشار اتمسفری، ناشی از یکسان نبودن عمق تحدب و تقعر دیافراگم به ازای تغییر فشار یکسان است. با این حال، برای هر کدام از محدوده‌های کاهش و افزایش فشار، با دقت خوبی می‌توان دو خط با شیب‌های متفاوت برازش کرده و در سنجش در هر کدام از این نواحی به ترتیب از برازش خطی ۱ و ۲، با شیب‌های ۱/۱ µm/kPa و ۸/۷ µm/kPa، بهره برد. باید توجه داشت که شیب این خطوط با حساسیت اندازه‌گیری در هر کدام از نواحی برابر است. از طرفی، محدوده و حساسیت اندازه‌گیری در این روش، به ترتیب با انتخاب مناسب بزرگ‌نمایی شیئی و جنس دیافراگم قابل تنظیم هستند، علیرغم اینکه با تغییر هر کدام کالیبراسیون مجدد لازم خواهد بود. به عنوان مثال با انتخاب دیافراگمی ضخیم‌تر و عدسی شیئی با بزرگنمایی بیشتر می‌توان گستره اندازه‌گیری را، به تغییر فشارهای قابل توجه، گسترش داد.

علاوه بر این، با کوپل کردن نور عبوری از روزنه به یک فیبر نوری می‌توان تبدیل سیگنال نوری به الکترونیکی را به فواصلی دور از محل تغییر فشار منتقل کرده و در کاربردهای شامل میدان‌های الکترومغناطیسی قوی یا گازهای اشتعال‌پذیر از آن بهره جست.

نتیجه‌گیری

در این مقاله یک فشارسنج اپتیکی جدید بر اساس آشکارسازی هم‌کانون معرفی شده و نتایج اندازه‌گیری تغییرات فشار در محدوده ۹۸/۸۵ kPa تا ۱۰۳/۶ kPa گزارش شده است. این حسگر مبتنی بر اندازه‌گیری تغییرات شدت با آشکارسازی هم‌کانون، ساختار نسبتاً ساده و کم هزینه‌ایی داشته و تحلیل نتایج آن از سایر روش‌های فشارسنجی اپتیکی ساده‌تر است. با تغییر عدسی شیئی و جنس دیافراگم، محدوده کاری و حساسیت قابل تنظیم بوده و حتی با استفاده از دیافراگمی مناسب می‌توان از این ابزار به عنوان میکروفون نوری نیز استفاده کرد. علاوه بر این، با کوپل کردن نور عبوری از روزنه به یک فیبر نوری، می‌توان ثبت داده‌ها را به فواصل دور انتقال داد.

مرجع‌ها

[1] D. Tandeske, Pressure Sensors: Selection and Applications, CRC Press, 1990.

[2] A. Layeghi, M. Jamshidi, and H. Latifi, “Design and fabrication a fiber-optic pressure sensor based on diaphragm”, Icop 2015, pp. 4–7, 2015.

[3] W. Wang, N. Wu, Y. Tian, C. Niezrecki, and X. Wang, “Miniature all-silica optical fiber pressure sensor with an ultrathin uniform diaphragm”, Opt. Express, Vol. 18, No. 9, pp. 9006-9014, 2010.

[4] C. Wagner, J. Frankenberger, and P. P. Deimel, “Optical pressure sensor based on a Mach-Zehnder interferometer integrated with a lateral a-Si:H p-i-n photodiode”, IEEE Photonics Technol. Lett., Vol. 5, No. 10, pp. 1257–1259, 1993.

[5] E. Cibula, D. Đ. Đonlagic´, “Miniature fiber-optic pressure sensor with a polymer diaphragm”, Appl. Opt., Vol. 44, No. 14, pp. 2736–2744, 2005.

[6] J. N. Fields, C. K. Asawa, O. G. Ramer, and M. K. Barnoski, “Fiber optic pressure sensor”, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 67, No. 3, pp. 816–818, 1980.

[7] C. Li, R. Cheng, Y. Zhao, M. Hao, P. Chen, and X. Fan, “Optical micro-electro-mechanical-system pressure sensor based on light intensity modulation”, Micro Nano Lett., Vol. 10, No. 10, pp. 491–495, 2015.

[8] S. W. Paddock, *Confocal Microscopy: Methods and Protocols*, New Jersey: Humana Press, 1999

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی یک گیت منطقی تمام نوری مبتنی بر تداخل سنج ماخ-زندر غیرخطی همراه با موجبر کنترلی پلاسمونیکی مستقیم

سهیل نوری کورانی و حمید واحد

دانشکده مهندسی فناوری های نوین، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

Soheil.noori2012@yahoo.com و vahed@tabrizu.ac.ir

چکیده - پردازش تمام نوری سیگنال در مدارات مجتمع نوری وکاربرد آن در ارتباطات و محاسبات نوری نیازمند توانایی کنترل نور با نور است. بنابراین ادوات سوئیچینگ تمام نوری توجه زیادی را بخود جلب کرده‌اند. در این مقاله با استفاده از تداخل سنج ماخ-زندر غیرخطی و موجبرهای کنترلی مستقیم پلاسمونیکی دو گیت منطقی تمام نوری AND و OR طراحی وشبیه سازی شده است. گیت منطقی تمام نوری پیشنهادی مبتنی بر موجبرهای پلاسمونیکی فلز-عایق-فلز هستند. استفاده از این ساختار پلاسمونیکی سبب کاهش ابعاد و توان مصرفی ساختار شده است.

کلید واژه- ماخ-زندر، غیرخطیت، پلاسمونیک، سوئیچینگ نوری.

Design of an All-Optical Logic Gate Based on Non-Linear MZI and the Straight Plasmonic Control Waveguides

Soheil Noori Kourani, and Hamid Vahed

School Of Engineering Emerging Technologies University of Tabriz, Tabriz, Iran

Soheil.noori2012@yahoo.com and vahed@tabrizu.ac.ir

Abstract- All optical signal processing in integrated photonic circuits and its applications in optical computing and communications require the ability to control light with light. Therefore, all-optical switching devices have attracted a lot of attentions. In this paper, two all-optical logic gates are designed by using of nonlinear Mach-Zehnder interferometer and straight plasmonic control waveguides. All- optical logic gates are based on the metal-insulator-metal (MIM) plasmonic waveguides. Using of the plasmonic structure leads to reduction of the device length and power consumptions.

Keywords: Mach-Zehnder, Plasmonic, Non-Linear, Optical Switching

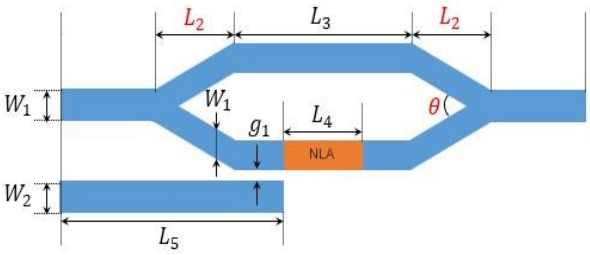
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

نور یک بستر بسیار مناسب برای انتقال سریع و حجیم اطلاعات می باشد، ولی مساله در استفاده از این شبکه ها این است که در این حوزه ادوات تماما نوری مورد نیاز جهت تقویت، پردازش، سوئیچنگ وغیره را نداریم. به همین دلیل در سالهای اخیر تمرکز بر این شده است تا بتوان ادوات نوری با کارکرد مشابه ادوات الکترونیکی ولی با سرعت و راندمان بالاتر طراحی کرد. در این راستا، ادوات مبتنی بر تداخل‌سنج ماخ-زندر، برای مدولاسیون، سوئیچینگ، گیتهای منطقی و غیره پیشنهاد شده است[۱]. استفاده همزمان از اثرات اپتیک غیرخطی در این ادوات مبتنی بر تداخل سنج ماخ-زندر، باعث کاربردی شدن آنها در سیستم های پردازش نوری و یک گام رو به جلو در این سیستمها در جهت کنترل تمام نوری شده است[۲]. امکان حبس زیر طول موجی نور در ساختارهای پلاسمونیکی باعث شده است تا توجه ویژه‌ای به استفاده از این ساختارها در طراحی ادوات نوری گردد که منجر به کاهش ابعاد ادوات و توان مصرفی‌شان گردیده است[۳]. در این مقاله از تداخل سنج پلاسمونیکی ماخ-زندر در یک ساختار فلز-عایق-فلز با یک بازو غیر خطی کر جهت طراحی یک گیت منطقی تمام نوری استفاده شده است. غیر خطیت ماده کر توسط یک موجبر پلاسمونیکی مستقیم، تحت عنوان موجبر کنترلی تغییر کرده و رفتار خروجی گیت تمام نوری مبتنی بر MZI مورد بررسی قرار گرفته است.

ساختار پایه یک سیستم سویچینگ تمام نوری

ساختار پایه یک سیستم سویچینگ تمام نوری مبتنی بر MZI غیرخطی همراه با موجبر کنترلی پلاسمونیکی در شکل (۱) نشان داده شده است.

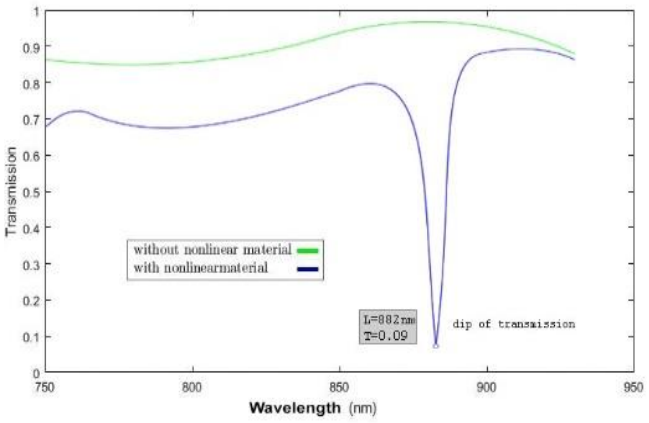


شکل ۱: تصویر شماتیک از ساختار پایه یک سیستم سویچینگ تمام نوری مبتنی بر MZI.

در این ساختار، برای ایجاد غیر خطیت در یکی از بازوهای MZI ، از ماده غیر خطی کر $(Ag-BaO)$ برای ایجاد غیرخطیت مرتبه سوم استفاده شده است. غیر خطیت مرتبه سوم این ساختار با ضخامت تقریبی ۳۰۰ نانومتر و نسبت کسر حجمی نانوذرات نقره در لایه نازک با مقدار ۲۵٪ در طول موج لیزر ۸۲۰ نانومتر برابر با $\left(\chi^{(3)}=4.8\times10^{-10}esu\right)$ می باشد. با تنظیم دقیق شدت سیگنال پمپاژ و طول موج ورودی، ساختار پایه ارائه داده شده، به عنوان یک ابزار سوئیچینگ نوری عمل خواهد کرد، که می تواند کاربردهایی در ادوات سوئیچینگ فوق سریع و سیستم های پردازش اطلاعات داشته باشد. ساختار شامل بستر از جنس فلز، تداخل سنج پلاسمونیکی غیرخطی ماخ-زندر، و موجبر مستقیم پمپاژ می باشد. فلز در این ساختار از جنس نقره است که گذردهی نسبی آن توسط مدل درود به صورت $\varepsilon_\infty=3.7$ ، $\omega_p=1.38\times10^{16}$ Hz و $\gamma=$

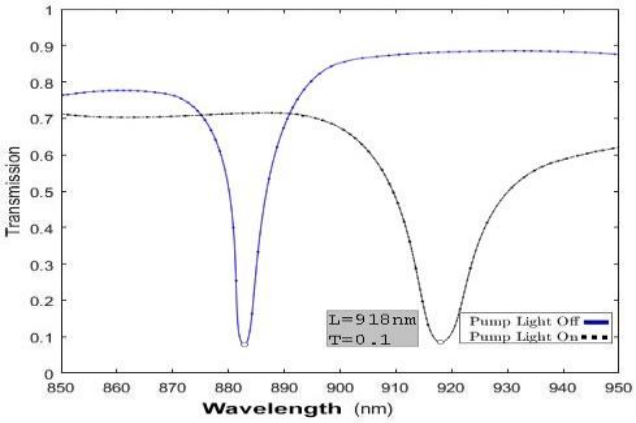
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$2.73 \times 10^{13} Hz$ بیان میشود [۴]. برای تحلیل و شبیه‌سازی ساختار از روش FDTD استفاده شده است. موج سیگنال به شدت $1.9 \times 10^{4} V^2/m^2$ به ورودی تداخل سنج ماخ-زندر و موج پمپاژ به شدت $1.9 \times 10^{6} V^2/m^2$ به موجبر کنترلی مستقیم تزریق میگردد. میزان عبوردهی MZI بر حسب طول موج در دو حالت حضور و عدم حضور بازوی غیرخطی تداخل سنج در شکل (۲) رسم شده است. در حضور بازوی غیرخطی، منحنی عبور در طول موج ۸۸۲ نانومتر یک مینیموم نشان داده و میزان عبوردهی تداخل سنج به ۰/۰۹ می رسد، که این حالت را می توان حالت خاموش به معنای خروجی صفر در نظر گرفت.



شکل ۲: میزان عبوردهی MZI بر حسب طول موج در حضور و عدم حضور بازوی غیرخطی.

حضور ماده غیرخطی کر، در بازوی ماخ-زندر، باعث میشود خروجی بازوهای ماخ-زندر نسبت به هم اختلاف فاز پیدا کنند که تداخل سازنده و مخرب را برای ما در پی خواهد داشت. در طول موج ۸۸۲ نانومتر، این اختلاف فاز به حداکثر مقدار خود، یعنی ۱۸۰ درجه، می رسد که نتیجه آن تداخل مخرب و خروجی صفر خواهد بود. تاثیر حضور یا عدم حضور موج پمپاژ در طیف عبوردهی MZI در شکل ۳ نشان داده شده که طول موج قطع شیفت یافته است. از نتایج بدست آمده از ساختار پایه مندرج در شکل (۱) میتوان برای طراحی ساختار یک گیت تمام نوری بهره گرفت.



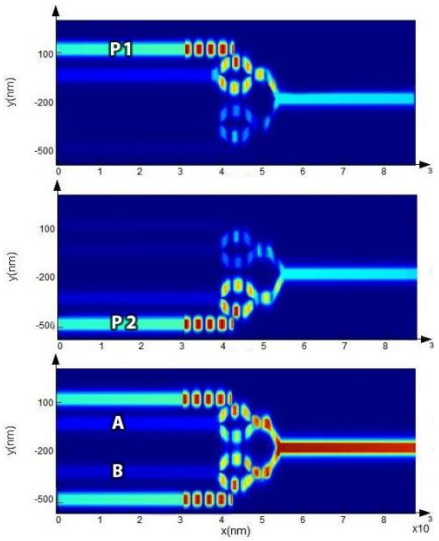
شکل ۳: شیفت طول موج قطع MZI.

استفاده از ساختار ارائه شده برای طراحی گیت‌های منطقی

با استفاده از نتایج به دست آمده در بخش قبلی و کمک گرفتن از طرح ساختار پایه مربوطه (شکل ۱)، گیت تمام نوری منطقی طراحی شده است که شامل دو عدد MZI و دو موجبر کنترلی مستقیم است. دو موج پمپاژ (P1, P2) به دو موجبر کنترلی مستقیم و دو موج سیگنال (A, B) بعنوان دو ورودی گیت منطقی به دو ورودی دو تداخل سنج ماخ-زندر تزریق میگردد. هردو ماخ-زندر از نظر ساختار و ابعاد برابر بوده و طول موج ورودی هر دو یکی است. با اعمال ورودیهای (A, B)، و همچنین تنظیم پمپ‌های (P1, P2)، خروجی مد نظر جهت طراحی گیت منطقی OR طبق شکل (۵) بدست آمده است. جدول ۱ نیز عملکرد ساختار را به عنوان گیت منطقی OR نشان می دهد.

چنانچه هر دو ورودی A و B قطع باشند، خروجی ساختار صفر خواهد بود (معادل ردیف اول جدول صحت). حال چنانچه ورودی A یا B به همراه موج پمپاژ مربوطه وصل باشد، ساختار کل خروجی نشان خواهد داد (ردیف دوم و سوم جدول صحت). در حالت چهارم نیز هر دو ورودی A و B به همراه هر دو پمپ وصل بوده که این باعث می شود خروجی هردو ماخ-زندر وصل بوده و ساختار خروجی ۱ نشان میدهد (ردیف چهارم جدول صحت).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



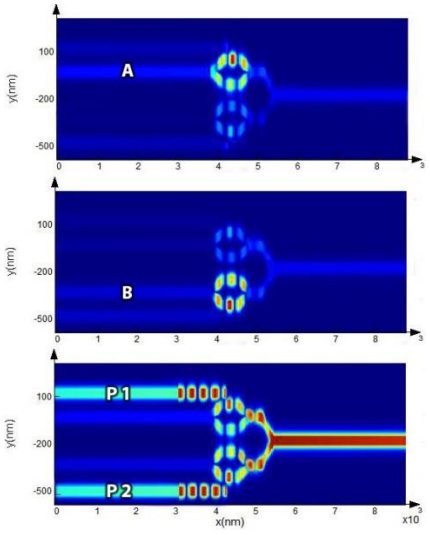
شکل ۴: توزیع میدان گیت منطقی پیشنهادی OR در حالات به ترتیب از بالا به پایین ۱) A=1, B=0 ۲) A=0, B=1 ۳) A=1 , B=1

جدول ۱: عملکرد ساختار به عنوان گیت منطقی OR

A	*B*	*P*1	*P*2	*Out*
0	0	-	-	0
1	0	1	-	1
0	1	-	1	1
1	1	1	1	1

طراحی گیت های منطقی AND

با توجه به توضیحات داده شده در ساختار و عملکرد گیت OR، برای طراحی گیت منطقی AND کافیست با اعمال تغییرات در موج پمپاژ، خروجی مورد نظر جهت طراحی گیت منطقی مربوطه بدست آید. بدین منظور لازم است که موجهای پمپاژ فقط در حضور همزمان هر دو ورودی A و B به سیستم تزریق گردد و در بقیه حالات موجهای پمپاژ خاموش باشند. شکل (۵)، توزیع میدان گیت منطقی AND را در حالات مختلف از موج سیگنال ورودی نشان میدهد.



شکل ۵: توزیع میدان گیت منطقی پیشنهادی AND در حالات به ترتیب از بالا به پایین ۱) A=1, B=0 ۲) A=0, B=1 ۳) A=1 , B=1

نتیجه گیری

در این مقاله، با استفاده از تداخل سنج ماخ-زندر غیرخطی و موجبر کنترلی مستقیم پلاسمونیکی دو گیت منطقی تمام نوری AND و OR طراحی و شبیه سازی شده است.این دو گیت منطقی پیشنهای با استفاده از ساختارهای پلاسمونیکی دارای ابعاد زیر طول موجی جهت کاربرد در مدارات مجتمع نوری هستند.

مرجع‌ها

[1] Schreieck, Roland, Martin Kwakernaak, Heinz Jackel, Emil Gamper, Emilio Gini, Werner Vogt, and Hans Melchior. "Ultrafast switching dynamics of Mach-Zehnder interferometer switches." *IEEE Photonics Technology Letters* 13, no. 6 (2001): 603-605.

[2] Srivastava, Arpita, and S. Medhekar. "Switching of one beam by another in a Kerr type nonlinear Mach–Zehnder interferometer." *Optics & Laser Technology* 43, no. 1 (2011): 29-35.

[3] Ozbay, Ekmel. "Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions." *science* 311, no. 5758 (2006): 189-193.

[4] Tao, Jin, Xu Guang Huang, Xianshi Lin, Jihuan Chen, Qin Zhang, and Xiaopin Jin. "Systematical research on characteristics of double-sided teeth-shaped nanoplasmonic waveguide filters." *JOSA B* 27, no. 2 (2010): 323-327.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه‌سازی ترکیب چهارموج معکوس در تارهای نوری و تأثیر پارامترهای مختلف بر طیف بهره‌ی سیگنال خروجی

حسن پاکارزاده، شمیم ترکیان، محمدجواد کریمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

pakarzadeh@sutech.ac.ir

چکیده - در این مقاله، یک اثر خودکنشی غیرخطی جدید به نام تقویت خود پارامتری شبیه‌سازی می‌شود که خود را به‌صورت باریک شدن طیف نوری در تار با پاشندگی عادی نشان می‌دهد و منجر به انتشار بسیار پایدار با توزیع طیفی مشخص می‌شود. نتایج حاصل از باریک شدن به علت ترکیب چهارموج معکوس، شبیه به تقویت پارامتری مؤثر بخش مرکزی طیف با توزیع مجدد انرژی از کناره‌های طیف است. ما با استفاده از حل تحلیلی، فرآیند ترکیب چهارموج معکوس را شبیه‌سازی و تأثیر عوامل مختلف مانند طول تار، پهنای طیفی اولیه و توان ورودی را بر طیف بهره‌ی سیگنال خروجی بررسی می‌کنیم.

کلیدواژه- اثر خودکنشی، تارنوری، ترکیب چهارموج معکوس، تقویت خودپارامتری.

Simulation of inverse four-wave mixing in optical fibers and impact of different parameters on the output signal gain spectrum

H. Pakarzadeh, S. Torkian, M. J. Karimi

Department of physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran.

Abstract- In this paper, a new nonlinear self-action effect called self-parametric amplification is simulated which manifests itself as an optical spectrum narrowing in normal dispersion fiber and leading to a very stable propagation with a distinctive spectral distribution. The narrowing results from inverse four-wave mixing resembling an effective parametric amplification of the central part of the spectrum by energy transfer from the spectral tails. Using an analytical solution, we simulate the inverse four-wave mixing process and examine the impact of different parameters such as fiber length, the initial spectrum width and input power on the output signal gain spectrum.

Keywords: Self-action effect, optical fiber, inverse four-wave mixing, self-parametric amplification.

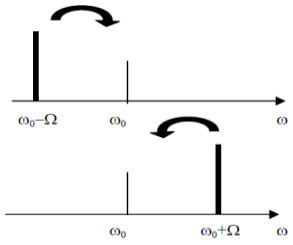
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

ترکیب چهارموج یا ترکیب چهار فوتون یک فرآیند غیرخطی است که از اثر غیرخطی مرتبه سوم ناشی می‌شود. منشأ ترکیب چهارموج مربوط به پاسخ غیرخطی الکترون‌های مقید ماده به میدان الکترومغناطیسی است [۱]. یک نوع شناخته‌شده از ترکیب امواج پارامتری در اپتیک خطی به‌صورت معادله‌ی $2\omega_0 \to (\omega_0+\Omega)+(\omega_0-\Omega)$ خواهد بود. این برهم‌کنش حاصل ترکیب دو فوتون از فرکانس مرکزی پمپ در فرکانس ω_0 با جفت امواج به بالا تبدیل‌شده (آنتی استوکس) و به پایین تبدیل‌شده (استوکس) با فرکانس‌های $(\omega_0+\Omega)$ و $(\omega_0-\Omega)$ است. ترکیب چهارموج زمانی به وجود می‌آید که چهارموج برهم‌کنش کننده شرایط جور شدگی فاز را ارضا کنند به صورتی که روند تبادل انرژی بین امواج در طول انتشار در محیط غیرخطی را تضمین کند. اگرچه، روند ترکیب چهارموج تبهگن است. یعنی، دو فوتون پمپ یکسان نابود می‌شوند و یک جفت فوتون به بالا تبدیل‌شده (آنتی استوکس) و به پایین تبدیل‌شده (استوکس) را تولید می‌کنند. انتقال انرژی یک‌جانبه این سؤال را ایجاد می‌کند که آیا روند معکوس ترکیب چهارموج معمول در محیط غیرخطی امکان‌پذیر است؟

همان‌طور که در شکل (۱) مشخص‌شده است، روند معکوس باید تبهگن باشد و روابط انتقال انرژی را مانند معادله‌ی (۱) ارضا کند [۲].

$$(\omega_0+\Omega)+(\omega_0-\Omega)\to 2\omega_0 \qquad (۱)$$



شکل ۱: طرحواره ای از فرآیند ترکیب چهارموج معکوس. [۲]

دراین مقاله، با استفاده از حل تحلیلی، فرآیند ترکیب چهارموج معکوس را شبیه‌سازی و تأثیر عوامل مختلف مانند طول تار، پهنای طیفی اولیه و توان ورودی را بر طیف بهره‌ی سیگنال خروجی بررسی می‌کنیم.

مبانی نظری و نتایج شبیه‌سازی

ترکیب چهارموج معکوس در تارهای نوری با پاشندگی عادی تحت شرایط خاصی رخ می‌دهد. برای شبیه‌سازی این فرآیند لیزر ورودی را لیزر تار رامان در نظر می‌گیریم که خروجی این لیزر یک طیف دو قله‌ای بافاصله‌ی ۰/۲ - ۱ نانومتر است. این نور لیزر باید از طول مشخصی از تار با پاشندگی عادی عبور کند تا فرآیند IFWM رخ دهد. آزمایش تجربی نشان‌دهنده‌ی این فرآیند در منبع [۳] به‌صورت کامل شرح داده‌شده است. برای مشاهده‌ی این فرآیند در تار نوری به کمک شبیه‌سازی از دوتار مختلف LEAF[1] با ناحیه‌ی پاشندگی عادی و SMF- 28[2] با ناحیه‌ی پاشندگی غیرعادی استفاده می‌کنیم. با استفاده از حل تحلیلی نتیجه می‌گیریم که خروجی لیزر رامان (با طیف دو قله‌ای) وقتی به تار LEAF می‌رسد، شبیه تقویت‌کننده‌های پارامتری نوری دو پمپ OPA[3] عمل می‌کند که با دو پمپ ازلحاظ طیفی جداشده‌اند؛ اما در این مورد "پمپ‌ها" و "سیگنال‌ها"ی متفاوت وجود ندارد در عوض، میدان ورودی خود را با توزیع مجدد انرژی از طول‌موج‌های محیطی (پمپ) به ناحیه‌ی مرکزی (سیگنال) منتشر می‌کند. این پمپ‌های مؤثر با فرکانس‌های ω_1 و ω_2 در ورودی تار در نظر گرفته می‌شوند. چنین پمپ‌های مؤثری سیگنال و آیدلر را با فرکانس‌های ω_3 و ω_4 تقویت خواهند کرد. به صورتی که $\omega_2>\omega_1$ و $\omega_4>\omega_3$ در نظر گرفته‌شده است. در این تحلیل کیفی، ابتدا مورد پمپ تخلیه نشده در نظر گرفته می‌شود به صورتی که سیگنال و آیدلر در مقایسه با پمپ‌ها بسیار کوچک هستند $P_1+P_2=P_0$ و P_3 . بهره‌ی غیراشباع عبور سیگنال برای سیگنال G_3، به‌صورت زیر نوشته می‌شود:

$$G_3=\frac{P_3(L)}{P_3(0)}=1+\left[\frac{\gamma P_0}{g}\sinh(gL)\right]^2 \qquad (۲)$$

[1] Large effective area fiber
[2] Single mode fiber
[3] Optical parametric amplifier

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بهره‌ی آیدلر به‌صورت $G_4 = G_3 - 1$ و g ضریب بهره‌ی پارامتری نامیده می‌شود که با استفاده از معادله‌ی $g^2 = r^2 - \left(\frac{k}{2}\right)^2$ محاسبه می گردد. در این معادله $r = \gamma P_0$ و γ ضریب غیرخطی است. هنگامی‌که $k = \Delta\beta_l + \Delta\beta_{Nl} = 0$ باشد، ضریب بهره به بیشینه مقدار خود می‌رسد. k ثابت انتشار کل و $\Delta\beta = \beta(\omega_3) + \beta(\omega_4) - \beta(\omega_1) - \beta(\omega_2)$ عدم‌جورشدگی ثابت انتشار ، $\Delta\beta_{NL} = \gamma P_0$ بخش غیرخطی بردار موج عدم جور شدگی، $\Delta\omega_s = \omega_3 - \omega_c$ و $\Delta\omega_p = \omega_1 - \omega_c = \omega_c - \omega_2$ تعریف می‌شوند. برای فهم اثر پاشندگی، می‌توان ثابت انتشار عدم جور شدگی را در سری توانی استاندارد به لحاظ $\Delta\omega_S$ و $\Delta\omega_p$ طبق معادله‌ی (۳) بسط داد:

$$\Delta\beta = 2\sum_{m=1}^{\infty}\left(\beta_{2m}/(2m)\right)\left[(\Delta\omega_s)^{2m} - (\Delta\omega_p)^{2m}\right] \qquad (۳)$$

β_{2m} مشتقات زوج از β در فرکانس مرکزی ω_c است. با توجه به اینکه $\beta_4 \ll \beta_2$ است، داریم:

$$\Delta\beta \approx \beta_2\left[(\Delta\omega_s)^2 - (\Delta\omega_p)^2\right] \qquad (۴)$$

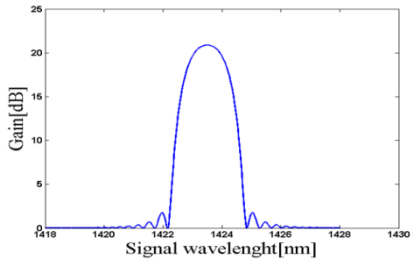
بنابراین شکل طیف بهره و مکان بیشینه‌ی بهره در ناحیه‌ی طیفی با استفاده از شرایط جور شدگی فاز به‌دقت می‌آید [۳]-[۶]:

$$k = 0 \Rightarrow \left[(\Delta\omega_s)^2 - (\Delta\omega_p)^2\right] = \frac{-\gamma P_0}{\beta_2} \qquad (۵)$$

با استفاده از پارامترهای جدول ۱، شکل۲ طیف بهره‌ی خروجی به ازای طول‌موج‌های ورودی به LEAF که در ناحیه‌ی پاشندگی عادی قرار دارد را نشان می‌دهد. در این حالت اثر ترکیب چهارموج معکوس رخ می‌دهد.

جدول۱: پارامترهای موردنیاز برای شبیه‌سازی طیف بهره تار LEAF [۳] .

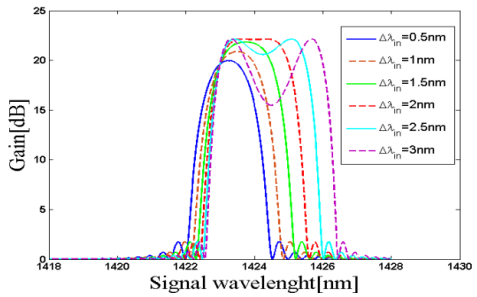
پارامتر	مقدار	ثابت‌ها
طول تار	$1km$	L
طول‌موج پاشندگی صفر	$1490nm$	λ_0
توان‌های ورودی	$0.75W$	p_1, p_2
ثابت پاشندگی مرتبه دوم	$4.3ps^2km^{-1}$	β_2
افت تار	$0.25dB/km$	α
ضریب غیرخطی	$2.16[W.km]^{-1}$	γ
طول‌موج ورودی	$1423nm$	λ_1
طول‌موج ورودی	$1424nm$	λ_2



شکل۲: نمایی از طیف بهره پس از انتشار در طول ۱۰۰۰ متر از تار LEAF .

الف) تأثیر پهنای طیف ورودی بر طیف بهره

با بررسی پهنای طیف ورودی در شکل ۳، می‌توان دریافت که اگر پهنای طیف اولیه کمتر از ۲ نانومتر باشد، باریک شدن طیف نهایی یعنی اثر ترکیب چهارموج معکوس، رخ می‌دهد. درحالی‌که با افزایش پهنای طیف اولیه، بیش از۲ نانومتر، پهن‌شدگی طیفی یعنی اثر ترکیب چهارموج معمول خواهیم داشت. این اثر هم در محیط‌های با افت و هم در محیط‌های بدون افت قابل‌مشاهده است.



شکل۳: تغییرات طیف بهره در اثر تغییر پهنای طیف ورودی در بازه‌ی طول‌موج‌های مختلف سیگنال به ازای طول ۱۰۰۰متر.

$P_0 = 1.5W$ و $\beta_2 = 4.3ps^2km^{-1}$ ، $\lambda_1 = 1423nm, \lambda_2 = 1424nm$

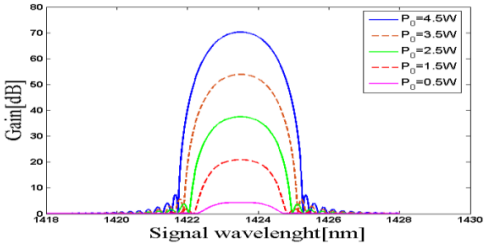
.

ب) تأثیر توان ورودی بر طیف بهره

طبق معادله‌ی (۲) توان ورودی که برابر با مجموع توان‌های امواج پمپ $p_0 = p_1 + p_2$ است با بهره‌ی سیگنال ارتباط

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

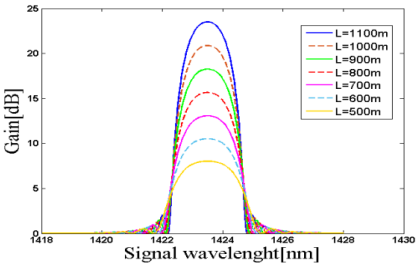
مستقیم دارد ؛ بنابراین با ثابت در نظر گرفتن سایر عوامل و تغییر مقدار توان اولیه از ۰/۵ تا ۴/۵ وات، همان‌طور که در شکل۴ مشاهده می‌شود، به این نتیجه می‌رسیم که با افزایش مقدار توان ورودی، بهره‌ی سیگنال افزایش می‌یابد و به ازای توان ۴/۵ وات در این محدوده، به بیشینه مقدار بهره‌ی بیش از ۷۰ دسی‌بل می‌رسد.



شکل۴: تغییرات طیف بهره در اثر تغییر توان ورودی در بازه‌ی طول‌موج‌های مختلف سیگنال به ازای $\Delta\lambda_{in} = 1nm$ ، $L = 1km$ و $p_0 = 1.5W$.

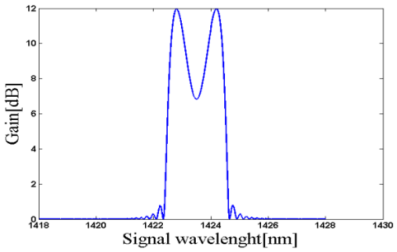
ج) اثر طول تار نوری بر طیف بهره تار LEAF

طول تار در نظر گرفته‌شده برای شبیه‌سازی اصلی برابر با ۱۰۰۰ متر است. چنان‌که در شکل ۵ آمده است، با ثابت در نظر گرفتن بقیه‌ی عوامل مؤثر در طیف بهره، طول تار را از ۵۰۰ تا ۱۱۰۰ متر در بازه‌ی طول‌موج‌های سیگنال متفاوت، تغییر می‌دهیم. هر چه طول تار افزایش یابد، بیشینه‌ی بهره نیز بیش‌تر خواهد شد و در تار به طول ۱۱۰۰ متر، بهره به بیشینه مقدار خود در این بازه یعنی ۲۳/۹۷ دسی‌بل می‌رسد. نتایج به‌دست‌آمده مطابق با معادله‌ی تحلیلی (۲) است که در آن بهره‌ی سیگنال با طول تار ارتباط مستقیم دارد.



شکل۵: تغییرات طیف بهره در اثر تغییر طول تار نوری به ازای $\Delta\lambda_{in} = 1nm$ و $P_0 = 1.5W$.

تار نوری SMF-28 با توجه به طول‌موج‌های پمپ $\lambda_1 = 1423nm$ و $\lambda_2 = 1424nm$ و $\lambda_0 = 1310nm$ ، در ناحیه‌ی پاشندگی غیرعادی قرار می‌گیرد. درنتیجه، همان‌طور که در شکل ۶ نشان داده شده است پهنای طیف خروجی تحت فرآیند FWM افزایش می‌یابد و بهره‌ی طیف نهایی به میزان قابل‌توجهی کاهش می‌یابد.



شکل۶: طیف پس از انتشار سیگنال در طول تار SMF-28، $L = 1000m$ ، $\beta_2 = -10.18\,ps^2\,km^{-1}$ ، $\gamma = 1.37\,[W.km]^{-1}$ و $P_0 = 1.5W$.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، فرآیند IFWM با در نظر گرفتن شرایط حاکم بر آن شبیه‌سازی شد و تاثیر عوامل مختلف بر طیف بهره خروجی بررسی گردید. می‌توان نتیجه گرفت که فرآیند IFWM طیف نوری را باریک خواهد کرد و جفت فوتون‌های سیگنال و آیدلر را با فرکانس‌هایی در مرکز دو پمپ ورودی تولید می‌کند. فرآیند IFWM فقط زمانی ایجاد می‌شود که پهنای طیف ورودی کمتر از ۱/۵ نانومتر باشد. هم‌چنین افزایش طول تار نوری و توان ورودی باعث افزایش بهره‌ی طیف خروجی می‌گردد.

مراجع

[1] R. H. Stolen, " The early years of fiber nonlinear optics, " J. Lightw. Technol., Vol. 26 , PP. 1021-1031, 2008.

[2] T. Sylvestre, "Parametric frequency fusion by inverse four- wave mixing," Opt. Commun.,Vol. 33 ,PP. 3-7, 2016.

[3] S. K. Turitsyn , A. E. Bednyakova , M. P. Fedoruk , S. B. Papernyi,and W. R. L. Clements, "Inverse four-wave mixing and self-parametric amplification in optical fibre," Nat. Photonics, Vol. 9, PP. 608-614, 2015.

[4] S. Papernyi, V. Ivanov, and W. Clements, "Role of correlated photon pairs in the spectrum compression in optical fibers with normal dispersion," in 2017 *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, San Jose, PP. 1-2, 2017.

[5] G.-P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, san Diego, Calif., PP. 397-406, 2013.

[6] J. Toulouse, "Optical nonlinearities in fibers: review, recent examples, systems applications., " J. Lightw. Technol., Vol. 23 , PP. 3625-3641, 2005.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی خواص اپتیک غیرخطی لایه‌های نازک نانوساختار مس تهیه شده با روش لایه‌نشانی تبخیر گرمایی مقاومتی

مهسا اطمینان[۱] ، نوشین السادات حسینی تهرانی[۱]، عطاالله کوهیان محمد آبادی[۱]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، رایانامه: mahsaetminan@ut.ac.ir, hosseini96@ut.ac.ir, koohian@ut.ac.ir.

چکیده - دراین مقاله خواص اپتیک غیر خطی لایه‌های نازک نانو ساختار مس شامل ضریب شکست و ضریب جذب غیرخطی مورد بررسی قرار گرفته اند. نمونه ها در دو ضخامت ۲۵ nm و ۱۳۰nm و با روش لایه‌نشانی تبخیر گرمایی مقاومتی تهیه شده اند، همچنین از تکنیک جاروب-Z با لیزر دیودی پیوسته در طول موج ۵۳۲nm ، برای بدست آوردن خواص اپتیک غیرخطی استفاده شده است. نتایج این بررسی نشان می‌دهد ضریب شکست غیرخطی با افزایش ضخامت لایه‌ها تغییر علامت می‌دهد و ضریب جذب غیر خطی کاهش می‌یابد.

کلید واژه- ضریب شکست و ضریب جذب غیرخطی، لایه‌های نازک فلزی، لایه‌نشانی تبخیر گرمایی مقاومتی

Investigation of Nonlinear Optical Properties of Thin Cu Nano-Structure Films Prepared by Resistance Thermal Evaporation deposition

Mahsa Etminan[a], Nooshin. S. Hosseini[a] , Ataalah Koohian[a]

[a]Department of Physics, University of Tehran, Emails: mahsaetminan@ut.ac.ir, hosseini96@ut.ac.ir, koohian@ut.ac.ir.

Abstract- In this paper, the nonlinear optical properties of copper nanostructure thin-films, including nonlinear refractive index and absorption coefficient, have been investigated. The samples were prepared in two thicknesses of 25 nm and 130 nm by Resistance Thermal Evaporation(RTE) deposition method, also the Z- Scan technique with continuous diode laser at 532 nm was used to obtain nonlinear optical properties. The results of this study shows that the sing of nonlinear refractive index changes with increasing thickness of the films, and the nonlinear absorption coefficient decreases.

Keywords: Copper nanostructure thin-films, Nonlinear refractive index and absorption coefficient, Resistance Thermal Evaporation(RTE) deposition

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

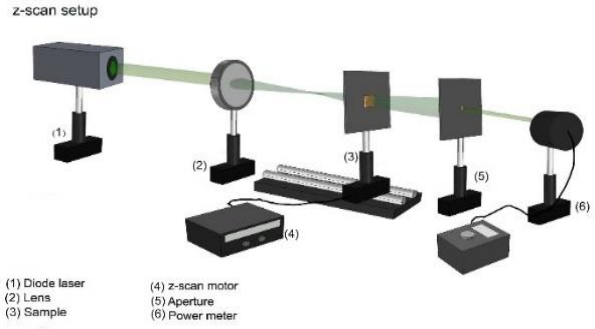
مقدمه

امروزه لایه‌های نازک با ویژگی‌های غیر خطی طیف وسیعی را هم از نظر نوع ماده و هم از نظر کاربرد تشکیل می‌دهند، که ازجمله کاربردهای آن‌ها می‌توان به ساخت حسگرها[۱]، ساخت سوییچ‌های اپتیکی، محدود کننده‌های توان لیزر و قطعات اپتیکی حساس[۲]، جاذب‌های قابل اشباع و همچنین ابزارهای فوتونیک و اپتوالکترونیک[۳]، اشاره کرد. از این جهت بررسی خواص اپتیکی لایه‌های نازک دارای اهمیت قابل ملاحظه‌ای می‌باشد.

ضریب شکست غیرخطی منشأهای متفاوتی دارد که غیرخطیت گرمایی یکی از آن‌ها است. پدیده نوری غیرخطی گرمایی ناشی از جذب باریکه لیزری به‌هنگام عبور از یک ماده اپتیکی می‌باشد. در اثر جذب دمای بخشی از ماده که در معرض تابش قرار می‌گیرد افزایش می‌یابد و بنابراین ضریب شکست غیرخطی ماده تغییر می‌کند. همچنین تغییرات ضریب شکست غیرخطی بسته به نوع ماده و ساختار درونی آن ممکن است مثبت یا منفی باشد[۴]. در این مقاله به بررسی غیرخطیت گرمایی برای دو نمونه تهیه شده از لایه های نازک نانوساختار مس با دو ضخامت متفاوت، با استفاده از تکنیک جاروب-Z می‌پردازیم[۵].

تهیه نمونه‌ها و چیدمان آزمایش

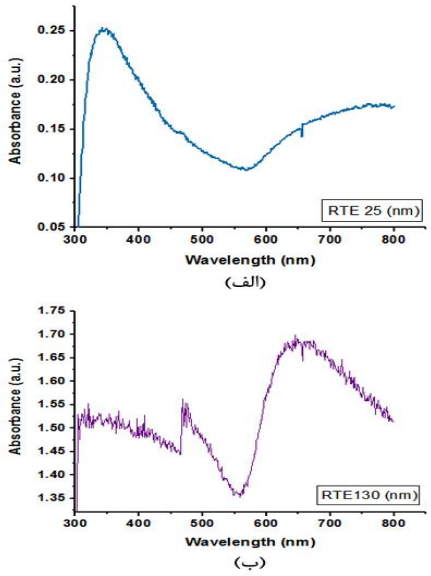
نمونه‌ها با استفاده از دستگاه لایه‌نشانی تبخیر گرمایی مقاومتی(RTE)، Edvard Vacum Coater، با بوته تنگستن و در خلا 6×10^{-5} torr آماده شده‌اند(شکل.۱). برای تعیین ویژگی های نوری خطی و ساختار لایه‌هی نازک از طیف سنج نوری مرئی-فرابنفش (UV–VIS) و میکروسکپ الکترون - روبشی‌گسیل میدانی(FESEM) استفاده کرده‌ایم. ضخامت لایه‌های تهیه شده ۲۵ و ۱۳۰ نانومتر است و مقدار جرم مس تبخیر شده در فرآیند لایه‌نشانی به ترتیب ۱۰ و ۵۲ میلی‌گرم بوده است.همچنین برای اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی با استفاده از تکنیک جاروب-Z [۵]، از یک لیزر دیودی با طول‌موج ۵۳۲ نانومتر و توان ۱۳۰ میلی‌وات، پاورمتر دیجیتال ۲۰۰ میلی-وات و روزنه با قطر ۱،۵ میلی‌متر، استفاده شده است(شکل.۱).



شکل.۱: شبیه‌سازی چیدمان آزمایش جاروب-Z روزنه بسته.

نتایج و بحث

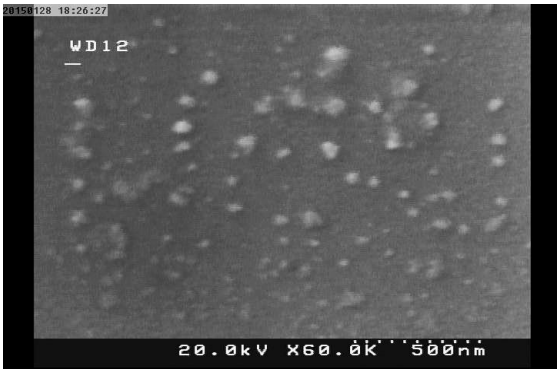
نتایج بدست آمده از طیف سنجی نوری مرئی-فرابنفش که در شکل.۳ آمده است، نشان می‌دهد، هردو نمونه دارای قله جذب پلاسمونی هستند که برای لایه با ضخامت ۲۵ نانومتر این قله در طول‌موج ۷۳۵ نانومتر و برای لایه با ضخامت ۱۳۰ نانومتر در طول‌موج ۶۲۳ نانومتر است.



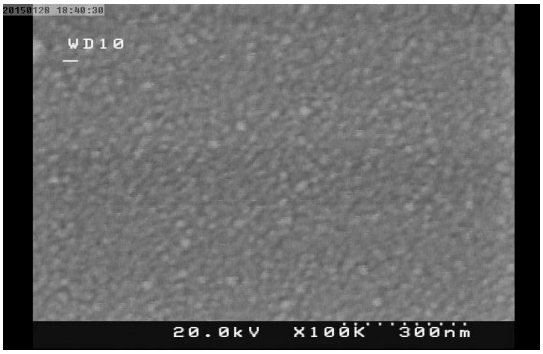
شکل.۲: نمودار طیف جذب نوری لایه‌های نازک مس با ضخامت (الف) ۱۳۰ نانومتر، (ب)۲۵ نانومتر

همچنین نتایج بدست آمده از میکروسکپ الکترون روبشی(FESEM) نیز وجود جزایری از نانوذرات را روی سطح لایه‌ها نشان می‌دهد. همانطورکه مشاهده می‌شود تراکم نانوذرات روی لایه با ضخامت ۱۳۰نانومتر بیشتر از لایه با ضخامت ۲۵-نانومتر است(شکل.۳).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



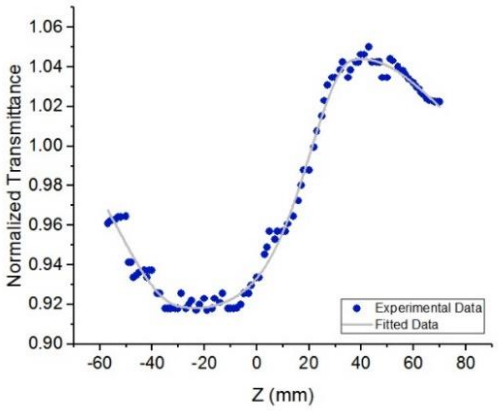
(الف)



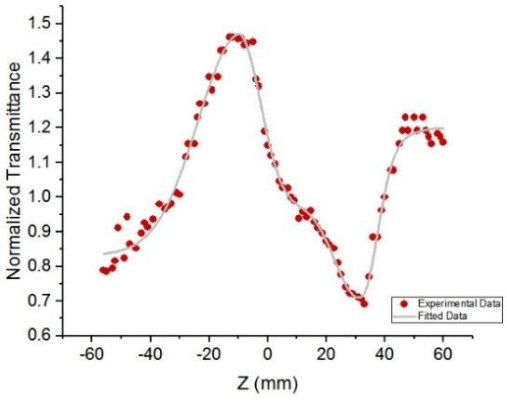
(ب)

شکل.۳: تصویر FESEM (الف): لایه نازک مس با ضخامت ۲۵نانومتر، (ب): لایه نازک مس با ضخامت ۱۳۰نانومتر.

برای بدست آوردن ویژگی‌های اپتیک غیرخطی لایه‌ها آزمایش جاروب-Z را یکبار به‌صورت روزنه بسته و باردیگر به‌صورت روزنه باز انجام داده‌ایم که نتایج آن در شکل.۴و۵ نشان داده شده‌است.

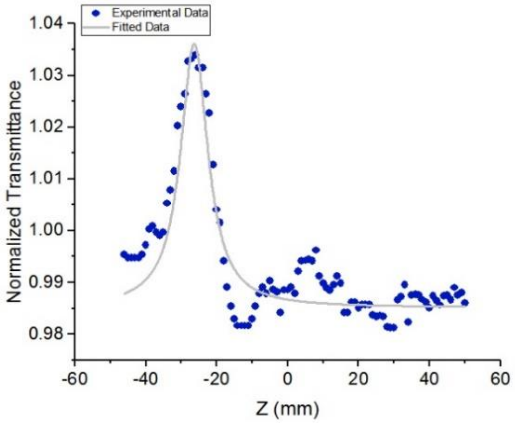


(الف)

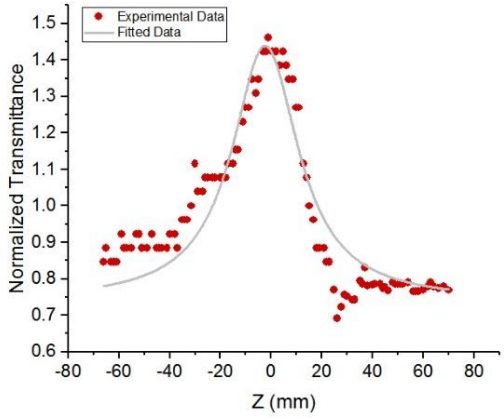


(ب)

شکل.۴: نمودار جاروب-Z روزنه بسته لایه نازک مس با ضخامت، (الف): ۲۵ نانومتر و (ب): ۱۳۰ نانومتر.



(الف)



(ب)

شکل.۵: نمودار جاروب-Z روزنه باز لایه نازک مس با ضخامت، (الف): ۲۵ نانومتر و (ب): ۱۳۰ نانومتر.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

باتوجه به شکل.۴ و همچنین بیشینه و کمینه توان تراگسیل برای دو نمونه، نتیجه می‌شود که ضریب شکست غیرخطی برای نمونه لایه نازک مس با ضخامت ۲۵نانومتر مثبت و برای نمونه لایه نازک مس با ضخامت ۱۳۰نانومتر منفی است. بنابراین با تغییر ضخامت ضریب شکست غیرخطی تغییر علامت می‌دهد. نتایج حاصل از این نمودار ها در جدول.۱ گزارش شده است.

	لایه نازک مس با ضخامت ۲۵nm	لایه نازک مس با ضخامت ۱۳۰nm
Δz_{p-v} (cm)	۴/۹	۲/۷
ضخامت نمونه (L) (nm)	۲۵	۱۳۰
تغییر فاز غیرخطی($\Delta\varphi_0$)	۰/۳۴	۱/۹۹
ضریب جذب خطی (α) (cm^{-1})	$۱/۱۷\times۱۰^{۵}$	$۱/۸۶\times۱۰^{۵}$
ضریب شکست غیرخطی(n_2) (cm^2/W)	$۳/۱۶\times۱۰^{-۴}$	$-۸/۳۴\times۱۰^{-۴}$

جدول.۱: پارامترهای مربوط به شکست غیرخطی لایه‌های نازک مس.

با استفاده از نتایج شکل.۵، می‌توان ضریب جذب غیرخطی را برای نمونه‌ها محاسبه کرد. محاسبات نشان می‌دهند با افزایش ضخامت لایه‌ها ضریب جذب غیرخطی آن‌ها کاهش می‌یابد(جدول.۲).

	لایه نازک مس با ضخامت ۲۵nm	لایه نازک مس با ضخامت ۱۳۰nm
ضریب جذب غیرخطی β (cm/W)	-۷۳/۲	-۳۸/۸

جدول.۲: ضریب جذب غیرخطی لایه‌های نازک مس.

نتیجه‌گیری

باتوجه به نتایج بدست آمده در این پژوهش، لایه‌های نازک نانوساختار مس با تغییر ضخامت لایه، رفتار اپتیک غیرخطی جالبی از خود بروز می‌دهند. همانطور که از داده‌ها و نمودارها مشخص است، علامت ضریب شکست غیرخطی با تغییر ضخامت لایه‌های نازک تغییر می‌کند و همچنین ضریب جذب غیرخطی لایه‌ها با افزایش ضخامت کاهش می‌یابد. این درحالی است که با افزایش ضخامت تراکم نانوذرات روی سطح لایه بیشتر می‌شود.

مرجع‌ها

[1] S.Vyas, R.Tiwary, K.Shubham, P. Chakrabarti, "*Study the target effect on the structural, surface and optical properties of TiO2 thin film fabricated by RF sputtering method*", Elsevier.0749-6036, 2014.

[2] P. Zhang, X. Zhang, S. Xu, P. Lu, D. Tan, J. Xu, F. Wang, L. Jiang, K. Cheng, "*Phosphorus doping effect on linear and nonlinear optical properties of Si/SiO2 multilayers*", Optical Materials Express 304, Vol. 7, No. 2, 2017.

[3] M. T. Greiner and L. Zheng-Hong, "*Thin-film metal oxides in organic semiconductor devices: their electronic structures, work functions and interfaces*," NPG Asia Materials , vol. 5, no. 7, p. e55, 2013.

[4] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*. Academic press, 2003.

[5] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "*Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam*" IEEE journal of quantum electronics 26, No. 4, 760-769, 1990.

[6] E. W. Van Stryland, and M. Sheik-Bahae, "*Z-scan measurements of optical nonlinearities*" Characterization techniques and tabulations for organic nonlinear materials 18, No. 3, 655-692, 1998.

[7] M. CHEN, J. GAO, "*The adhesion of copper films coated on silicon and glass substrates*", Modern Physics Letters B, Vol.14, No.3,103-108, 2000.

[8] L. Wang, T. Chen, T. Feng, Y. Chen, W. Que, L. Lin, Z. Sun, "*Effect of sputtered Cu film's diffusion barrier on the growth and field emission properties of carbon nanotubes by chemical vapor deposition*", Appl. Phys. A90,701–704, 2007.

[9] G. A. Almyras, G. M. Matenoglou, P. Komninou, C. Kosmidis, P. Patsalas, G. A. Evangelakis, "*On the deposition mechanisms and the formation of glassy Cu–Zr thin films*", Journal of applied physics, 107,084313, 2010.

[10] F. W. Qin, M. M. Zhong, Y. M. Liu, H. Wang, J. M. Bian, C. Wang, Y. Zhao, D. Zhang, Q. M. Li, "*Growth of high c-orientated crystalline GaN films on amorphous Cu/glasss substrates with low-temperature ECR-PEMOCVD*", J Mater Sci: Mater Electron, 25:969–973, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و برپایی چیدمان اندازه‌گیری پاشندگی تأخیر گروه آینه‌های پاشنده

حدیثه تربت اصفهانی[۱]، حمیدرضا فلاح[۱و۲]، مرتضی حاجی محمود زاده[۱و۲]، مهدی مردیها[۳]، محمد ثاقب‌فر[۴]

۱-گروه فیزیک دانشگاه اصفهان hadis21@rocketmail.com

۲-گروه پژوهشی اپتیک کوانتمی دانشگاه اصفهان m.hajimahmoodzade@sci.ui.ac.ir، hfallah@sci.ui.ac.ir

۳-صنایع اپتیک ایران thinfilmgroup@yahoo.com

۴-پژوهشکده اپتیک و لیزر دانشگاه صنعتی مالک اشتر saghebfar@mut-es.ac.ir

چکیده – امروزه پیشرفت زیادی درزمینه‌ی ساخت آینه‌های چرپ حاصل شده است. این آینه‌ها می‌توانند تپ فوق کوتاه تا ۵ فمتوثانیه ایجاد و در نتیجه توان بالایی برای تپ خروجی حاصل کنند. در این مقاله چیدمان تجربی تداخل سنجی مایکلسون را برای اندازه‌گیری پاشندگی تأخیر گروه برپا کرده و بیناب‌های تداخلی مربوطه را ثبت کردیم و سپس با استفاده از الگوریتم تبدیل موجک پاشندگی تأخیر گروه را به دست آوریم که با اطلاعات ارائه‌شده برای آینه‌ها توسط شرکت سازنده، تطابق بسیار خوبی را نشان می‌دهد.

کلید واژه- آینه‌های چرپ، پاشندگی تأخیر گروه، پاشندگی سرعت گروه، تبدیل موجک، لایه‌های نازک

Design and set up of a Layout for measurement of group delay dispersion of dispersive mirrors

Hadiseh Torbat Isfahani[1], Hamidreza Fallah[1,2], Morteza Hajimahmoodzadeh[1,2], Mehdi Mardiha[3],Mohamad Saghebfar[4]

1-Department of physics, University of Isfahan, hadis21@rocketmail.com

2-IQOG, University of Isfahan, m.hajimahmoodzade@sci.ui.ac.ir, hfallah@sci.ui.ac.ir

3- Industry optic Isfahan, thinfilmgroup@yahoo.com

۴-Optics-Laser Science and Technology Research Center, Malek Ashtar University of Technology, saghebfar @mut-es.ac.ir

Abstract-Nowadays, there has been a lot of development in the production of chrip mirrors. These mirrors are being used to create ultrashort femtosecond pulses for high power lasers. In this study, we setup a Michelson interferometer to record white light interferons. Finally, we caculate the group delay dispersions using the wavelet transform method, which are in good agreement with standard data.

Keywords: chirped mirrors, Group delay dispersion, Group velocity dispersion, Thin Film, Wavelet-transform

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

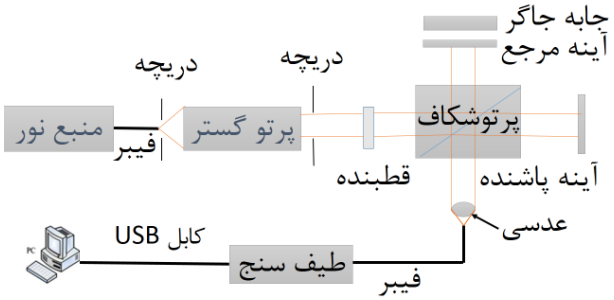
پاشندگی تأخیر گروه (GDD[1]) عناصر اپتیکی پارامتر مهمی برای کنترل و تولید پالس‌های لیزر فمتوثانیه است[۱]. پاشندگی تأخیر گروه می‌تواند پهنای زمانی پالس را افزایش یا کاهش دهد. هرچه پالس لیزر کوتاه‌تر شود تأثیرات پاشندگی تأخیر گروه بااهمیت‌تر می‌شود. به‌طورمعمول، یک آینه با لایه‌های نازک دی‌الکتریک علاوه بر بازتابندگی بالا باید در ناحیه‌ای با پهنای باند مناسب دارای پاشندگی کمی باشد. اگرچه منحنی‌های پاشندگی را می‌توان با توجه با ساختار هندسی چندلایه محاسبه کرد، اما به دلیل اینکه این آینه‌ها دقیقاً مطابق با پارامترهای طراحی ساخته نمی‌شوند اندازه‌گیری تجربی ضروری است.

از روش‌های اندازه‌گیری تأخیر گروه و پاشندگی تأخیر گروه می‌توان به تداخل سنجی نور سفید و تداخل سنجی فابری پرو اشاره کرد[۲, ۳]. در حال حاضر به‌طورمعمول تداخل سنجی نور سفید (WLI) برای اندازه‌گیری پاشندگی عناصر اپتیکی استفاده می‌شود. تداخل سنجی نور سفید معمولاً از نوع تداخل‌سنج مایکلسون است که اندازه‌گیری بر مبنای تغییر طول بازوی حاوی نمونه که باید مشخصه یابی شود است. پس از ثبت بیناب تداخلی باید تأخیر گروه و پاشندگی تأخیر گروه از این اطلاعات استخراج شود. پاشندگی تأخیر گروه از مشتق دوم فاز نسبت به بسامد به دست می‌آید که البته همیشه باید وجود نوفه۲ را نیز در محاسبه منظور کرد. برای استخراج اطلاعات لازم از بیناب تداخلی، الگوریتم‌های مختلفی وجود دارد[۱]. در این مقاله الگوریتم تبدیل موجک۳ استفاده‌شده است، که دقت محاسبات آن از الگوریتم‌های دیگر نظیر تبدیل فوریه بهتر است[۳, ۴].

در روند انجام این کار ابتدا یک چیدمان تداخل‌سنجی مایکلسون برپا شد و سپس بیناب تداخلی برای دو آینه‌ی پاشنده ساخت شرکت Altecna که میزان تأخیر پاشندگی آن‌ها مشخص بود ثبت‌شده، سرانجام با استفاده از الگوریتم تبدیل موجک پاشندگی تأخیر گروه مربوط به هر کدام محاسبه شد که با اعداد گزارش‌شده‌ی شرکت سازگاری مناسبی داشت.

۲-برپایی چیدمان و ثبت بیناب تداخلی

چیدمان آزمایشگاهی شامل منبع نور، بیناب‌سنج، قطبنده، پرتو شکاف، پرتوگستر، عدسی و جابه‌جاگر است که طرحواره‌ی آن در شکل ۱ نشان داده‌شده است.



شکل ۱: الگوی طرح وار تداخل‌سنج مایکلسون

با توجه به گستره‌ی بینابی موردنظر و همچنین کافی بودن شدت در تمام فاصله بیناب از یک لامپ هالوژن تنگستن ۱۵۰ وات برای منبع نور استفاده کردیم. آینه‌ی نقره را روی پایه ثابت و آینه‌ی دی‌الکتریک پاشنده را روی پایه‌ی متحرک قراردادیم و با استفاده از جابه‌جاگر قادر به تغییر فاصله‌ی بازوی نمونه هستیم. با استفاده از عدسی و پرتوگستر نور ورودی را داخل چیدمان و بعد از پرتو شکاف روی بیناب‌سنج متمرکز کردیم.

---

[1] Group delay dispersion
[2] Noise
[3] Wavelet taransform

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

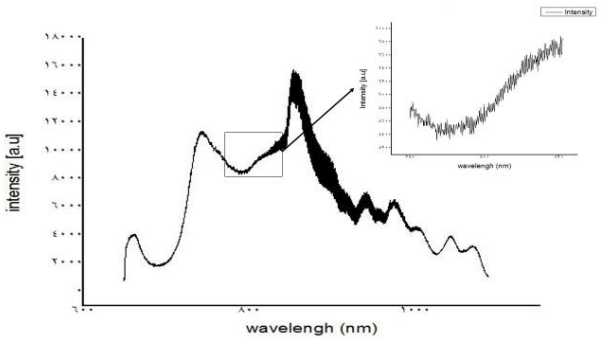
برای ثبت بیناب دو روش زمانی[۳] و بینابی[۵] در تداخل-سنجی وجود دارد که ما روش بینابی را برگزیدیم. به دلیل پهنای بینابی نسبتاً زیاد منبع نور طول همدوسی نورتابشی خیلی کوتاه است درنتیجه اختلاف راه دو بازو باید تقریبا صفر یا طول دو بازو تقریبا یکسان باشد.

در این آزمایش ابتدا طول دو بازو را تقریبا مساوی قرار داده و سپس به کمک جابه‌جاگری که با دقت ۱۰۰ نانومتر جابه‌جا می‌شد تلاش کردیم تا بیناب را دریافت کنیم و این زمانی به دست آمد که طول بازو کاملاً یکسان شد. سپس با کمک یک عدسی با طول فاصله کانونی ۴۰ میلی‌متر نور را داخل فیبر بیناب‌سنج متمرکز کردیم. تنظیم زاویه‌ی پرتو شکاف و آینه‌ها در چیدمان از اهمیت بالایی برخوردار است به‌طوری‌که اگر تنظیم نباشد الگوی تداخلی دریافت نخواهد شد. در این آزمایش بیناب از نوفه‌های زیادی برخوردار بود که ناشی از افت‌وخیزهای ولتاژی منبع نور، لرزش محیط و دقت کم قطعات اپتیکی است درنتیجه با برپایی این چیدمان بر روی میز اپتیکی و با بهره‌گیری از بهترین قطعات اپتیکی، نوفه‌ها را تا حد امکان کاهش دادیم. پس از اطمینان از عملکرد صحیح چیدمان و انتخاب الگوی مناسب تداخلی از دو نمونه آینه استاندارد، بیناب آن‌ها را ثبت کرده که در شکل‌های ۲ و ۳ ارائه‌شده است.

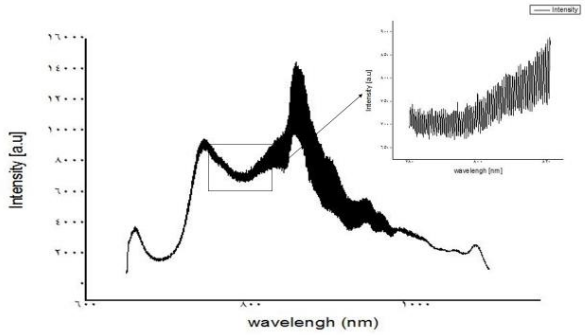
۲-محاسبه پاشندگی تأخیر گروه با استفاده از تبدیل موجک

در این قسمت به‌اختصار مبانی نظری به دست آوردن تأخیر گروه با استفاده از تبدیل موجک توضیح داده می‌شود. تبدیل موجک[۶] الگوی بیناب $f(\omega)$ با فرمول زیر تعریف می‌شود:

$$w(t,\omega)=\frac{t}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega')\psi^*[\frac{(\omega'-\omega).t}{2\pi}]d\omega \qquad (۱)$$



شکل ۲: بیناب آینه‌ی نمونه اول با پاشندگی تأخیر گروه $-400fs^2$



شکل ۳: بیناب آینه‌ی نمونه دوم با پاشندگی تأخیر گروه $-250fs^2$

در این معادله $\psi(\omega')$ تابع موجک مادر است و $\Psi[\frac{(\omega'-\omega).t}{2\pi}]$ معادله‌ی موجک دختر است. ω متغیر جابه‌جایی[1] و $\frac{2\pi}{t}$ متغیر مقیاس است. درواقع ضرایب شباهت از تبدیل موجک دختر و بیناب اصلی به دست می‌آید. برای محاسبه‌ی فاز به یک موجک مختلط نیاز داریم که موجک گابور یا گاوسی[۷, ۸] از معروف‌ترین آن‌ها است و بهترین قدرت تفکیک‌پذیری زمان- بسامد را داراست به همین دلیل در این پژوهش این موجک را انتخاب کردیم.

حال برای به دست آوردن تأخیر گروه از روی قله‌ی تبدیل موجک با تعریف "دوره‌ی محلی"[2] $t(\omega)$ که از بیشینه‌ی پوش منحنی ریخت‌شناسی فاز[۸] $w(t,\omega)$ در یک ω ثابت به دست می‌آید، می‌توان بیناب فاز را مطابق رابطه‌ی زیر به دست آورد:

$$\varphi(\omega)=\int t(\omega)*d\omega \qquad (۲)$$

[1] shift factor

[2] Local period

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

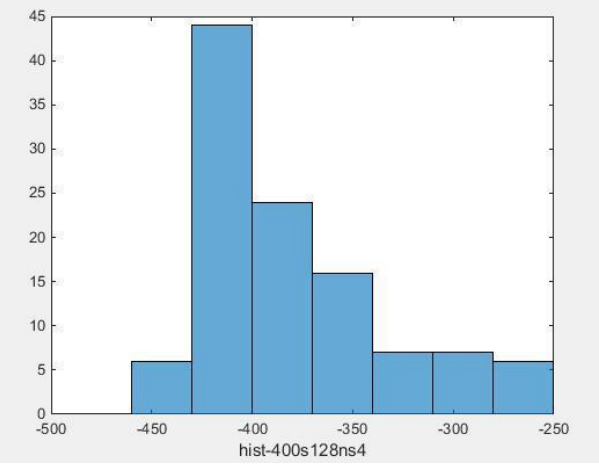
که در آن ω بسامد زاویه‌ای اپتیکی است. تأخیر گروه از مشتق فاز نسبت به بسامد زاویه‌ای ω به دست می‌آید:

$$GD = \frac{d\varphi}{d\omega} = t(\omega) \qquad (۳)$$

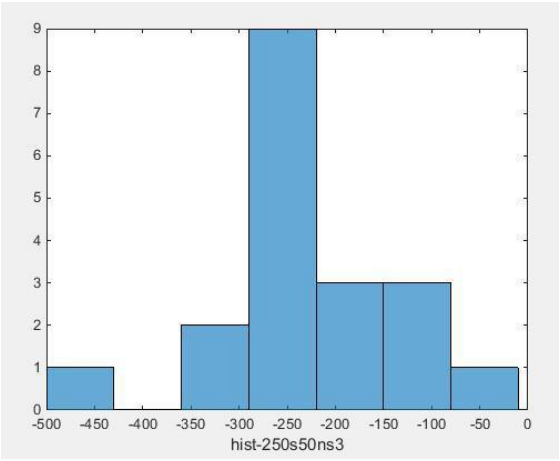
از معادله (۳) دیده می‌شود که بیناب دوره‌ی محلی دقیقاً همان GD یا تأخیر گروه است[۴]که با یک‌بار مشتق‌گیری از تأخیر گروه، پاشندگی تأخیر گروه به دست می‌آید. در اینجا الگوهای بینابی که در قسمت قبل به دست آوردیم را در فرمول ۱ جایگزین می‌کنیم و ضرایب تبدیل موجک را محاسبه می‌کنیم سپس با استفاده از الگوریتم قله‌ی تبدیل موجک[۹] پاشندگی تأخیر گروه را به دست آوردیم.

۴-نتیجه‌گیری

ما برای تداخل‌های ثبت‌شده که در شکل ۲ و ۳ نشان داده‌شده است، پاشندگی تأخیر گروه را محاسبه کرده و نتایج را در شکل‌های ۴ و ۵ آورده‌ایم. طبق رفتار نمودار بیشترین مقدار فراوانی را برای آینه نمونه اول و دوم حول ۴۰۰-و ۲۵۰- مشاهده کنیم که مقدارهای به‌دست‌آمده با اعداد اعلام‌شده توسط شرکت سازنده، سازگاری خوبی دارد. نتایج به‌دست‌آمده نشان می‌دهد با استفاده از الگوریتم تبدیل موجک و تداخل‌سنج مایکلسون با دقت خوبی پاشندگی تأخیر گروه را می‌توان به دست آورد.



شکل ۴: نمودار فراوانی پاشندگی تأخیر گروه اندازه‌گیری شده برای آینه اول با پاشندگی تأخیر گروه ۴۰۰-



شکل ۵: نمودار فراوانی پاشندگی تأخیر گروه اندازه‌گیری شده برای آینه دوم با پاشندگی تأخیر گروه ۲۵۰-

مراجع

[1] Z. Luo, S. Zhang, W.-d. Shen, C. Xia, Q. Ma, X. Liu, and Y. Zhang, "Group delay dispersion measurement of a dispersive mirror by spectral interferometry: comparison of different signal processing algorithms," Appl. Opt. **50**, C239-C245 (2011).

[2] W. H. Knox, N. M. Pearson, K. D. Li, and C. A. Hirlimann, "Interferometric measurements of femtosecond group delay in optical components," Opt. Lett. **13**, 574-576 (1988).

[3] K. Naganuma, K. Mogi, and H. Yamada, "Group-delay measurement using the Fourier transform of an interferometric cross correlation generated by white light," Opt. Lett. **15**, 393-395 (1990).

[4] Y. Deng, W. Yang, C. Zhou, X. Wang, J. Tao, W. Kong, and Z. Zhang, "Wavelet-transform analysis for group delay extraction of white light spectral interferograms," Opt. Express **17**, 6038-6043 (2009).

[5] J. Y. Lee and D. Y. Kim, "Versatile chromatic dispersion measurement of a single mode fiber using spectral white light interferometry," Opt. Express **14**, 11608-11615 (2006).

[6] D. Reolon, M. Jacquot, I. Verrier, G. Brun, and C. Veillas, "High resolution group refractive index measurement by broadband supercontinuum interferometry and wavelet-transform analysis," Opt. Express **14**, 12744-12750 (2006).

[7] Y. Deng, Z. Wu, L. Chai, C.-y. Wang, K. Yamane, R. Morita, M. Yamashita, and Z. Zhang, "Wavelet-transform analysis of spectral shearing interferometry for phase reconstruction of femtosecond optical pulses," Opt. Express **13**, 2120-2126 (2005).

[8] Y. Deng, C. Wang, L. Chai, and Z. Zhang, "Determination of Gabor wavelet shaping factor for accurate phase retrieval with wavelet-transform," Applied Physics B **81**, 1107-1111 (2005).

[9] Y. Deng, W. Yang, C. Zhou, X. Wang, J. Tao, W. Kong, and Z. Zhang, "Direct measurement of group delay with joint time-frequency analysis of a white-light spectral interferogram," Opt. Lett. **33**, 2855-2857 (2008).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

سنتز و بررسی خواص نوری نقاط کوانتومی سیلیکون برای کاربردهای نانو حسگری

مجید طاهری، سید مجید محسنی ارمکی

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

چکیده – در این کار پژوهشی، خواص اپتیکی نقاط کوانتومی سیلیکون در محیط اتانول برای کاربردهای حسگر زیستی مورد بررسی قرار گرفته است. برای تولید محلول کلوئیدی نقاط کوانتومی سیلیکون در محیط اتانول با فوتولومینسانس آبی، روش کندوسوز لیزری استفاده شده است. مشخصه‌یابی نمونه با دستگاه طیف سنج فرابنفش-مرئی و ساختار کریستالی آن با دستگاه پراش ایکس انجام شده است. نتایج طرح پراش پرتو ایکس بیانگر این است که نقاط کوانتومی سیلیکون سنتز شده ساختار بلوری دارند. طیف فوتولومینسانس حاصل از نقاط کوانتومی سیلیکون در محیط اتانول، گسیل نور آبی در محدوده طول موجی ۴۸۰-۴۶۰ نانومتر، ناشی از برانگیختگی در بازه ۴۱۵-۳۶۵ نانومتر، را نشان می‌دهد. همچنین طیف فلورسانسی این نقاط کوانتومی پایداری نوری خوبی و شدت قوی‌تری در pH 6 از خود نشان می‌دهد. خواص تابشی بدست آمده از این نقاط کوانتومی، آنها را به گزینه مناسبی برای پروب‌های اپتیکی با کاربرد نانو حسگری تبدیل می‌کند.

کلید واژه- نانو حسگر، فوتولومینسانس، کندوسوز لیزری، نانوذرات سیلیکون.

Synthesis of Silicon Quantum Dots and its Optical Properties Study for Nano-sensor Applications

Majid Taheri, Seyed Majid Mohseni Armaki

Department of Physics, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran

Abstract- In this work, optical properties of silicon quantum dots in ethanol for biosensor applications has been investigated. A nanosecond pulsed laser ablation method for the synthesis of silicon quantum dots disperse in ethanol with blue photoluminescence is reported. The sample is characterized by UV-visible absorption spectrometer and the crystal structure analyzed by X-ray diffraction. The results of X-ray diffraction pattern have shown the formation of silicon nanocrystal in the colloid. The silicon quantum dots in ethanol exhibits blue emissions in the spectral range of 460-480 nm when excited in the wavelength range of 365-415 nm. In addition, the fluorescence measurement of the colloid exhibits a good photostability and maximum intensity in pH 6 sodium phosphate buffer. The observed emission properties of the silicon quantum dots make it a valuable material for the optical probe in nano-sensor systems.

Keywords: Nano-sensor, Photoluminescence, Laser ablation, Silicon Nanoparticles.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

اخیرا نقاط کوانتومی سیلیکون به‌دلیل زیست سازگاری، بازده کوانتومی فوتولومینسانس بالا و پایداری نوری در حوزه زیست و پزشکی مورد توجه قرار گرفته‌اند [۱]. کاهش اندازه از ابعاد توده به ابعاد نانو باعث ظهور خواص نوری جدیدی می‌شود که در مورد نقاط کوانتومی سیلیکون تغییرات عمده ناشی از پدیده محبوس شدگی کوانتومی است [۲]. براساس این پدیده خواص فوتولومینسانسی نقاط کوانتومی تابع اندازه ذرات می‌باشد. بطور کلی خواص نوری نانوذرات به اندازه، مورفولوژی و شیمی سطح آن‌ها بستگی دارد که خود تحت تاثیر روش سنتز و شرایط آن می‌باشد. تاکنون روش‌های شمیایی و فیزیکی متفاوتی برای تولید نقاط کوانتومی سیلیکونی به کار گرفته شده است. از جمله روش‌های ساده و پرکاربرد فیزیکی برای تهیه نانوکلوییدها روش کندوسوز لیزری در محیط مایع می‌باشد [۳]. بررسی بسیاری از فرآیندها در علوم زیست و پزشکی نیازمند یک روش تشخیص سریع، حساس، دقیق، صحیح و تکرارپذیر می‌باشد. تکنیک فوتولومینسانس روش بسیار مناسبی برای رسیدن به این اهداف می‌باشد. ظرفیت این روش به وسیله خواص فیزیکی و شیمیایی نمونه‌ی مورد استفاده تعیین می‌گردد. این خواص شامل اندازه ذرات، ماهیت شیمیایی، زیست سازگاری و قدرت برهمکنش با گونه زیستی می‌باشد. برای نقاط کوانتومی مورد استفاده، داشتن پایداری بالا، بهره کوانتومی فوتولومینسانس ذاتی در محدوده مرئی و حلالیت در محیط‌های آبی ضروری است [۴]. در این پژوهش، نقاط کوانتومی سیلیکون با استفاده از لیزر پالسی نئودیمیوم یاگ در محیط اتانول تهیه و مشخصه‌یابی آن توسط طرح پراش پرتو ایکس، طیف سنج فرابنفش-مرئی و طیف سنج فوتولومینسانس انجام شده‌است. همچنین پایداری نوری و تاثیر pH برروی قله طیف فوتولومینسانس بررسی شده‌است. ظهور قله‌ی در طیف فوتولومینسانس استفاده از این نقاط کوانتومی را در حسگرهای زیستی و جایگزینی این نانوذرات به جای نقاط کوانتومی سمی فراهم می‌کند.

بخش تجربی

برای تولید نقاط کوانتومی، یک ویفر سیلیکون نوع n داخل بشر حاوی ۱۵ سانتی‌مترمکعب اتانول قرار گرفته، و پرتو لیزر به آن تابیده می‌شود. در این کار، لیزر پالسی نئودیمیوم با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر، پهنای پالس ۱۵ نانوثانیه با آهنگ تکرار ۱۰ Hz و انرژی ۱۰۰ mJ مورد استفاده قرار گرفته‌است. باریکه لیزر توسط یک عدسی با فاصله کانونی ۵۰ سانتی‌متر برروی هدف متمرکز شده است. بعد از ۵ دقیقه پرتودهی ویفر سیلیکون، رنگ محلول کلوئیدی عوض شده و رنگ محلول کلوئیدی زرد متمایل به قهوه‌ای می‌شود. غلظت سیلیکون محلول کلوئیدی بعد از پرتودهی ۰،۰۲ gr/L خواهد بود.

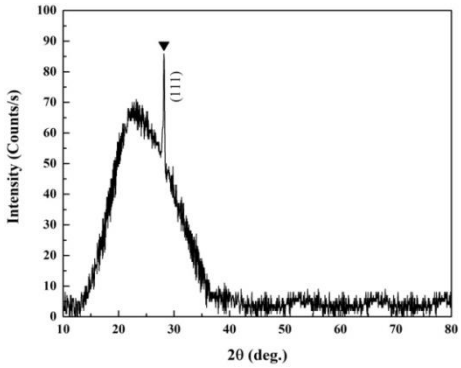
مشخصه‌یابی نوری محلول کلوئیدی تولید شده توسط طیف‌سنج فرابنفش-مرئی (PerkinElmer LAMBDA 25) و طیف‌سنج فوتولومینسانس (Cary Eclipse) انجام گرفته-است. ساختار کریستالی و تصویر میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM) کلوئیدها به ترتیب توسط Stoe-Stadv X-ray diffractometer و Phillips CM-120 بررسی شده است. جهت بررسی پایداری نوری و تاثیر pH روی طیف فوتولومینسانس از طیف‌سنج Ocean Optics USB2000،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مجهز به لیزر پیوسته با طول‌موج ۴۰۵ نانومتر و توان ۳۰ میلی‌وات، استفاده شده‌است.

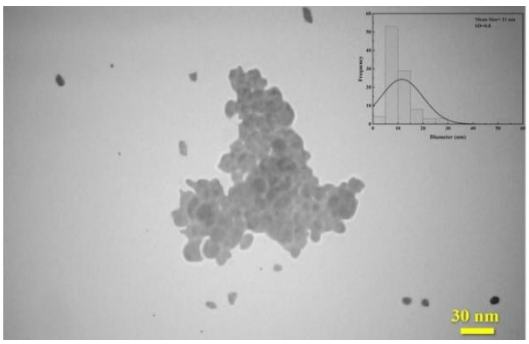
نتایج تجربی و بحث

طرح پراش پرتو ایکس نقاط کوانتومی سیلیکون در شکل۱ نشان داده شده‌است. این شکل دارای یک پیک پراش در زاویه $28/5^{\circ}$ مربوط به صفحات کریستالی (۱۱۱) از نانوذرات سیلیکون و یک پیک پهن از ۱۵ تا ۳۵ درجه مربوط به ساختار آمورفی اکسید سیلیکون می‌باشد. اندازه نانوذرات را می‌توان براساس رابطه دبی-شرر از طیف پراش پرتو ایکس بدست آورد [۳]. طبق این رابطه و نتایج بدست آمده، قطر نقاط کوانتومی در حدود ۸ نانومتر تخمین زده شده‌است.



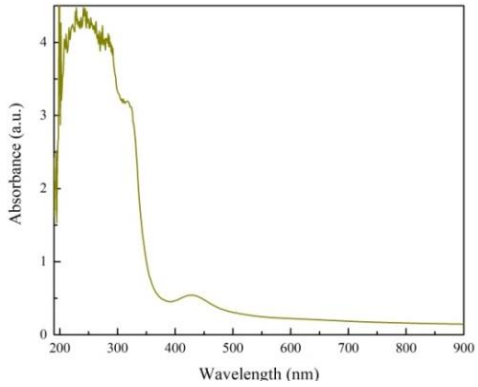
شکل ۱: الگویی پراش پرتو ایکس نقاط کوانتومی سیلیکون.

شکل ۲ تصویر TEM مربوط به محلول کلوئیدی نانوذرات سیلیکون را نشان می‌دهد. همانطور که ملاحظه می‌شود بیشتر ذرات داری قطری کمتر از ۱۰ نانومتر می‌باشند که موید نقاط کوانتومی بودن نانوذرات است.



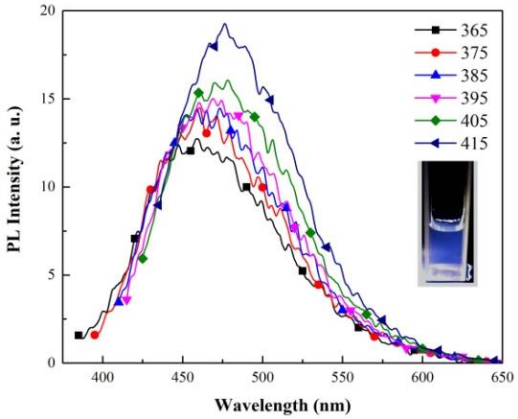
شکل ۲: تصویر میکروسکوپ الکترونی عبوری نقاط کوانتومی سیلیکون.

شکل ۳ طیف جذبی فرابنفش-مرئی نقاط کوانتومی سیلیکون را نشان می‌دهد. همانطور که ملاحظه می‌شود این طیف دارای دو قله در ۳۲۰ و ۴۳۰ نانومتر می‌باشد. براساس پژوهش‌های قبلی [۳] از روی طیف تبدیل فوریه مادون قرمز نشان داده‌شده‌است که یک لایه اکسید برروی سطح نانوذرات سیلیکون تشکیل می‌شود. این پیوندهای سطحی باعث تشکیل ترازهای موضعی در گاف انرژی نقاط کوانتومی می‌شود و مکانیزم جذبی را افزایش می‌دهند.



شکل ۳: طیف جذبی فرابنفش-مرئی نقاط کوانتومی سیلیکون در اتانول.

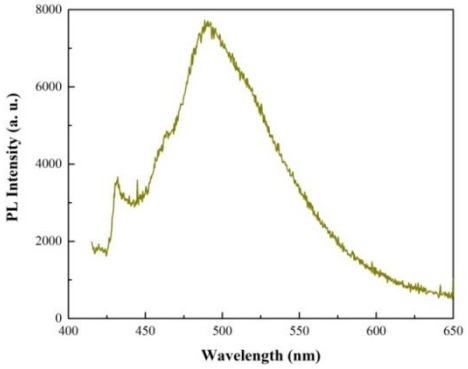
طیف فوتولومینسانس نقاط کوانتومی سیلیکون به ازای طول موج‌های برانگیختگی مختلف در شکل ۴ نشان داده شده‌است. همانطور که در این شکل مشاهده می‌شود بیشینه طیف فوتولومینسانس با افزایش طول موج برانگیختگی به سمت قرمز جابجا می‌شود. نشان می‌دهد که تابش نقاط کوانتومی ناشی از پدیده محبوس شدگی کوانتومی است. تصویر داخل شکل تابش آبی نمونه وقتی با لامپ UV ۳۸۵ نانومتر برانگیخته شده را نشان می‌دهد.



شکل ۴: طیف فوتولومینسانس به ازای طول موج‌های برانگیختگی مختلف.

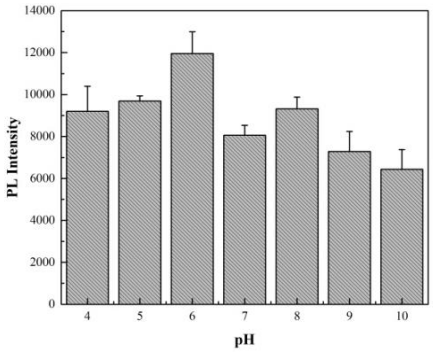
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شکل ۵ طیف فوتولومینسانس نقاط کوانتومی سیلیکون برانگیخته شده توسط لیزر ۴۰۵ نانومتر را نشان می‌دهد. این طیف دارای پیک تیزی در ۴۹۰ نانومتر می‌باشد که جهت بررسی پایداری نوری و تاثیر pH برروی طیف فوتولومینسانس استفاده شده‌است.



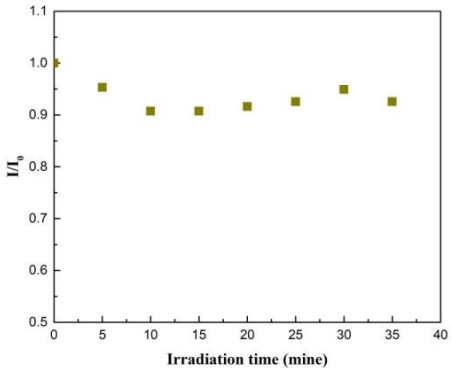
شکل ۵: طیف فوتولومینسانس در طول موج برانگیختگی ۴۰۵ نانومتر.

جهت بررسی پاسخ فلورسانسی نقاط کوانتومی سیلیکون به محیط مایع با pH مختلف، محلول بافر فسفات ۵۰ میلی-مولار استفاده شده‌است. شکل ۶ شدت فلورسانس نقاط کوانتومی سیلیکون در ۴۹۰ نانومتر به‌ازای pHهای مختلف را نشان می‌دهد. در نتیجه نقاط کوانتومی شدت فلورسانسی قوی‌تری را در pH6 نشان می‌دهد.



شکل ۶: شدت فلورسانس نقاط کوانتومی در ۴۹۰nm به‌ازای pHهای مختلف.

پایداری نوری طیف فلورسانسی نقاط کوانتومی سیلیکون در نقطه ۴۹۰ نانومتر با گذر زمان در شکل ۷ نشان داده شده-است (I و I_0 شدت در لحظه و در شروع). طیف فلورسانسی نقاط کوانتومی با گذشت ۳۰ دقیقه پایداری بسیار خوبی را نشان می‌هد که جهت استفاده در حسگرهای زیستی فاکتور مهمی می‌باشد.



شکل ۷: پایداری نوری طیف فلورسانس نقاط کوانتومی سیلیکون.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق نقاط کوانتومی سیلیکون با اندازه‌ی درحدود ۸ نانومتر به روش کندوسوز لیزری ویفر سیلیکون در محلول اتانول سنتز و مشخصه‌یابی شد. با توجه به طیف پراش پرتو ایکس نقاط کوانتومی دارای ساختار بلوری هستند و طیف جذبی فرابنفش-مرئی آن پیک جذبی را نشان می‌دهد. نتایج طیف فوتولومینسانس نشان می‌دهد که با افزایش طول موج برانگیختگی پیک تابشی نقاط کوانتومی سیلیکون به سمت طول موج‌های بلندتر جابه‌جا شده‌است. همچنین طیف فلورسانسی نقاط کوانتومی سیلیکون دارای پایداری نوری خوب و شدت قوی‌تری در pH 6 می‌باشند. که قابلیت کاربرد این نقاط کوانتومی در حسگرهای زیستی را نشان می‌دهد.

مرجع‌ها

[1] J. Vincent, V. Maurice, X. Paquez, O. Sublemontier, Y. Leconte, O. Guillois, C. Reynaud, N. Herlin-Boime, O. Raccurt, F. Tardif, “Effect of water and UV passivation on the luminescence of suspensions of silicon quantum dots”, *Journal of Nanoparticle Research*, Vol. **12**, No. 1, pp. 39-46, 2010.

[2] J. P. Wilcoxon, G. A. Samara, P. N. Provencio, “Optical and electronic properties of Si nanoclusters synthesized in inverse micelles”, *Physical Review B*, Vol. **60**, No. 4, pp. 2704-2714, 1999.

[3] M. Taheri, F. Hajiesmaeilbaigi, A. Motamedi, “Optical and structural characteristics of silicon nanoparticles thin film prepared by laser ablation”, *Thin Solid Films*, Vol. **519**, No. 22, pp. 7785-7788, 2011.

[4] X. Zhang, D. Neiner, S. Wang, A. Y. Louie, S. M. Kauzlarich, “A new solution route to hydrogen-terminated silicon nanoparticles: synthesis, functionalization and water stability”, *Nanotechnology*, Vol. **18**, No. 9, pp. 095601-095607, 2007.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مطالعه تغییرات خواص اپتیکی گرافن حاوی ناخالصی سلنیوم Se با درصد های مختلف

یداله صفایی اردکانی، محمود مرادی

گروه فیزیک، پردیس دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، میدان ارم، شیراز

چکیده – در این مقاله، گرافن حاوی ناخالصی Se برای در صدهای 2% ، 3% ، 5.5% و 12.5% مورد مطالعه قرار گرفته ا ست. در مورد طیف جذبی برای محدوده ماوراء بنفش در سه مورد ناخالا صی 2% ، 3% و 5.5% دو قله در حوالی 12.58eV و 17.44eV داریم که این رفتار را میتوان به گرافن نسبت داد. در مورد ناخالصی 12.5% بجز قله 12.37eV ، که رفتاری مثل سایر ساختارها دارد، شاهد افزایش دو قله دیگر و جابجایی زیاد قله 17.44eV هستیم. در محدوده مرئی و حوالی آن برای ناخالصی 2% و 3% هر کدام یک قله و برای 5.5% و 12.5% هر کدام دو قله وجود دارند که میتوانند کاربرد های متعددی در دستگاههای اپتیکی داشته باشند.

کلید واژه- گرافن، ناخالصی، خواص اپتیکی

Study of changes in the optical properties of graphene containing Selenium impurity by changing the percentage of impurity

Yadollah Safaei Ardakani, Mahmood Moradi

Department of Physics, Shiraz University, Eram square, Shiraz

Abstract- In this paper, graphene containing Se impurity was studied for 4 impurities 2%, 3%, 5.5% and 12.5%. In the absorption spectrum for the ultraviolet range, in three cases, impurities of 2%, 3% and 5.5%, we have two peaks at around 12.58eV and 17.44eV, which can be attributed to graphene. In the case of 12.5% impurity other than the 12.37eV peak, which is similar to other structures, two new peaks arise and the peak of 17.44eV has a significant displacement. In the visible range and around it, cases of 2% and 3% impurities have one peak, and for the 5,5% and 12.5% we see two peaks which can have a variety of applications in optical devices, particularly in visible absorption.

Keywords: Graphene, Impurity, Optical properties

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

فیزیک دوبعدی وکاربردهای آن، همیشه یکی از بحثهای مهم در عرصه فیزیک نظری بوده و هست. گرافن یکی از مصادیق آن است که ساختاری دوبعدی دارد. در سال ۲۰۰۴، آندره گایم و کنستانتین نووسلف، بر خلاف قضیه مرمین-واگنر، موفق به ساختِ گرافن شدند[۱]. گرافن به علت داشتن گاف نواری صفر و نیز خواص جالب در رسانندگی الکتریکی و تحرک‌پذیری حامل‌های بار، کاربردهای مهمی در عرصه اپتیک وفیزیک نیمرسانا پیدا کرده است[۲].

سلنیوم، Se، یکی از عناصر گروه ۶ اصلی میباشد. این عنصر خواص الکترونی و اپتیکی مهمی دارد که باعث شده کاربردهای متنوعی از جمله در سلولهای خورشیدی و صنایع شیشه سازی، داشته باشد[۳].

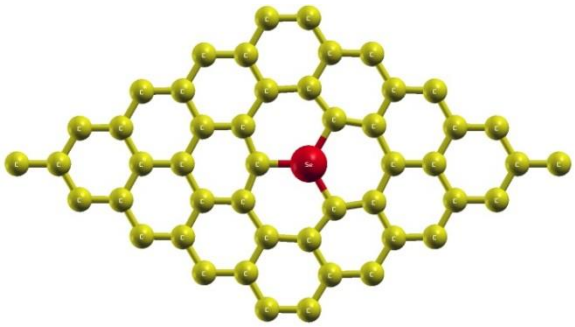
در این مقاله تغییرات خواص اپتیکی گرافن حاوی ناخالصی Se، با تغییر درصد ناخالصی، برای ناخالصی های 2% ، 3% ، 5.5% و 12.5% مطالعه میشود.

روشهای محاسباتی

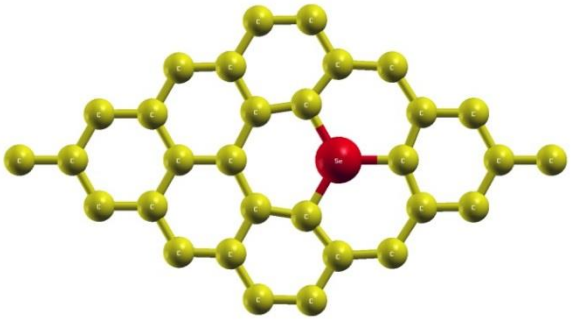
محاسبات، مبتنی بر نظریه تابعی چگالی (DFT) است و از بسته کوانتوم اسپرسو استفاده شده است. در این محاسبات از شبه پتانسیل PBE که حاوی تقریب GGA است بهره گرفته شده است. محاسبات خواص نوری مبتنی بر نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان، TDDFT ، است و برای انجام آن از بسته turbo_eels ،که برای محاسبات پریودیک طراحی شده، استفاده شده است. انرژی جنبشی در 40 Ry قطع شده و برای فضای وارون، مش بندی 7×7×1 در نظر گرفته شده و از Itermax0=2000 و Itermax=20000 استفاده شده است.

نتایج و بحث

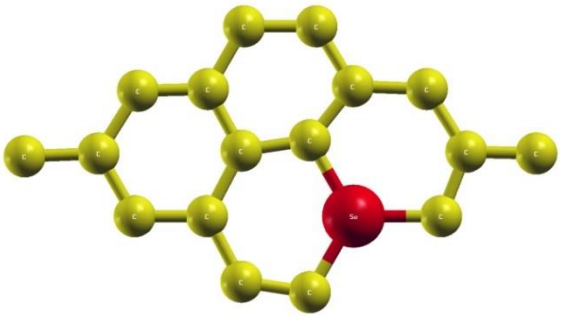
در این مقاله چهار آبَر سلول, super cell , تک لایه گرافن که در آنها جای یک اتم کربن با اتم Se عوض شده بررسی می شوند. این آبَر سلولها عبارتند از (۵×۵) متناظر باناخالصی سلنیوم ۲٪ ، (۴×۴) متناظر با ۳٪ ، (۳×۳) متناظر با ۵,۵٪ و (۲×۲) متناظر با ۱۲,۵٪. در شکلهای ۱ تا ۴ طرحواره هایی از این آبَر سلولها به ترتیب برای چهار حالت ناخالصی ۲٪ ، ۳٪ ، ۵,۵٪ و ۱۲,۵٪ رسم شده اند.



شکل ۱- طرح شماتیک گرافن با ناخالصی سلنیوم (۲٪)

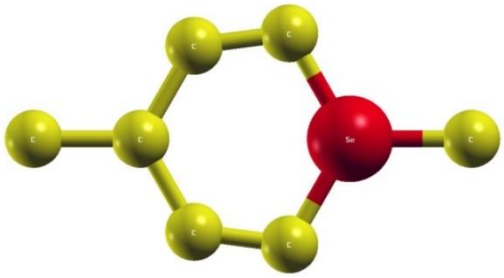


شکل ۲- طرح شماتیک گرافن با ناخالصی سلنیوم (۳٪)



شکل ۳- طرح شماتیک گرافن با ناخالصی سلنیوم (۵,۵٪)

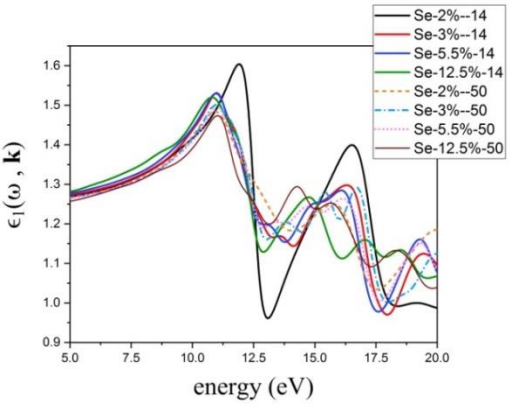
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



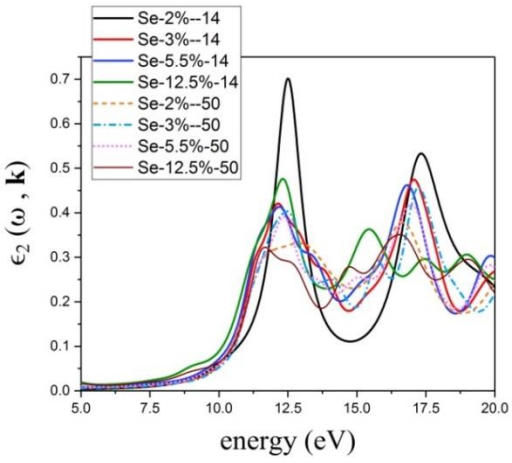
شکل ۴- طرح شماتیک گرافن با ناخالصی سلنیوم (۱۲,۵٪)

برای خواص نوری ابتدا به سراغ دی الکتریک می رویم.

$\epsilon(\omega, \mathbf{k})$ تابع هم زمان فرکانس ω و بردار موج $\vec{\mathrm{k}}$ است. لذا تابع $\epsilon(\omega)$ را به ازای دو بردار موج $\vec{k}_1 = (0,0,0.14)$ و $\vec{k}_2 = (0,0,0.50)$ در بازه 5 تا 20 eV محاسبه کرده ایم. در شکلهای ۵ و ۶ توابع ϵ_1 و ϵ_2 بر حسب فرکانس نشان داده شده اند.



شکل ۵- جزء حقیقی دی الکتریک در محدوده فرا بنفش



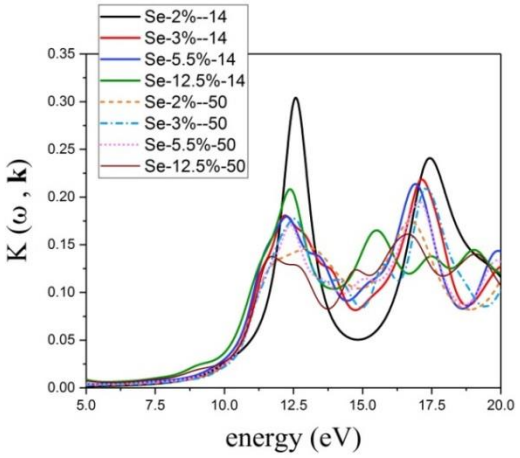
شکل ۶- جزء موهومی دی الکتریک در محدوده فرا بنفش

اکنون میتوان تعدادی از متغیر های اپتیکی مثل ضریب خاموشی، K ، ضریب شکست، n ، و ضریب بازتابش، R ، را محاسبه کرد که نحوه وابستگی آنها به ϵ_1 و ϵ_2 در معادلات (۱)، (۲) و (۳) بیان شده است. در شکل ۷ تابع $\mathrm{K}(\omega)$ به ازای دو بردار موج $\vec{k}_1 = (0,0,0.14)$ و $\vec{k}_2 = (0,0,0.50)$ در بازه 5eV تا 20eV نشان داده شده است.

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{\frac{1}{2}} + \epsilon_1\right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

$$K = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{\frac{1}{2}} - \epsilon_1\right]^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

$$R = \frac{(n-1)^2+K^2}{(n+1)^2+K^2} \quad (3)$$

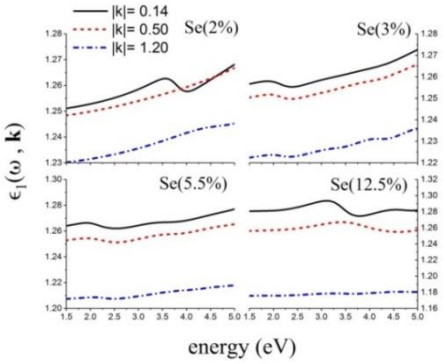


شکل ۷- ضریب خاموشی در محدوده ماوراء بنفش

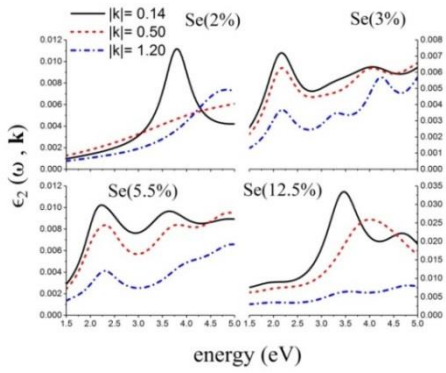
برای طیف جذبی، شکل ۷، مشاهده میشود که همه ساختارها در حوالی 12.58eV یک قله دارند. این قله در ناخالصی 2% بزرگتر از بقیه می باشد. با افزایش درصد ناخالصی، قله ضعیفتر میشود اما دوباره در 12.5% شروع به رشد میکند. این ساختارها حوالی 17.44eV نیز یک قله دارند. این قله با افزایش درصد ناخالصی کوچکتر شده و به سمت مقادیر پایینتر جابجا میشود. در ناخالصی 12.5% که رفتاری نسبتا متفاوت از دیگران دارد، شاهد دو قله دیگر در 17.48eV و 19.05eV هستیم که قله هایی ملایم با ارتفاع کم می باشند. در ناخالصی 12.5% افزایش |k| باعث میشود که قله 15.5eV به 16.63eV جابجا شود و قله 17.48eV محو شود. در شکلهای ۸ و ۹ و ۱۰ برای محدوده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

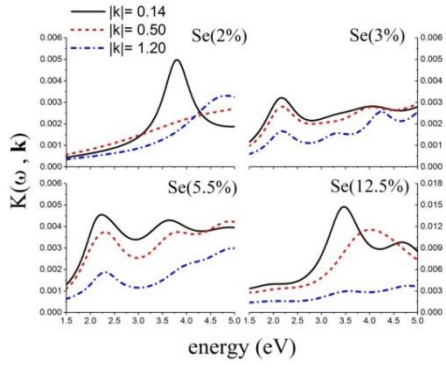
مرئی، نمودارهای ϵ_1 ، ϵ_2 و $K(\omega)$ برای سه بردار موج $\vec{k}_1 = (0,0,0.14)$ ، $\vec{k}_2 = (0,0,0.50)$ و $\vec{k}_3 =$ $(0,0,1.20)$ در بازه 1.5eV تا 5eV نشان داده شده اند.



شکل ۸- نمودار $\epsilon_1(\omega)$ در محدوده مرئی و اطراف آن



شکل ۹- نمودار $\epsilon_2(\omega)$ در محدوده مرئی و اطراف آن



شکل ۱۰- نمودار $K(\omega)$ در محدوده مرئی و اطراف آن

در شکل ۱۰ در ناخالصی 2% حوالی 3.75eV یک قله داریم که با افزایش |k| محو میشود. برای ناخالصی 3% حوالی 2.25eV یک قله داریم که با افزایش |k| ضعیف تر میشود اما از بین نمی رود. برای 5.5% نیز در همین نقطه یک قله با شدت بیشتر داریم. این قله نیز با افزایش |k| از بین نمیرود. در ناخالصی 5.5% یک قله دیگر نیز در حوالی 3.6eV داریم که با افزایش |k| بسیار ضعیف میشود. در مورد ناخالصی 12.5% دو قله در 3.5eV و 4.75eV داریم که هردو با افزایش |k| از بین میروند.

جمع بندی :

در این مقاله گرافن حاوی ناخالصی Se برای درصدهای 2% ، 3% ، 5.5% و 12.5% بررسی میشوند. در طیف جذبی برای محدوده فرابنفش در سه مورد 2% ، 3% و 5.5% دو قله در حوالی 12.58eV و 17.44eV داریم. این رفتار را میتوان به گرافن نسبت داد. در مورد ناخالصی 12.5% بجز قله 12.37eV که مثل سایر ساختارهاست. شاهد پیدایش دو قله دیگر و جابجایی در قله 17.44eV هستیم. در محدوده مرئی، ناخالصی های 2% و 3% یک قله و ناخالصی های 5.5% و 12.5% دو قله دارند. در ناخالصی های 3% و 5.5% با افزایش |k| ، قله ها از بین نمی روند. در ناخالصی های 2% و 12.5% با وجود اینکه قله ها تیزتر هستند اما با افزایش |k| از بین می روند.

منابع :

[1] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva,A. A. Firsov,"Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films", Science. 306 (2004) 666–669

[2] Madhuri Sharon and Maheshwar Sharon ,'' Graphene: An Introduction to the Fundamentals and Industrial Applications", Willy (2015)

[3] John R. Rumble,"CRC Handbook of Chemistry and Physics", (98th ed.) CRC Press.(2017-2018)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

حسگر نانو ساختار پلاسمونیکی بسیار حساس مبتنی بر موجبر فلز-دی الکتریک-فلز

مجتبی مرادخانی، محمد واحدی

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران

چکیده - در این مقاله، به بررسی یک نمونه حسگر پلاسمونیکی مبتنی بر تزویج موجبر فلز-دی الکتریک-فلز به یک کاواک با طول موجهای تشدیدی ۱۰۵۰ و ۱۴۹۰ نانومتر پرداخته می شود. ساختار پیشنهادی با استفاده از روش شبیه سازی FDTD به طور عددی مورد ارزیابی قرار گرفته است و میزان جابه‌جایی طول موج تشدید ساختار در اثر تغییرات ضریب شکست محیط بررسی شده است. برای ساختار پیشنهادی، بیشترین حساسیت به دست آمده ۱۴۸۰ nm / RIU و بهترین فاکتور شایستگی RIU^{-1} ۱۳۴,۵ حاصل شد. همچنین جابه‌جایی طیفی برای تغییر ۰,۰۱ ضریب شکست محیط nm ۱۵ ثبت شد.

کلید واژه- سنسور پلاسمونیکی MIM، فاکتور شایستگی، طول موج تشدید، جا به‌جایی طیفی

High Sensitive Nano Structure Plasmonic Sensor Based on Metal-Insulator-Metal Waveguide

Mojtaba Moradkhani, Mohammad Vahedi

School of Physics, Iran University of Science and Technology

Abstract- In this Paper, we investigate a plasmonic sensor based on a MIM waveguide coupled to a resonator. The resonant wavelengths of the resonator are 1050nm and 1490nm.The proposed structure has been numerically investigated using FDTD method and the shift of the resonance wavelength as a result of the change in the refractive index of the structure is explored. Maximum sensitivity and Figure of Merit (FOM) of 1480 nm / RIU and 134.5 RIU^{-1} was obtained respectively. The maximum spectrum shift due to 0.01 refractive index change of the medium of 15nm was recorded.

Keywords: Plasmonic MIM Sensor, Figure of Merit (FOM), Resonance Wavelength, Spectrum Shift

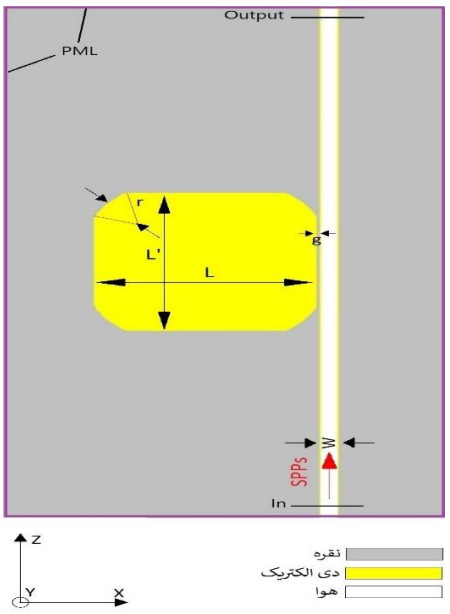
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

پلاریتون پلاسمون‌های سطحی، امواج الکترومغناطیسی طولی هستند که در مرز فلز – دی الکتریک انتشار پیدا می کنند و به خاطر خواص محدود کنندگی میدان، کاربرد های متنوعی را در زمینه های مختلف یافته اند[۱]. یکی از مهم ترین خواص امواج پلاسمونی، توانایی انتشار در زیر حد پراش است که امکان طراحی ساختارهای در ابعاد نانو را فراهم می کند. هر چه ساختار کوچک تر باشد، اتلاف توان کمتر و همچنین سرعت پردازش اطلاعات بالاتر می رود [۲]. در سال های اخیر، ساختارهای متنوعی مثل فیلترها، کلیدهای‌نوری، مولتی‌پلکسرها، حسگرها و تقسیم‌کننده‌های نوری ارائه شده است که اهمیت این ساختارها را برای مجتمع سازی مدارها نشان می دهد. انواع گوناگونی از نانو ساختار های فلزی برای انتشار امواج پلاسمونیکی تا به اکنون ارائه شده اند، اما مهم ترین ساختار های پلاسمونیکی که در بسیاری از ساختارها مشاهده می‌شود موجبرهای فلز- دی الکتریک- فلز (MIM) و دی الکتریک-فلز-دی الکتریک (IMI) هستند[۳, ۴]. موجبر IMI قادر به انتشار امواج SPP تا فاصله چند سانتی متری است اما میدان الکترومغناطیسی را نمی تواند خیلی محدود کند. در حالیکه موجبرهای MIM قادر به محدود کنندگی موج الکترومغناطیسی در ابعاد زیر طول موجی هستند، اما اتلاف اهمی بسیار بالایی دارد و باعث کاهش طول انتشار موج (از مرتبه میکرومتر یا کمتر) می‌شود[۵]. از این رو موجبرهای MIM گزینه مناسب‌تری برای مجتمع سازی محسوب می شوند. ساختار پیشنهادی که در این مقاله در نظر گرفتیم از یک تشدیدگر پلاسمونیکی تشکیل شده است که از پهلو به یک موجبر MIM تزویج شده و با استفاده از روش عددی تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج به دست آمده می‌تواند در بهبود عملکرد نانوحسگرها در چیپ‌های مدارهای مجتمع و همچنین در زیست‌حسگرها مورد استفاده قرار گیرد.

معرفی ساختار و آنالیز نظری

شکل (۱) ساختار دو بعدی حسگر پیشنهادی را نشان می دهد که از یک موجبر پلاسمونیکی نقره – هوا – نقره و تشدیدگر پلاسمونیکی مربعی با دی الکتریک هوا که لبه های آن حالت دایره ای شکل دارد، تشکیل شده است. پارامتر w نشان دهنده عرض موجبر و پارامتر L و L' نشان دهنده طول و عرض تشدیدگر پلاسمونیکی، پارامتر g فاصله تزویج بین تشدیدگر و موجبر و r شعاع لبه دایره ای شکل تشدیدگر هستند.



شکل ۱: ساختار دو بعدی حسگر پیشنهادی که از موجبر نقره – هوا – نقره و تشدیدگر مربعی پلاسمونیکی با لبه های دایره شکل که با دی الکتریک هوا پر شده است.

تابع دی الکتریک فلزات از مدل درود تبعیت می‌کند که به صورت رابطه (۱) تعریف می شود[۶]:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)} \qquad (۱)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

که در این رابطه ω_p فرکانس پلاسمای فلز، ε_∞ ثابت دی الکتریک فلز در فرکانس بی نهایت، γ فرکانس برخوردی الکترون های آزاد فلز و ω فرکانس زاویه‌ای فرودی به سطح فلز می‌باشد[۶]، و مقادیر در آن به صورت $\varepsilon_\infty = 3.7$ ، $\gamma = 2.73\times10Hz$ و $\omega_p = 1.38\times10^{16}Hz$ است. اگر عرض موجبر بسیار کوچک تر از طول موج فرودی باشد، تنها مد عرضی TM قادر به تحریک امواج SPP درون موجبر MIM خواهد بود[۱]. میزان عبور ساختار از روش تزویج مد[۱] حاصل می شود و طبق رابطه (۲) بدست می آید[۷]:

$$T = \frac{(\omega-\omega_r)^2+\frac{1}{\tau_c^2}}{(\omega-\omega_r)^2+\left(\frac{1}{\tau_c}+\frac{1}{\tau_w}\right)^2} \qquad (۲)$$

در این رابطه ω_r فرکانس تشدید کاواک، τ_w نرخ اتلاف در موجبر MIM و τ_c نرخ اتلاف بین کاواک و موجبر است. به ازای $\omega = \omega_r$ کمترین میزان عبور بدست می آید و مقدار آن برابر است با:

$$T_{min} = \frac{1}{\tau_c^2}/\left(\frac{1}{\tau_c}+\frac{1}{\tau_w}\right)^2 \qquad (۳)$$

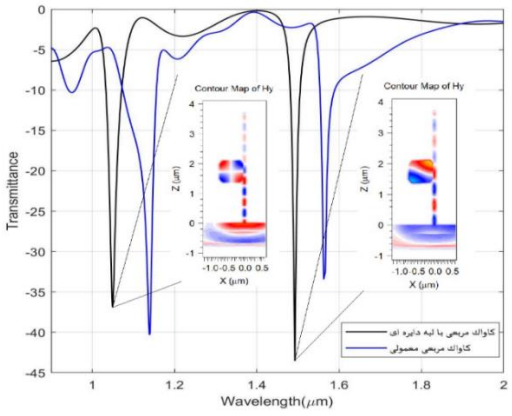
محل تقریبی طول موج های تشدید کاواک از این رابطه بدست می آید:

$$\Delta\phi = \beta.\Delta L + \varphi \qquad (۴)$$

در این رابطه $\Delta\phi$ اختلاف فاز بین موج فرودی و موج داخل کاواک است، که به صورت $\Delta\phi = 2m\pi$ m=1,2,... تعریف می شود. φ فاز اولیه موج فرودی و ΔL طول مؤثر محیط کاواک است. همچنین ثابت انتشار $\beta = 2\pi/\lambda_m .n_{eff}$ که λ_m طول موج های تشدید کاواک می باشد.

تحلیل نتایج

برای مطالعه عملکرد ساختار، ابتدا پارامترهای ساختار را به صورت $L = 700nm$ ، $L' = 700nm$ ، $w = 50nm$، $g = 15nm$ و $r = 300nm$ در نظر گرفتیم و با استفاده از روش شبیه سازی FDTD به شبیه سازی آن پرداختیم. پارامترهای FDTD را به صورت $\delta x = 2\text{nm}$ و $\delta t = \delta x/2c$ و از منبع پهن باند با پهنای گاوسی $\Delta v = 194THz$ استفاده شده است. منحنی مشکی رنگ در شکل (۲) نمودار عبور بر حسب طول موج ساختار را نشان می دهد.



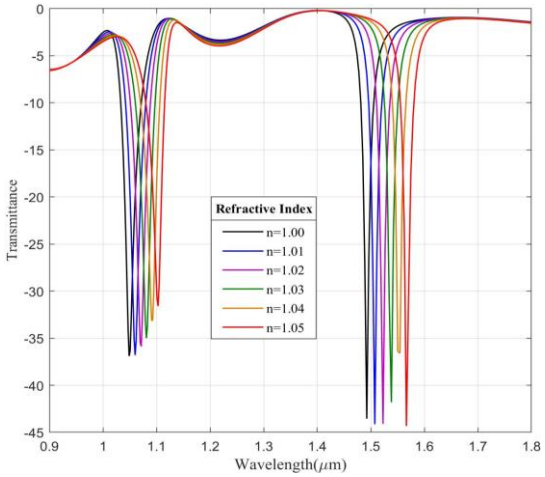
شکل۲: منحنی عبور برحسب طول موج: خط مشکی رنگ ساختار پیشنهادی، خط آبی رنگ ساختار با کاواک مربعی معمولی

به منظور مقایسه، ساختار مربعی معمولی را نیز که طول و عرض مشابه ای با ساختار پیشنهادی دارد و $g = 15nm$ از موجبر قرار گرفته است، مورد بررسی قرار دادیم (منحنی آبی رنگ در شکل ۲). مدهای مشاهده شده، امواج ایستای تشکیل شده در داخل کاواک می باشند. برای ساختار مربعی معمولی پهنای FWHM برای مد اول مقداری برابر ۳۲ نانومتر و برای مد دوم ۱۵ نانومتر حاصل شد. اما برای ساختار مربعی با لبه دایره ای پهنای

[۱] Coupled mode theory

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

FWHM برای مد اول ۲۳ نانومتر و برای مد دوم ۱۱ نانومتر بدست آمد که پهنای بسیار باریک تری نسبت به حالت مربعی معمولی دارد، که این ناشی از اتلاف کمتر پلاسمونی برای لبه های دایره ای شکل می‌باشد و باعث افزایش فاکتور شایستگی می شود. برای مطالعه بر روی جابه‌جایی طیفی ساختار، به ازای تغییرات ضریب شکست محیط کاواک، ضریب شکست را از ۱,۰۰ تا ۱,۰۵ تغییر دادیم و مشخصه‌های کاواک را به صورت $w = 50nm$، r=300nm و $g = 15nm$ ثابت در نظر گرفتیم. نتایج برای هر دو مد به صورت شکل (۳) بدست آمد.



شکل ۳: منحنی عبور ساختار پیشنهادی به ازای تغییرات ضریب شکست



شکل ۴: منحنی جابه‌جایی طول موج بر حسب تغییرات ضریب شکست

حسگر های پلاسمونیکی دارای دو پارامتر بسیار مهم جهت بررسی عملکردشان هستند. پارامتر اول حساسیت حسگر (S) است که به صورت $S = \Delta\lambda_R / \Delta n$ تعریف می شود[۸]، که در این رابطه λ_R طول موج تشدید و n نشان دهنده ضریب شکست محیط می باشد. پارامتر بعدی شایستگی حسگر (FOM) است که به صورت $FOM = S/\Delta\lambda_{FWHM}$ تعریف می‌شود[۸]. شایستگی حسگر، میزان حساسیت حسگر را به نسبت پهنای (FWHM) طول موج تشدید نشان می دهد. برای ساختار پیشنهادی این مقادیر به صورت زیر محاسبه شده است:

$S_{mode1} = 1020\ nm/RIU$
$S_{mode2} = 1480\ nm/RIU$
$FOM_{mode1} = 44 RIU^{-1}$
$FOM_{mode2} = 134.5 RIU^{-1}$

نتیجه‌گیری

در این مقاله حسگر پلاسمونیکی را مورد بررسی قرار دادیم که متشکل از یک موجبر پلاسمونیکی MIM و یک کاواک مربعی با لبه های دایره‌ای است که از پهلو به موجبر تزویج شده است. بیشترین حساسیت و فاکتور شایستگی مربوط به مد دوم و به ترتیب مساوی $1480nm/RIU$ و $134.5 RIU^{-1}$ حاصل شد.

مرجع‌ها

[1] Maier, S.A., *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer US, 2007.
[2] Gramotnev, D.K. and Bozhevolnyi S.I., *Plasmonics beyond the diffraction limit.* Nature Photonics, **4**(2): p. 83, 2010.
[3] Veronis, G. and Fan S., *Guided subwavelength plasmonic mode supported by a slot in a thin metal film.* Optics Letters, **30**(24): p. 3359-3361, 2005.
[4] Berini, P.J., *Plasmon–polariton modes guided by a metal film of finite width.* Optics Letters, **24**(15): p. 1011-1013, 1999.
[5] Zia, R., et al., *Geometries and materials for subwavelength surface plasmon modes.* JOSA A, **21**(12): p. 2442-2446, 2004.
[6] Johnson, P.B. and R.-W.J. Christy, *Optical constants of the noble metals.* PRB, **6**(12): p. 4370, 1972.
[7] Lu, F., et al., *A plasmonic triple-wavelength demultiplexing structure based on a MIM waveguide with side-coupled nanodisk cavities*, IEEE Transactions on Nanotechnology, **12**(6): p. 1185-1190, 2013.
[8] Chen, Y. and Ming H., *Review of surface plasmon resonance and localized surface plasmon resonance sensor.* Photonic Sensors. **2**(1): p. 37-49, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

تداخل‌سنج ترکیبی برای مشخصه‌یابی میکروعدسی‌ها

رقیه یزدانی[۱]، حمیدرضا فلاح[۲،۱]

[۱]گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، ایران

[۲]گروه پژوهشی اپتیک کوانتومی، دانشگاه اصفهان، اصفهان، ایران

hfallah@gmail.com rh.yazdani@gmail.com,

چکیده – در این مقاله با ترکیب دو تداخل‌سنج معروف، چیدمانی ارائه می‌شود که امکان تعیین ابیراهی‌های میکروعدسی‌ها و همچنین پارامترهای آنها مانند ضخامت، فاصله کانونی و شعاع انحنای سطوح را، بدون جابجا کردن عدسی، فراهم می‌کند. این چیدمان، ترکیبی از تداخل‌سنج‌های تویمن-گرین و ماخ-زنر است که مجهز به یک حسگر جبهه موج شاک-هارتمن می‌باشد. نحوه عملکرد چیدمان و نمونه‌هایی از نتایج اندازه‌گیری ارائه می‌شوند.

کلید واژه- ابیراهی، پارامترهای عدسی، .تداخل‌سنجی، حسگر شاک-هارتمن.

Hybrid interferometer for characterizing micro-lenses

Roghayeh Yazdani[1], Hamidreza Fallah[1,2]

[1]Department of physics, University of Isfahan, Isfahan, Iran
[2]Quantum optics research group, University of Isfahan, Isfahan, Iran

Abstract- In this paper, we present a hybrid interferometer which allows the measurement of the aberrations of micro-lenses as well as the specification of the focal length, thickness, and radius of curvature. The Twyman-Green and Mach-Zehnder interferometers are experimentally combined for full characterization of micro-lenses. This hybrid interferometer is equipped with a Shack-Hartmann wavefront sensor for testing the quality of micro-lenses in transmission. We describe the technique and report some experimental results.

Keywords: Aberration, Interferometry, Lens parameters, Shack-Hartmann sensor.

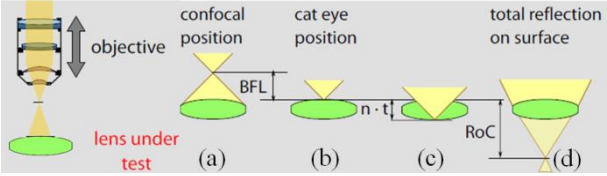
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

تداخل‌سنجی از دقیق‌ترین و رایج‌ترین روش‌های اندازه‌گیری مشخصه‌های یک عدسی است [1-3]. پرکاربردترین تداخل‌سنج‌ها برای این منظور تویمن-گرین و ماخ-زنر هستند که هر یک قادر است پارامترهای خاصی را اندازه‌گیری کند. تداخل‌سنج پیشنهادی ما ترکیب این دو تداخل‌سنج است که یکی در مد بازتاب و دیگری در مد عبور کار می‌کند. تداخل‌سنج ترکیبی، امکان تعیین همزمان ضخامت، شعاع انحنای سطوح و فاصله کانونی را بدون جابجایی عدسی مورد آزمون فراهم می‌کند. علاوه بر آن، در چیدمان بر پا شده جبهه‌موج عبوری از عدسی به طور مستقیم توسط حسگر جبهه‌موج شاک-هارتمن اندازه‌گیری می‌شود و به این ترتیب کیفیت عدسی، تابع پخشیدگی نقطه و تابع انتقال اپتیکی آن نیز تعیین می‌گردند. همچنین، ابیراهی رنگی در چیدمان مذکور قابل اندازه‌گیری است. از این تکنیک جهت آزمون و مشخصه‌یابی عدسی‌های مختلف با پارامترهای متفاوت و همچنین عدسی‌های انعطاف‌پذیر با قابلیت تغییر فاصله کانونی و نیز آرایه‌ای از میکروعدسی‌ها استفاده کردیم .در ادامه با نحوه کار و بر پایی چیدمان آشنا می‌شویم.

روش برپایی چیدمان و نتایج

فرض کنید یک باریکه تخت توسط یک شیئی میکروسکوپ کانونی می‌شود و عدسی آزمون بعد از شیئی قرار دارد (سمت چپ شکل ۱). موقعیت شیئی می‌تواند به گونه‌ای باشد که کانون آن منطبق بر کانون پشتی عدسی آزمون باشد (شکل ۱(a)). با نزدیکتر شدن شیئی به عدسی، کانون آن می‌تواند بر رأسِ سطح اول یا دوم عدسی آزمون قرار گیرد (شکل‌های ۱(b) و ۱(c)). در این حالت، هر پرتو فرودی به عدسی در جهت مخالف بازتاب می‌شود. با کاهش بیشتر فاصله بین شیئی و عدسی آزمون، کانون



شکل ۱: موقعیت‌های مختلف شیئی میکروسکوپ نسبت به عدسیِ تحت آزمون. BFL کانون پشتی عدسی، n.t ضخامت عدسی و RoC شعاع انحنای سطح اول عدسی را نشان می‌دهند.

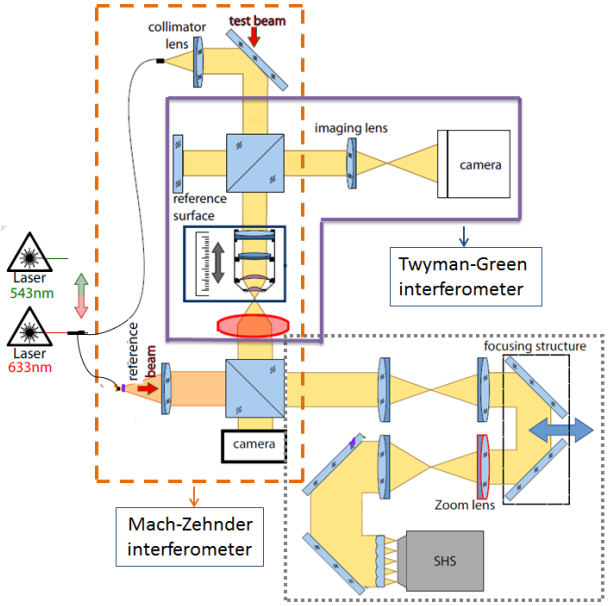
شیئی می‌تواند بر مرکز انحنای سطح اول عدسی قرار گیرد (شکل ۱(d)). در این حالت، هر پرتو فرودی دقیقاً در امتداد خودش بازتابیده می‌شود. به روشی که در ادامه توضیح داده می‌شود، می‌توان موقعیت شیئی را در هر یک از حالات بالا تعیین کرد. به این ترتیب، اختلاف بین موقعیت‌های شیئی در دو حالت ۱(a) و ۱(b) فاصله کانونی پشتی عدسی را به دست می‌دهد. اختلاف بین موقعیت‌های شیئی در دو حالت ۱(b) و ۱(c) تخمینی از ضخامت عدسی است. تفاضل فاصله بین موقعیت‌های شیئی در حالات ۱(b) و ۱(d) نیز معرف شعاع انحنای سطح اول عدسی آزمون می‌باشد.

در حالت ۱(a)، جبهه‌موج عبوری از عدسی آزمون و در بقیه حالت‌ها (۱(b)، ۱(c) و ۱(d)) جبهه‌موج بازتابیده از عدسی بعد از عبور مجدد از شیئی میکروسکوپ تخت خواهند بود. بنابراین انتظار می‌رود که تداخل آن‌ها با یک جبهه‌موج مرجع تخت و همدوس، در صورت وجود زاویه یا همان تیلت، تشکیل فریزهای خطی دهد. از این نکته می‌توان برای تعیین دقیق موقعیت‌های مورد نظر استفاده کرد. ما برای این منظور، ابتدا تداخل‌سنج تویمن- گرین را به کمک یک دیود لیزر (RO-638-PLR-30, Ondax, USA) با طول موج ۶۳۸nm، یک شیئی میکروسکوپ (Plan-Apo 10x, Mitutoyo, Japan) و یک دوربین (CAM, lw115, Lumenera Imaging Corp., Canada) بر پا کردیم (کادر توپر در شکل ۲ را ببینید). شیئی میکروسکوپ بر روی یک پایه متحرک(M532.DDB, Physik Instrumente, Germany)

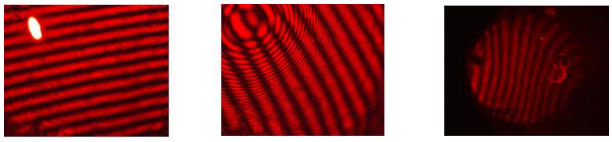
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

سوار است. با کنترل موقعیت این پایه توسط رایانه، امکان جابجایی شیئی تا 200nm وجود دارد. شیئی را از بالا به سمت عدسی آزمون جابجا می‌کنیم. در حین حرکت، با تنظیم جهت‌گیری سطح مرجع، هم‌زمان طرح تداخلی بر روی دوربین مشاهده می‌شود. موقعیت‌های شیئی که در آن‌ها طرح تداخلی به صورت فریزهای خطی درمی‌آیند، یادداشت می‌شوند. طرح‌های تداخلی خطی حاصل به ترتیب مربوط به حالت‌های ۱(b)، ۱(c) و ۱(d) می‌باشند. بدین ترتیب، با محاسبه تفاضل موقعیت‌های شیئی در حالت‌های ۱(b) و ۱(c) تخمینی از ضخامت عدسی و با محاسبه تفاضل موقعیت‌های شیئی در حالت‌های ۱(b) و ۱(d) شعاع انحنای سطح اول عدسی را تعیین می‌کنیم. شکل ۳ نمونه‌هایی از طرح‌های تداخلی خطی مربوط به سه حالت ذکر شده را نشان می‌دهد.

برای اندازه‌گیری فاصله کانونی پشتی عدسی آزمون لازم است که در شرایط هم‌کانون (شکل ۱(a))، تداخل جبهه‌موج عبوری از عدسی و جبهه‌موج مرجع تخت در نظر گرفته شود. برای این منظور، ما از تداخل‌سنج ماخ-زنر که در مد عبور کار می‌کند، استفاده کردیم. طرحی از



شکل۲: تداخل‌سنج ترکیبی مجهز به حسگر شاک-هارتمن



(a) (b) (c)

شکل ۳: (a)، (b) و (c) به ترتیب طرح‌های تداخلی ثبت شده متناظر با حالت‌های نشان داده شده در شکل‌های ۱(b)، ۱(c) و ۱(d)

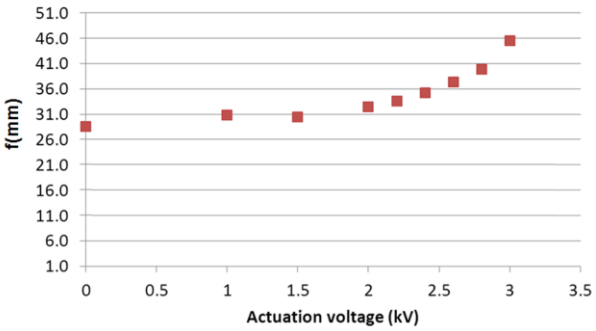
چیدمان بر پا شده در کادر خط‌چین در شکل ۲ آورده شده است. در این تداخل‌سنج اگر کانون شیئی بر کانون پشتی عدسی آزمون منطبق باشد، با صرفه‌نظر از ابیراهی‌های موجود، انتظار می‌رود که جبهه‌موجِ عبوری از عدسی آزمون تخت باشد و در نتیجه طرح تداخلی آن با جبهه‌موج مرجع تخت یک توزیع شدت یکنواخت و یا در صورت وجود زاویه بین دو موج تداخلی، توزیعی شامل فریزهای خطی باشد. برای تعیین فاصله کانونی پشتی عدسی لازم است که تفاضل بین موقعیت‌های شیئی در این حالت هم‌کانون و حالت مربوط به شکل ۱(b) محاسبه شود. همان طور که قبلاً اشاره شد، حالت ۱(b) در تداخل‌سنج تویمن-گرین قابل دستیابی است. از این رو، کافی است که دو تداخل‌سنج تویمن-گرین و ماخ-زنر ترکیب شوند. طرح چیدمان ترکیبی در شکل ۲ نشان داده شده است. بدین ترتیب، با ترکیب دو تداخل‌سنج که یکی در مد بازتاب و دیگری در مد عبور کار می‌کند، موفق شدیم بدون این که عدسی آزمون را جابجا یا وارونه کنیم، پارامترهای اصلی آن را اندازه بگیریم. برای مثال، برای یک عدسی کوژ-تخت با فاصله کانونی 30mm و ضخامت 2mm، نتایج یک بار اندازه‌گیری با چیدمان ترکیبی برای فاصله کانونی، ضخامت و شعاع انحنا به ترتیب برابر با 29.82mm، 1.97mm و 15.80mm می‌باشند. در این اندازه‌گیری، با جابجایی‌های کوچکتر از 0.01mm برای شیئی تغییری در فریزها مشاهده نمی‌شود. از این رو نتایج تا دو رقم اعشار بر حسب میلیمتر گزارش شدند.

همچنین از چیدمان حاصل، وقتی که شیئی در حالت هم‌کانون است، می‌توان برای تعیین ابیراهی‌های جبهه‌موج عبوری از عدسی آزمون به کمک یک حسگر شاک-هارتمن

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

(WaveScope, Adaptive Optics Associates, USA) استفاده کرد. برای این منظور، بخش دیگری به سامانه اضافه می‌شود. این بخش در قسمت پایینی شکل ۲ در کادر نقطه‌چین نشان داده شده است. بخش اضافه شده دو سیستم تلسکوپی دارد که یکی از آن‌ها شامل یک عدسی زوم برای تغییر بزرگنمایی باریکه است. در چیدمان بر پا شده، عدسی‌های آزمون با قطر ۲ تا ۱۰ میلی‌متر دارای بزرگنمایی و توان تفکیک قابل قبولی بودند. بخش اضافه شده به چیدمان شامل یک جفت آینه نیز است. با جابجایی این جفت آینه در راستایی که در شکل نشان داده شده است، امکان تغییر محل صفحه شیء، به ازای محل صفحه تصویر ثابت، فراهم می‌شود. به عبارت دیگر، محل آینه‌ها باید طوری انتخاب شود که تیزترین و واضح‌ترین تصویر از ناحیه مورد نظر بر روی حسگر تشکیل شود. به کمک چیدمان ترکیبی حاصل، پارامترها و ابیراهی‌های جبهه‌موج عبوری از عدسی‌های مختلف و آرایه‌هایی از میکروعدسی‌ها با قطر و فاصله کانونی متفاوت و همچنین عدسی‌هایی با فاصله کانونی متغیر اندازه‌گیری شدند. به عنوان مثال، نتایج اندازه‌گیریِ فاصله کانونی مربوط به یک نمونه از عدسی‌ها در شکل ۴ آورده شده است. در این عدسی، فاصله کانونی با اعمال ولتاژ به محرک‌های تعبیه شده در عدسی تغییر می‌کند. طراحی و ساخت این نوع عدسی جهت استفاده در کاربردهای مشخص [4] بر عهده گروهی از دانشجویان بود و فراتر از موضوع این مقاله است. چیدمان ارائه شده امکان تست کیفیت آن‌ها و تعیین مشخصه‌های ذکر شده را فراهم می‌کرد. شکل ۴ فاصله کانونی پشتی عدسی را که به ازای ولتاژهای مختلف اندازه‌گیری شده است، نشان می‌دهد.

چیدمانِ ارائه شده امکان تعیین ابیراهی‌های رنگی برای عدسی آزمون را نیز فراهم می‌کند. این ابیراهی‌ها با اندازه‌گیری فاصله کانونی عدسی آزمون در طول‌موج‌های مختلف تعیین می‌شود.



شکل ۴: فاصله کانونی پشتی اندازه‌گیری شده به ازای ولتاژهای مختلف

نتیجه‌گیری

با ترکیب تداخل‌سنج‌های تویمن-گرین و ماخ-زنر و همچنین حسگر شاک-هارتمن چیدمانی بر پا کردیم که امکان تعیین ضخامت، فاصله کانونی پشتی، شعاع انحنای سطوح، و ابیراهی‌ها را برای عدسی‌های منفرد، آرایه‌ای از میکروعدسی‌ها و همچنین عدسی‌هایی با قابلیت تغییر فاصله کانونی فراهم می‌کند.

سپاسگزاری

کارهای تجربی ارائه شده در این مقاله در آزمایشگاه اپتیک گروه مهندسی میکروسیستم دانشگاه فرایبورگ انجام شده است. بدین وسیله از این گروه به خاطر همکاری و در اختیار گذاشتن تجهیزات مورد نیاز آزمایش سپاسگزاری می‌شود.

مرجع‌ها

[1] D. Malacara, *Optical Shop Testing* 3rd ed. (John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2007).

[2] V. K. Chhaniwal and et al., “Digital holographic testing of biconvex lenses,” Appl. Opt. 52, 8714-8722, 2013.

[3] S. Y. El-Zaiat and et al., “Radius of curvature measurement by Twyman-Green’s Interferometer,” Opt. Lasers Eng. 15, 203-208, 1991.

[4] F. Mosso, E. Peters, and D. G. Pérez, “Complex wavefront reconstruction from multiple-image planes produced by a focus tunable lens,” Opt. Lett. 40, 4623–4626, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

مقایسه اثرات حرارتی مواد فعال لیزری جامد در میزبان‌های مایع و جامد

سیداحمد پورهاشمی[۱]، جواد خلیل‌زاده[۲]، محمدرضا کریمی[۳]

۱-گروه مهندسی فوتونیک دانشکده فیزیک دانشگاه امیرکبیر و مرکز علم و فناوری لیزر اپتیک دانشگاه جامع امام حسین(ع)، ۲و۳- مرکز علم و فناوری لیزر اپتیک دانشگاه جامع امام حسین(ع)

1-Hashemi_64@aut.ac.ir, 2- jkhalil@ihu.ac.ir, 3- kpmrkarimi@ihu.ac.ir

چکیده - در لیزرهای پرتوان حالت‌جامد، اثرات گرمایی با ایجاد ناهمگنی و اعوجاج در ماده فعال باعث کاهش کیفیت باریکه خروجی شـــده و حتی می‌تواند باعث آســـیب به محیط فعال شـــود. این عیب باعث ایجاد محدودیت در حصـــول حداکثر توان از لیزرهای حالت‌جامد می شود. محیط فعال لیزری مایع حاوی ذرات جامد در ابعاد نانو یا میکرو به شکل محلول کلوئیدی یا مخلوطی از پودر و مایع نامزد جایگزین مواد حالت جامد برای رفع مشـــکلات گرمایی لیزرهای پرتوان حالت‌جامد اســـت. در این پژوهش رفتار گرمایی محیط لیزری با ذرات فعال یک سان در دو میزبان جامد و مایع مقایسه شده است. برای این کار یک کاواک لیزری با ۴ لامپ دمش تو سط نرم‌افزار Zemax طراحی و توزیع گرمایی آن تو سط نرم‌افزار LASCAD شبیه سازی گردید. نتایج نشان‌دهنده انتقال گرمای خوب، گرادیان شعاعی کمتر دما و برطرف شدن مشکل گرمایی در لیزرهای پرتوان با محیط فعال لیزری مایع می‌باشد.

کلیدواژه- محیط فعال لیزری حالت‌جامد، محیط فعال لیزری مایع، دمش لامپی، عدسی شدگی گرمایی.

Comparison of Thermal Effects of Solid Laser Active Materials in Solid and Liquid Hosts

S. A. Pourhashemi[1], J. Khalilzadeh[2], and M. R. Karimi[3]
1. Photonics Engineering Department, Physics Faculty, A. U. T. Univ. & Laser-Optics Research center of I. H. Univ., 2,3. Laser-Optics Research center of I. H. Univ.

Abstract- The thermal effects in high power solid state lasers, causing heterogeneity and distortion in the active material, reduce the output beam quality and can even cause damage to the active medium. This failure generates a limitation of the maximum power attainment from lasers. A Liquid laser active medium containing solid particles in the form of nano- or micro-sized colloidal solutions, or a mixture of powder and liquid, replaces solid state material to eliminate the thermal problems of high-power lasers. In this study, the thermal behavior of the laser medium with identical active particles in two solid and liquid hosts has been compared. For this purpose, a laser cavity with four flash lamps was designed by Zemax software, and its thermal distribution was simulated by LASCAD software. The results indicate good heat transfer, lower radial temperature gradient, and removal of the heat problem in high power lasers with the fluid active laser medium.

Keywords: Solid state laser active medium, Liquid laser active medium, Flash lamp pumping, thermal lensing.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در لیزر های پرتوان حالت جامد، اثرات حرارتی باعث ناهمگنی و اعوجاج در باریکه خروجی شده و همچنین می‌تواند شکست محیط فعال را سبب شود. این عیب باعث ایجاد محدودیت در به دست آوردن حداکثر توان از لیزر های حالت جامد می‌شود[۱]. امکان جایگزینی میزبانهای بلوری و شیشه‌ای لیزرهای حالت جامد با میزبانهای مایع حاوی ذرات در ابعاد نانو یا میکرو به شکل سوسپانسیون(محلول کلوئیدی) یا دوغاب(مخلوطی از پودر و مایع) که توسط لیزر یا لامپ دمش می شوند اخیراً مورد توجه قرارگرفته است[۱-۲]. در این نوع جدید از محیط های فعال لیزری، خواص اسپکتروسکپی همانند ماده متراکم بوده و خواص مکانیکی و حرارتی آن مشابه با محیط میزبان می‌باشد. در این رهیافت از ذرات جامد بسیار کوچک به‌عنوان ماده لیزده‌نده پخش‌شده در حلال استفاده می‌شود. خواص موردنیاز برای ذرات توزیع شده به‌عنوان محیط فعال لیزری باید شامل چگالی کم، جذب بالای دمش و طول عمر فلورسانس بالا باشد. افزایش سطح ذرات نسبت به حجم آن ها باعث افزایش چشمگیر خنک‌شوندگی شده و افزایش بازدهی خنک سازی را به دنبال دارد، علاوه بر این گرمای به وجود آمده در ذرات می‌تواند با ایجاد یک چرخه بسته به خارج از کاواک منتقل شده و فرآیند خنک سازی در بیرون کاواک صورت گیرد. ذرات پراکنده دارای خواص ویژه‌ای هستند که می‌توانند به‌عنوان محیط فعال لیزری برای لیزرهای پرتوان مورداستفاده قرار گیرند[۲-۵].

در سال ۲۰۱۲، Yitshak Tzuk و همکارانش نانو ذرات Nd_2O_3 را در دی متیل سولفوکسیدd_6[۱] پراکنده کردند. این محیط فعال لیزری توسط یک لیزر با طول‌موج ۸۰۲ نانومتر و پهنای پالس ۷ نانوثانیه دمش شد که نتیجه آن خروجی لیزری ۱۰۵۳ نانومتر،پهنای پالس ۵/۵ نانوثانیه با انرژی خروجی ۲/۷ میلی ژول بود[۶]. این گروه در سال ۲۰۱۵ اولین لیزر با ماده فعال مایع حاوی نانو ذرات که توسط لامپ فلش دمیده می‌شد را گزارش کردند. در این گزارش آمده است که نانو ذرات Nd_2O_3 اصلاح شده با دی متیل دی کلروسیلان (جهت افزایش طول عمر فلورسانس) در دی متیل سولفوکسید d_6 پراکنده شدند. در این مورد Nd^{3+} یک درصد وزنی محیط لیزری را تشکیل می‌دهد. این محلول در داخل استوانه‌ای با قطر ۱ سانتی‌متر و طول ۳۰ سانتی‌متر که پنجره‌های خروجی آن دارای پوشش ضد بازتاب ۱۰۶۴ نانومتر بودند، ریخته شد. این استوانه در داخل کاواکی توسط ۴ عدد فلش لامپ زنون (11 mm bore,110 mm length) با بیشینه انرژی ۴۵۰J/lamp دمش شد. بیشینه انرژی ۴/۳ ژول با پهنای پالس ۲۰۰ میکروثانیه با آینه خروجی ۴۰ درصد به دست آمد[۱].

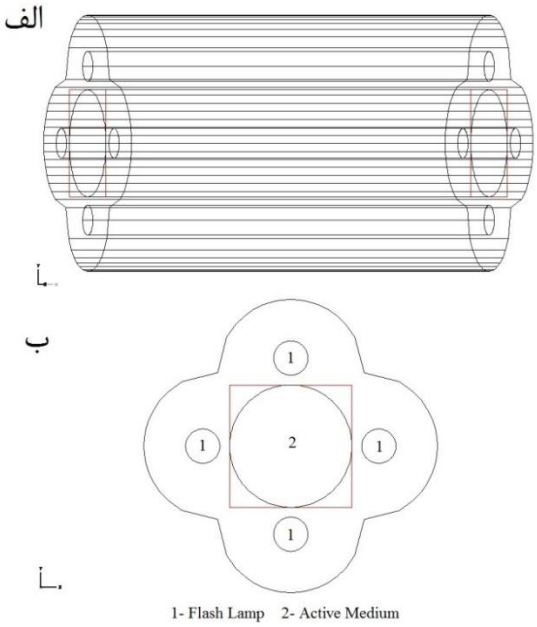
ما در این کار قابلیت رسانندگی حرارتی را دو نوع لیزر حالت جامد یکی با میزبان بلور یاگ و دیگری با میزبان مایع دی متیل سولفوکسید d6 را برای حالت بدون چرخش مایع شبیه سازی و مقایسه کرده‌ایم.

بخش تجربی

جهت مقایسه بهبود عملکرد انتقال حرارت محیط فعال لیزری مایع در مقایسه با محیط فعال لیزری حالت‌جامد، لیزری با محیط فعال به‌قطر ۲۵mm و طول ۱۰۰ mm که توسط ۴ لامپ فلش با قطر ۹ mm و طول۱۰۰ mm باانرژی ۷۰۰ w/lamp دمش می‌شود، توسط نرم‌افزار Zemax شبیه‌سازی شد. نمای جانبی و طولی کاواک شبیه‌سازی‌شده در شکل ۱ نشان داده‌شده است.

[۱] dimethylsulfoxide d_6

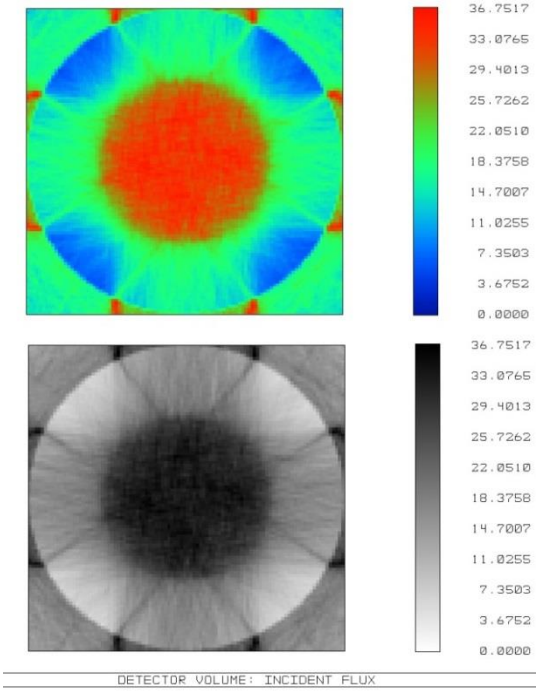
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۱: کاواک لیزری که در آن محیط فعال توسط ۴ فلش لامپ پمپ می‌شود، الف) نمای جانبی ب) نمای طولی.

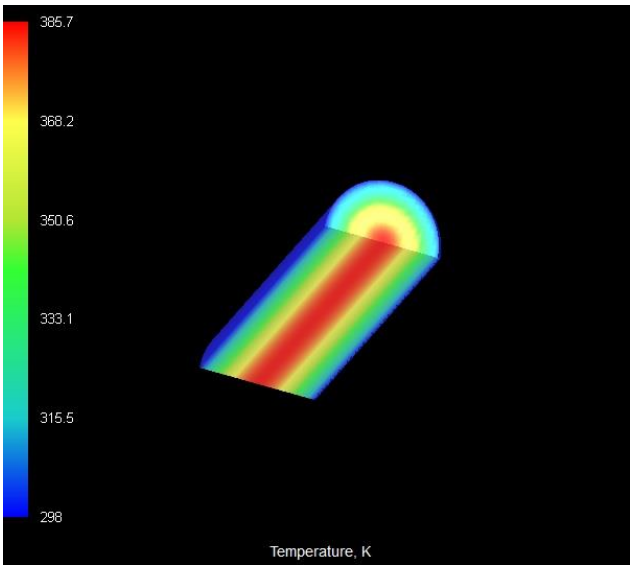
توزیع تابش لامپ در محیط فعال در شکل ۲ نشان داده‌شده است. همان‌طور که در شکل ۲ دیده می‌شود شکل هندسی کاواک توزیع متقارنی از تابش لامپ با تمرکز در مرکز محیط فعال را ایجاد می‌کند و محیط فعال به‌طور یکنواخت در طول کاواک دمش می‌شود.

پس از شبیه‌سازی توزیع تابش لامپ در محیط فعال برای بررسی اثرات حرارتی به وجود آمده در محیط فعال حالت‌جامد، محیط فعال Nd:YAG و برای محیط فعال لیزری مایع، محیط فعال همگن بدون چرخه حرکت، حاوی نانو ذرات Nd_2O_3 که در دی متیل سولفوکسید d_6 پراکنده‌شده‌اند را انتخاب کردیم. توزیع حرارتی این دو محیط فعال را در نرم‌افزار LASCAD شبیه‌سازی کردیم، در این شبیه‌سازی دمای اولیه آب در اطراف محیط فعال ۲۹۸ کلوین(۲۵ درجه سانتی‌گراد) فرض شده است.



شکل ۲: توزیع تابش لامپ در محیط فعال شبیه‌سازی‌شده با نرم‌افزار Zemax

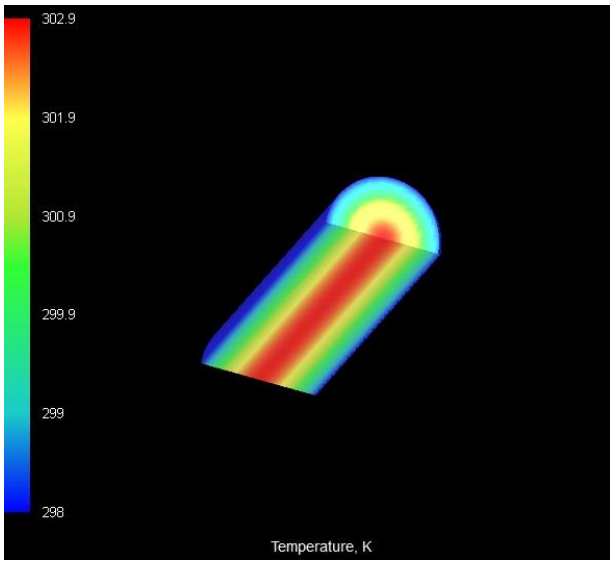
شکل ۳ شبیه‌سازی را برای محیط فعال Nd:YAG نشان می‌دهد. در این شبیه‌سازی دمای مرکز محیط فعال ۳۸۵/۵ کلوین به دست آمد که بیانگر اختلاف دمای سطح و مرکز ۸۷/۵ درجه است.



شکل ۳: توزیع حرارتی Nd:YAG شبیه‌سازی‌شده با نرم‌افزار LASCAD

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در شکل۴ نتیجه شبیه‌سازی برای محیط فعال مایع نشان داده شده است. در این شبیه‌سازی دمای مرکز محیط فعال ۳۰۲/۹ کلوین به دست آمد که بیانگر اختلاف دمای سطح و مرکز ۴/۹ درجه است. این نتیجه نشان‌دهنده گرادیان دمایی بسیار پایینتر ناشی از رسانندگی حرارتی بهتر محیط فعال مایع نسبت به Nd:YAG است.



شکل ۴: توزیع حرارتی محیط فعال مایع حاوی نانو ذرات Nd_2O_3، پراکنده‌شده در دی متیل سولفوکسید d_6 با نرم‌افزار LASCAD

نتیجه‌گیری

به کارگیری محیط فعال لیزری مایع تشکیل‌شده از ذرات مواد لیزری حالت‌جامد موضوع جدیدی است که مطالعات پژوهشگران حوزه لیزر را به خود جلب کرده است. در این مقاله انتقال حرارت محیط فعال لیزری مایع و محیط فعال لیزری حالت‌جامد شبیه‌سازی گردید که نشان‌دهنده انتقال حرارت خوب محیط فعال لیزری مایع نسبت به محیط فعال لیزری حالت‌جامد می‌باشد و این محیط می‌تواند به‌عنوان راه‌حل جدیدی برای مشکلات حرارتی لیزرهای پرتوان مطرح گردد.

مرجع‌ها

[1] Y. Tzuk, C. Goren and etal, *Flashlamp-pumped nanoparticle dispersion laser*, Soreq NRC, 2015.

[2] O. A. Burdukova, V. A. Konyshkin, *Laser with the slurry active medium*, Laser Phys, No. 15, 2018.

[3] J. W. Stouwdam, F. Van Veggel, *Near infrared emission of redispersible Er3+, Nd3+ and Ho3+ doped LaF3 nanoparticles*, Nano Lett, No. 2, pp. 733–737, 2002.

[4] R. D. Morgan, J. W. Keto, T. Ditmire, *Colloidal nanoparticles: a promising gainmedium for high average power laser*, J. Opt, No. 11, 2011.

[5] Yu. Rongbiao, Yu. Kehan, *Nd2O3 Nanoparticles Modified with a Silane Coupling Agent as a Liquid Laser Medium*, No. 19, 2007.

[6] Y. Tzuk, C. Goren and etal, *Nanoparticle dispersion laser*, Applied Physics Division, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

نقش سیال نوری در کنترل تکانه‌ی زاویه‌ای مداری نور در تارهای بلور فوتونی دایروی

وحید شریف، حسن پاکارزاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده- استفاده از تکانه‌ی زاویه‌ای مداری نور (OAM) در سیستم‌های ارتباطات نوری، منجر به افزایش ظرفیت انتقال اطلاعات شده است. تارهای بلور فوتونی دایروی (C-PCFs) با یک مغزی هوای مرکزی، نمونه‌ی خوبی برای هدایت OAM نور هستند. در این مقاله، یک طراحی خاص از C-PCFها در نرم‌افزار کامسول شبیه‌سازی می‌شود و در حالی که پارامترهای هندسی آن ثابت نگه داشته شده است، کنترل مدهای OAM بر مبنای تزریق سیال نوری پیشنهاد می‌شود. نتایج شبیه سازی نشان می‌دهد که با تزریق سیال نوری درون C-PCFها می‌توان مدهای OAM را در محدوده‌ی طول موجی ۱/۲۵-۲ میکرومتر به خوبی کنترل کرد.

کلید واژه- تارهای بلور فوتونی دایروی، تکانه‌ی زاویه‌ای مداری، سیال نوری، ویژه مدهای برداری.

Role of Optical Fluid in Control of Orbital Angular Momentum of Light in Circular Photonic Crystal Fibers

Vahid Sharif [1], Hassan Pakarzadeh[2]

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

1 e-mail: v.sharif@sutech.ac.ir, 2 e-mail: pakarzadeh@sutech.ac.ir

Abstract- The use of orbital angular momentum (OAM) of light in optical communication systems has led to an increase in data transmission capacity. Circular photonic crystal fibers (C-PCFs) with an air-core in the center are good candidates for guiding OAM of light. In this paper, a special design of C-PCFs is simulated in Comsol software and the controlling of OAM modes is proposed based on optofluidic infiltrated C-PCF while keeping the geometrical parameters fixed. The results show the OAM modes can be well controlled in optofluidic-infiltrated C-PCFs over the wavelength range of 1.25-2.0 μm.

Keywords: circular photonic crystal fibers, orbital angular momentum, optical fluid, vector eigenmodes.

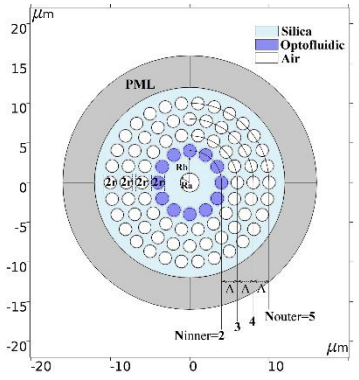
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

تکانه‌ی زاویه‌ای مداری نور (OAM) برای اولین بار در سال ۱۹۹۲ با پرتوهای لاگر-گاوس (LG) به رسمیت شناخته شد [۱]. این پرتوها حاوی یک جبهه‌ی فاز مارپیچی به صورت $\exp(il\varphi)$ هستند که l مرتبه‌ی بار هندسی مدهای OAM و φ زاویه‌ی سمتی را نشان می‌دهد. نور قطبیده‌ی دایروی معرف تکانه‌ی زاویه‌ای اسپینی (SAM) است که به طور کامل از OAM مجزاست [۲]. اخیرا پرتوهای حامل OAM نقش مهمی را در زمینه ارتباطات نوری فضای آزاد و سیستم‌های تار نوری ایفا کرده‌اند. روش تسهیم فضایی (SDM) در مخابرات نوری می‌تواند علاوه بر روش‌های تسهیم طول موجی (WDM) و تسهیم قطبش (PDM) برای افزایش ظرفیت انتقال اطلاعات مورد استفاده قرار گیرد. از آنجایی که مدهای OAM با مقادیر مختلف l بصورت فضایی متعامد هستند، می‌توانند نماینده‌ی بالقوه برای کانال‌های فضایی در سیستم‌های SDM باشند [۳]. نیاز به انتقال مدهای OAM در تارهای نوری منجر به طراحی و تولید نسل جدیدی از تارهای نوری شده است که از مهم‌ترین آنها می‌توان به تارهای بلور فوتونی دایروی (C-PCFs) با یک مغزی حلقوی اشاره کرد[۴]. پارامترهای زیادی برای طراحی C-PCF ها مانند قطر حفره‌های هوا در ناحیه‌ی غلاف و ضخامت ناحیه‌ی حلقوی وجود دارد بدین معنی که برای کنترل مرتبه‌ی l نیاز به تغییر پارامترهای هندسی C-PCF ها است[۵]. در این پژوهش، یک پیشنهاد مبتنی بر نفوذ سیال نوری درون C-PCF ها، ارائه می‌دهیم که قادر به کنترل مرتبه‌ی l از مدهای OAM است، درحالی که پارامترهای هندسی تار بدون تغییر در نظر گرفته می‌شود. روش‌های تجربی برای تزریق سیال‌های نوری در حفره‌های تارهای بلور فوتونی (PCFs) در [۶] گزارش شده است. طراحی و شبیه‌سازی‌ها در نرم‌افزار کامسول انجام می‌گیرد و از سه سیال نوری با ضرایب شکست $n_F=1.3$، $n_F=1.35$ و $n_F=1.4$ در اولین حلقه از حفره‌های هوای یک طراحی خاص از C-PCF ها استفاده می‌شود.

مبانی نظری و روش شبیه‌سازی

یک طراحی خاص از خانواده‌ی C-PCF ها، در شکل ۱ نشان داده شده است[۴ و ۵]. حفره‌های هوا با شعاع $r=0.8\mu m$ بر روی حلقه‌های متحدالمرکز قرار گرفته‌اند. مکان هر حفره‌ی هوا در دستگاه مختصات قطبی (R,φ) به صورت $R=N\Lambda$ و $\varphi=2n\pi/6N$ است که N و Λ به ترتیب تعداد و فاصله‌ی بین حلقه‌های متحدالمرکز را نشان می‌دهد و n مقادیر صحیح ۱تا ۶N را دربر می‌گیرد. یک حفره‌ی هوا با شعاع $R_a=1.2\mu m$ در مرکز تار قرار می‌گیرد و با حذف اولین حلقه از حفره‌های هوا ($N=1$)، ناحیه‌ی حلقوی درون مغزی با شعاع بیرونی $R_b=(\Lambda\times N_{inner})-r=3.2\mu m$ تشکیل می‌شود.



شکل ۱: سطح مقطع C-PCF طراحی شده در نرم‌افزار کامسول با $r=0.8\mu m$، $R_a=1.2\mu m$، $R_b=3.2\mu m$ و $\Lambda=2\mu m$. حلقه‌ی اول از حفره‌های هوا در ناحیه‌ی غلاف (حفره‌های آبی رنگ) می‌تواند توسط سیال‌های نوری با ضرایب شکست $n_F=1.3$، $n_F=1.35$ و $n_F=1.4$ پر شوند. PML: لایه‌ی کاملا منطبق شده‌ی دایروی.

ماده‌ی زمینه‌ی تار سیلیکا (ضریب شکست ۱/۴۴۴ در ۱/۵۵ میکرومتر) توسط رابطه‌ی سلمیر تعریف شده است [۷]. تمامی حفره‌های هوا (مرکزی و غلاف) با ضریب شکست $n_{air}=1$ در نظر گرفته شده‌اند و همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده است، حلقه‌ی اول از آرایه‌ی حفره‌های هوا در غلاف ($N_{inner}=2$) توسط سیال‌های نوری با ضرایب

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شکست $n_F=1.3$، $n_F=1.35$ و $n_F=1.4$ پر می‌شوند. شبیه‌سازی‌ها با استفاده از روش اجزاء محدود (FEM) در نرم‌افزار کامسول انجام می‌گیرد و یک لایه‌ی کاملا منطبق شده‌ی دایروی (PML در شکل ۱) به عنوان شرایط مرزی در نظر گرفته می‌شود.

این امر به خوبی شناخته شده است که ترکیب خطی دو ویژه مد برداری با یک اختلاف فاز $\pi/2$ بین آنها منجر به تولید مدهای OAM می‌شود، به طوری که [۵]:

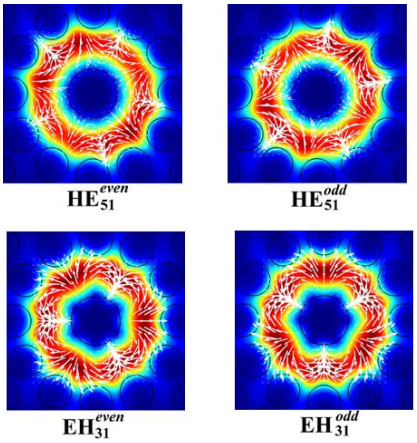
$$\begin{cases} OAM^{\pm}_{\pm l,m} = HE^{even}_{l+1,m} \pm jHE^{odd}_{l+1,m} \\ OAM^{\mp}_{\pm l,m} = EH^{even}_{l-1,m} \pm jEH^{odd}_{l-1,m} \end{cases} (l\rangle 1) \quad (۱)$$

$$\begin{cases} OAM^{\pm}_{\pm 1,m} = HE^{even}_{2,m} \pm jHE^{odd}_{2,m} \\ OAM^{\mp}_{\pm 1,m} = TM_{0,m} \pm jTE_{0,m} \end{cases} (l=1) \quad (۲)$$

که HE و EH ویژه مدهای برداری و $even$ و odd در بالانویس، نشان دهنده‌ی اختلاف فاز $\pi/2$ بین آن‌هاست که در معادلات با $j=\sqrt{-1}$ وارد شده است. همچنین m بیانگر مرتبه‌ی شعاعی شدت مدها و l بار هندسی مدهای OAM است. علامت $\pm$ در زیرنویس و بالانویس به ترتیب جهت چرخش مدهای OAM و جهت چرخش قطبش دایروی را نشان می‌دهد. از آنجایی که مدهای قطبیده‌ی سمتی و شعاعی (TE_{01} و TM_{01}) دارای ثابت‌های انتشار متفاوت هستن، در رابطه‌ی (۲) قادر به ترکیب با یکدیگر نیستند و تنها دو مد OAM برای مرتبه‌ی ۱ از بار هندسی وجود دارد ($l=\pm 1$ برای ترکیب $HE_{2,1}$).

نتایج شبیه‌سازی و بحث‌های مربوطه

نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که تار طراحی شده قادر به پشتیبانی از مدهای $HE_{5,1}$، $EH_{3,1}$، $HE_{4,1}$، $EH_{2,1}$، $EH_{1,1}$، $HE_{3,1}$، $TM_{0,1}$، $HE_{2,1}$، $TE_{0,1}$ و $HE_{1,1}$ است. در شکل ۲ توزیع شدت مدهای $HE^{even}_{5,1}$، $HE^{odd}_{5,1}$ و $EH^{even}_{3,1}$، $EH^{odd}_{3,1}$ نشان داده شده است. همچنین توزیع میدان الکتریکی هر مد بر روی سطح مقطع تار توسط بردارهای سفید رنگ بیانگر اختلاف فاز $\pi/2$ بین هر جفت مد زوج و فرد می‌باشد.



شکل۲: شدت محدود شده‌ی مدهای زوج و فرد $HE_{5,1}$ و $EH_{3,1}$ در ناحیه‌ی حلقوی C-PCF طراحی شده؛ بردارهای سفید رنگ نشان دهنده‌ی توزیع میدان الکتریکی هستند.

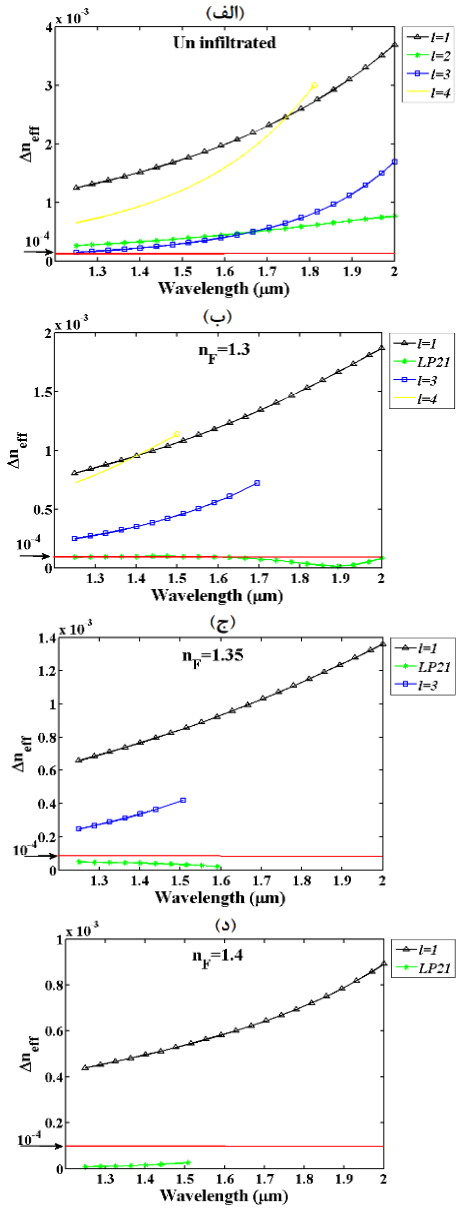
به منظور حمایت تار نوری از مدهای OAM، تبهگنی بین مدهای مراتب بالاتر باید حذف شود به این معنی که اختلاف ضریب شکست موثر بین دو مد برداری $HE_{l+1,m}$ و $EH_{l-1,m}$ باید بزرگتر از 10^{-4} باشد [۵]:

$$\Delta n_{eff} = \left| n_{eff_{HE_{l+1,m}}} - n_{eff_{EH_{l-1,m}}} \right| \rangle 10^{-4} \quad (۳)$$

در غیر این صورت ثابت انتشار (β) دو مد برابر و از این رو با یکدیگر ترکیب و به مدهای قطبیده‌ی خطی (LP) تبدیل می‌شوند. در شکل ۳، Δn_{eff} برای مدهای تحت پوشش C-PCF طراحی شده بر طبق رابطه‌ی (۳) در بازه‌ی طول موجی ۱/۲۵-۲ میکرومتر نشان داده شده است. خط قرمز رنگ، مرز تبهگنی مدها یعنی $\Delta n_{eff}=10^{-4}$ را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل ۳ (الف) مشخص است، برای C-PCF بدون پر شدگی با سیال نوری، مدهای OAM با مراتب بار هندسی $l=1,2,3,4$ انتشار می‌یابد. از سوی دیگر، در شکل ۳ (ب)، (ج)، (د) که به ترتیب تزریق سیال نوری با ضرایب شکست $n_F=1.3$، $n_F=1.35$ و $n_F=1.4$ را نشان می‌دهد، Δn_{eff} بین مدهای $HE_{3,1}$ و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$EH_{1,1}$ کمتر از 10^{-4} خواهد بود و مد قطبیده‌ی خطی LP_{21} را در تار نوری بوجود می‌آورد. با تزریق $n_F=1.3$ و $n_F=1.35$ در شکل‌های ۳ (ب) و (ج) به ترتیب مراتب $l=1,3,4$ و $l=1,3$ از مدهای OAM و با تزریق $n_F=1.4$ در شکل ۳ (د) تنها $l=1$ درون تار انتشار می‌یابد. بنابراین با تزریق سیال نوری می‌توان مدهای OAM را در هر طول موج دلخواهی در محدوده‌ی ۱/۲۵-۲ میکرومتر بدون تغییر هندسه‌ی C-PCF کنترل و تنظیم کرد.



شکل ۳: اختلاف ضریب شکست موثر بین گروه مدهای OAM به عنوان تابعی از طول موج؛ (الف) C-PCF بدون تزریق سیال نوری؛ (ب) تزریق سیال نوری با ضریب شکست n_F=1.3 ؛ (ج) n_F=1.35 و (د) n_F=1.4 .

نتیجه‌گیری

در این مقاله، نقش تزریق سیال نوری درکنترل مدهای OAM با مراتب مختلف بار هندسی l، درون یک طراحی خاص از C-PCFها بدون تغییر پارامترهای هندسی آن مورد بررسی قرار گرفت. نتایج حاصل از شبیه‌سازی نشان داد که با استفاده از تزریق سیال‌های نوری با ضرایب شکست مختلف می‌توان بار هندسی l را درون تار طراحی شده به خوبی کنترل کرد. این کنترل از مدهای OAM می‌تواند در تکنیک تسهیم فضایی SDM در مخابرات نوری بسیار حائز اهمیت باشد.

مرجع‌ها

[1] L. Allen, M. Beijersbergen, R. Spreeuw and J. Woerdman, “Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes”, Physical Review A, Vol. 45, No. 11, pp. 8185-8189, 1992.

[2] A. Yao and M. Padgett, “Orbital angular momentum: origins, behavior and applications”, Advances in Optics and Photonics, Vol. 3, No. 2, pp. 161-204, 2011.

[3] A. Willner, H. Huang, Y. Yan, Y. Ren, N. Ahmed, G. Xie, C. Bao, L. Li, Y. Cao, Z. Zhao, J. Wang, M. Lavery, M. Tur, S. Ramachandran, A. Molisch, N. Ashrafi and S. Ashrafi, “Optical communications using orbital angular momentum beams”, Advances in Optics and Photonics, Vol. 7, No. 1, pp. 66-106, 2015.

[4] H. Zhang, W. Zhang, L. Xi, X. Tang, X. Zhang and X. Zhang, “A New Type Circular Photonic Crystal Fiber for Orbital Angular Momentum Mode Transmission”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 28, No. 13, pp. 1426-1429, 2016.

[5] H. Li, H. Zhang, X. Zhang, Z. Zhang, L. Xi, X. Tang, W. Zhang and X. Zhang, “Design tool for circular photonic crystal fibers supporting orbital angular momentum modes”, Applied Optics, Vol. 57, No. 10, pp. 2474-2481, 2018.

[6] K. Nielsen, D. Noordegraaf, T. Sørensen, A. Bjarklev and T. Hansen, “Selective filling of photonic crystal fibres”, Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, Vol. 7, No. 8, pp. L13-L20, 2005.

[7] K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides*, Burlington, MA: Academic Press, 2006.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

درهم تنیدگی یک سامانه ی دو اتمی درحضور یک نانو ذره‌ی کروی نقره

رؤیا ممبینی گوداژدر[۱]، احسان عموقربان[۳،۲،۱]، علی مهدی‌فر[۴،۲،۱]

[۱] دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

[۲] گروه پژوهشی فوتونیک، دانشگاه شهرکرد

[۳] مرکز تحقیقات نانوتکنولوژی، دانشگاه شهرکرد

[۴] گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان

چکیده – در این مقاله به بررسی درهم تنیدگی دو اتم دوترازی در مجاورت یک نانو ذره کروی از جنس نقره می‌پردازیم. با به کاربردن معادله‌ی فون نیومن و استفاده ازتانسور گرین الکترومغناطیسی متناظر با یک کره‌ی دی‌الکتریک جاذب و پاشنده، آهنگ‌های واپاشی و جابجایی لمب سامانه‌ی اتمی را بدست می‌آوریم. سپس با به‌کاربردن سنجه‌ی تلاقی به محاسبه‌ی درجه‌ی درهم‌تنیدگی سامانه‌ی اتمی می‌پردازیم. مشاهده خواهیم کرد که در نزدیکی بسامد برانگیختگی پلاریتون پلاسمون‌های جایگزیده، آهنگ های واپاشی به شدت افزایش می‌یابد در حالی‌که مقدار تلاقی تقریبا برابر صفر است.

کلید واژه-آهنگ واپاشی، پلاریتون-پلاسمون‌های جایگزیده، تلاقی، درهم‌تنیدگی

The entanglement of a two atomic system in the presence of a spherical silver nanoparticle

Roya Mombeiny Godazhdar, Ehsan Amooghorban, Ali Mahdifar
roya.m.g72@gmail.com, amoghorban@gmail.com, ali.mahdifar@gmail.com

Abstract - In this paper, we study the entanglement of two level atoms near a spherical silver nanoparticle. By employing the Von Neumann equation and making use of the electromagnetic Green tensor associated with a dispersive and dissipative dielectric sphere, the decay rates and the Lamb shift of the atomic system are obtained. Then, by using the concurrence measure, we calculate the degree of entanglement of the atomic system. We observe that decay rates severely increase near the excitation frequency of the localized Polariton-Plasmons, while the concurrence value is nearly zero.

keywords- Decay rates, Localized Polariton-Plasmons, Concurrence, Entanglement

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

امروزه درهم‌تنیدگی یکی از چشم‌گیرترین ویژگی‌های مکانیک کوانتومی است که توجه بسیاری از پژوهشگران را در حوزه‌های مختلف به خصوص در زمینه‌ی نظریه‌ی اطلاعات و ارتباطات کوانتومی به خود جلب کرده است[۱]. در واقع، درهم‌تنیدگی نوعی هم‌بستگی کوانتومی است که مشابه کلاسیکی ندارد. درهم‌تنیدگی باعث می‌شود که شناخت کامل حالت یک سامانه‌ی مرکب کوانتومی، برای شناخت حالت‌های هر یک از زیر بخش‌های آن کافی نباشد. به‌طور کلی، یک سامانه‌ی مخلوط دوبخشی که توسط عملگر چگالی ρ_{AB} توصیف می‌شود را جداپذیر می‌گوییم، اگر عملگر مزبور را بتوان به صورت $\rho_{AB}=\sum_i P^i \rho_A^i \otimes \rho_B^i$ نوشت که در آن $P^i \geq 0$، $\sum_i P^i = 1$ و $\rho_{A(B)}^i$ عملگرهای چگالی زیر سامانه A(B) هستند[۲]. در عمل، تعیین این که سامانه‌های با حالت‌های کاملا دلخواه را می‌توان به شکل جداپذیر نوشت و یا نه بسیار مشکل است. در این مقاله، با توجه به این که محیط مادی مورد مطالعه یک محیط جاذب و پاشنده است، بنابراین با سامانه‌های نوفه‌ای و مخلوط آماری سروکار داریم. از این رو، به سنجه‌ای مناسب برای تعیین درجه درهم‌تنیدگی نیاز داریم. برای سامانه های مخلوط آماری با بعد فضای هیلبرت 2×2 مناسب‌ترین سنجه‌ها تلاقی و منفیت هستند[۳]. دراین‌جا با بکار بردن سنجه‌ی تلاقی به بررسی درهم‌تنیدگی دو اتم دوترازی می‌پردازیم که در نزدیکی یک نانو ذره‌ی کروی نقره واقع شده‌اند. با توجه به امکان برانگیخته شدن پلاریتون-پلاسمون‌های جایگزیده در این نانو ذره‌ی فلزی، انتظار داریم که با تغییر چگالی مدهای تابشی، آهنگ‌های واپاشی به شدت تغییر کنند.

۲-روابط پایه

سامانه‌ی مورد مطالعه در این مقاله از دو اتم دو ترازی با بسامدهای گذار یکسان ω_0 تشکیل شده که یکی از اتم‌ها در حالت برانگیخته و دیگری در حالت پایه به سر می‌برد. فرض می‌کنیم که سامانه‌ی مزبور در نزدیکی یک نانو ذره‌ی کروی نقره به شعاع a قرار دارد، به طوری‌که فاصله‌ی دو اتم از مرکز نانو ذره یکسان و برابر r باشد. به منظور توصیف دینامیک این سامانه از معادله‌ی فون-نیومن زیر استفاده می‌کنیم[۴]:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=-i\omega_0\sum_j\left[s_j^z,\rho\right]-i\sum_{i,j}\Omega_{i,j}\left[s_i^+s_j^-,\rho\right] \\ -\sum_{i,j}\gamma_{ij}\left[s_i^+s_j^-\rho-2s_j^-\rho s_i^++\rho s_i^+s_j^-\right], \qquad (۱)$$

که در آن، $s_j^+=\left|e_j\right\rangle\left\langle g_j\right|$ عملگر بالابرنده، $s_j^-=\left|g_j\right\rangle\left\langle e_j\right|$ عملگر پایین آورنده، $s_j^z=\frac{1}{2}\left(\left|e_j\right\rangle\left\langle e_j\right|-\left|g_j\right\rangle\left\langle g_j\right|\right)$ و $\left|g_j\right\rangle$ و $\left|e_j\right\rangle$ به ترتیب ویژه حالت‌های متناظر با تراز پایه و برانگیخته اتم j ام است. در این‌جا پارامتر γ_{ij} به‌ازای $(i=j)$ توصیف کننده‌ی آهنگ گسیل خودبه خودی اتم j ام و برای $(i\neq j)$ بیانگر آهنگ واپاشی دسته جمعی اتم‌ها است. این پارامتر برحسب تانسور گرین الکترومغناطیسی سامانه به شکل زیر تعریف می‌شود[۵]:

$$\gamma_{ij}=\frac{2}{\varepsilon_0}\mathrm{Im}\left[\frac{\omega_0}{c^2}\frac{1}{\hbar}\,p_i\bar{\bar{G}}(\mathrm{r_i},\mathrm{r_j},\omega_0)\,p_j^{\,*}\right]. \qquad (۲)$$

به‌علاوه، پارامتر Ω_{ij} به شکل زیر تعریف می‌شود:

$$\Omega_{ij}=-\frac{1}{\varepsilon_0}\mathrm{Re}\left[\frac{\omega_0}{c^2}\frac{1}{\hbar}\,p_i\bar{\bar{G}}(\mathrm{r_i},\mathrm{r_j},\omega_0)\,p_j^{\,*}\right]. \qquad (۳)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

دراین‌جا، پارامتر Ω_{ij} به‌ازای $(i=j)$ توصیف کننده‌ی جابه‌جایی لمب تراز i ام و برای $(i\neq j)$ نشان دهنده‌ی برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی بین اتم‌ها است. در ادامه به منظور محاسبه‌ی درجه‌ی درهم‌تنیدگی سامانه ی اتمی به معرفی سنجه‌ی تلاقی می‌پردازیم. این سنجه برحسب ویژه مقادیر λ_i ماتریس $\rho\tilde{\rho}$ به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$C=\max(0,\sqrt{\lambda_1}-\sqrt{\lambda_2}-\sqrt{\lambda_3}-\sqrt{\lambda_4}), \qquad (۴)$$

که درآن ρ ماتریس چگالی کاهش یافته‌ی اتمی و $\tilde{\rho}$ به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\tilde{\rho}=\sigma_y\otimes\sigma_y\rho^*\sigma_y\otimes\sigma_y.$$

در این‌جا، σ_y بیانگر مولفه‌ی y ماتریس پائولی است. به سادگی می توان نشان داد که با یافتن پاسخ‌های رابطه‌ی (۱) و جایگذاری آن‌ها در رابطه‌ی (۴)، تلاقی به شکل زیر نوشته می شود[۵]:

$$C(t)=e^{-\gamma_s t}\sqrt{\sinh^2(\gamma_c)+\sin^2(2\Omega_c t)}, \qquad (۵)$$

که در آن پارامترهای γ_s، γ_c، Ω_s و Ω_c به شکل زیر تعریف می‌شوند:

$$\gamma_s=\gamma_{11}=\gamma_{22}, \qquad \gamma_c=\gamma_{12}=\gamma_{21}, \qquad (۶)$$
$$\Omega_s=\Omega_{11}=\Omega_{22}, \qquad \Omega_c=\Omega_{12}=\Omega_{21}.$$

از روابط بالا مشاهده می کنیم که با دراختیار داشتن تانسور گرین الکترومغناطیسی سامانه، سنجه‌ی تلاقی به‌دست می‌آید. از این‌رو در ادامه به محاسبه‌ی تانسور گرین سامانه می‌پردازیم. با بکار بردن روش برهم‌نهی پراکننده، تانسور گرین سامانه به صورت زیر نوشته می‌شود[۶]:

$$\bar{G}_e^{fs}(r,r')=\bar{G}_{0e}(r,r')\delta_f^s+\bar{G}_{es}^{(fs)}(r,r'), \qquad (۷)$$

که در آن $\bar{G}_{0e}(r,r')$ تانسور گرین خلا و $\bar{G}_{es}^{(fs)}(r,r')$ تانسور گرین پراکننده از یک کره‌ی دی‌الکتریک است که به صورت زیر تعریف می شوند:

$$\bar{G}_{0e}(\mathbf{r},\mathbf{r}')=\frac{\hat{r}\hat{r}}{k_s^2}\delta(r-r')+\frac{ik_s}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}(2-\delta_m^0)\frac{2n+1}{n(n+1)}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}$$
$$\times\left(\mathbf{M}_{mn}^{(1)}(k_s)\mathbf{M}'_{mn}(k_s)+\mathbf{N}_{mn}^{(1)}(k_s)\mathbf{N}'_{mn}(k_s)\right), \qquad (۸)$$

$$\bar{G}_{es}(\mathbf{r},\mathbf{r}')=\frac{ik_1}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}(2-\delta_m^0)\frac{2n+1}{n(n+1)}\frac{(n-m)!}{(n+m)!} \qquad (۹)$$
$$\times\left(B_M{}^{11}\mathbf{M}_{mn}^{(1)}(k_1)\mathbf{M}'^{(1)}_{mn}(k_1)+B_N{}^{11}\mathbf{N}_{mn}^{(1)}(k_1)\mathbf{N}'^{(1)}_{mn}(k_1)\right).$$

در این‌جا علامت پرایم نشان دهنده‌ی مختصات چشمه و عبارت‌های بدون پرایم بیانگر نقاط میدان، $\mathbf{M}$ و $\mathbf{N}$ توابع موج برداری کروی و $B_{M,N}^{11}$ ضرایب بازتاب تعمیم یافته‌ای هستند که جزئیات آن‌ها در مرجع[۶] آمده است. برای سادگی محاسبات، یک اتم را در راستای مثبت محور z، $\mathbf{r}_{A_1}=r\hat{z}$، و اتم دیگر را در جهت منفی محور z، $\mathbf{r}_{A_2}=-r\hat{z}$، درنظر می‌گیریم. با استفاده از این نکته، اکنون می‌توان زوایای قطبی θ و θ' در تانسور گرین (۸) و (۹) را برابر مقدار 0 و π قرار دارد و به عبارت‌های ساده شده‌ای برای تانسور گرین رسید[۵]. اکنون با در نظر گرفتن نکات بالا و جایگذاری روابط (۸) و (۹) در رابطه‌ی (۶) و انجام محاسبات طولانی خواهیم داشت:

$$\gamma_{11,rr}=\frac{6\pi}{\omega}\mathrm{Im}\left[\frac{ik}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)n(n+1)}{k^2r^2}\{h(kr)J(kr)+B_N^{11}h^2(kr)\}\right],$$

$$\gamma_{12,rr}=\frac{6\pi}{\omega}\mathrm{Im}\left[\frac{ik}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)n(n+1)}{k^2r^2}(-1)^n\{h(kr)J(kr)+B_N^{11}h^2(kr)\}\right],$$

$$\Omega_{12,rr}=-\frac{3\pi}{\omega}\mathrm{Re}\left[\frac{ik}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)n(n+1)}{kr_1kr_2}(-1)^n\{h(kr)J(kr)+B_N^{11}h^2(kr)\}\right].$$

در روابط بالا، فرض شده است که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای عمود بر سطح نانو ذره، یعنی در راستای شعاعی قرار دارند. به‌طور مشابه، پارامترهای مزبور برای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

وضعیتی‌که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای مماس بر سطح نانو ذره هستند به شکل زیر نوشته می‌شوند:

$$\gamma_{11,\theta\theta}=\frac{6\pi}{\omega}\mathrm{Im}\left[\frac{ik}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)}{2}\left\{h(kr)J(kr)+dh(kr)dJ(kr)+B_M^{11}h^2(kr)+B_N^{11}dh^2(kr)\right\}\right],$$

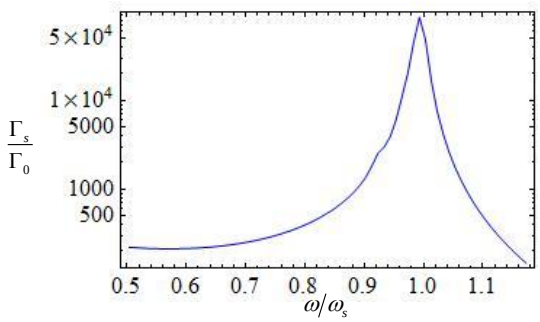
$$\gamma_{12,\theta\theta}=\frac{6\pi}{\omega}\mathrm{Im}\left[\frac{ik}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)}{2}(-1)^{n+1}\left\{h(kr)J(kr)+dh(kr)dJ(kr)+B_M^{11}h^2(kr)+B_N^{11}dh^2(kr)\right\}\right],$$

$$\Omega_{12,\theta\theta}=-\frac{3\pi}{\omega}\mathrm{Re}\left[\frac{ik}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)}{2}(-1)^{n+1}\left\{h(kr)J(kr)+dh(kr)dJ(kr)+B_M^{11}h^2(kr)+B_N^{11}dh^2(kr)\right\}\right].$$

حال با جایگذاری روابط بالا در رابطه‌ی (۵) سنجه‌ی تلاقی به دست می آید.

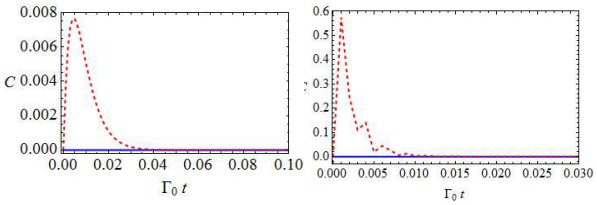
۳-نتایج عددی و نتیجه گیری

با توجه به پیچیدگی روابط بالا در این بخش به محاسبات عددی آهنگ گسیل خودبه‌خودی و سنجه‌ی تلاقی می‌پردازیم. بدین منظور نانو ذره‌ی نقره را توسط الگوی لورنتس $\varepsilon_m=\varepsilon_\infty-\omega_p^2/\left(\omega^2-i\gamma_e\omega\right)$ الگوسازی می‌کنیم که در آن ε_∞ گذردهی الکتریکی ایستا، ω_p بسامد پلاسما و γ_e ضریب جذب نانو ذره هستند. دراین‌جا، $\varepsilon_\infty=6$، $\omega_p=7.90ev$، $\gamma_e=51mev$، $\gamma_m=75mev$ و $a=20nm$ است[۷]. $r=22nm$



شکل ۱: آهنگ گسیل خودبه‌خودی بدون بعد Γ_s/Γ_0 برحسب بسامد بدون بعد ω/ω_s. در این جا Γ_0 آهنگ گسیل خودبه‌خودی اتم مزبور در خلاء است.

در شکل ۱ آهنگ گسیل خودبه‌خودی اتم برانگیخته در مجاورت نانو ذره‌ی نقره رسم شده است. مشاهده می‌شود که آهنگ گسیل خودبه‌خودی در بسامد برانگیختگی پلاسمون‌های جایگزیده $\omega_s=7.90/\sqrt{1+\varepsilon_\infty}\;ev$ به دلیل افزایش چگالی مدهای تابشی به شدت افزایش می‌یابد.



شکل ۲: نمودار تلاقی برحسب زمان بدون بعد $\Gamma_0 t$. شکل راست (چپ) مربوط به وضعیتی است که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای شعاعی (مماسی) بر سطح کره است.

در شکل ۲ نتایج عددی سنجه‌ی تلاقی (۵)، برحسب زمان بدون بعد $\Gamma_0 t$ و فرض این‌که دو اتم دو ترازی در وضعیت اولیه درهم تنیده نیستند، رسم شده است. برخلاف انتظارمان مشاهده می‌کنیم که تلاقی در نزدیکی بسامد پلاریتون-پلاسمون برانگیخته، $\omega=\omega_s$، تقریبا برابر صفر است (منحنی‌های آبی رنگ). زیرا به سادگی می‌توان دید که بسامد پلاریتون-پلاسمون جایگزیده در ناحیه‌ی جذب نانو ذره قرار می‌گیرد. در نتیجه، فرآیند جذب بر فرآیندهای تابشی و مدهای جایگزیده سطحی در نانو ذره غالب می‌شود و درهم‌تنیدگی به شدت کاهش می‌یابد. درحالی‌که در منحنی‌های قرمز رنگ، برای وضعیتی که بسامد گذار اتم‌ها در نواحی دور از بسامد پلاریتون-پلاسمون جایگزیده است، یعنی $\omega=0.1\omega_s$، هم‌بستگی بین اتم‌ها وجود دارد. راهکاری که می‌توان برای ایجاد درهم‌تنیدگی در چنین سامانه‌ای مطرح کرد استفاده از نانو ذرات نقره غشایی به‌جای نانو ذره صلب است. زیرا در این نانو ذرات بسامد پلاریتون-پلاسمون جایگزیده به نواحی دور از ناحیه جذب نانو ذره منتقل می‌شود.

مرجع‌ها

[1] C. H. Bennett, and S. J. Wiesner, Phys. Rev. Lett. **69**, 2881 (1992).
[2] E. Boukobza and D. Tannor, Phys. Rev. A **71**, 063821 (2005).
[3] W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. **80**, 2245 (1998).
[4] S. A. Biehs and G.S. Agarwal, Phys. Rev. A **96,** 022308 (2017).
[5] E. Amooghorban and E. Aleebrahim, Phys. Rev. A **96,** 012339 (2017).
[6] L. Li, P. Kooi, M. Leong, T. Yeo, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **42**, 2302 (1994).
[7] B. Bellomo and R. Messina, Phys. Rev. A **87,** 012101 (2013).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

خواص اپتیکی نانوپودرهای $Gd_2SiO_5:Ce$ سنتز شده به روش سل- ژل پچینی

حسین محمدی[۱] ، محمدرضا عبدی[۱]* ، محمدحسین حبیبی[۲]

[۱] اصفهان – میدان آزادی – دانشگاه اصفهان – دانشکده علوم - گروه فیزیک

[۲] اصفهان – میدان آزادی – دانشگاه اصفهان – دانشکده شیمی – گروه شیمی معدنی

mohammadihph@yahoo.com , r.abdi@sci.ui.ac.ir , habibi284@gmail.com

چکیده - در این مقاله، نانوپودرهای Gd_2SiO_5 آلاییده شده با عنصر سریم، با روش سل- ژل پچینی با موفقیت به صورت فاز خالص سنتز شده است. تشکیل و خلوص این نانوپودرها با آنالیزهای XRD و FTIR تایید شده و اندازه بلورک و کرنش شبکه کریستالی آن به ترتیب ۴۹ نانومتر و ۰/۰۹٪ محاسبه شده است. مورفولوژی و غلظت عناصر آن با آنالیزهای FESEM و EDX بررسی شده است که نشان می‌دهد بیشتر نانوذرات دارای اندازه بین ۱۰۰ تا ۴۰۰ نانومتر هستند. سپس با روش DRS و با استفاده از معادله تاک، گاف انرژی غیرمستقیم آن در حدود ۴/۴ الکترون ولت بدست آمد. نتایج نشان می‌دهد که آلایش سریم با غلظت ۲ mol% باعث بیشترین شدت نور نشری در طول موج ۴۳۵ نانومتر تحت تحریک در طول موج ۳۴۵ نانومتر می‌شود.

کلید واژه- خواص اپتیکی ، سل- ژل پچینی ، فوتولومینسانس ، نانوپودر ، نانوذرات

Optical Properties of $Gd_2SiO_5:Ce$ Nanopowders Synthesized by the Pechini Sol-Gel Method

Hossein Mohammadi[1], Mohammad Reza Abdi[1]*, Mohammad Hossein Habibi[2]

[1] Department of Physics, Faculty of Science, University of Isfahan, Isfahan 81746-73441, Iran

[2] Department of Chemistry, University of Isfahan, Isfahan 81746-73441, Iran

mohammadihph@yahoo.com , r.abdi@sci.ui.ac.ir , habibi284@gmail.com

Abstract- In this paper, pure phase Gd_2SiO_5 doped with cerium nanopowders were successfully synthesized by the Pechini sol-gel method. Formation and purity of nanopowders were confirmed by XRD and FTIR analyses and their crystallite size and crystal lattice strain were estimated to be 49 nm and 0.09% respectively. The morphology of the nanopowders and their elemental chemical composition were investigated by FESEM and EDX analyses. Studies have shown that most of nanoparticles have a size range between 100-400 nm. Then, the indirect band gap was estimated to be 4.4 eV using the DRS technique and the Tauc equation. The results have shown that doping with 2 mol% cerium concentration produces the highest photoluminescence intensity at 435 nm under excitation at 345 nm.

Keywords: Nanoparticle , Nanopowder , Optical Properties , Pechini sol-gel , Photoluminescence

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

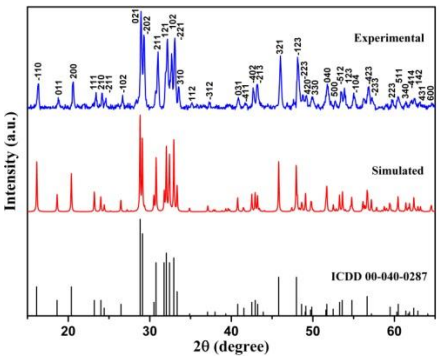
سیلیکات‌های عناصر خاکی کمیاب کاربردهای گسترده‌ای در تجهیزات اپتوالکترونیک، محیط فعال لیزرهای حالت جامد، تجهیزات تصویربرداری و سوسوزن‌ها دارند، و این به دلیل بازده بالای لومینسانس، گاف انرژی بزرگ، چگالی بالا، پایداری شیمیایی عالی و رطوبت‌گیر نبودن آن‌ها می‌باشد[۱و۲]. بلورهای اکسی‌اورتوسیلیکات گادولینیم آلاییده شده با سریم (Gd_2SiO_5:Ce یا GSO:Ce) در سال ۱۹۸۳ برای اولین بار توسط تاکاجی و فوکازاوا با روش چوکرالسکی رشد داده شدند[۳]. به دلیل مواد شیمیایی گران‌قیمت مورد نیاز و فرآیند رشد آهسته، رشد بلورهای کامل و بدون نقص GSO:Ce آسان نیست، زیرا در یک بازه زمانی طولانی به دمای بالا (حدود ۱۹۰۰ درجه سلسیوس) نیاز دارد که هزینه‌بر است. در فرآیند رشد نیز تنش‌پسماند بزرگی در بلور تشکیل می‌شود که باعث ترک خوردن بلور، مخصوصاً در مرحله سرد شدن، می‌شود[۴]. برای رهایی از این مشکلات، نانوپودرهای آن می‌تواند مورد استفاده قرار بگیرند. نانوپودر مواد لومینسانس دارای مزیت‌هایی نسبت به بلور آن‌ها، از جمله جابجایی استوکس بزرگتر و بازده کوانتومی بیشتر، می‌باشد[۵]. مهمترین مشکل سنتز نانوپودرهای GSO تشکیل فازهای ناخالص مانند $Gd_2Si_2O_7$ ، $Gd_{4.67}(SiO_4)_3$ ، Gd_2O_3 و SiO_2 می‌باشد[۱]. در این مقاله، نانوپودرهای $(Gd_{1-x}Ce_x)_2SiO_5$ با مقادیر (x=0,0.0025,0.005,0.01,0.02,0.03) با روش سل- ژل پچینی سنتز و سپس خواص اپتیکی آن بررسی شده است.

روش تهیه نانوپودر

با توجه به ضرایب استوکیومتری، نمک‌های نیترات گادولینیم و سریم ، همراه هم در مخلوط ۱۶ میلی‌لیتر اتانول و ۲ میلی‌لیتر آب دیونیزه حل شده و تحت شرایط رفلاکس در دمای ۱۰۰°C به مدت یک ساعت به شدت هم زده شد. سپس تترا اتیل اورتوسیلیکات (TEOS) به آن اضافه کرده و در دمای اتاق به مدت ۳۰ دقیقه هم زده شد. بعد مقدار ۸ میلی‌لیتر اسید سیتریک ۰/۲ مولار به آن اضافه کرده و تحت رفلاکس در دمای ۱۰۰°C به مدت دو ساعت به شدت هم زده شد. سل بدست آمده بدون هم زدن در دمای ۴۵°C حرارت داده شد تا به ژل تبدیل شود. این ژل پس از پیر شدن به مدت دو روز، با قرار دادن در آون در دمای ۱۱۰°C به مدت ۱۲ ساعت خشک شد. سپس این ژل خشک شده برای کلسینه شدن به مدت ۴ ساعت در یک کوره با دمای ۱۲۵۰°C قرار گرفت.

آنالیز و مشخصه‌یابی

الگوی پراش اشعه ایکس (XRD) نمونه سنتز شده، با الگوی مرجع ICDD PDF با شماره NO. 00-040-0287 انطباق بسیار خوبی دارد(شکل۱). با استفاده از موقعیت و پهنای پیک صفحات (-110)، (200)، (021)، (-202)، (211)، (321) و (-123) در الگوی XRD ، اندازه بلورک و کرنش شبکه بلوری نانوپودر GSO:2mol%Ce با روش‌های شرر و ویلیامسون- هال بدست آمده است[۶]. در معادله شرر (۱) تنها از پیک صفحه (021) استفاده شد و با این روش، مقدار ۳۸ نانومتر برای اندازه بلورک محاسبه شده است. با استفاده از معادله ویلیامسون- هال (۲)، مقادیر اندازه بلورک و کرنش شبکه بلوری به ترتیب درحدود ۴۹ نانومتر و ۰/۰۹٪ بدست آمده است(شکل ۲).



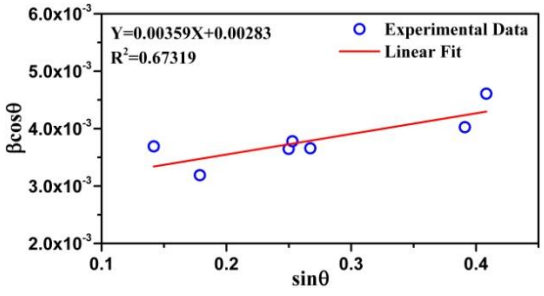
شکل ۱: الگوی XRD نانوپودر GSO:2mol%Ce

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در این معادلات، مقادیر D ، β ، θ ، ε و λ به ترتیب اندازه بلورک بر حسب نانومتر، کرنش شبکه بلوری، نصف موقعیت پیک، پهنا در نیم ارتفاع پیک (FWHM) بر حسب رادیان، و طول موج خط تابش K_α اشعه ایکس آند مس با طول‌موج ۰/۱۵۴۰۶ نانومتر می‌باشند.

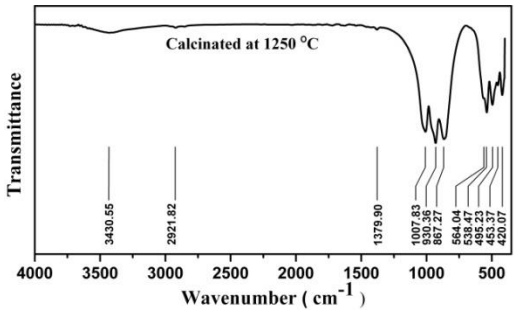
$$D = \frac{0.9\lambda}{\beta \cos\theta} \quad (۱)$$

$$\beta \cos\theta = \frac{0.9\lambda}{D} + 4\varepsilon \sin\theta \quad (۲)$$



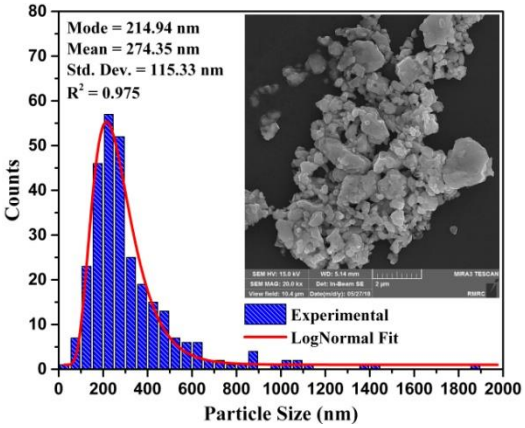
شکل ۲: نمودار ویلیامسون- هال برای نانوپودر GSO:2mol%Ce

در طیف FTIR نمونه GSO:2mol% در شکل ۳، نوارهای پرشدت در ۹۳۰، ۸۶۷ و ۱۰۰۷ cm^{-1} به حضور گروه SiO_4^{2-} نسبت داده می‌شوند. نوارهای ۴۲۰ و ۴۵۳ cm^{-1} به حالت ارتعاش خمشی Si-O-Si مربوط می‌شوند. نوارهای ۴۵۳ تا ۵۶۴ cm^{-1} به دلیل ارتعاش پیوند Gd-O می‌باشند. نوار جذب پهن ۳۴۳۰ cm^{-1} به ارتعاش کششی O-H در مولکول آب رطوبت نمونه نسبت داده می‌شود[۲].



شکل ۳: طیف FTIR نانوپودر GSO:2mol%Ce

با توجه به تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) با بزرگنمایی ۲۰kx برای نانوپودر سنتز شده GSO:2mol%Ce ، مشخص است که نانوذرات سنتز شده دارای شکل منظم و مشخصی نیستند و ذرات کوچکتر از ۱۰۰ نانومتر نیز در بین آنها موجود است. به کمک مقیاس تصویر، توزیع اندازه نانوذرات رسم شده است که نشان می‌دهد بیشتر ذرات دارای اندازه بین ۱۰۰ تا ۴۰۰ نانومتر می‌باشند(شکل ۴). در جدول ۱ مقدار اندازه‌گیری شده درصد وزنی و اتمی عناصر موجود در این نانوپودر با استفاده از آنالیز تفکیک انرژی پرتو ایکس (EDX) گزارش شده است.



شکل ۴: تصویر FESEM نانوپودر GSO:2mol%Ce با بزرگنمایی 20kx به همراه توزیع اندازه نانوذرات آن

جدول ۱: درصد وزنی و اتمی عناصر نانوپودر GSO:2mol%Ce اندازه‌گیری شده با روش EDX

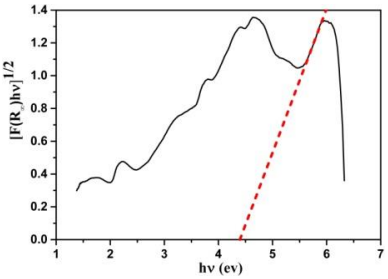
No.	Element	Weight %	Atomic %
1	Gd	77.43	28.18
2	Si	4.44	9.04
3	O	17.47	62.51
4	Ce	0.67	0.27
Total		100	100

بررسی خواص اپتیکی

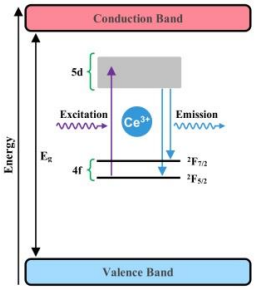
برای محاسبه گاف انرژی غیرمستقیم GSO از معادله تاک (۳) استفاده شده است. در این معادله، $F(R_\infty)$ تابع کوبلکا-مانک (Kubelka-Munk) می‌باشد[۶] و از مقدار بازتابندگی اندازه‌گیری شده با روش طیف‌سنجی بازتابی پخشی (DRS) محاسبه می‌شود، $h\nu$ انرژی فوتون نور، A مقدار ثابت و E_g گاف انرژی است. مقدار گاف انرژی با این روش در حدود ۴/۴ الکترون ولت بدست می‌آید (شکل ۵).

$$[F(R_\infty)h\nu]^{1/2} = A(h\nu - E_g) \quad (۳)$$

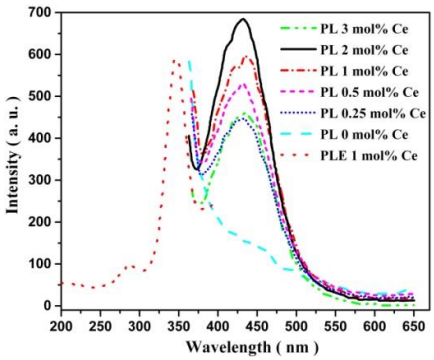
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۵: نمودار تاک برای نانوپودر GSO:0mol%Ce برای محاسبه گاف انرژی غیرمستقیم آن

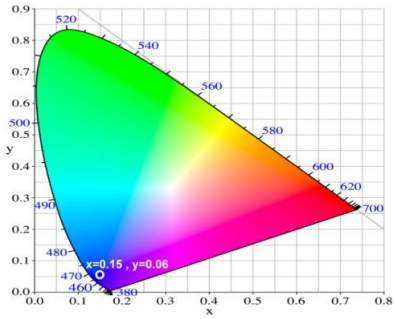


شکل ۶: ترازهای انرژی یون Ce^{3+} آلاییده شده در GSO



شکل ۷: طیف‌های PL و PLE نانوپودرهای GSO:Ce

ترازهای 5d و 4f یون Ce^{3+} آلاییده شده، به عنوان مرکز لومینسانس، در گاف انرژی GSO قرار می‌گیرند(شکل ۶). طیف‌های فوتولومینسانس نشری (PL) و فوتولومینسانس تحریکی (PLE) اندازه‌گیری شده برای نانوپودرهای با درصد آلایش مختلف Ce^{3+}، در شکل ۷ نشان داده شده است که یک نشر آبی رنگ در طول‌موج ۴۳۵ نانومتر در اثر تحریک با نور فرابنفش در طول‌موج ۳۴۵ نانومتر را نشان می‌دهد. افزایش مقدار آلایش سریم باعث افزایش نشر نور می‌شود و با افزایش مقدار آلایش سریم به ۳ mol% شدت نشر نور کاهش می‌یابد و این به دلیل اثر فرونشانی غلظت می‌باشد. بنابراین مقدار آلایش سریم بهینه برای بیشترین مقدار نشر، تقریباً ۲ mol% است که با توجه به طیف نشری آن، در شکل ۸ مختصات کروماتیسیتی (CIE Chromaticity) آن محاسبه شده و نور آبی رنگ نشر شده از این نانوپودر مشخص شده است.



شکل ۸: مختصات کروماتیسیتی نور نشرشده از نانوپودر GSO:2mol%Ce در اثر تحریک با طول‌موج ۳۴۵ نانومتر

نتیجه‌گیری

در کار ارائه شده، نانوپودرهای GSO:Ce به صورت فاز خالص با روش سل- ژل پچینی سنتز شده است. بررسی خواص اپتیکی نشان می‌دهد که نانوپودرهای GSO:Ce می‌توانند به عنوان ماده فوتولومینسانس درتجهیزات اپتوالکترونیک و تصویربرداری مورد استفاده قرار گیرند.

مرجع‌ها

[1] S. Shinde et al, “Structural and optical properties of Gd_2SiO_5 prepared from hydrothermally synthesized powder”, J. Alloys Compd., Vol. 592, pp. 12-18, 2014.

[2] Y. Parganiha et al, “Luminescence and structural properties of $Gd_2SiO_5:Eu^{3+}$ phosphors synthesized from the modified solid state method”, Ceram. Int., Vol. 43, pp. 9084-9091, 2017.

[3] K. Takagi, T. Fukazawa, “Cerium-activated Gd_2SiO_5 single crystal scintillator”, Appl. Phys. Lett., Vol. 42, pp. 43-45, 1983.

[4] N. Miyazaki et al, “Thermal stress analysis of GSO bulk single crystal”, J. Cryst. Growth, Vol. 182, pp. 73-80, 1997.

[5] E. A. McKigney et al, “Nanocomposite scintillators for radiation detection and nuclear spectroscopy”, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, Vol. 579, pp. 15-18, 2007.

[6] A. Bagheri et al, “Synthesis and characterization of physical properties of $Gd_2O_2S:Pr^{3+}$ semi-nanoflower phosphor”, Appl. Phys. A, Vol. 122, pp. 553, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مهندسی گاف انرژی پروسکایت با فرایند وَسپ

عاطفه فتح‌زاده، بهرام عبداللهی نژند، محمدکاظم مروج فرشی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، هسته پژوهشی نانو پلاسمو فوتونیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله، به بررسی اثر ترکیب‌های آلی هالوژن‌های برم و ید بر اندازه‌ی گاف انرژی پروسکایت در روش لایه نشانی وَسپ[1] می‌پردازیم. برای مهندسی گاف انرژی با این روش، ابتدا لایه‌های $PbBr_xI_{2-x}$ (x=0, 1, 2) را با روش چرخشی بر بستر مزو TiO_2 نشانده و برای رسیدن به دما و زمان بهینه، در دماها ومدت‌های گونان در معرض بخار MABr قرار می‌دهیم. با این روش، به دلیل استفاده از بخارهای نمک متیل آمین، لایه‌های پروسکایت کندتر و در نتیجه با سطحی هموارتر و دانه‌های درشت‌تر تشکیل خواهند شد. به‌علاوه، با توجه به امکان سنتز انبوه لایه‌های پروسکایت در ابعاد بزرگ و مصرف بهینه مواد در این فرایند، روش وَسپ از روش لایه نشانی چرخشی دو مرحله‌ای متداول در ساخت لایه‌های پروسکایت ارزان‌تر است و یکی از موانع تولید انبوه سلول‌های خورشیدی پروسکایتی را از سر راه برمی‌دارد.

کلید واژه- مهندسی گاف انرژی، پروسکایت، وَسپ.

Bandgap Engineering of Perovskite via Vapor-Assisted Solution Process (VASP)

A. Fathzadeh, B. Abdollahi Nejand, M. K. Moravvej-Farshi

Faculty of ECE, Nano Plasmo-Photonic Research Group, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran.

Abstract- Using the Vapor-Assisted Solution Process (VASP), we investigate the effect of the bromine and iodine halogen organic compounds on the perovskite bandgap. For the bandgap engineering, layers of $PbBr_xI_{2-x}$ (x=0, 1, 2), deposited on Meso substrates, are exposed to the MABr vapor and optimize the time and temperature for this process. Presence of MABr vapor increases the time required for the formation of the perovskite layer, with larger grans and more uniform surface. Moreover, as compared the ordinary two-step spin coating, VASP has the capability of synthesizing perovskite layers in large-scales with lower costs. Hence, VASP can overcome an obstacle that mass production of perovskite solar cells is facing.

Keywords: Band Engineering, perovskite, Vapor-Assisted Solution Process.

مقدمه

با وجود اینکه کمتر از ۹ سال از کشف قابلیت مواد پروسکایت برای سلول‌های خورشیدی و ساخت اولین سلول خور شیدی پروسکایتی می‌گذرد، سرعت پیشرفت این نوع سلول‌های خورشیدی قابل توجه بوده‌است. به طوری‌که، در سال‌های اخیر دستیابی به رکورد بازده

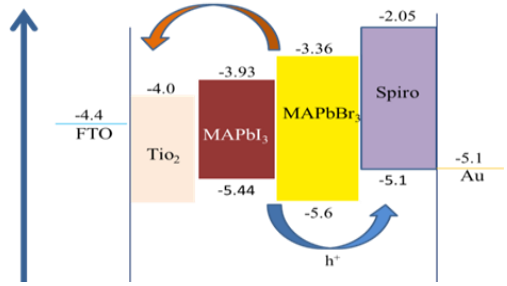
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۲۲٫۳٪ میسر شده است[۱]. ویژگی‌هایی مانند گاف انرژی مستقیم و تنظیم پذیر، ضریب جذب نوری زیادو تحرک پذیری بزرگ حامل‌ها، هزینه کم ساخت و روش‌های ساده سنتز، موجب جلب توجه بسیاری از محققان شده است[۲].

پروسکایت دارای گاف انرژی مستقیم و درنتیجه ضریب جذب بزرگ است[۳]. طیف جذبی آن با طیف انتشاری خورشید(از فرو سرخ تا فرابنفش) تطابق خوبی دارد و برای کاربرد فتوولتایی مناسب است. با تغییر و ترکیب آنیون‌ها و کاتیون‌های مختلف دستیابی به گاف انرژی در گستره‌ی ۱٫۶ تا ۲٫۳ الکترون ولت میسر می‌شود. در واقع، طبق قانون ویگارد[۲] با افزایش شعاع آنیون ثابت شبکه و جذب افزایش می‌یابد[۴].

به طور معمول، ساختار سلول‌های خورشیدی از نوع p-i-n است. با تابش نور بر پیوند، فوتون‌هایی که انرژی آن‌ها از گاف پروسکایت بیشتر است، زوج الکترون-حفره تولید کرده(شکل۱) و میدان الکتریکی موجود در ناحیه تهی، باعث حرکت الکترون‌ها به ناحیه n (لایه انتقال دهنده الکترون) و حرکت حفره‌ها به ناحیه p (لایه انتقال دهنده حفره) می‌شود[۵].

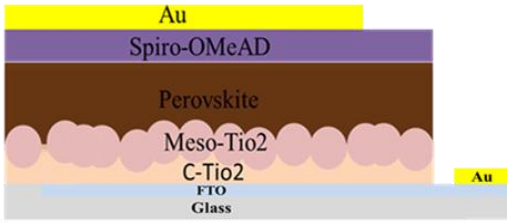
لایه نشانی با بخار می‌تواند یکی از روش‌های ساخت لایه پروسکایت در ابعاد بزرگ باشد. در این روش، به علت استفاده از بخار نمک آمین زمان واکنش با پیش ماده اول طولانی تر شده و فرصت بلوری شدن پروسکایت به طور یکنواخت فراهم می‌شود. در نتیجه دانه‌های درشت‌تری تشکیل شده و مرزِ دانه‌ها و در نتیجه مراکز بازترکیب کاهش یافته، باعث بهبود بازدهی می‌شود[۶].



شکل ۱: شمای ساده‌ای از عملکرد سلول خورشیدی

روش آزمایش

شکل ۲ ساختار کلی افزاره ساخته شده را نشان می‌دهد.



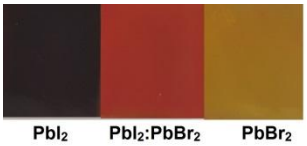
شکل۲: ساختار سلول خورشیدی پروسکایتی

برای بستر سلول خورشیدی، شیشه FTO[۳] با ابعاد ۱٫۴ cm×۱٫۴ cm را با چسب کالک الگودهی می‌کنیم. به طوری که حدود ۳ میلیمتر پایین سلول بیرون بماند و روی آن پودر روی ریخته، سپس ۱۰۰µL محلول ۲ مولارHCl روی پودر میریزیم تا لایه‌هادی را از میان بردارد. سپس زیرلایه‌ها را طی چندین مرحله با مایع و آب یون زدایی شده و ۲-پروپانول در حمام التراسونیک شستشو می‌دهیم و در دمای ۱۲۰ C° خشک می‌کنیم. برای لایه جمع کننده الکترون، یک لایه TiO_2 محلول در اتانول را با روش چرخشی لایه نشانی کرده و سپس در دمای ۵۰۰ C° به مدت ۳۰ دقیقه پخت داده می‌شود. برای ترمیم لایه، نمونه ها را در دمای ۷۰ C° در محلول ۴۰ میلی مولار $TiCl_4$ به مدت ۳۰ دقیقه غوطه‌ور می‌کنیم و بعد از آن دوباره به مدت ۳۰ دقیقه تحت دمای ۵۰۰ C° حرارت می‌دهیم. سپس برای ایجاد لایه متخلخل، محلول نانوذرات TiO_2[۴] که به نسبت ۲ به ۷ در اتانول حل شده را

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

لایه نشانی کرده و مراحل گرمادهی و ترمیم را تکرار می-کنیم.

برای تشکیل لایه پروسکایت، در مرحله اول نسبت یک مولار PbI_2، PbI_2:$PbBr_2$(۱:۱) و $PbBr_2$ را در DMF حل کرده و به روش لایه نشانی چرخشی، با دور ۶۰۰۰rpm برای مدت ۲۰ ثانیه، لایه نشانی کرده و برای ۱۰ دقیقه در دمای ۱۰۰C° گرمادهی می‌کنیم. سپس نمونه‌ها را در پتریدیش شیشه‌ای قرار داده و اطراف آن‌ها پودر MABr می‌ریزیم. و برای مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۱۵۰C° در آون قرار می‌دهیم تا پیش ماده اول در معرض بخار MABr قرار گرفته و پروسکایت تشکیل شود. شکل ۳ نمایشگر رنگ پروسکایت‌های سنتز شده بر روی سه بستر پیش گفته است. در این شکل دیده می‌شود با افزایش نسبت ید در بستر رنگ پروسکایت به ترتیب از زرد به ارغوانی و قهوه ای تغییر می کند.



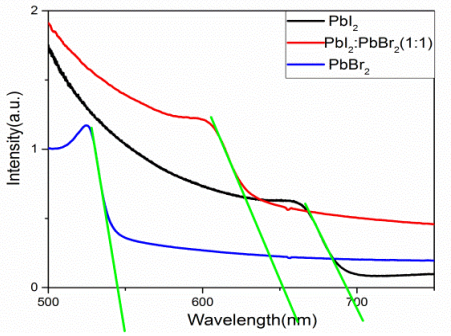
شکل ۳: نمونه سلول‌های ساخته شده با نسبت مختلف ید و برم

دما و زمان در این مرحله اهمیت ویژه‌ای دارد، زیرا درصورتی‌که زمان کوتاه یا دما کم باشد، امکان عدم تشکیل پروسکایت وجود دارد. و برعکس احتمال تشکیل پروسکایت برم برای همه نسبت‌ها، یا تجزیه و تخریب نمونه‌ها وجود خواهد داشت.

سپس Spiro-OMeTAD به عنوان لایه انتقال دهنده حفره، با دور ۴۰۰۰rpm و زمان ۳۰ ثانیه با روش چرخشی، لایه نشانی شد. در آخر لایه نازک طلا به ضخامت ۸۰nm با روش تبخیر حرارتی لایه نشانی شد.

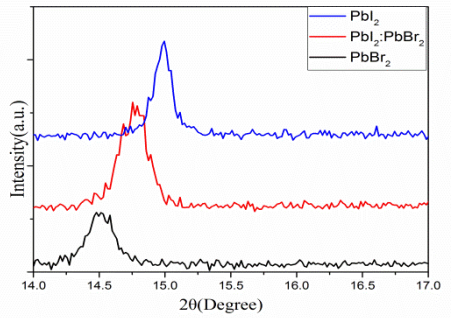
نتایج و تحلیل‌ها

شکل ۴ نمودار جذب نمونه‌های مختلف را نمایش می‌دهد. لبه جذب برای پروسکایت با زیرلایه PbI_2، PbI_2:$PbBr_2$ (۱:۱) و $PbBr_2$ به ترتیب برابر ۶۹۳، ۶۵۱ و ۵۴۶ نانومتر است. گاف انرژی هر پروسکایت از محل برخورد خط‌های مستقیم با محور افقی به دست می‌آید.



شکل۴: نمودارجذب برای ۳ نمونه مختلف با نسبت متفاوت ید و برم

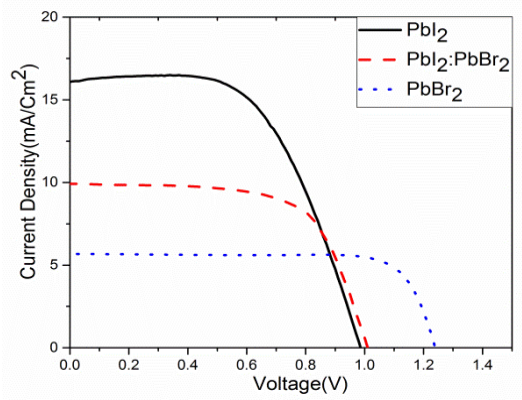
قله‌های اصلی پروسکایت ید در زوایای ۱۴٫۱°، ۲۸٫۴°، ۳۹٫۱° و ۳۱٫۹° قرار دارد که به ترتیب مربوط به صفحات (۱۱۰)، (۲۲۰)، (۳۱۰) و (۳۳۰) است. قله‌های مربوط به پروسکایت مرکب ید و برم نیز در همین گروه از صفحات اما در زوایای بزرگتر قرار دارند. شکل ۵ نشان می‌دهد قله اصلی پروسکایت‌های سنتز شده در زوایای ۱۴٫۶°، ۱۴٫۷° و ۱۴٫۹° قرار گرفته اند. مشاهده جابه جایی قله ها به سمت زوایای بزرگتر با افزایش نسبت برم بیانگر تشکیل پروسکایت‌های مرکب مورد نظر است.



شکل ۵: نمودار XRD: نمایش قله‌های اصلی پروسکایت‌های مرکب ید و برم.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شکل ۵ نشان می‌دهد، حتی با زیرلایه PbI_2 پروسکایت مرکب ید و برم تشکیل خواهد شد. این اتفاق به خاطر استفاده از MABr در روش وَسپ است. شکل ۶ نمایشگر مشخصه‌های J-V سلول‌های خورشیدی ساخته شده‌است. در این شکل دیده می‌شود، با افزایش برم در پروسکایت‌های سنتز شده بر بسترهای PbI_2، PbI_2:$PbBr_2$(۱:۱) و $PbBr_2$، ضریب پرشدگی و ولتاژ مدار باز افزایش و شدت جریان اتصال کوتاه بازدهی کاهش می یابد. این مشخصه‌ها به همراه گاف انرژی متناظر با هر پروسکایت در جدول ۱ نمایش داده شده است.



شکل ۶- نمودار مشخصه سلول‌های ساخته شده

جدول ۱: مشخص های فوتوولتایی سلول‌های ساخته شده

بستر	V_{OC} (V)	J_{SC} (mA/cm^2)	FF	PCE (%)	E_G (eV)
PbI_2	۰٫۹۹	۱۶٫۱	۰٫۵۶	۹٫۳	۱٫۷۸
PbI_2:$PbBr_2$(۱:۱)	۱٫۰۲	۱۰٫۱	۰٫۶۸	۷٫۱	۱٫۹۳
$PbBr_2$	۱٫۲۳	۵٫۶	۰٫۷۸	۵٫۵	۲٫۲۹

نتیجه گیری

با بهره‌گیری از روش نسبتا ساده و ارزان وَسپ می‌توان کیفیت لایه‌های پروسکایت تشکیل شده را بهبود بخشید. درواقع حضور بخار نمک متیل آمین باعث کاهش مرز دانه‌ها و هموارتر شدن سطح لایه پروسکایت شده است. نشان دادیم که با تغییر نسبت برم در ترکیب زیرلایه‌ها ($PbBr_xI_{2-x}$) و قرار دادن آن‌ها در معرض بخار MABr در دماهای مختلف و مدت زمان‌های گوناگون، مهندسی گاف انرژی پروسکایت به سادگی میسر می‌شود. گاف‌های حاصل از تغییر نسبت برم ($0\leq x\leq 2$)، گاف‌هایی در گستره‌ی ۱٫۷۸ تا ۲٫۲۹ الکترون ولت را موجب شده است.

سپاس گزاری

این تحقیق از پیشتیبانی مالی دانشگاه تربیت مدرس طی قرارداد IG-39703 استفاده کرده‌است. به‌علاوه، نویسندگان از همکاران آزمایشگاه نانو اپتوالکترونیک و آقای فرزاد مرده کتانی سپاسگزاری می‌کنند.

مرجع‌ها

[1] M. A. Green, A. Ho-Baillie, and H. J. Snaith, "The emergence of perovskite solar cells," Nature photonics, vol. 8, p. 506, 2014.

[2] G. E. Eperon, T. Leijtens, K. A. Bush, R. Prasanna, T. Green, J. T.-W. Wang, et al., "Perovskite-perovskite tandem photovoltaics with optimized band gaps," Science, vol. 354, pp. 861-865, 2016.

[3] W.-J. Yin, J.-H. Yang, J. Kang, Y. Yan, and S. Wei, “Halide perovskite materials for solar cells: a theoretical review,” J. Mater. Chem. A, vol. 3, no. 17, pp. 8926–8942, 2015.

[4] A. Kitai, Principles of Solar Cells, LEDs and Diodes: The role of the PN junction: John Wiley & Sons, 2011.

[5] W.-J. Yin, J.-H. Yang, J. Kang, Y. Yan, and S.-H. Wei, "Halide perovskite materials for solar cells: a theoretical review," Journal of Materials Chemistry A, vol. 3, pp. 8926-8942, 2015.

[6] Vapor-assisted solution process for perovskite materials and solar cells," MRS Bulletin, vol. 40, pp. 667-673, 2015.

[1] Vapor-assisted solution process (VASP)
[2] Vegard's law
[3] Fluorine-doped tin oxide
[4] TiO_2 Paste

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تأثیر بی‌نظمی در ضخامت لایه بر طول جایگزیدگی اندرسون در بلورهای فوتونی مغناطیسی

مهرناز سرابندی، مجتبی گلشنی، مهدی زمانی

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان

mehrnazsarabandi74@gmail.com, golshani@uk.ac.ir, m-zamani@uk.ac.ir

در این مقاله جایگزیدگی اندرسون در ساختارهای بلور فوتونی مغناطیسی با ضخامت لایه‌های تصادفی به صورت عددی برای طول موجی واقع در میانه‌ی گاف فوتونی (۱۵۵۰ نانومتر) بررسی شده است. طول جایگزیدگی اندرسون برای مقادیر مختلف بی‌نظمی مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهند که طول جایگزیدگی به عنوان تابعی از پارامتر چرخش مگنتو اپتیکی برای قطبش‌های دایروی راستگرد و چپگرد متفاوت بوده و به ترتیب به صورت خطی افزایش و کاهش می‌یابند. همچنین، با افزایش بی‌نظمی طول جایگزیدگی نیز افزایش می‌یابد.

کلید واژه : بلور فوتونی مغناطیسی، بی‌نظمی در ضخامت لایه، جایگزیدگی اندرسون.

Effect of random thickness on Anderson localization in magnetophotonic crystals

Mehrnaz Sarabandi, Mojtaba Golshani, and Mehdi Zamani

Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman

In this paper, the effect of Anderson localization on magnetic photonic crystal structures has been numerically investigated by generating a random error in layer thickness for a wavelength located at the center of photonic band gap. The Anderson localization length has been studied for different disorder strengths. The results show that the localization length, as a function of the magneto-optical rotation parameter, is different for right and left circular polarizations and it is linearly increased or decreased, respectively. In addition, the localization length increases by growth of the disorder strength.

Keywords: Anderson localization, Random thickness, Magnetophotonic crystal.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

مسئله جایگزیدگی امواج الکترونی در پتانسیل تناوبی بیش از پنجاه سال پیش توسط فیلیپ اندرسون مطرح گردید[۱]. اندرسون نشان داد که در محیط‌های نامنظم، به دلیل تداخل امواج الکترونی، تابع موج الکترون جایگزیده گردیده، گذار فلز به عایق رخ می‌دهد. از آنجایی‌که اساس جایگزیدگی برمبنای تداخل می‌باشد، این پدیده در امواج دیگر از جمله نور نیز رخ می‌دهد[۲].

بلورهای فوتونی ساختارهای مصنوعی متناوبی هستند که ضریب شکست در آن‌ها به صورت تناوبی تغییر می‌کند. اگر مواد سازنده‌ی بلور فوتونی دارای خاصیت مغناطیسی باشند، یا اینکه یک لایه نقص از نوع مغناطیسی در ساختار بلور فوتونی وجود داشته باشد، ساختار یک بلور فوتونی مغناطیسی نامیده می‌شود. نشان داده شده است که پاسخ مگنتواپتیکی بلورهای فوتونی مغناطیسی وابسته به ضخامت لایه‌های بلور فوتونی مغناطیسی است[۳ و ۴].

به دلیل کاربردهای فراوان ساختارهای تناوبی با ویژگی‌های تراگسیلی خاص، بررسی این ساختارها از اهمیت فروانی برخوردار است. اما یکی از مسائل مهم که در بررسی ساختارهای تناوبی، به ویژه مغناطیسی، کمتر مورد بررسی قرار گرفته است، درنظرگرفتن نقش بی‌نظمی (به دلیل وجود افت و خیز در ضخامت لایه‌ها، ضریب شکست و دیگر پارامترهای محیط در فرایند ساخت)، و تأثیر آن بر خواص تراگسیلی و جایگزیدگی نور در این نوع از بلورهای فوتونی می‌باشد. اصولاً وجود خطای ساخت و بی‌نظمی موجب اختلاف بین نتایج نظری و نتایج تجربی می‌شود. از آنجایی‌که یک پیامد غیرقابل انکار وجود بی‌نظمی در سیستم‌های موجی، پدیده جایگزیدگی اندرسون است[۱]، در این مقاله اثر بی‌نظمی در ضخامت لایه‌ها را بر جایگزیدگی اندرسون در ساختارهای بلور فوتونی مغناطیسی مورد بررسی قرار خواهیم داد.

ساختار و روش‌ها

برای ایجاد بلور فوتونی مغناطیسی از ساختار دولایه $(Ce:YIG/SiO_2)^{45}$ استفاده شده است که Ce:YIG به عنوان ماده‌ی مغناطیسی و SiO_2 به عنوان ماده‌ی دی‌الکتریک در نظرگرفته شده‌است، که در ادامه آنها را به ترتیب با M و D نمایش می‌دهیم. در این مقاله هندسه‌ی فاراده (قطبی) مورد بررسی قرار گرفته است. بنابراین، جهت انتشار نور (محورZ) عمود بر سطح لایه‌ها فرض شده و میدان مغناطیسی خارجی نیز در همین جهت اعمال گردیده است. میدان مغناطیسی خارجی تنها روی لایه‌های مغناطیسی تأثیر می‌گذارد و باعث غیرقطری‌شدن تانسور گذردهی الکتریکی Ce:YIG می‌گردد:

$$\varepsilon_{Ce:YIG} = \begin{pmatrix} \varepsilon_M & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon_M & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_M \end{pmatrix}$$

عنصرغیرقطری g که وابسته به مغناطش است، با چرخش مغناطیسی مرتبط است و پارامتر مگنتواپتیکی نامیده می‌شود که برای Ce:YIG بیشینه مقدار آن ۰/۰۰۹ است.

برخلاف لایه‌های مغناطیسی که ناهمسانگرد هستند، لایه‌های دی‌الکتریک SiO_2 محیط‌هایی همسانگرد با تانسور گذردهی الکتریکی قطری هستند.

ضریب شکست لایه‌ها در طول موج مخابراتی ۱۵۵۰ نانومتر به ترتیب $n_M=2.209$ و $n_D=1.479$ هستند. علاوه بر این، ضخامت متوسط لایه‌ها براساس رابطه‌ی $\lambda/4n$ به صورت $d_M=175nm$ و $d_D=262$ nm تنظیم شده است. برای ایجاد ساختار کاتوره‌ای، بی‌نظمی در ضخامت لایه‌ها اعمال شده است، به طوری که، برای قدرت بی‌نظمی δ، ضخامت لایه‌ها اعدادی تصادفی در بازه $[d-\delta, d+\delta]$ هستند. در این مقاله، طول جایگزیدگی به ازای مقادیر مختلف بی‌نظمی ($\delta=1$ nm، $\delta=10$ nm و $\delta=20$ nm) برحسب پارامتر مگنتواپتیکی (g) بررسی شده است. بدین‌منظور، برای محاسبه‌ی ضرایب تراگسیل از روش ماتریس انتقال ۴×۴ استفاده شده است[۵]. در این مقاله، ضرایب تراگسیل بلورفوتونی به صورت مجزا برای دو ویژه حالت قطبش دایروی راستگرد و چپگرد محاسبه شده‌است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

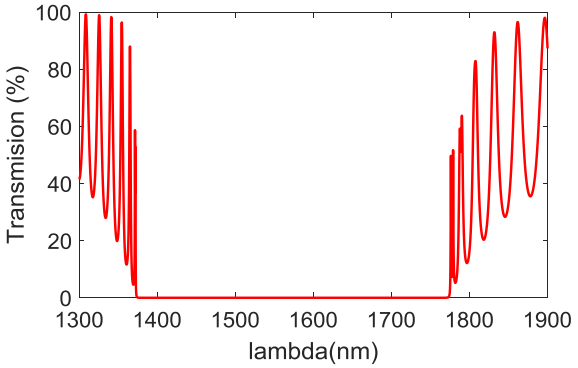
به منظور بررسی جایگزیدگی، طول جایگزیدگی بدون بعد که از رابطه زیر بدست می‌آید، مورد بررسی قرار گرفته است [۶]:

$$L_{loc}^{-1} = \lim_{N\to\infty}\left(-\frac{\langle \ln T\rangle}{N}\right),$$

N تعدادلایه‌ها، T ضریب تراگسیل و نماد < ... > نشان‌دهنده‌ی میانگین‌گیری آنسامبلی است. در این مقاله، کلیه نتایج با میانگین‌گیری بر روی 10^5 نمود مختلف بی‌نظمی بدست آمده است. طول جایگزیدگی چپگرد بر اساس ضریب تراگسیل قطبش دایروی چپگرد (T_{CL}) و طول جایگزیدگی راستگرد بر اساس ضریب تراگسیل قطبش دایروی راستگرد (T_{CR}) تعیین می‌شود.

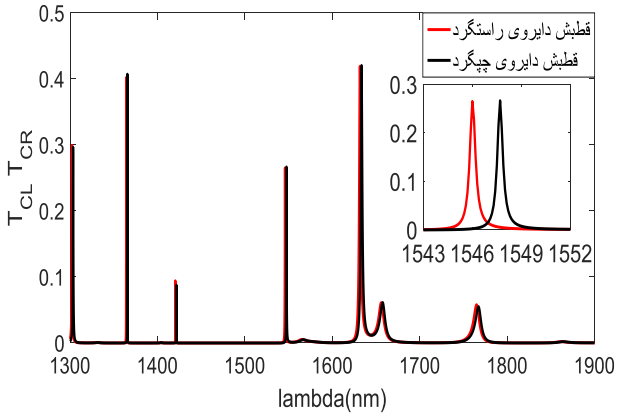
بحث و نتایج

شکل ۱ طیف عبور کل (راستگرد+چپگرد) ساختار منظم (δ=0) برای g =0.009 را نمایش می‌دهد. با توجه به این شکل، بازه‌ی گاف نواری [1375-1780] نانومتر است و طول موج 1550 نانومتر در میانه گاف قرار دارد.



شکل۱- طیف عبور (تراگسیل) بلور فوتونی مغناطیسی منظم.

هنگامی که بی‌نظمی اعمال می‌شود، به ازای قدرت‌های بی-نظمی کوچک δ، تغییرات طیف عبور بسیار کم است و ناحیه گاف بسیار شبیه حالت منظم است؛ اما با افزایش بی‌نظمی به مقادیر بسیار بزرگ‌تر مثلاً δ= 150 nm، سیستم در حالت کاملاً جایگزیده قرار می‌گیرد [۴]. در این حالت طیف عبور کاملا تغییر کرده، خطوط تشدیدی در ساختار نواری نمایان می‌شود. هر کدام از این خطوط تشدیدی متناظر با وجود یک مد جایگزیده و تشکیل کاواک موضعی در بلور است (شکل ۲). علاوه بر این، همان‌طور که پنجره داخل شکل ۲ نشان می‌دهد، در حضور g بیشینه، خطوط تشدید قطبش‌های راستگرد و چپگرد کاملاً برهم منطبق نیستند. دلیل این امر، وجود خاصیت غیرمتقابلی (Non-reciprocal) در بلورهای فوتونی مغناطیسی است.

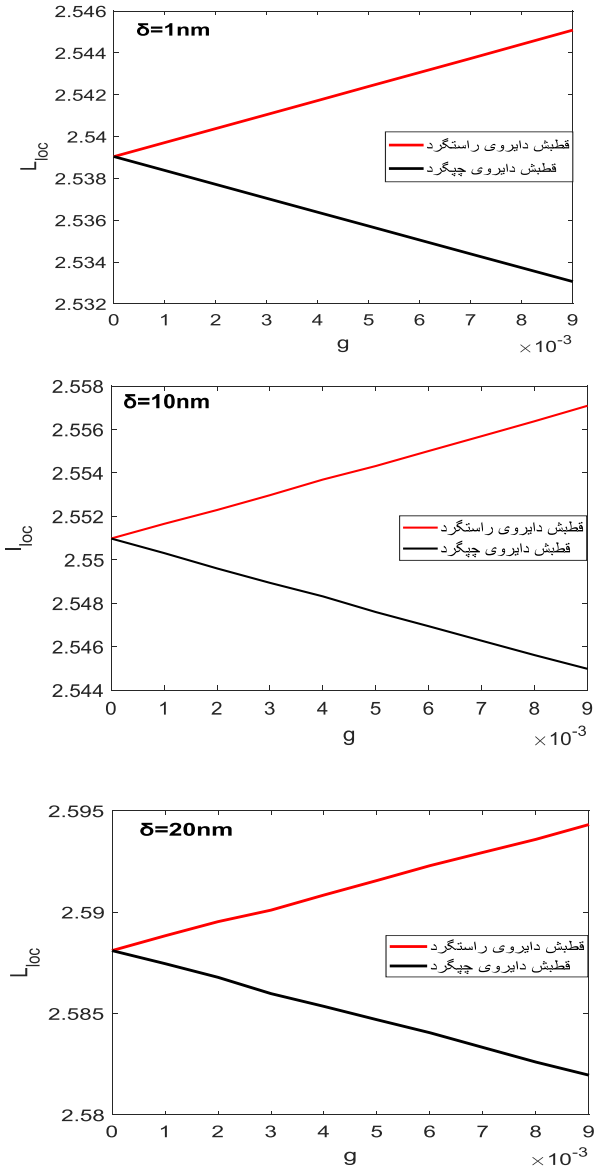


شکل۲- طیف عبور بلور فوتونی مغناطیسی نامنظم، δ= 150 nm.

در ادامه، به برررسی و مقایسه طول جایگزیدگی L_{loc} در قدرت‌های بی‌نظمی کوچک‌تر δ=1 nm، δ =10 nm و δ =20 nm، برای طول موج λ =1550 nm که در ناحیه گاف فوتونی قرار دارد، خواهیم پرداخت. لازم به ذکر است که دلیل عدم مقایسه حالت با قدرت بی‌نظمی بزرگ δ=150 nm با حالت‌های تقریباً منظم (دارای بی‌نظمی کوچک) این است که در δهای خیلی بزرگ، ساختار نواری سیستم کاملاً عوض شده و بسته به تشدیدی بودن یا نبودن طول‌موج مورد بررسی، ضریب عبور و درنتیجه طول جایگزیدگی می‌توانند بزرگ یا کوچک باشند (شکل ۳). شکل ۳ طول جایگزیدگی مربوط به طول موج میانه گاف λ=1550 nm را به ازای سه مقدار مختلف بی نظمی δ، برحسب پارامتر مگنتواپتیکی نشان می‌دهد. طول جایگزیدگی L_{loc} تعیین‌کننده میزان عبور نور از بلور فوتونی مغناطیسی است و رابطه‌ی مستقیمی با ضریب عبور دارد. از این‌رو، هرچه طول جایگزیدگی افزایش یابد، نشان‌دهنده افزایش ضریب عبور است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

همان‌طور که در شکل ۳ مشاهده می‌شود با افزایش قدرت بی‌نظمی δ طول جایگزیدگی در gهای متناظر افزایش یافته است. ازطرف دیگر، در یک قدرت بی‌نظمی مشخص، زمانی که g=0 باشد (میدان مغناطیسی خارجی صفر است)، طول جایگزیگی قطبش چپگرد و راستگرد با هم برابر هستند. اما، با افزایش میزان پارامتر مگنتواپتیکی g، طول جایگزیدگی قطبش چپگرد به صورت خطی کاهش و طول جایگزیدگی قطبش راستگرد به صورت خطی افزایش می‌یابد. دلیل این امر ظهور خاصیت غیرمتقابلی در بلورهای فوتونی مغناطیسی در حضور میدان خارجی است.



شکل۳- طول جایگزیدگی مربوط به قطبش‌های چپگرد و راستگرد برای طول موج ۱۵۵۰ نانومتر و قدرت‌های بی‌نظمی δ=1 nm، δ =10 nm و δ =20 nm.

خلاصه و نتیجه‌گیری

جایگزیدگی اندرسون یک پیامد ناشی از وجود بی‌نظمی در پدیده‌های موجی است. از آنجایی‌که ساختارهای تجربی به دلیل وجود خطای ساخت، همواره دارای بی‌نظمی هستند، در این مقاله، تأثیر بی‌نظمی در ضخامت لایه‌ها بر طول جایگزیدگی اندرسون، برای طول موجی در میانه گاف فوتونی یک بلور فوتونی مغناطیسی یک‌بعدی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج عددی نشان می‌دهد که با افزایش بی‌نظمی (در مقادیر بی‌نظمی نسبتاً کوچک)، طول جایگزیدگی افزایش می‌یابد. علاوه بر این، مشاهده گردید که مقدار طول جایگزیدگی برای قطبش‌های راستگرد و چپگرد متفاوت بوده، همواره این کمیت برای قطبش دایروی راستگرد بیشتر از قطبش دایروی چپگرد است. این به معنای تفاوت بین ضرایب عبور قطبش چپگرد و راستگرد است که ناشی از خاصیت غیرمتقابلی ساختارهای بلورفوتونی مغناطیسی می‌باشد. همچنین، محاسبه طیف عبور در قدرت بی‌نظمی بسیار بزرگ نشان می‌دهد که در این شرایط طیف عبور کاملاً متفاوت از حالت سیستم منظم است و در آن خطوط تشدیدی متناظر با مدهای جایگزیده بلور فوتونی مغناطیسی نمایان می‌شود.

مراجع

[1] Ad. Lagendijk, B.V. Tiggelen, and D. S. Wiersma, "Fifty years of Anderson localization," Physics Today, 62(8), 24 (2009).

[2] M. Segev, Y. Silberberg, and D. N. Christodoulidis,"Anderson localization of light", Nat. Photonics, 7, 197 (2013).

[۳] مهدی زمانی و مجید قناعت شعار، "تأثیر خطای ضخامت روی پاسخ‌های اپتیکی و مگنتواپتیکی در بلورهای فوتونی مغناطیسی"، نوزدهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، زاهدان (۱۳۹۱).

[4] M.Sharifian, H. Ghadiri, M. Zamani and M. Ghanaatshoar, "Influence of thickness error on the operation of adjustable magneto-optical isolators," Appl. Opt. **51**, 4873 (2012).

[5] J. ZAK, E.R. MOOG, C. LIU and S.D. BADER,"Universal Approach to Magneto-Optics," Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 89, 107 (1990).

[6] K. Y. Bliokh, S. A. Gredeskul, P. Rajan, I. V. Shadrivov and Y. S. Kivshar, "Nonreciprocal Anderson localization in magneto-optical random structures," Phys. Rev .B, **85**, 014205 (2012).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و برپائی چیدمان یک سامانه کشف تجهیزات اپتیکی به روش تصویریابی

مجید زمانی[۱و۲]، زهیر کردرستمی[۱]،مهدی عباسی[۲]

۱- دانشکده مهندسی برق- الکترونیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران، kordrostami@sutech.ac.ir

۲- پژوهشکده علوم وفنآوری اپتیک و لیزر-دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان، ایران، lasersaz@yahoo.com

چکیده - در این مقاله یک چیدمان سامانه کشف تجهیزات اپتیکی به روش پردازش تصویر ارائه شده است که متشکل از یک لیزر به منظور روشن کردن صحنه مقابل جهت کشف و شناسائی است و همچنین مجموعه گیرنده شامل دوربین ،برد پردازش تصویر و جمع کننده اپتیکی در کنار فرستنده لیزری قرار گرفته است.این سامانه با توجه به اثر چشم گربه ای و با استفاده از تکنیک های پردازش تصویر یک محدوده دید را به طور کامل مورد بررسی قرار داده و تجهیز اپتیکی موجود در زاویه دید آن آشکار سازی شده است . این چیدمان بطور کامل در آزمایشگاه بر پا شده و نتایج تست های انجام شده ثبت و در این مقاله ارائه شده است.

کلید واژه- اثر چشم گربه ای، تجهیزات اپتیکی ،پردازش تصویر، لیزر.

Design and installation of a system for the discovery of optical equipment by visualization

M.Zamani[1,2], Z.Kordrostami[2] and M.Abbasi[1]

1-Optic & Laser Research Center, Malek-Ashtar University of Technology, Shahin Shahr, Isfahan,lasersaz@yahoo.com

2- Department of Electrical and Electronic Engineering, Shiraz University of Technology, Shiraz, kordrostami@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, a layout of Optical Discovery System is provided by image processing, consisting of a laser to clarify the opposite scene for detection and identification. The receiver set includes a camera, an image processing board, and an optical pickup alongside a laser transmitter. The system, with regard to the effect of the cat's eye, uses an image processing technique to fully observe the visibility range. Optical equipment available at its viewing angle has been revealed. This layout is fully integrated into the laboratory and the results of the tests are recorded and presented in this article.

Keywords: cat eye effect, optical equipment, image processing, laser.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

برای پیدا کردن تک‌تیرانداز می‌توان از چندین روش استفاده کرد. پدیده‌های فیزیکی هنگام تیراندازی، سیگنال‌های صوتی و یا تغییرات و دمایی و یا استفاده از امواج الکترومغناطیس. به‌طورکلی تجهیزات تشخیص تک‌تیرانداز به سه دسته تقسیم شده‌اند:

الف) آشکارسازی با صدا

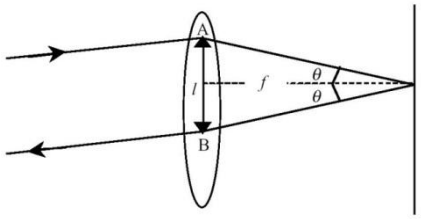
ب) آشکارسازی با مادون‌قرمز

ج) آشکارسازی لیزری



شکل ۱- سیستم‌های تشخیص تک‌تیرانداز (از چپ به راست) صوتی، لیزری، حرارتی

پدیده‌هایی که می‌توانند در طیف مادون‌قرمز دیده شوند مثلاً نوری که هنگام شلیک از لوله تفنگ دیده می‌شود و یا حرکت گلوله در فضا که دارای دما است و حتی بدن تیرانداز. نور خروجی از تفنگ می‌تواند توسط حسگر IR از یک کیلومتر یا دورتر دیده شود.یکی از عیوب این روش این است که دوربین بایستی در دید مستقیم نسبت به شلیک قرار گیرد که موجب دشواری در آشکارسازی میشود. از دیگرپدیده‌های فیزیکی هنگام تیراندازی، میتوان به سیگنال‌های صوتی که نقش مهمی در تشخیص محل دقیق تیراندازی دارند و مخصوصاً برای محیط‌های شهری اهمیت ویژه ای دارند، نام برد. در این دو روش برای محاسبه مکان دقیق تک‌تیرانداز بایستی تا اولین حمله یا شلیک صبر کرد و نمی‌توان از حمله اول جلوگیری کرد که این از ضعف‌های بزرگ این روش ها است و دلیل محکمی است که به فکر روش‌های دیگری برای کشف موقعیت تک‌تیرانداز باشیم. بطورکلی در طرح آشکارسازی لیزری ، تابش لیزری بطرف محیط اطراف گسیل شده وباتوجه به پدیده چشم گربه ای، تابش پس از برخورد به اهداف اپتیکی، وارد سیستم اپتیکی شده و سپس از روی کانون سیستم اپتیکی یا سیستم الکترواپتیکی منعکس و بوسیله گیرنده دستگاه که با بخش فرستنده کاملا هم محور میباشد مجددا" دریافت میشود و در نهایت وجود اسباب اپتیکی و الکترواپتیکی در میدان و موقعیت نسبی آنها تشخیص داده میشود. مطابق شکل (۲) اثر چشم گربه ای را می‌توان بصورت ترکیبی از یک عدسی و یک آینه واقع در کانون فرض کرد.



شکل۲- اساس پس‌بازتابش چشم گربه‌ای

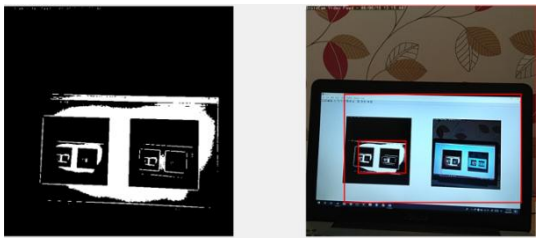
از آنجایی که پرتوهای موازی بر روی یک نقطه در صفحه کانونی فرود می‌آیند و از طرفی در اپتیک هندسی همواره می‌توان جهت پرتوها را معکوس نمود ، لذا درشکل۲ چنانچه هر دو پرتو موازی را فرودی در نظر بگیریم بطوریکه زاویه فرودی بر روی صفحه کانونی آن دو برابرθ باشند ، می‌دانیم که در یک نقطه در صفحه کانونی به هم خواهند رسید .

طراحی وشبیه سازی:

به منظور ارزیابی اولیه از نرم افزار طراحی شده ابتدا پردازش تصویر به‌صورت آزمایشی توسط متلب و با استفاده از دوربین موبایل و لپ تاب انجام گرفت. برای انتقال تصویر موبایل از نرم‌افزار DroidCam استفاده شد که توانایی انتقال تصویر را هم از طریق wifi و همچنین usb داشت. برای شروع کار، موبایل و هم لپ تاب باید به یک روتر متصل باشند و از طریق IP که نرم‌افزار

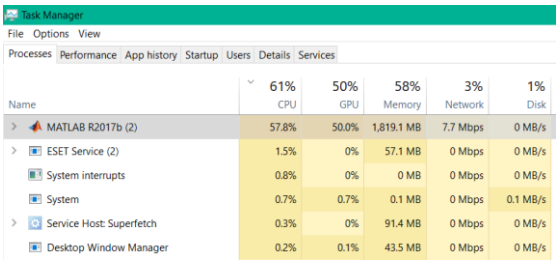
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

می‌دهد به یکدیگر متصل شوند. نتیجه شبیه سازی توسط نرم افزار متلب مطابق شکل (۳)بدست آمده است . همان‌گونه که مشاهده می‌شود نرم‌افزار به خوبی شدت‌های بالا را تشخیص می‌دهد.



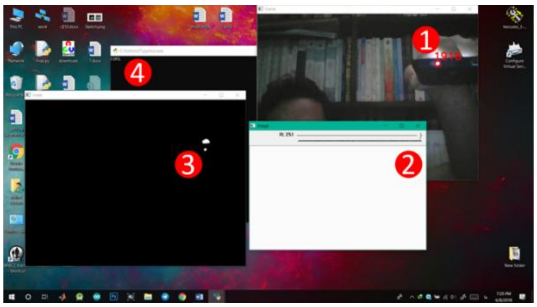
شکل ۳- اجرای برنامه در متلب

همان‌گونه که در شکل(۴) مشخص است، cpu ٪۶۰ و Gpu ٪۵۰ و Ram ٪۵۸ درگیر هستند که این میزان بسیار زیاد و غیرقابل‌قبول هست. پس برای انجام پردازش تصویر بایستی از نرم‌افزار دیگری بهره برداری جست.



شکل ۴- میزان مصرف منابع در متلب

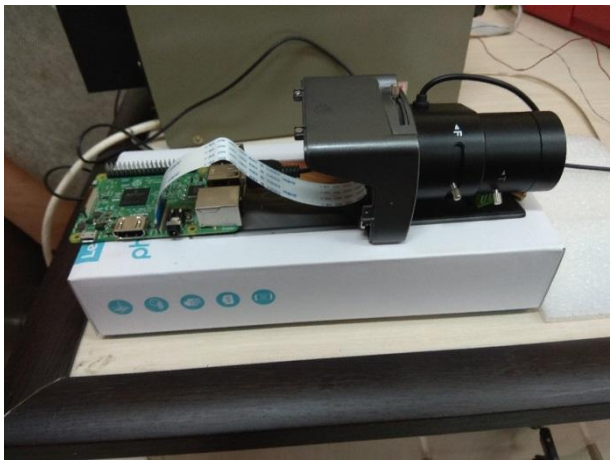
به دلیل اینکه پایتون از متلب سبکتر بوده و از منابع پردازشی کمتر استفاده می کند ،گزینه مناسبی برای انجام پردازش تصویر است.لذا در این طرح، شبیه سازی مجددا توسط پایتون اجرا شد .نتیجه این شبیه سازی در شکل(۵) نشان داده شده است.



شکل ۵- اجرای برنامه پایتون

برپائی چیدمان ونتایج تستها:

برای انجام تستهای آزمایشگاهی با استفاده از یک لیزر هلیوم نئون ۵ میلی وات به همراه یک جمع کننده اپتیکی ،یک دوربین تصویر برداری با رزولیشن ۵ مگا پیکسل و برد پردازش تصویر نتایج عملی زیر بدست آمده است.همچنین از یک دوربین تک‌چشمی تک‌تیرانداز نیز به عنوان هدف در فواصل مختلف استفاده شده است.



شکل ۶- دوربین بهمراه برد پردازش تصویر و اپتیک

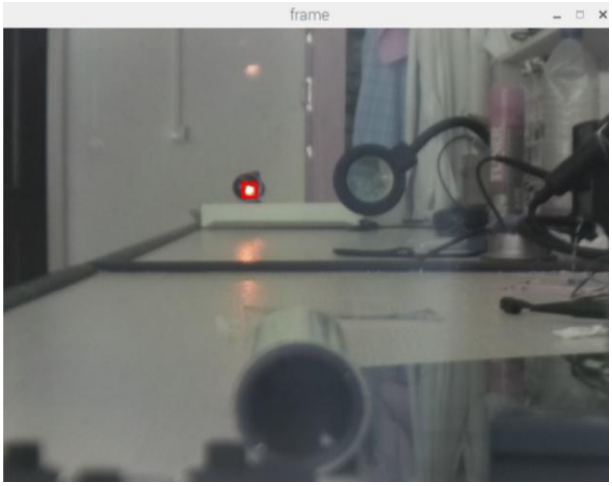


شکل ۷- دوربین تک‌چشمی تک‌تیرانداز

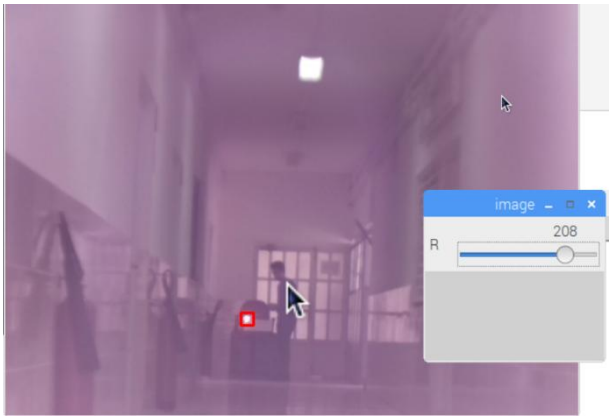
تست ها ابتدا در فاصله ۸ متری و درون آزمایشگاه توسط لیزر هلیوم نئون انجام گرفت و مقدار آستانه و رزولوشن موردنظر بررسی شد و تصویر توسط wifi بر روی موبایل انتقال داده شد.مطابق شکل(۸)

سپس فاصله را افزایش داده و نتایج را برای فواصل ۳۰و ۵۰ متری از هدف مطابق شکل های (۹) و (۱۰) ثبت شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۸- تست آزمایشگاهی بازگشت از چشمی فاصله ۸ متر



شکل ۹- تست در فاصله ۳۰ متری

در تست فاصله ۳۰ متری مقدار آستانه برابر ۲۰۸ قرار داده‌شده و همان‌طور که مشاهده می‌شود فقط نور هدف موردنظر تشخیص داده‌شده است و منابع نور همانند مهتابی تشخیص داده نشده‌اند.



شکل ۱۰- تست در فاصله ۵۰ متری

نتیجه‌گیری

با استفاده از روش پردازش تصویر و لیزر میتوان بخوبی تجهیزات اپتیکی قرار گرفته در میدان دید این سامانه را کشف و آشکار سازی نمود.نتایج عملی و آزمایشگاهی ثبت شده در این پژوهش صحت این ادعا را اثبات می کند.

سپاسگزاری

از مدیریت و کارکنان محترم پژوهشکده علوم و فن‌آوری اپتیک و لیزر دانشگاه صنعتی مالک اشتر اصفهان که در انجام این پژوهش حمایت و همکاری نمودند، صمیمانه تشکر و قدردانی می‌نمائیم.

مرجع‌ها

[1] C. Lecocq, G. Deshors, O. Lado-Bordowsky, and J. L. Meyzonnette, "Sight laser detection modeling" Proc. SPIE 5086, 280,2003.

[2] ZHAO Y ZH, SUN H Y, SONG F H, et al. , "Research and prospect of cat-eye effect used for active laser detection technique" Laser& Optoelectronics Progress (in Chinese) 10,38-47 ,2010.

[3] QIN K, HAN SH K, LIU J H, "Evaluation and analysis to the "cat's eye" effect in typical optical observation window" Optical Technique,(in Chinese) 36(3),391-394, 2010.

[4] Ximing Ren, Li Li, "Recognizing cat-eye targets with dual criterions of shape and modulation frequency" CHINESE OPTICS LETTERS COL 9(4) ,2011.

[5] LI X F, XU J, LUO J J, "Noise analyzing and denoising of intensity image for laser active imaging system" Infrared and laser Engineering (in Chinese) 40(2),332-337, 2011.

[6] ZHAO Yanzhong, SUN Huayan, ZHENG Yonghui, "An approximate analytical propagation formula for gaussian beams through a cat-eye optical lens under large incidence angle condition" Phys . Lett. 28(7),074101 (2011).

[7] LIU Bingqi, ZHOU Bin, WU Dongsheng, ZHANG Yu, "Dual-channel active laser detection system" Optics and Precision Engineering (in Chinese) 20(2), 242-246 ,2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی انتقال بار در سلول‌های خورشیدی پروسکایت مبتنی بر نانو ساختارهای ترکیبی فرامیدنیم - متیل آمونیوم

کامیار برکاتی[۱] ، دکتر احمد مشاعی[۱*] ، زهرا باقری[۱] ، سارا عباسیان[۲]

[۱]گروه اتمی و مولکولی،دانشکده فیزیک،دانشگاه تربیت مدرس

[۲]پژوهشکده فیزیک،پژوهشگاه دانش‌های بنیادی(IPM)

چکیده – به منظور کاهش نقص ها و بهبود بلورینگی لایه پروسکایت ما $FAPbI_3$ را به عنوان دانه های کریستالی برای تنظیم رشد بلورهای $MAPbI_3$ معرفی می کنیم بنابراین یک لایه پروسکایت مخلوط ($MA_{1-x}FA_xPbI_3$) با روش لایه نشانی چرخشی خواهیم داشت.
میکروسکوپ الکترونی و الگوی پراش اشعه X بلورینگی بهتر و دانه های بزرگتر برای لایه پروسکایت ترکیبی نسبت به لایه $MAPbI_3$ نشان می دهند. همبستگی مثبت بین کریستالیزاسیون و غلظت $FAPbI_3$ نشان می دهد که فرآیند بلورسازی توسط القاء $FAPbI_3$ کنترل می شود. در این مقاله سعی شده است با بررسی طیف جذب uv-visible ، طیف XRD و SEM مشخصات این پروسکایت در یک سلول کامل نشان داد شود.

کلید واژه- پروسکایت ، سلول خورشیدی ، کریستالیزاسیون

Investigation of charge transfer in peroveskite solar cells based on nanostructures of formamidinium-methylammonium

[1]K.Barakati , [1*]A.Moshaii , [1]Z.Bagheri , [2]S.Abbasian

[1]Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics,tarbiat modares university
[2]School of Physics, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM)
(*corresponding author : moshaii@modares.ac.ir)

Abstract - In order to reduce defects and improve the crystallinity of peroveskite layer, we introduce $FAPbI_3$ as crystalline grains for controlling the growth of $MAPbI_3$ crystals, so We will have a mixed peroveskite layer ($MA_{1-x}FA_xPbI_3$) with the spin-coating method.
The electron microscope and X-ray diffraction pattern exhibit better crystallinity and larger grains for the mixed peroveskite layer than the $MAPbI_3$ layer. The positive correlation between crystallization and $FAPbI_3$ concentration indicates that the crystallization process is controlled by induction of $FAPbI_3$. In this paper, we have tried to show the specification of this peroveskite in a complete cell by studying the uv-visible absorption spectrum and SEM and the XRD spectrum.
Keywords: perovskite, solar cells , crystallization

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

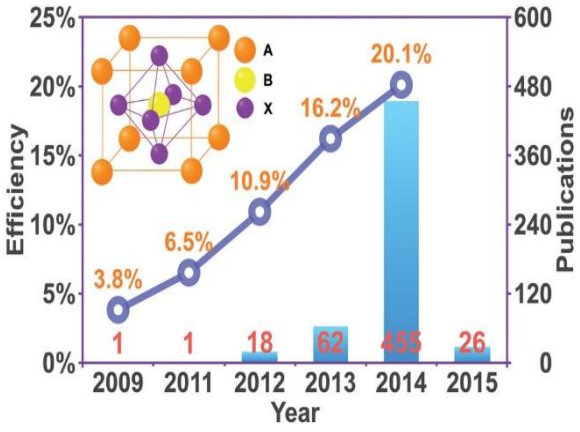
انرژی های تجدید پذیر باتوجه به ویژگی هایی چون پاک بودن، در دسترس بودن و ظرفیت بالا مورد توجه قرار گرفته‌اند. از آنجائیکه میزان انرژی خورشیدی دریافتی توسط زمین در طول یک ساعت از کل میزان انرژی مصرفی جهانیان بیشتر است به کار گیری این منبع عظیم میتواند نگرانی های مربوط به حوزهء انرژی را برطرف سازد. از تابش خورشید به طور مستقیم به دو شکل نور و گرما میتوان استفاده کرد[1]. فناوری فوتوولتایی خود شامل دو زیرمجموعه است:

۱-تبدیل مستقیم نور به الکتریسیته توسط سلولهای خورشیدی

۲-تولید فوتوالکتروشیمیایی هیدروژن

در این پژوهش بهبود تولید الکتریسیته از نور خورشید توسط یکی از انواع سلولهای خورشیدی با نام سلولهای خورشیدی پروسکایتی مد نظر است که در ادامه به آن می پردازیم.

پروسکایت دارای ساختار کریستالی ABX3 است که X یون هالوژن (Cl-,Br-,I-)، A یون آمونیوم آلی (CH3NH3+ ، CH(NH2)2+ ، Cs+) و B کاتیون فلزی دو ظرفیتی (Pb2+,Sn2+,Ge2+) است. در شکل ۱ می توان نمودار آخرین بازده‌های توانی و پیشرفت عملکرد سلول‌های خورشیدی مبتنی بر ساختار ABX_3 را مشاهده کرد[3][2].



شکل ۱ : پیشرفت ها و عملکرد سلول های خورشیدی پروسکایتی مبتنی بر ساختار ABX3 به روز شده تا (2015/02/01)

۲-روش انجام آزمایش

در این پژوهش سعی بر آن شده است که پروسکایت مبتنی بر نانوساختارهای ترکیبی متیل آمونیوم و فرم آمیدیم با فرمول شیمیایی ($MA_{1-x}FA_xPbI_3$) با پروسکایت خالص با فرمول شیمیایی $MAPbI_3$ مقایسه شود. بنابراین برای ساخت این دو پروسکایت داریم از روش لایه نشانی چرخشی دو مرحله ای استفاده شده است.

۲- ۱ مواد مورد نیاز

شیشه های FTO مربعی به طول ۱,۴ سانتی متر ، اتانول ، استون ، هیدروکلریک اسید ، کلروبنزن ، متیل آمونیوم یدید ، سرب یدید ، فرم آمیدنیوم یدید ، فیلتر ۲۰۰ نانومتری

۲-۲ روش آماده سازی زیر لایه ها و محلول پروسکایت

برای آماده سازی زیر لایه ها ابتدا FTO ها را Etch می‌کنیم یعنی به اندازه‌ی ۲-۳ میلی‌متر از لایه رسانا را با ریختن پودر روی و اسید هیدروکلریک (HCL) برمی‌داریم سپس FTOها را ابتدا با آب صابون ، استون و اتانول شستشو می‌دهیم. بعد از این مرحله محلول ۴۳۰mM تیتانیوم ایزوپروپکساید در اتانول را به عنوان یک لایه‌ی مسدود کننده‌ی حفره (Block) با استفاده از روش Spin Coating لایه نشانی می‌کنیم و در کوره با دمای ۵۰۰ درجه سانتیگراد به مدت ۳۰ دقیقه قرار می‌دهیم. سپس خمیر TiO_2 محلول در اتانول را به عنوان لایه متخلخل TiO_2 (Mesoporous TiO_2) اسپین کرده و در کوره با دمای ۵۰۰ درجه سانتیگراد به مدت ۳۰ دقیقه قرار می‌دهیم. زیرلایه‌ها را برای مرحله نهایی و مهم پروسکایت آماده می‌کنیم. ابتدا دو محلول پروسکایت $MAPbI_3$ و $FAPbI_3$ با غلظت 1molar درست می‌کنیم، ابتدا محلول $FAPbI_3$ را روی سلول ریخته و اجازه می‌دهیم با سرعت 4000rpm به مدت 20s بچرخد سپس محلول $MAPbI_3$ را می‌ریزیم (5000rpm ، 30s) و در نهایت Anti Solvent کلرو بنزن را می‌ریزیم سپس FTO ها را به مدت ۳۰ دقیقه در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

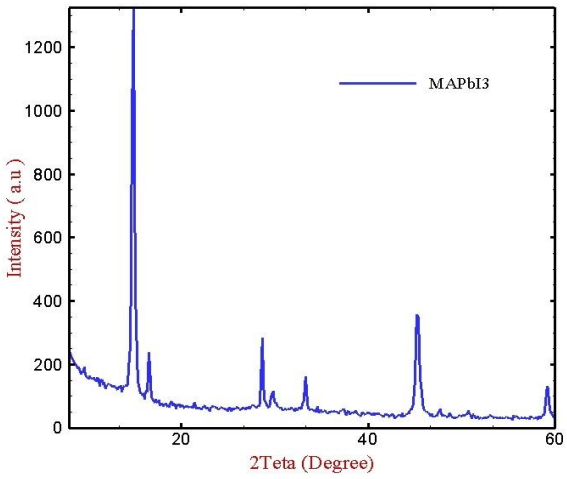
دمای ۱۰۰ درجه سانتیگراد روی هات پلیت قرار می‌دهیم. در مرحله‌ی بعد لایه Spiro-OMETAD را اسپین کرده و در آخرین مرحله طلا را به عنوان contact نهایی لایه نشانی می‌کنیم. این مراحل را یکبار دیگر تنها با محلول $MAPbI_3$ تکرار می‌کنیم.

۲-۳ روش تهیه محلول پروسکایت

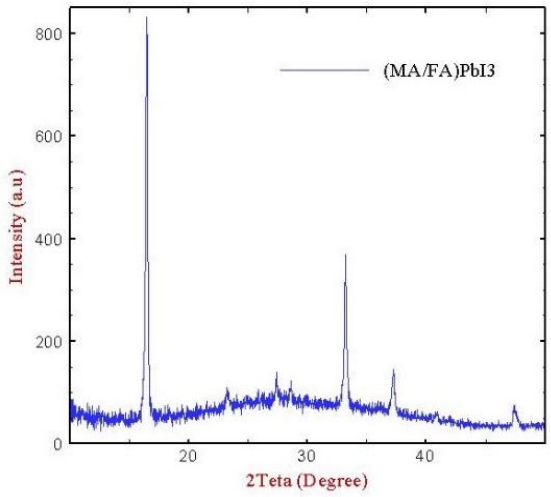
برای تهیه محلول پروسکایت ترکیبی ابتدا به مقدار مورد نظر پودر سرب یدید را وزن کرده و در آون ۱۲۰ درجه به مدت ۳۰ دقیه می‌گذاریم تا آبگیری شود. محلول ۱ مولار $MAPbI_3$ و محلول ۱ مولار $FAPbI_3$ را آماده می‌کنیم. برای تهیه $MAPbI_3$ 500µL از حلال (نسبت حجمی ۴:۱ DMF و DMSO) را روی PbI_2 ریخته و اجازه می‌دهیم حل شود سپس این محلول را به MAI اضافه می‌کنیم. به صورت مشابه FAPbI3 را نیز آماده می‌کنیم.

۳- مشخصه یابی

ما در این پژوهش برای هر نمونه مشخصه یابی های XRD ، UV Visible و SEM و J-V را انجام دادیم که شرح نتایج را می توان در شکل‌های زیر مشاهده کرد.

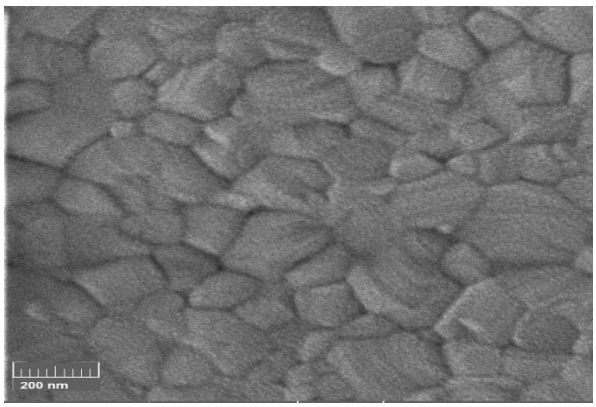


شکل ۲ : طیف XRD از $MAPbI_3$



شکل ۳ : طیف XRD از $(MA_{1-x}FA_xPbI_3)$

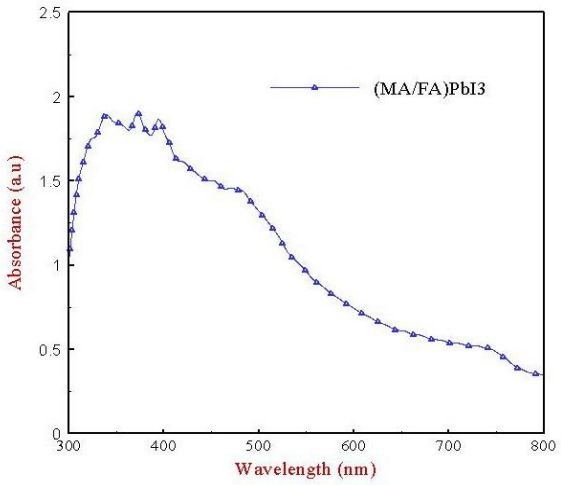
مطابق شکل ۲ و ۳ مشخص است که ساختار شبکه‌ای مکعبی پروسکایت ساخته شده در حالت‌های مختلف تشکیل شده است و اثری از مواد اولیه آن مانند PbI_2 که کارایی سلول را کاهش می‌دهد وجود ندارد. این مسئله همچنین نشان دهنده کامل بودن واکنش شیمیایی بین MAI، FAI و PbI_2 است.



شکل 4 : تصویر SEM لایه پروسکایت $(MA_{1-x}FA_xPbI_3)$

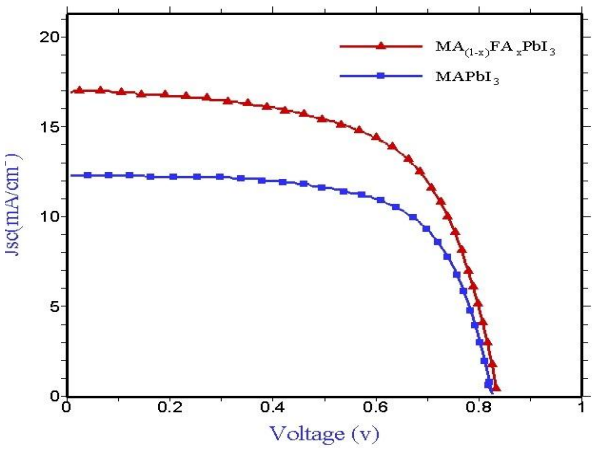
شکل ۴ نشان می‌دهد که ساختار پروسکایت تشکیل شده تقریباً مکعبی بوده و میانگین اندازه مکعب‌ها بین ۱۰۰ تا ۱۵۰ نانومتر است. در تصویرSEM تهیه شده که پروسکایت لایه نشانی شده با روش چرخشی دو مرحله ای پوشش‌دهی نسبتاً بهتری را روی زیر لایه ایجاد کرده و ساختار مسطحی دارد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل 5 : طیف جذب (UV-Visible) از $(MA_{1-x}FA_xPbI_3)$

شکل ۵ میزان جذب خالص لایه پروسکایت ساخته شده در حالت ترکیبی بررسی شده است. همان‌طور که در شکل مشخص است در ناحیه طول موجی ۳۵۰ تا ۵۵۰ نانومتر درصد جذب پروسکایت ساخته شده بهتر است که فوتون بیشتری را جذب نموده و در نتیجه حامل‌های بار بیشتری ایجاد می‌کند که این می‌تواند باعث افزایش جریان شود. البته افزایش جذب در این حالت لزوما به معنای نتایج بهتر در سلول‌های خورشیدی ساخته شده نیست چون فوتون جذب شده باید بتواند ابتدا تولید زوج الکترون و حفره کرده و این الکترون و حفره باید بتوانند از لایه ها عبور کنند و جریان بهتری را برای سلول فراهم آورند.



شکل ۶ : نمودار J-V برای دو نمونه سلول خورشیدی متیل آمونیوم خالص و ترکیبی

مطابق شکل ۶ نمودار J-V برای پروسکایت مخلوط $(MA_{1-x}FA_xPbI_3)$ چگالی جریان بالاتر و در نتیجه بازدهی بهتری دارد، که نشان دهنده‌ی بهبود کیفیت لایه پروسکایت می‌باشد.

در جدول زیر مشخصات کلی این دو روش از نظر بازدهی، چگالی جریان اتصال کوتاه و ولتاژ مدار باز مقایسه شده است. که به وضوع عملکرد بهتر سلول خورشیدی برای حالت مخلوط نسبت به حالت متیل آمونیوم خالص را نشان می‌دهد.

	J	V	Efficiency
$(MA_{1-x}FA_xPbI_3)$	17	8.34	8.75
$MAPbI_3$	12.3	8.19	6.72

نتیجه گیری

به منظور کاهش نقص ها و بهبود بلورینگی لایه پروسکایت ما $FAPbI_3$ را به عنوان دانه های کریستالی برای تنظیم رشد بلورهای $MAPbI_3$ معرفی کردیم بنابراین یک لایه پروسکایت مخلوط $(MA_{1-x}FA_xPbI_3)$ با روش لایه نشانی چرخشی داشتیم که این ترکیب با توجه به مشخصه یابی‌های به عمل آمده دارای پوشش سطحی بسیار خوب، جذب نور بالا و انتقال بار بسیار مناسب است.

مرجع‌ها

[1] A. J. McEvoy, L. Castaner, and T. Markvart, *Solar cells: materials, manufacture and operation*. Academic Press, 2012.

[2] Zheng, L., et al., *Morphology control of the perovskite films for efficient solar cells.* Dalton transactions, 2015. 44(23): p. 10582-10593.

[3] کتاب انرژی خورشیدی (فیزیک و مهندسی فتوولتائیک فناوری ها و سامانه ها)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی اپتیکی و ساختاری اکسیدگرافن سنتز شده به دو روش اسنودن مایر و روش اصلاح شده هامرز

کبری زارعی، رسول ملک فر، هاجر قنبری

malekfar@modares.ac.ir

چکیده - استفاده از نانوساختارها در حوزه‌های مختلف از جمله پزشکی، دارو، صنعت و محیط زیست توسعه فراوانی داشته است. در این میان، اکسیدگرافن به عنوان یک ماده دوبعدی به دلیل خصوصیاتی چون سطح ویژه بالا، هزینه پایین، آبدوستی و... کاربردهای زیادی پیدا کرده است. در این پژوهش، سنتز اکسیدگرافن به دو روش اسنودن مایر و روش اصلاح شده هامرز انجام شده و به کمک آنالیزهای طیف‌سنجی FTIR ، UV-vis ، Raman و الگوی پراش اشعه ایکس (XRD) مشخصه‌یابی شده است. بررسی نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که کیفیت اکسیدگرافن سنتز شده به روش اصلاح شده هامرز بیشتر از روش اسنودن مایر است.

کلید واژه- اکسید گرافن، روش اسنودن مایر، روش اصلاح شده هومرز، نانوساختار

Optical and structural study of synthesized graphene oxide by Snowden Meier and modified Hummers method

Kobra Zarei, Rasoul Malekfar, Hajar Ghanbari

malekfar@modares.ac.ir

Abstract- **The use of nanoparticles in various fields, including medical, medicine, industry and the environment, has been widely developed. Amongly, graphene oxide as a 2D material has been widely used due to the high surface, low production cost, hydrophilicity, and etc. In this research, the synthesis of graphene oxide was carried out using Snowden Meier and modified Hummers method, and the characteristics were performed by FTIR, UV-vis, and Raman spectroscopy and XRD pattern analysis. The results show that the quality of the synthesized graphene oxide by the modified Hummers method is more than the Snowden Meier method.**

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

اکسیدگرافن، ماده‌ای دوبعدی به صورت تک‌لایه از گرافن، با ساختار شش‌ضلعی و بلوری است که دارای گروه‌های اکسیژن‌دار مانند هیدروکسل، کربونیل و آلکوکسی می‌باشد. اکسیدگرافن تک‌لایه، واحد ساختمانی اصلی ذرات اکسیدگرافیت است، اینماده با گروههای عاملی حاوی اکسیژن روی صفحه قاعده و در گوشه پیوند کوالانسی برقرار می‌کند. بنابراین، متشکل از مخلوطی از اتم‌های کربن با هیبریداسیون sp^2 و sp^3 است[۱]. محلول کلوئیدی اکسیدگرافن تک‌لایه می‌تواند در نانوکامپوزیت‌های پلیمری، سلول‌های خورشیدی، ابرخازن و غیره مورد استفاده قرار گیرد. چندین روش برای سنتز اکسیدگرافن وجود دارد که عبارتند از: برودی، اسنودن مایر، هامرز، تور، سان، پنگ و روش چهارمرحله‌ای. در تمام این روش‌ها برای تهیه اکسیدگرافن برخی از محدودیت‌ها وجود دارد. استفاده از نیترات سدیم یا کلرات پتاسیم باعث انفجار و اسید نیتریک باعث نقص در ساختار اکسیدگرافن می‌شود. همچنین تصفیه طولانی و وقت‌گیر، سانتریفیوژ با چرخه‌های شستشوی زیاد و دیگر جنبه‌ها به شدت بر محصول نهایی تاثیر می‌گذارد[۲]. در این پژوهش، اکسیدگرافن با اکسایش گرافیت به صورت شیمیایی با استفاده از دو روش اسنودن مایر و روش اصلاح شده هامرز سنتز شد. آنالیز محصولات سنتزشده توسط آنالیزهای طیف‌سنجی Raman، FTIR، UV-vis و الگوی پراش اشعه ایکس مورد بررسی و مقایسه قرار گرفت.

بخش تجربی

مواد

پودر گرافیت (۴۴μm)، نیترات‌سدیم، پرمنگنات‌پتاسیم، پتاسیم‌کلرید و پتاسیم‌نیترات از شرکت مرک آلمان خریداری شده‌اند. اسیدسولفوریک (۹۷٪-۹۵٪)، اسید-نیترات(۶۵٪)، هیدروکلریک اسید(۱۰٪)،آب‌اکسیژنه(۳۰٪) از شرکت فلوکا تهیه شدند. در این پژوهش از دستگاه Raman spectrometer مدل TAKRAM P50C0R 10 micro، ساخت کشورIran، دستگاه FTIR spectrometer مدل Nexus- 670 ساخت کشور USA، دستگاه UV-vis spectrometer مدل T80+ model spectrometer manufactured by PG Instruments Ltd ساخت کشور England و دستگاه X-Ray Diffraction مدل X' pert ساخت کشور Holland جهت آنالیز فازی و ریزساختاری و مقایسه نتایج استفاده شده است.

روش‌ها

- در روش اسنودن مایر ابتدا به ۱g پودر گرافیت درون یک بشر ۲۰۰cc، ۰/۵g پودر نیترات‌پتاسیم اضافه و ظرف حاوی مواد درون حمام یخ با دمای مناسب قرار داده شد. در مرحله بعد، مقدار ۱۸cc اسیدسولفوریک به همراه ۹cc اسیدنیتریک به محلول اضافه و به مدت ۱۰min با استفاده از همزن مغناطیسی با سرعت ۴۰۰rpm مخلوط شدند. پس از آن، مقدار ۱۱g پودر کلریدپتاسیم در مدت ۲h به دیگر مواد اضافه شد. سپس، ماده مورد نظر بصورت ایزوله، بمدت ۵ روز برروی همزن مغناطیسی قرار داده شد. با انجام عمل شستشو به کمک سانتریفیوژ، ذرات باقی‌مانده از محلول جدا شد. پس از آنکه pH محلول به مقدار خنثی رسید، مواد درون آون خلا با دمای ۶۰°C به مدت ۲۴h خشک شدند. مواد خشک شده در نسبت مساوی آب و

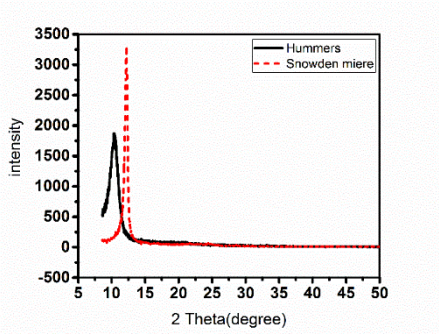
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

اتانول به مدت 2h بوسیله حمام آلتراسونیک پراکنده شدند و اکسیدگرافن حاصل شد.

- در روش اصلاح شده هامرز، ۲۰cc اسید سولفوریک ٪۹۸ در بشر ۲۰۰cc درون یک حمام یخ قرار داده می‌شود. سپس ۳g پرمنگنات‌پتاسیم به ۰/۵g پودر گرافیت و ۰/۵g نیترات‌سدیم اضافه می‌شود. بشر، از حمام آب و یخ بیرون آورد شده و به مدت 2h برروی دستگاه همزن قرار گرفت. پس از رسیدن دمای محلول به ۴۵°C، ۱۰۰cc آب دیونیزه به صورت قطره‌چکانی به محلول در حال هم‌زدن اضافه شد. هنگامی که دمای محلول به ۶۵°C رسید، ۵۰cc آب دیونیزه آرام آرام به آن اضافه شد. در مرحله بعد، آب اکسیژنه جهت متوقف کردن واکنش‌های گازی و سپس ۲۰۰cc آب اضافه و درنهایت مخلوط از روی همزن برداشته شد. برای ته نشین شدن مخلوط به 16h زمان احتیاج است تا فاز بالایی جدا و از سیستم خارج شود. ۵۰cc آب دیونیزه به رسوب فوق اضافه و محلول از کاغذ صافی عبور داده شد. رسوب روی کاغذ صافی با هیدرکلریک‌اسید ٪۱۰ شسته و با افزودن ۵۰cc آب دیونیزه به رسوب، عملیات شستشو شروع و تا رسیدن به pH خنثی ادامه یافت. سرانجام، قسمتی ته‌نشین و فاز سبکتر بالایی که زرد پررنگ بود، سوسپانسیون پایدار اکسیدگرافن می باشد.

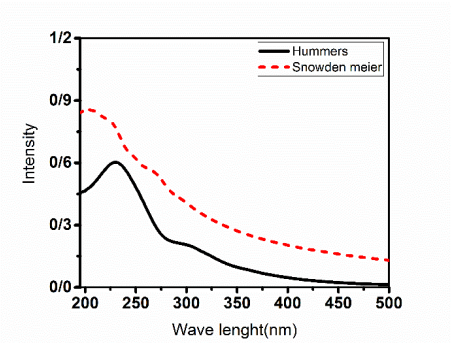
نتایج و بحث

بررسی‌های الگوهای پراش اشعه ایکس نشان داد که این مواد در محدوده زوایای ۱۱ تا ۱۳ درجه دارای قله هستند. این قله‌های XRD ، مربوط به اکسیدگرافن است. مقایسه این الگوها با الگوی گرافیت اولیه گویای اکسیدشدن گرافیت‌ها است. درجه اکسیداسیون در روش هامرز اصلاح‌شده با توجه به بازتر شدن صفحات بالاتر است.



شکل ۱: الگوی پراش اشعه ایکس اکسیدگرافن تهیه شده به روش اصلاح شده هامرز و اسنودن مایر

در آنالیز طیف‌سنجی فرابنفش–مرئی مربوط به اکسیدگرافن، بیشینه جذب در اطراف طول موج ۲۳۰nm می‌باشد که به انتقال $\pi \rightarrow \pi^*$ پیوند دوگانه کربن – کربن (C=C) وابسته است. قله دوم در حدود طول موج ۳۰۰nm رخ می‌دهد و اغلب به انتقالات الکترونی $n \rightarrow \pi^*$ مرتبط با پیوند گروه‌های کربوکسیلی (C=O) اختصاص دارد[۳]. همانطور که مشاهده می‌شود قله مربوط به انتقال دوگانه در ۲۳۰nm و در روش اسنودن مایر در حدود ۲۰۰nm مشاهده می‌شود. انتقال این قله به مقادیر بالاتر یا پایین‌تر از ۲۳۰nm به معنی عدم تکمیل فرایند اکسیداسیون گرافیت در روش اسنودن مایر است(شکل۲).

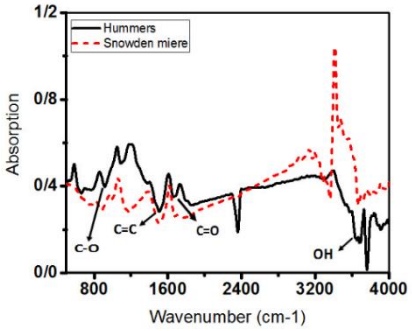


شکل ۲: نتیجه آنالیز طیف‌سنجی فرابنفش-مرئی اکسیدگرافن تهیه شده به روش اصلاح شده هامرز و اسنودن مایر

نتایج آنالیز طیف‌سنجی FTIR مربوط به اکسیدگرافن، می‌تواند مقدار حضور و نوع گروه‌های عاملی موجود برروی اکسیدگرافن را تعیین کند. با توجه به شکل ۳، در روش اصلاح شده هامرز، شدت و عرض قله پهن مربوط به

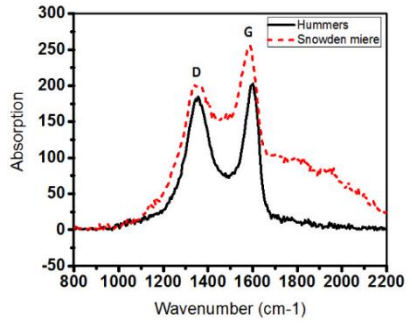
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

پیوندهای هیدروکسیل در cm^{-1}۳۶۰۰ ، کربوکسیل در cm^{-1} ۱۷۰۰ ، $c=c$ در cm^{-1}۱۵۰۰ و اپوکسید در cm^{-1}۱۰۹۰ می‌باشد که با گزارشات مربوط به طیف FTIR اکسیدگرافن در تحقیقات دیگر مطابقت بیشتری دارد[۴].



شکل۳: نتیجه آنالیز طیف‌سنجی تبدیل فوریه مادون قرمز اکسیدگرافن تهیه شده به روش اسنودن مایر و روش هامرز اصلاح شده

در طیف رامان اکسیدگرافن سنتز شده باندهای G و D دیده می‌شود. باند G مربوط به اوربیتال‌های هیبریدی SP^2 و نشان‌دهنده شش ضلعی‌های منظم کربنی در صفحه گرافن می‌باشد که در محدوده $1600cm^{-1}$ مشاهده می‌شود و باند D مربوط به شکست‌ها و بی‌نظمی‌های محدوده‌های با اوربیتال هیبریدی SP^2 بدلیل اکسایش و البته عیوب ایجاد شده در ساختار صفحات گرافن به خصوص در لبه‌های آنها می‌باشد که در محدوده cm^{-1}۱۳۶۳ مشاهده می‌شود (شکل۴)[۵].



شکل۴: نتیجه آنالیز طیف‌سنجی رامان اکسیدگرافن تهیه شده به روش اسنودن مایر و روش هامرز اصلاح شده

نتیجه‌گیری

در این پژوهش اکسیدگرافن به دو روش اسنودن مایر و روش اصلاح شده هامرز سنتز شد. تاثیر روش فرآوری و مدت زمان واکنش بر کیفیت محصول نهایی، با استفاده از مقایسه نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که اکسیدگرافن سنتزشده به روش اصلاح شده هامرز نسبت به روش اسنودن مایر دارای کیفیت بیشتری از نظر تشکیل گروه-های عاملی است. عدم حضور و یا ضعیف بودن برخی قله‌ها در روش اسنودن مایر نشان‌دهنده آنست که گرافیت اولیه به خوبی اکسید نشده است. همچنین استفاده از دو اکسیدکننده قوی و مدت زمان لایه برداری طولانی در روش اسنودن مایر باعث می‌شود سوسپانسون نهایی دارای ناخالصی باشد که این موضوع در جابه‌جایی صفحات در XRD و جابه‌جایی طول موجی قله جذب در UV-vis دیده و در نتیجه اکسیدگرافن با کیفیت پایینتری تولید می‌شود.

مرجع‌ها

[1] S.P. Daniel R. Dreyer, Christopher W. Bielawski and, R.S. Ruoff, "The chemistry of graphene oxide", Chemical Society Reviews, p 228-240, 2009.

[2] F. Pendolino, N. Armata, "Graphene Oxide in environmental remediation process", Springer briefs in applied sciences and technology, p 7-12,2017

[3] Q. Lai, S. Zhu, X. Luo, M. Zou, S. Huang "Ultraviolet visible spectroscopy of graphene oxides", AIP Adv,2012

[4] A. Bagri, C. Mattevi, M. Acik, "Structural evolution during the reduction of chemically derived graphene oxide", Nat Chem, p 581–587,2010

[5] KN. Kudin, B. Ozbas, HC. Schniepp, "Raman spectra of graphite oxide and functionalized graphene sheets", Nano Lett, p 36–41,2008

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مدولاتور پلاسمونیکی با مصرف انرژی کم مبتنی بر ساختار ترکیبی فـلز-عـایق-فـلز

محمدرضا رستگاری، سهراب محمدی پویان و عباس ظریفکار

شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، بخش مخابرات و الکترونیک

zarifkar@shirazu.ac.ir, sohrab.m.pouyan@gmail.com , mr.rastegari@shirazu.ac.ir

چکیده – در این مقاله، یک مدولاتور پلاسمونیکی با مصرف انرژی کم و مبتنی بر موجبر ترکیبی فـلز-عـایق-فـلز ارایه شده است. ساختار این مدولاتور از موجبر ترکیبی فـلز-عـایق-فـلز و ماده فعال اکسید قلع آلاییده با ایندیم تشکیل شده اسـت کـه سـبب محدودیت نور قابل توجه، ابعاد کوچکتر و مصرف انرژی کمتر می‌شود. مدولاتور طراحی شده دارای مصرف انرژی 1.48 fj/bit**، نسبت تمایز** 17.54 dB/μm**، تلفات الحاقی** 0.77dB/μm **و طول انتشار** 3dB **برابر با** 171 nm **در طول موج** 1550 nm **می باشـد کـه نشـان دهنده کاهش قابل توجه در مصرف انرژی و بهبود نسبت تمایز نسبت به مدولاتورهای مشابه پیشین است.**

کلید واژه- اکسید قلع آلاییده با ایندیم، مدولاتور پلاسمونیکی، موجبر ترکیبی عایق-فلز-عایق

Low Energy Consumption Plasmonic Modulator Based on Hybrid Metal-Insulator-Metal Structure

Mohammad-Reza Rastegari, Sohrab Mohamadi Pouyan, and Abbas Zarifkar

mr.rastegari@shirazu.ac.ir, sohrab.m.pouyan@gmail.com, zarifkar@shirazu.ac.ir

Abstract- In this paper, a plasmonic modulator with low energy consumption based on Hybrid Metal-Insulator-Metal waveguide is proposed. The modulator structure is composed of a Hybrid Metal-Insulator-Metal waveguide and Indium Tin Oxide active material which results in good optical confinement and low energy consumption. Simulation results show an energy consumption of 1.48fj/bit, extinction ratio of 17.54dB/μm, insertion loss of 0.77dB/μm and 3dB propagation length of 171 nm at the wavelength of 1550 nm. Our design demonstrates a considerable reduction in energy consumption and improvement in extinction ratio compared to previous works.

Keywords: Hybrid Metal-Insulator-Metal waveguide, Indium Tin Oxide, Plasmonic Modulator

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱. مقدمه

مدولاتور نوری یکی از اجزای کلیدی شبکه‌های مجتمع نوری می‌باشد که فاز یا دامنه سیگنال نوری را تغییر می‌دهد. یک مدولاتور نوری کارآمد دارای ویژگی‌هایی مانند نسبت تمایز[۱] بالا، مصرف توان کم و پهنای باند زیاد است. بهبود همپوشانی بین مد نوری و لایه‌های فعال و افزایش تغییرات ضریب شکست موثر مد(EMI)[۲]، بر افزایش نسبت تمایز و کاهش ابعاد و توان مصرفی موثر است[1].

تاکنون در ساختار مدولاتورها از مواد فعال گوناگونی استفاد شده است. از بین این مواد فعال نوری، اکسیدهای رسانای شفاف(TCO)[۳] به سبب ویژگی‌های رسانایی الکتریکی خاص آنها و قابلیت تنظیم پذیری گذردهی[۴] به روش‌های الکتریکی، بسیار مورد توجه قرارگرفته اند. با اعمال ولتاژ به اکسیدهای رسانای شفاف، تغییرات شدیدی در چگالی حاملها ایجاد می شود و به همین سبب، مواد مذکور مدولاسیون و تنظیم پذیری بسیار خوبی از خود نشان می دهند. در ساخت مدولاتورها، در بین اکسیدهای رسانای شفاف، ITO[۵] به سبب کمترین میزان مقاومت الکتریکی، نزدیک صفر بودن گذردهی(ENZ)[۶] در محدوده فروسرخ و تلفات کمتر نسبت به فلزات، بیشتر مورد توجه قرار گرفته است[2].

در سال ۲۰۱۸، شا[۷] و همکاران مدولاتور نوری مبتنی بر ITO با دیواره‌های زاویه‌دار براساس ساختار چند لایه $Si/HfO_2/ITO/Si$ طراحی کردند که در آن، تغییرات ضریب شکست موثر مد (EMI) قابل توجه بوده و تلفات الحاقی کمی نیز داشته است. انرژی مصرفی این مدولاتور 20fj/bit و ولتاژ کاری آن 4.45 ولت گزارش شده است. با این حال، در این طراحی علی‌رغم بهبود محدودیت نور و طول انتشار کم، ولتاژ کاری زیاد بوده و باعث افزایش انرژی مصرفی شده است[3].

در سال ۲۰۱۶، شارما[۸] و کومار[۹] موجبر ترکیبی فلز-عایق-فلز(HMIM)[۱۰] را معرفی کرده اند که در آن، محدودیت نور حدود 80% در لایه اکسید این موجبر حاصل شده است و لذا می تواند برای طراحی مدولاتوری با محدودیت نور قابل توجه، مورد استفاده قرار بگیرد[4].

در این مقاله با استفاده از موجبر HMIM، مبتنی بر ماده فعال ITO، مدولاتوری با مصرف انرژی کاهش یافته نسبت به ساختارهای پیشین ارایه شده است.

۲. تئوری کار

تغییرات ضریب گذردهی ماده ITO با چگالی حامل از رابطه درود-لورنتز بیان می‌شود[5]:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty - \frac{{\omega^2}_p}{\omega^2 - i\gamma\omega} \qquad (1)$$

در این رابطه ε_∞ ضریب گذردهی فرکانس بالای ITO بوده و برابر 3.9 می‌باشد. ω_p فرکانس پلاسما، ω فرکانس نور و $\gamma = 1.8\times10^{14}$ نرخ پراکندگی الکترون می‌باشد. فرکانس پلاسما برحسب چگالی الکترون به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m^*}} \qquad (2)$$

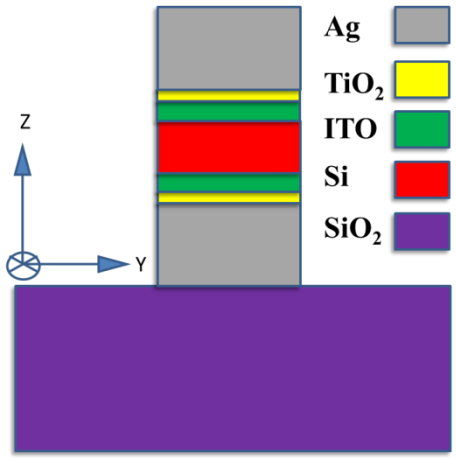
در این رابطه، ε_0 ضریب گذردهی فضای ازاد، e بار الکترون و m^* جرم موثر الکترون می‌باشد.

[1] Extinction Ratio
[2] Effective Mode Index
[3] Transparent Conductive Oxides
[4] Epsilon
[5] Indium Tin Oxide
[6] Epsilon Near Zero
[7] M. K. Shah
[8] P. Sharma
[9] V.D. Kumar
[10] Hybrid Metal Insulator Metal

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

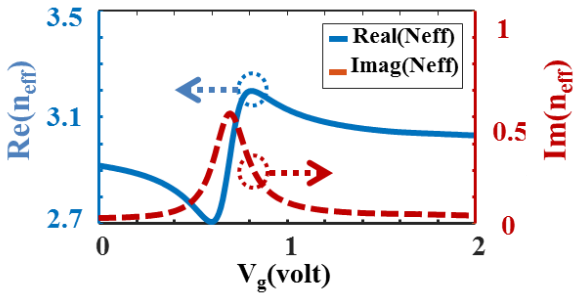
۳. طراحی و شبیه سازی

ساختار موجبر مدولاتور HMIM برپایه ماده فعال ITO در شکل ۱ نشان داده شده است. این ساختار به ترتیب از یک بستر از جنس SiO_2 با ضخامت1μm، دولایه Ag در بالا و پایین با ضخامت100nm، دولایه TiO_2 با ضخامت5nm، دولایه ITO به عنوان ماده فعال و تنظیم‌پذیر با ضخامت 10nm و یک لایه سیلیکون در وسط با ضخامت50nm تشکیل شده است. عرض موجبر نیز 250 nm می باشد.



شکل ۱: ساختار موجبر HMIM مبتنی بر ماده فعال ITO

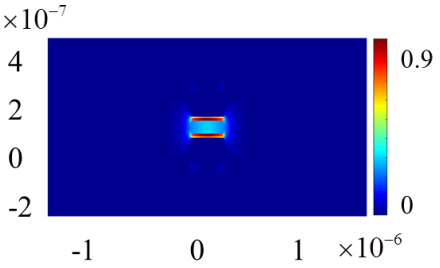
شبیه‌سازی، به روش المان محدود[1] انجام شده است. لایه سیلیکون به زمین متصل شده و به لایه های Ag ولتاژ یکسان داده می شود. با تغییر ولتاژ اعمالی، تغییرات ضریب شکست موثر مد مطابق شکل ۲ بدست می‌آید.



شکل ۲: تغییرات ضریب شکست مد برحسب ولتاژ اعمالی

با توجه به شکل ۲ در ولتاژهای صفر و 0.7 ولت، کمترین و بیشترین تلفات انتشاری(حالت روشن و خاموش مدولاتور) رخ می‌دهد.

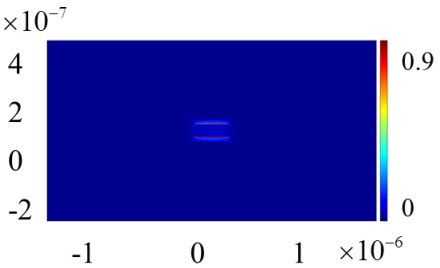
در حالتی که ولتاژ اعمالی صفر باشد، نور در کل ناحیه ITO و اکسید مجاور محدود شده و تلفات کمی خواهد داشت. پروفایل میدان در این حالت در شکل ۳ نشان داده شده‌است.



شکل ۳: پروفایل میدان الکتریکی بدون اعمال ولتاژ

برای مد نشان داده شده در شکل ۳ ضریب شکست موثر2.92+0.02، تلفات الحاقی 0.77db/μm و محدودیت مد 55% بدست آمده است.

با اعمال ولتاژ، لایه تجمع بار بسیار نازکی در حدود 1nm در مرز لایه ITO و اکسید مجاور تشکیل می‌شود. این تجمع بار سبب تغییراتی در ضریب شکست ITO شده و گذردهی به صفر میل می‌کند و اثری به نام نزدیک صفر بودن گذردهی به وجود می‌آورد. در این حالت ITO، جذب بسیار زیاد و برهم‌کنش بالایی با نور از خود نشان می‌دهد. پروفایل میدان با اعمال ولتاژ 0.7 در شکل ۴ نشان داده شده است.



شکل ۴: پروفایل میدان الکتریکی با اعمال ولتاژ 0.7

[1] Finite Element Method

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نتایج شبیه‌سازی برای نسبت تمایز(اختلاف تلفات انتشاری بین حالت های روشن و خاموش)، تلفات الحاقی[1](تلفات انتشاری در حالت روشن) و انرژی مصرفی در جدول ۱ ارائه و مقایسه شده است.

جدول ۱: مقایسه مدولاتورهای مختلف بر مبنای ITO

studies	ER (dB/μm)	IL (dB/μm)	E (fj/bit)
مرجع[3]	6.81	0.019	20
مرجع[5]	4.83	0.03	14.8
مرجع[6]	4.3	2.6	22.5
مرجع[7]	11.43	1.65	22.7
مرجع[8]	2.62	0.58	10
این مقاله	17.54	0.77	1.48

مولفه‌های فوق براساس مرجع[5] تعریف و محاسبه گردیده است. همان‌گونه که در این جدول مشاهده می‌شود، استفاده از ساختار ترکیبی فلز-عایق-فلز با محدودیت نور بالا، باعث افزایش نسبت تمایز شده است. از سوی دیگر، با انتخاب TiO_2 به عنوان لایه اکسید با ضریب گذردهی80، ولتاژ کاری مدولاتور به 0.7 ولت کاهش یافته و باعث کاهش انرژی مصرفی مدولاتور شده است.

۴. نتیجه گیری

در این مقاله نشان داده شد که موجبر ترکیبی فلز-عایق-فلز به سبب محدودیت نور بالا، منجر به افزایش نسبت تمایز و کاهش توان مصرفی در مدولاتور مبتنی بر ITO می شود. مدولاتور طراحی شده دارای مصرف انرژی 1.48fj/bit و نسبت تمایز 17.54dB/μm می‌باشد که بهبود قابل توجهی را نسبت به ساختارهای قبلی نشان می‌دهد.

[1] Insertion Loss

مرجع‌ها

[1] G. T. Reed, G. Mashanovich, F. Y. Gardes, and D. J. Thomson, "Silicon optical modulators," *Nature Photonics*, vol. 4, pp. 518-522, 2010.

[2] X. Qiu, X. Ruan, Y. Li, and F. Zhang, "Multi-layer MOS capacitor based polarization insensitive electro-optic intensity modulator," *Optics Express*, vol. 26, no. 11, pp. 13902-13914, 2018.

[3] M. K. Shah, R. Lu, and Y. Liu, "Enhanced performance of ITO-assisted electro-absorption optical modulator using sidewall angled silicon waveguide," *IEEE Transactions on Nanotechnology*, vol. 17, no. 3, pp. 412-418, 2018.

[4] P. Sharma and V. D. Kumar, "Investigation of multilayer planar hybrid plasmonic waveguide and bends," *Electronics Letters*, vol. 52, no. 9, pp. 732-734, 2016.

[5] C. Lin and A. S. Helmy, "Dynamically reconfigurable nanoscale modulators utilizing coupled hybrid plasmonics," *Scientific Reports*, vol. 5, pp. 1231-1241, 2015.

[6] A. Masafumi, N. Yoshiaki, and T. Takuo, "Silicon rib waveguide electro-absorption optical modulator using transparent conductive oxide bilayer," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 55, no. 4, pp. 422-427, 2016.

[7] M. Y. Abdelatty, M. M. Badr, and M. A. Swillam, "Compact silicon electro-optical modulator using hybrid ITO tri-coupled waveguides," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 36, no. 18, pp. 4198-4204, 2018.

[8] Q. Gao, E. Li, and A. X. Wang, "Ultra-compact and broadband electro-absorption modulator using an epsilon-near-zero conductive oxide," *Photonics Research*, vol. 6, no. 4, pp. 277-281, 2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تعیین اندازه نمونه‌های زیستی سفادکس با استفاده از روش میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتال

حوریسا نجفیان[۱]؛ محمدرضا رشیدیان وزیری[۲]؛ بتول سجاد[۱]؛ امیرمحمد بیگ‌زاده[۳]؛ امیر عباسی[۲*]

[۱] گروه فیزیک ، دانشکده فیزیک شیمی، دانشگاه الزهرا، تهران

[۲] پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ی، پژوهشکده فوتونیک و فن‌آوری‌های کوانتومی، تهران

[۳] پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده کاربرد پرتوها، تهران

a.abbasi-ph@hotmail.com[*]

چکیده- در این مطالعه اندازه ذرات زیستی پرکاربرد در پزشکی به نام سفادکس، با استفاده از روش تداخل سنجی میکروسکوپی دیجیتال اندازه گرفته شده است. در ابتدا بزرگنمایی دستگاه تداخل سنج طراحی شده با استفاده از توری‌های پراش استاندارد به دست آمده و سپس اندازه ثبت شده از توری پراش توسط سیستم میکروسکوپی به عنوان مقیاسی برای اندازه‌گیری اندازه‌ی نمونه‌های سفادکس به کار برده شد. از توری‌های پراش استاندارد ۱۰۰، ۳۰۰ و ۶۰۰ خط در میلی‌متر برای کالیبره کردن چیدمان تمام-نگاری میکروسکوپی استفاده شد. قطر ذره سفادکس G۲۰۰ با استفاده از این روش حدود ۱۲۳/۸ میکرومتر تعیین شده و نشان داده شد که با اندازه‌گیری به روش لام نئوبار نیز همخوانی دارد.

کلیدواژه- نورشناخت فوریه، تمام نگاری دیجیتال، کاربردهای پزشکی

Electric Field Determining the Size of Sephadex Biological Samples Using Digital holographic Microscopy Technique

Hourisa Najafian[1]; Mohammad Reza Rashidian Vaziri[2]; Batool Sajad[1]; Amir Mohammad Beigzadeh[3]; Amir Abbasi[2*]

[1] Department of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran

[2] Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran

[3] Radiation Application Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran

[*]a.abbasi-ph@hotmail.com

Abstract- In this study, size of a highly used biological substance in medicine called sephadex is measured using the digital microscopic interferometry technique. Initially, magnification of the designed interferometer was determined using standard diffraction gratings and then the recorded size of the diffraction gratings was used as a scale for measuring the size of the sephadex specimens. Standard diffraction gratings with 100, 300 and 600 lines per millimeter were used for calibrating the digital holographic microscopy setup. Diameter of a G200 sephadex particle is estimated about 123.8 micrometers and it is shown that the measurement is consistent with a separate measurement with neobar lam technique.

Keywords: Fourier Optics, Digital Holography, Medical applications

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

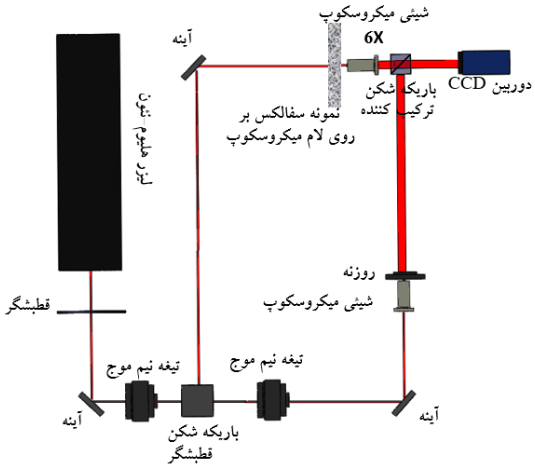
مقدمه

سفادکس نام تجاری برای ژل پلیمری دکستران کراس لینک شده است که برای پالایش ژل‌های پزشکی مورد استفاده قرار می‌گیرد. ژل‌های پلیمری کراس لینک شده، متورم و آب دوست، از نظر ساختاری به عنوان سیستم دو فازی متقابل مایع و جامد مورد توجه هستند [۱]. نمونه‌های سفادکس، در کاربردهای جداسازی کروماتوگرافی استفاده فراوان دارند [۲]. سفادکس برای خالص‌سازی پروتئین، تجزیه و پاکسازی بیوپلیمرها، مبادله بافر و پاک‌سازی نمونه‌های زیستی، به عنوان مثال پپتیدها، پروتئین‌های کوچک و الیگوساکاریدها، حذف مؤثر آلاینده‌ها مانند نمک‌ها، رنگ‌ها و برچسب‌های رادیواکتیو و تجزیه و تحلیل آنتی‌بادی‌های گروه خون نیز کاربرد گسترده دارد [۳]. توزیع اندازه ژل‌های آب دوست به طور معمول به روش کروماتوگرافی اندازه طردی[1] تعیین می‌شود که در آن حجم نفوذی از یک ژل تابعی از اندازه مولکول‌های مورد بررسی است.

تمام‌نگاری دیجیتال روشی برای تصویربرداری از اجزای میکروسکوپی است [۴و۵]. در این کار، اندازه ذرات سفادکس با استفاده از روش تداخل‌سنجی میکروسکوپی اندازه گرفته شده است. در ابتدا بزرگنمایی چیدمان طراحی شده با استفاده از توری‌های پراش استاندارد به دست آمده و در ادامه اندازه ثبت شده از توری پراش توسط چیدمان میکروسکوپی، به عنوان مقیاسی برای اندازه‌گیری اندازه نمونه‌های سفادکس بکار گرفته شده است.

مواد و روش‌ها

در این مطالعه از چیدمان تداخل‌سنجی میکروسکوپی برای اندازه گیری اندازه نمونه‌های سفادکس استفاده شد. طرح این چیدمان در شکل ۱ نشان داده شده است. در این چیدمان منبع نوری به کار گرفته شده برای ایجاد طرح نوارهای تداخلی، لیزر موج پیوسته هلیوم–نئون با خروجی قطبیده خطی است. طول موج لیزر ۶۳۲/۸ نانومتر و توان آن ۱۰ میلی‌وات بوده است. چیدمان تداخل‌سنج از نوع ماخ- زندر است که نوعی تداخل‌سنج تقسیم دامنه‌ای محسوب می‌شود.



شکل ۱: طرحی از چیدمان تداخل‌سنجی میکروسکوپی مورد استفاده.

از ویژگی‌های چیدمان تداخل‌سنج ماخ- زندر می‌توان به قابلیت آن در جایگزیدگی طرح نوارهای تداخلی در مکان دلخواه با تنظیم مناسب آینه‌ها اشاره کرد. اندازه ذرات نمونه‌های سفادکس G10 و G200 نشانده شده بر روی لام میکروسکوپ با استفاده از چیدمان اندازه‌گیری شدند [۶]. قطر نمونه‌های دایره‌ای شکل سفادکس اغلب در بازه ۵۰ تا ۱۵۰ میکرومتر است. این مسئله به میزان آب‌دوستی و جذب آب توسط دانه‌های سفادکس بستگی دارد. برای نمونه‌ای مانند G10 جذب آب کم‌تر بوده و برای نمونه G200 جذب آب بیش‌تر است. دلیل تفاوت در نام‌گذاری سفادکس‌ها هم به همین علت است. به این معنی که به عنوان مثال نمونه G10 سطح آب‌دوستی کم‌تری نسبت به نمونه G200 دارد. به طور معمول برای اندازه‌گیری اندازه انواع مولکول‌ها و سلول‌ها از میکروسکوپ نوری استفاده می‌شود. از روش‌های فلوسایتومتری و لام نئو بار نیز برای شمارش و برآورد تقریبی ابعاد مورد استفاده قرار می‌گیرد. قبل از تعیین اندازه نمونه‌های سفادکس، ابتدا سیستم میکروسکوپی با استفاده از نمونه‌های استاندارد توری پراش کالیبره

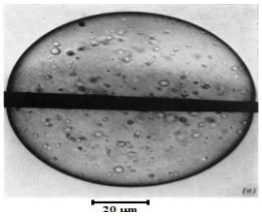
[1] size exclusion chromatography

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شد. برای این هدف از توری‌های پراش ۱۰۰، ۳۰۰ و ۶۰۰ خط بر میلی‌متر استفاده شد، که به ترتیب فاصله بین خطوط در آنها برابر با ۱۰ و ۳/۳۳ و ۱/۶۶ میکرومتر است. روش مورد استفاده در این مطالعه مشابه با روش لام نئو بار است [۷]. در این روش، لام نئو بار خط‌کشی شده را به عنوان معیار اندازه‌گیری در زیر میکروسکوپ قرار داده و سپس نمونه مورد نظر روی آن قرار می‌گیرد. با شمارش تعداد خطوطی که بر روی نمونه واقع شده است، برآوردی از ابعاد سلول یا سایر اجزای میکروسکوپی به دست خواهد آمد.

نتایج

در شکل ۲ اندازه‌گیری قطر نمونه سفادکس G200 به روش لام نئوبار با مقیاس ۲۰ میکرومتر نشان داده شده است. با توجه به این مقیاس می‌توان برآوردی تقریبی از قطر ذره در حدود ۱۰۰ میکرومتر داشت.



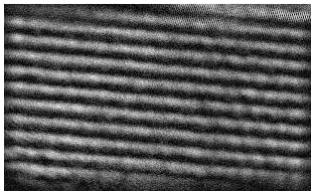
شکل ۲: اندازه‌گیری قطر نمونه سفادکس G200 به روش لام نئوبار.

پس از روشن کردن لیزر، ایجاد باریکه‌های شیئی و مرجع و تشکیل طرح تداخلی، تمام‌نگار ناشی از توری‌ها ثبت شدند. عملیات بازسازی تصویر به صورت دیجیتالی توسط رایانه انجام شد. شکل ۳ تصاویر بازسازی شده سه توری را در کنار هم نشان می‌دهد. همانگونه که می‌توان مشاهده کرد تفاوت بین تعداد خطوط توری‌ها مشخص و واضح است.

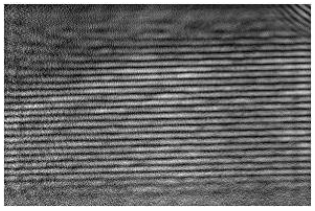
پس از تعیین دقیق فاصله بین خطوط توری به روش میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتال، این توری‌ها به عنوان خط‌کش برای اندازه‌گیری قطر ذرات کروی سفادکس استفاده شدند. از رابطه ۱ برای به دست آوردن فاصله بین خطوط توری استفاده شد:

$$d = w / N \qquad (۱)$$

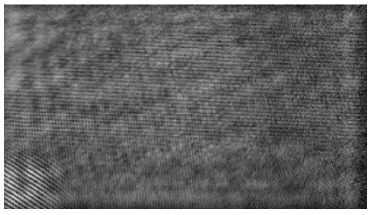
که در آن d فاصله بین دو خط توری، w پهنای توزیع خطوط و N نشان دهنده تعداد خطوط توزیع شده در آن پهنا است. پس از بازسازی تصاویر توری‌های مختلف، با بررسی آن‌ها فاصله بین خطوط بدست آمد. به این منظور، بعد از نمایش تصویر توری در نرم افزار متلب، در امتداد خطی عمود بر خطوط توری نمودار تغییرات شدت رسم شد. در ادامه با اعمال صافی میانه نوفه‌های موجود در نمودار تغییرات شدت حذف شد. نمودار شدت به دست آمده برای توری ۳۰۰ خط در شکل ۴ نشان داده شده است که در این نمودار فاصله بین دو قله و یا دو دره متوالی نشاندهنده فاصله بین دو خط مجاور توری است.



الف)



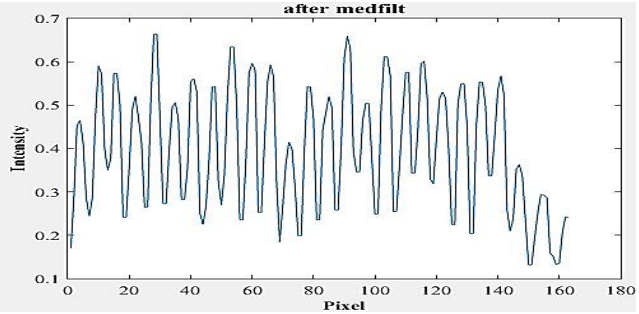
ب)



ج)

شکل ۳: نمایش تصویر سه توری مورد بررسی به دست آمده به روش میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتال. الف) توری ۱۰۰، ب) توری ۳۰۰ و ج) توری ۶۰۰ خط در میلی‌متر.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



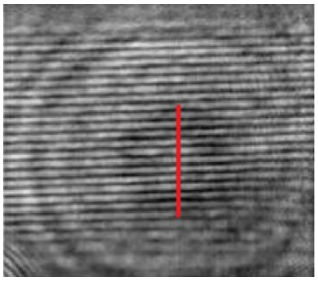
شکل ۴: نمودار رسم شده برای تعیین فاصله بین خطوط توری ۳۰۰ خط در میلی‌متر پس از اعمال صافی میانه.

مقادیر اندازه‌گیری شده خطوط توری در جدول ۱ ارائه شده است. با توجه به این جدول، روش تصویربرداری تمام‌نگاری دیجیتال برآورد خوبی از فاصله بین خطوط توری برجای می‌گذارد.

جدول ۱ : فاصله بین خطوط توری‌های مختلف، اندازه‌گیری شده به روش میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتال. فاصله بین خطوط برای توری ۶۰۰ خط بدلیل کیفیت پائین تصویر ثبت شده (شکل ۳-ج) ارائه نشده است.

نوع توری (خط بر میلی‌متر)	فاصله بین خطوط (میکرومتر)	فاصله محاسبه شده بین خطوط (میکرومتر)
۱۰۰	۱۰	۱۰/۳۲±۰/۱۳
۳۰۰	۳/۳۳	۳/۵۳±۰/۳۲
۶۰۰	۱/۶۶	-

برای اندازه‌گیری قطر همین ذره با استفاده از چیدمان میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتال، نمونه سفادکس بر روی توری پراش قرار گرفته و سپس مجموعه دو نمونه با هم در محل مخصوص نمونه در چیدمان قرار گرفته است. شکل ۵ تصویر ذره دایره‌ای سفادکس G200 را به همراه توری که پشت آن قرار گرفته است، به دقت نشان می‌دهد.



شکل ۵: تصویر بازسازی شده سفادکس G200 که در پشت آن از توری پراش ۱۰۰ خط در میلیمتر به عنوان معیار اندازه‌گیری استفاده شده است.

تعداد خطوط توری واقع شده روی ذره سفادکس، در امتداد خط عمودی نشان داده شده در تصویر شمارش شده است. تعداد خطوط برابر با ۱۳ خط است. با استفاده از جدول ۱ که در آن فاصله بین خطوط توری ۱۰۰ خط اندازه‌گیری شده است، می‌توان قطر ذره را مطابق با رابطه زیر محاسبه کرد:

(۲) قطر ذره = (۱۳-۱) × ۱۰/۳۲ = ۱۲۳/۸۴ میکرومتر

نتیجه اندازه‌گیری تطابق خوبی با برآورد اندازه‌ای که می‌توان از روش لام نئوبار در شکل ۲ داشت دارد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله قطر نمونه‌های ماده زیستی سفادکس با استفاده از روش میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتال اندازه-گیری شد. توری پراش به عنوان معیار اندازه‌گیری برای تعیین قطر مولکولی نمونه‌های زیستی سفادکس به کار برده شده است. نتایج به دست آمده از روش میکروسکوپی تمام نگاری دیجیتال با نتایج حاصل از روش لام نئوبار مطابقت خوبی نشان داد. نتایج به دست آمده نشاندهنده این مسئله است که پیکربندی میکروسکوپی تمام‌نگاری-دیجیتال پیاده‌سازی شده در آزمایشگاه به‌درستی طراحی و تنظیم شده است و قطر نمونه‌های زیستی را می‌توان با استفاده از این روش اندازه‌گیری کرد.

مرجع‌ها

[1] M. Sernetz; *Macromolecules 1992: Invited Lectures of the 34th IUPAC International Symposium on Macromolecules. VSP*, 1993
[2] B. MURPHY and E. PEARSON; *Nature New Biology* 232.27, (1971) 21.
[3] Ogston, A. G., and J. D. Wells; *Biochemical Journal* 119.1, (1970) 67-73.
[4]Smith, F. H; *Modern Methods of Microscopy*. Butterworth Scientific Publications London, 1955. 76.
[5] Kim, Myung K. "Digital holographic microscopy." *Digital Holographic Microscopy*. Springer, New York, NY, 2011. 149-190.
[6] L. Ståhle; S. Segersvärd, and U. Ungerstedt; *Journal of pharmacological methods* 25.1, (1991) 41-52.
[7] P. Wilde; J. David; C. Clark, and Didier Marion; *Journal of Agricultural and Food Chemistry* 41, (1993) 1570-1576.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر گرانروی محیط بر روی چرخش نانو ذرات طلا در تله‌ی نوری

محسن صمدزاده، فائقه حاجی‌زاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه‌ی زنجان، زنجان، ایران

چکیده - انبرک نوری ابزاری قدرتمند در تله‌اندازی و کنترل ذرات میکروسکوپی، بدون دستکاری‌های مکانیکی است. توسط انبرک نوری می‌توان تکانه‌ی زاویه‌ای مداری و اسپینی را به ذرات دوشکستی یا پلاسمونی اعمال نمود که باعث چرخش این ذرات میکروسکوپی می‌شود. در این گزارش با تله‌اندازی نوری نانو ذرات طلا با قطر ۴۰۰ نانومتر توسط لیزر با قطبش دایروی، سرعت چرخش آن‌ها تحت گشودگی عددی متفاوت مورد بررسی قرار گرفت. بررسی‌های انجام شده نشان می‌دهد که با استفاده از گشودگی عددی ۱ برای عدسی شیئی می‌توان این نانو ذرات فلزی را تا ۲/۴ کیلوهرتز چرخاند. همچنین بررسی اثر گرانروی محیط بر روی سرعت چرخش نشان می‌دهد با افزایش گرانروی محیط، سرعت چرخش به طور قابل ملاحظه‌ای کاهش می‌یابد.

کلید واژه- انبرک نوری، تکانه زاویه‌ی اسپینی، خودهمبستگی، گشودگی عددی، گرانروی.

Effect of viscosity on rotation of gold nanoparticles in optical trap

Mohsen Samadzadeh, Faegheh Hajizadeh

Department Physics, Institute for advanced studies in basic sciences (IASBS), Zanjan, Iran

Abstract- Optical tweezers are powerful scientific instruments, which use a laser for trapping and controlling the motion of microscopic particles without any mechanical contact. A circularly polarized laser beam could apply orbital and spin angular momentums to trapped particles, which causes the particles to rotate. In this report, we optically trap gold nano spheres with 400 nm in diameter near the surface, and the effect of the numerical aperture and the viscosity of the surrounding medium on the rotation speed is investigated. The results show that with the numerical aperture of 1 for objective lens, it is possible to rotate a metallic nanoparticles up to 2.4 kHz, and the rotation speed is highly viscosity dependent.

Keywords: Optical tweezers, Spin angular momentum, Autocorrelation, Numerical aperture, Viscosity.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

انبرک نوری در واقع باریکه‌ی لیزری با توزیع شدت گاوسی است که توسط یک عدسی شیئی با گشودگی عددی بالا کانونی شده است [۱]. گشودگی عددی برای عدسی شیئی به صورت $NA = n\sin\theta$ تعریف می‌شود که n ضریب شکست محیط تصویر برداری و θ زاویه‌ی جمع کننده‌ی پرتوی لیزر است. انبرک نوری ابزاری منحصربه‌فرد و ضروری برای تحقیقات کاربردی و بنیادی در زمینه‌های فیزیک، شیمی، بیوپزشکی و علم مواد است [۲].

استفاده از قطبش دایروی در انبرک نوری باعث چرخش سریع نانو ذرات فلزی می‌شود، که می‌تواند مانند یک نانو موتور چرخان عمل کند. نانوموتورهای چرخان می‌توانند انرژی الکترومغناطیسی را به حرکت مکانیکی نانومقیاس تبدیل کنند، که در کاربردهای مختلفی از جمله سیستم-های نانو الکترومکانیکی و نانو ربات‌ها در دستکاری DNA و کنترل جریان نانو-میکرو سیالات مورد استفاده قرار می-گیرند [۳].

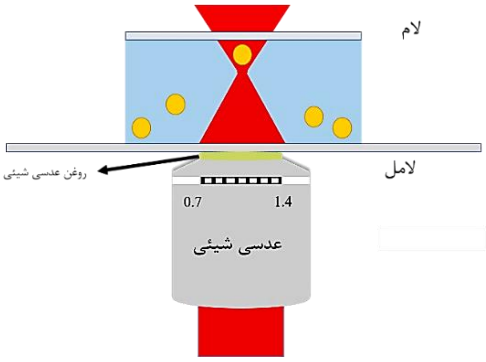
برای چرخاندن ذرات در تله‌ی نوری می‌توان از باریکه‌ی گاوسی با قطبش دایروی بهره می‌گیرند. هر فوتون از این باریکه‌ها حاوی تکانه‌ی زاویه‌ای $\pm\hbar$ است. باریکه‌ای با توان P حامل شار تکانه‌ی زاویه‌ای اسپینی $S_z = \sigma_z P/\omega$ است، σ_z درجه‌ی قطبش و ω فرکانس زاویه‌ای نور را بیان می-کند [۴]. جذب تکانه‌ی زاویه‌ای توسط ذره در تله‌ی نوری منجر به چرخش ذره می‌شود. سرعت چرخش در سیال با جریان آرام به عوامل مختلفی از قبیل ضریب گرانروی محیط اطراف، اندازه و نوع ذره بستگی دارد [۵]. در آب بیشینه سرعت چرخش ذرات دوشکستی در عمق ۵ میکرومتری برابر ۵۶/۳ هرتز بوده است [۶]. دینامیک چرخشی نانو ذرات طلا به شدت به تشدید پلاسمونیک و توان لیزر بستگی دارد [۳].

در این گزارش با تله‌اندازی نانو ذرات فلزی طلا با قطر ۴۰۰ نانومتر و چرخش آن‌ها با استفاده از قطبش دایروی، سرعت چرخش این ذرات را در گشودگی‌های عددی مختلف و همچنین در محیط‌هایی با گرانروی‌های مختلف بررسی می-کنیم.

مباحث نظری و کارهای تجربی

در چیدمان این آزمایش از لیزر (Nd-YAG) با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر، میکروسکوپ وارون (IX71 Olympus)، تیغه‌ی ربع موج، تیغه‌ی نیم موج، یک فوتودیود چهارتایی، کارت داده‌برداری (DAQ-SCB-68, NI) و یک کارت مبدل (PCI-6221, NI) برای انتقال اطلاعات به رایانه استفاده شده است که قادر است داده‌برداری را تا سرعت ۲۵۰ کیلوهرتز فراهم سازد. برای اطلاعات بیشتر در مورد چیدمان آزمایش می‌توان به مرجع [۷] رجوع کرد. با توجه به این که قطبش خروجی لیزر خطی است، بعد از این که نور لیزر توسط دو عدسی پهن شد، با اضافه کردن تیغه‌ی نیم‌موج و ربع‌موج قبل از میکروسکوپ قطبش دایروی ایجاد می‌شود. تیغه‌ی نیم‌موج برای جبران اختلاف فازی است که توسط آینه دورنگی در داخل میکروسکوپ استفاده شده است [۸]. قطبش دایروی نسبتاً ایده‌آل با خطای نسبی ۲ درصد توسط عدسی شیئی روغنی با بزرگنمایی ۶۳x و گشودگی عددی متغیر از ۰/۷ تا ۱/۴ کانونی شد. در این عدسی شیئی، گشودگی عددی توسط یک دیافراگم که در داخل عدسی قرار دارد، تنظیم می‌شود که به همین دلیل برای توان ورودی یکسان به عدسی شیئی، گشودگی عددی کمتر، توان کمتری را در داخل نمونه اعمال می‌کند. فشار تابشی لیزر بر روی ذره، باعث می‌شود که ذره به سمت سطح لام هل داده شود. همانند شکل (۱) در نزدیکی سطح لام تله-اندازی صورت می‌گیرد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



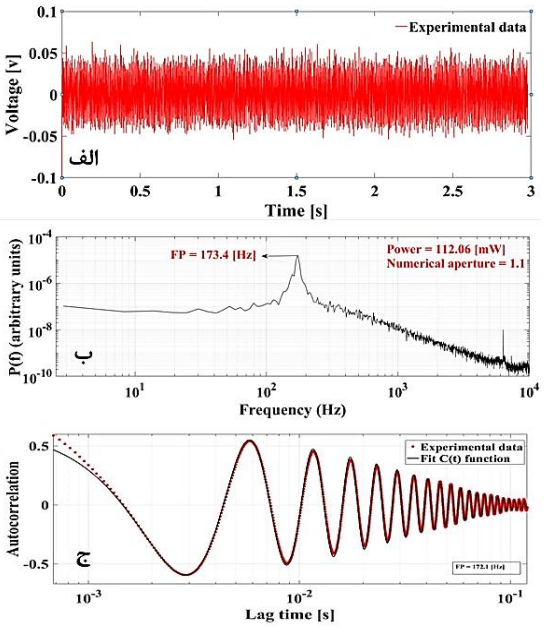
شکل ۱: تله‌اندازی دو بعدی نانو ذره طلا در نزدیکی سطح بالا.

در این آزمایش از میکروسکوپی میدان تاریک برای دیدن پراکندگی نانو ذرات طلا استفاده شده است. ذرات مورد بررسی سطح مقطع جذب و پراکندگی قابل توجهی در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر دارند. نور لیزر که از ذره پراکنده می‌شود، برای بررسی سرعت چرخش مورد استفاده قرار می‌گیرد که برای این کار از یک فوتودیود چهارتایی برای ثبت سیگنال لیزر استفاده می‌شود. وقتی از سیگنال فوتودیود تبدیل فوریه‌ی زمانی گرفته شود به نموداری می‌رسیم که یک قله-ای نمایان می‌شود. مکان این قله بسامد چرخش را نشان می‌دهد. پرتوهای پراکنده شده از یک نانو ذره فلزی کاملاً کروی، یک طرح متقارن روی سطح فوتودیود می‌سازد که به این علت استفاده از فوتودیود برای آشکارسازی اسپینی این ذرات به راحتی امکان پذیر نیست. نانو ذرات فلزی مورد استفاده در این آزمایش کاملاً کروی نیستند، به همین دلیل در این بررسی می‌توان از فوتودیود برای آشکارسازی سرعت چرخش نانو ذرات استفاده کرد. نور پراکنده شده برای ذره-ای که حول محور z در حال چرخش است، طبق معادله‌ی $I(\tau) = I_0 + I_2\, cos(N\varphi\tau)$ با زاویه‌ی φ تغییر می‌کند. که در آن φ زاویه‌ی شدت پراکنده شده، τ زمان تأخیری، I_0 شدت میانگین، I_1 دامنه‌ی نوسان شدت و N درجه تقارن چرخشی ذرات کروی را بیان می‌کند که برای ذرات مورد استفاده شده در این آزمایش برابر ۱ است.

تابع خودهمبستگی برای شدت به صورت زیر محاسبه می-گردد [۳].

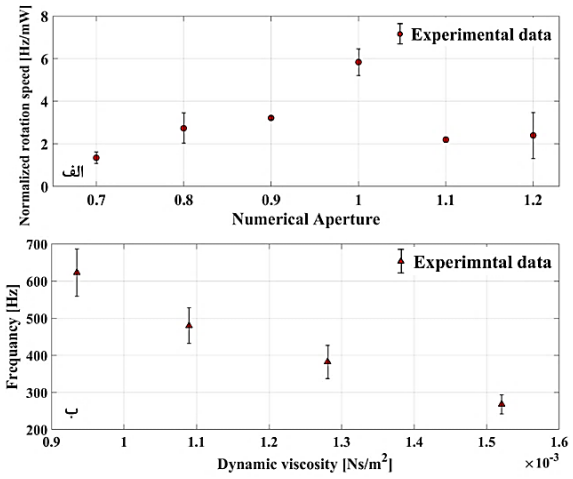
$$C(\tau) = I_0 + \frac{I_1^2}{2}\, exp[-\frac{\tau}{\tau_0}]\, cos(2N\pi f_{rot}\tau) \qquad (۱)$$

τ_0 افت زمانی سیگنال خودهمبستگی و f_{rot} بسامد چرخش ذره را بیان می‌کند. در شکل (۲-الف) نمونه‌ای از سیگنال اولیه و (۲-ب) فوریه زمانی سیگنال و (۲-ج) برازش معادله‌ی (۱) روی داده‌های تجربی را نشان می‌دهد که تابع خودهمبستگی به صورت کسینوسی با دامنه کاهشی نوسان می‌کند. بسامد قله‌ی حاصل از فوریه‌ی زمانی سیگنال ثبت شده (۱۷۳/۴ هرتز) با بسامد حاصل از برازش معادله روی داده‌های آزمایش (۱۷۲/۱ هرتز) مطابقت دارد. شکل (۳-الف) رفتار سرعت چرخش را برحسب گشودگی عددی‌های مختلف نشان می‌دهد که با توجه به این شکل سرعت چرخش در گشودگی عددی ۱ بهینه‌ترین حالت را برای چرخش مهیا می‌سازند. برای ایجاد سیال با گرانروی‌های مختلف از محلول گلیسرین و آب با درصد حجمی‌های متفاوت استفاده شد و سرعت چرخش نانوذرات طلا در این محیط‌ها را نیز بررسی کردیم.



شکل ۲: نمونه‌ای از داده‌ی اندازه‌گیری شده برای چرخش یک ذره طلا با قطر ۴۰۰ نانومتر در تله‌ی نوری. الف) ولتاژ ثبت شده توسط فوتودیود برحسب زمان، افت و خیز حرکت ذره در تله‌ی نوری را نشان می‌دهد، ب) طیف توانی داده در قسمت قبلی و ج) تابع خودهمبستگی سیگنال گرفته شده از ذره طلای ۴۰۰ نانومتری.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۳: الف) تغییرات چرخش در گشودگی عددی‌های متفاوت که در توان یکسان به توان داخل نمونه نرمالیزه شده‌اند و ب) تغییرات چرخش بر حسب گرانروی‌های دینامیکی متفاوت در گشودگی عددی ۰/۹ که هر نقطه میانگین سرعت چرخش برای ۳ ذره و سه بار داده‌گیری برای هر ذره است که سیر نزولی چرخش در گرانروی-های بیشتر را نشان می‌دهد.

برای ایجاد مخلوطی از نانوذرات طلا با محلولی از گلیسرین و آب، نانوذرات طلای ۴۰۰ نانومتری محلول در آب سانتریفوژ شدند و محلولی از گلیسرول و آب در غلظت‌های ۰٪، ۵٪، ۱۰٪ و ۱۵٪ ایجاد کردیم. طبق مرجع [۹] ضریب گرانروی دینامیکی این غلظت‌ها از محلول گلیسرین و آب به ترتیب ۹۳۵/۰۵، ۱۰۸۹/۵، ۱۲۸۰/۸ و ۱۵۲۰/۵ ($[\mu Pa.s]$) بدست آمد. شکل (۳-ب) رفتار چرخش در گرانروی‌های متفاوت را نشان می‌دهد که سرعت چرخش با گرانرو شدن محیط به تدریج کاهش می‌یابد که از این خاصیت می‌توان برای اندازه‌گیری گرانروی موضعی محیط یک سیال یا یک نمونه زیستی استفاده کرد. خطاهایی که در داده‌گیری‌ها مشاهده می‌شود ناشی از تغییر در شکل نانو ذرات است که اگر از ذرات با اندازه و شکل کاملاً یکسان استفاده شود این خطاها کاهش می‌یابد.

نتیجه‌گیری

در این گزارش اثر گشودگی عددی و گرانروی محیط را برای برای چرخش نانو ذرات طلا ۴۰۰ نانومتری مورد بررسی قرار دادیم. با توجه به این که سرعت چرخش نانو ذره در تله‌ی نوری وابسته به گرانروی محیط است، می‌توان از سرعت چرخش به عنوان یک حسگر گرانروی استفاده کرد.

سپاسگزاری

از دکتر جعفر مصطفوی امجد و دکتر داریوش عبدالله‌پور بابت راهنمایی‌های مفید و سازنده‌شان تشکر می‌نماییم.

مرجع‌ها

[1] Ashkin, A., Dziedzic, J. M., Bjorkholm, J. E., & Chu, S. (1986). Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics letters*, 11.5 (1986): 288-290.

[2] Zhao, C. (2017). Practical guide to the realization of a convertible optical trapping system. *Optics express*, *25*(3), 2496-2510.

[3] Shao, L., Yang, Z. J., Andren, D., Johansson, P., & Kall, M. (2015). Gold nanorod rotary motors driven by resonant light scattering. *ACS nano*, *9*(12), 12542-12551.

[4] Nieminen, T. A., Asavei, T., Loke, V. L., Heckenberg, N. R., & Rubinsztein-Dunlop, H. (2009). Symmetry and the generation and measurement of optical torque. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *110*(14-16), 1472-1482.

[5] Alignment, Rotation. "Spinning of Single Plasmonic Nanoparticles and Nanowires using Polarization Dependent Optical Forces Tong, Lianming; Miljkovic, Vladimir D.; Kaell, Mikael." *Nano Letters 10.1 (2010)*: 268-273

[6] Zhong, M. C., Zhou, J. H., Ren, Y. X., Li, Y. M., & Wang, Z. Q. (2009). Rotation of birefringent particles in optical tweezers with spherical aberration. *Applied optics*, *48*(22), 4397-4402.

[7] Samadi, A., & Reihani, N. S. (2010). Optimal beam diameter for optical tweezers. *Optics letters*, *35*(10), 1494-1496.

[8] Chou, Chen-Kuan, et al. "Polarization ellipticity compensation in polarization second-harmonic generation microscopy without specimen rotation." *Journal of biomedical optics 13.1 (2008)*: 014005.

[9] Cheng, N. S. (2008). Formula for the viscosity of a glycerol− water mixture. *Industrial & engineering chemistry research*, *47*(9), 3285-3288.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی توزیع حرارت ایجاد شده در اثر تابش لیزر به تومور بارگذاری شده با نانوکمپلکس اکسید آهن - طلا به روش شبیه سازی

محمدرضا اسدی، محمود نواصر، علی شاکری زاده ، سمیده خوئی

mr.4sadi@gmail.com , mahmoudrt1992@gmail.com , shakeri2005@gmail.com
skhoei@gmail.com

چکیده - در این مطالعه، شبیه سازی توزیع حرارتی ایجاد شده توسط تابش لیزر ۸۰۸ نانومتر بر بافت توموری بارگذاری شده با نانوذرات هسته - پوسته اکسید آهن - طلا با استفاده از هندسه تصاویر MRI از مدل موشی انجام شد. با پیاده سازی معادلات پخش نور و گرمازیستی پنس بر روی هندسه تومور و بدن موش، توزیع حرارت ایجاد شده به روش المان محدود توسط نرم افزار کامسل محاسبه گردید. نتایج شبیه سازی ثابت می‌کند که با شرایط یکسان تابش، حضور نانوذرات در ناحیه تومور باعث افزایش بیشتر دمای موضعی می شود که در نتیجه باعث آسیب بیشتر به بافت توموری می‌گردد.

کلید واژه- نانوتکنولوژی، گرمادرمانی نوری، شبیه‌سازی کامپیوتری.

Investigation of thermal distribution generated by laser irradiation to tumor loaded by Iron Oxid-Gold nanocomplex by simulation study

**Mohamadreza Asadi , Mahmoud Navaser , Ali Shakeri-zadeh ,
Samideh khoei**

mr.4sadi@gmail.com , mahmoudrt1992@gmail.com , shakeri2005@gmail.com
skhoei@gmail.com

Abstract- In this study we simulated thermal distribution by 808 nanometer laser on a tumor tissue that is loaded with Iron Oxid@Gold nanocomplex using MRI images geometry of mouse model. With application of diffusion equation and Pennes bioheat equation on the geometry of tumor and mouse body, thermal distribution by finite element method with Comsol software was computed. Our Simulation results is a poof that with the same condition of irradiation, presence of nanoparticles in tumor region locally increases the temperature compared to the case without nanoparticles. We can conclude that with this nanoparticles destruction of tumor is efficient and safer for patient normal tissue around tumor.

Keywords: Nanotechnology, Photothermal therapy, Computational modelling.

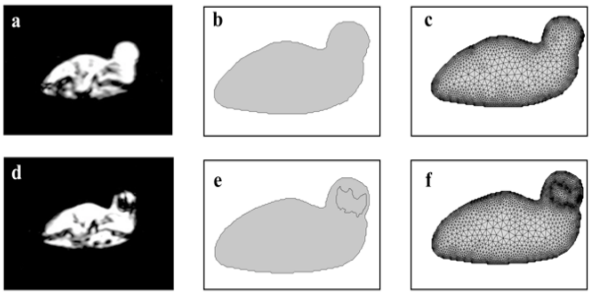
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

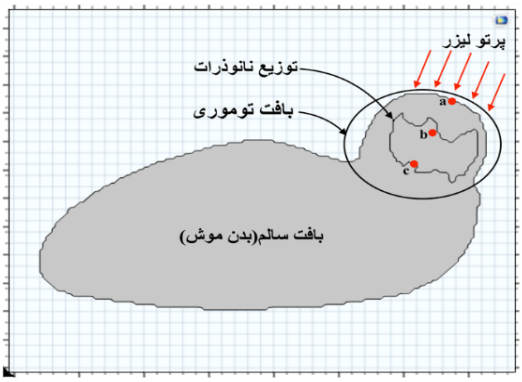
یکی از عوامل رایج مرگ و میر در جهان سرطان می‌باشد. روش هایپرترمیا (گرمادرمانی) یکی از راه‌های کمکی درمان سرطان می‌باشد که به وسیله این روش، با افزایش دمای بافت درمان صورت می‌گیرد. ظهور نانو تکنولوژی در عرصه پزشکی و فواید آن در امر درمان سرطان، سبب شده تا پژوهشگران و پزشکان به توجه و مطالعه بیشتری در این حوزه روی بیاورند. با توجه به این نکته که بالاترین میزان عبور نور در بافت، در ناحیه فرکانسی نزدیک فروسرخ (NIR) رخ می‌دهد، استفاده از نانوذراتی که دارای خاصیت پلاسمونیکی بالایی در این ناحیه (NIR) دارند مانند نانوذرات طلا سبب گشته تا یک استراتژی درمانی هدفمند به منظور درمان سرطان صورت گیرد[1]. به‌منظور استفاده بالینی از این روش درمانی، مدلسازی محاسباتی برای شبیه سازی توزیع حرارت و طراحی درمان هدفمند، یک امر ضروری است. در این مطالعه به بررسی و مدلسازی توزیع حرارت ایجاد شده در اثر تابش لیزر به بافت توموری بارگذاری شده با نانوذرات هسته – پوسته اکسید آهن – طلا می‌پردازیم.

بخش تجربی

برای بدست آوردن هندسه بدن موش و توزیع نانوذرات در بافت تومور، ابتدا تومور کولون CT26 در ناحیه بالای ران سمت راست مدل موش BALB/c ایجاد گردید، سپس ۱۰۰ میکروگرم بر میلی لیتر نانوذرات با هسته اکسید آهن برای ردیابی توزیع نانوذرات توسط تصویربرداری رزنانسی مغناطیسی (MRI) و پوسته طلا به منظور جذب انرژی لیزر، به داخل تومور تزریق گردید. قبل و بعد تزریق نانوذرات، تصویربرداری صورت گرفت. سپس تصاویر گرفته شده از ناحیه تومور توسط نرم افزار متلب پردازش و کانتور توزیع نانوذرات در بافت تومور مشخص گردید (شکل ۱). سپس هندسه بدن موش و توزیع نانوذرات به هدف مطالعه مدلسازی عددی به روش المان محدود وارد نرم افزار کامسل شد. شکل شماره ۲ طرح شماتیکی از مدل هندسی شبیه سازی شده را نمایش می‌دهد.



شکل ۱ – مراحل پرازش تصویر برای ساختن مدل شبیه سازی. تصاویر MRI از تومور موش (d) با و (a) بدون نانوذرات. (b) کانتور بیرونی بدن موش و (e) توزیع نانوذرات. (c,f) مش بندی در نرم افزار کامسل



شکل ۲ – طرح شماتیک دوبعدی از مدل هندسی و شرایط تابش

مدل ریاضی

به منظور بررسی انتشار نور در محیط‌هایی مانند بافت‌های بیولوژیکی از روش‌های تقریبی مانند روش پخش استفاده می‌شود. در این روش شدت نور لیزر پخش شده به کمک ضرایب اپتیکی بافت مانند ضریب جذب، ضریب ناهمسانگردی و ضریب پراکندگی بررسی می‌گردد. معادله پخش نور به صورت زیر است[2]:

$$-D\nabla^2\varphi(r)+\mu_a\varphi(r)=s(r) \qquad (1)$$

که در آن $\varphi(r)$ شدت نور در نقطه r، $s(r)$ تابع چشمه، $D=\frac{1}{3(\mu_s'+\mu_a)}$ ضریب پخش، μ_a ضریب جذب،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$\mu_s' = \mu_s(1-g)$ ضریب پراکندگی کاهش یافته، μ_s ضریب پراکندگی و g ضریب ناهمسانگردی (۰,۹) می‌باشد. زمانی که نانوذرات پلاسمونیک وارد بافت می‌شوند باعث تغییر در ضرایب اپتیکی بافت می‌شوند. ضریب جذب و ضریب پراکندگی کاهش یافته نهایی بافت که شامل نانوذرات است را می‌توان از روابط زیر به دست آورد[3]:

$$\mu_{atot} = \mu_{at} + 0.75 f_v \frac{\sigma_a}{\pi a^3} \qquad (2)$$

$$\mu'_{stot} = \mu'_{st} + 0.75 f_v \frac{\sigma'_s}{\pi a^3} \qquad (3)$$

که در آن μ_{at} و μ'_{st} ضریب جذب و ضریب پراکندگی کاهش یافته بافت می‌باشند. f_v کسر حجمی نانوذرات، σ_a و σ'_s ضریب کراس سکشن جذب و پراکندگی کاهش یافته نانوذره و a شعاع نانوذره می‌باشد.

متداول‌ترین مدل برای شبیه سازی رفتار حرارتی بافت، معادله حرارت زیستی پنس می‌باشد. معادله حرارت زیستی پنس با در نظر گرفتن نرخ پرفیوژن خون برای تعیین دمای بافت به صورت زیر است[4]:

$$\rho c \frac{\partial T(r,t)}{\partial t} = \nabla\big(k \nabla T(r,t)\big) + Q_s + Q_p + Q_m \qquad (4)$$

که ρ، c و k چگالی، گرمای ویژه و هدایت گرمایی بافت و $Q_p = \rho_b c_b \omega_b (T_b - T)$ گرمای بدست آمده یا از دست رفته از طریق خون می‌باشد که ω_b، ρ_b، c_b و T_b به ترتیب، نرخ پرفیوژن خون، چگالی خون، گرمای ویژه خون و دمای خون (۳۷ °C) می‌باشد. Q_m گرمای ایجاد شده توسط فعالیت‌های متابولیکی و Q_s گرمای ایجاد شده توسط تابش لیزر می‌باشد که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$Q_s(r,t) = \mu_a \, \varphi(r,t) \ \ (W/m^3) \qquad (5)$$

جدول ۱ – پارامترهای حرارتی بافت و خون

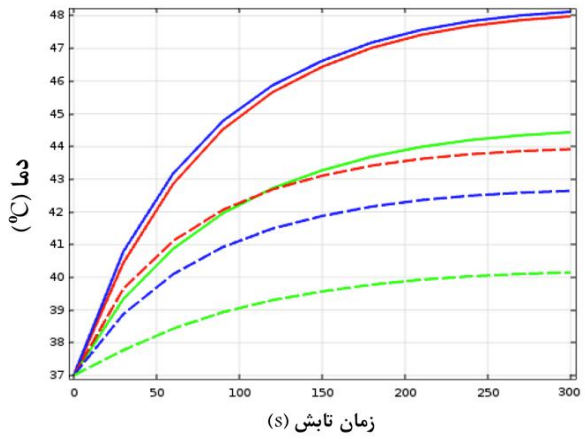
پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار
چگالی بافت	۱۰۹۰ kg/m^3	چگالی خون	۱۰۵۲ kg/m^3
گرمای ویژه بافت	۳۴۲۱ J/kg.K	گرمای ویژه خون	۳۸۰۰ J/kg.K
هدایت گرمایی	۰,۴۹ W/m.K	پرفیوژن خون	۰,۰۱ 1/s

جدول ۲ – پارامترهای اپتیکی نانوذرات و بافت

پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار
ضریب جذب بافت	۸۰ 1/m	ضریب پراکندگی بافت	۱۰۰۰۰ 1/m
ضریب جذب نانوذرات	۵۰۰۰۰۰ 1/m	ضریب پراکندگی نانوذرات	۴۵۰۰۰۰ 1/m

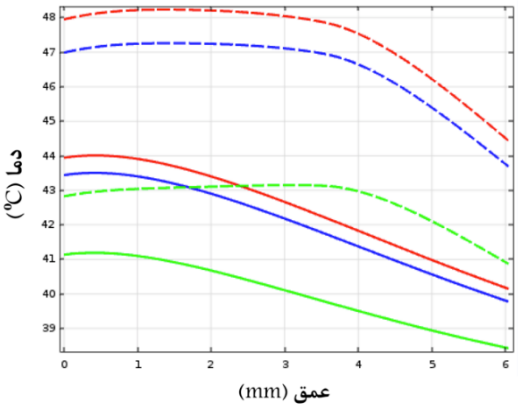
نتایج

شکل ۳ یک نمودار دقیق در مورد چگونگی تغییرات دما با تابعی از زمان با و بدون حضور نانوذرات در سه عمق مختلف در تومور را به ما نشان می‌دهد.

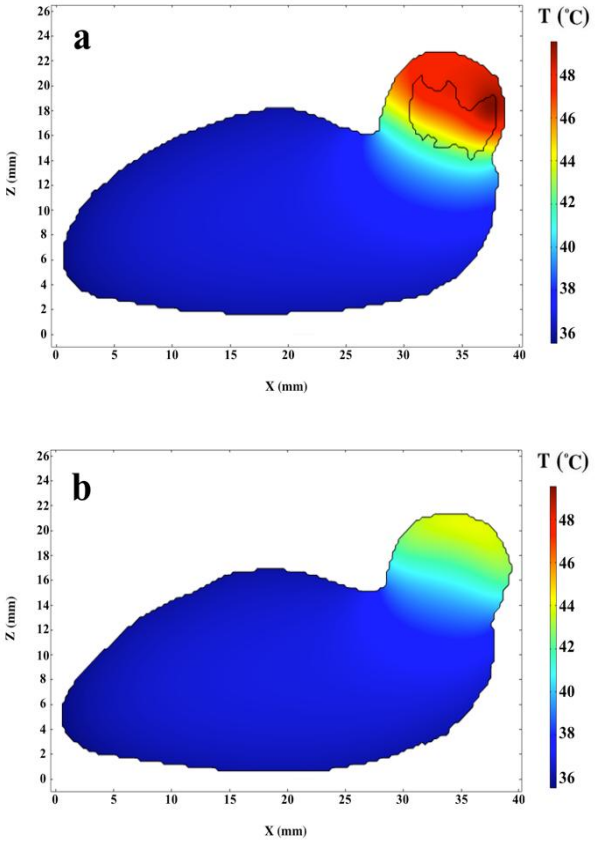


شکل ۳ - نمودار تغییرات دما با تابعی از زمان با (خطوط ممتد) و بدون (خطوط فاصله دار) نانوذرات در سه عمق ۰ (قرمز)، ۳ (آبی) و ۶ (سبز) میلی‌متر از سطح تومور (نقاط a,b,c در شکل ۲).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۴ – نمودار تغییرات دما با تابعی از عمق با (خطوط ممتد) و بدون (خطوط فاصله دار) حضور نانوذرات در سه زمان تابش ۶۰ (سبز)، ۱۸۰ (آبی) و ۳۰۰ (قرمز) ثانیه.



شکل ۵ – نقشه توزیع حرارتی دما در اثر ۵ دقیقه تابش لیزر به بافت تومور (a) با و (b) بدون نانوذرات

همانطور که در شکل ۳ نشان داده شده است، پس از ۵ دقیقه تابش لیزر، حداکثر افزایش دما برای تومور بدون نانوذرات تنها ۷ درجه سانتی‌گراد است که در سطح (z=0) به دست می‌آید. درحالی که توموری که نانوذرات در آن جاسازی شده است افزایش حداکثر دمایی ۱۱ درجه سانتی‌گراد را در عمق ۳ میلی‌متری از سطح تومور و در امتداد محور مرکزی بدست می‌آورد.

شکل ۴ پروفایل افزایش دما را به عنوان تابعی از عمق در محور مرکزی تومور و در سه زمان تابش مختلف با و بدون حضور نانوذرات نشان می‌دهد.

بحث و نتیجه گیری

بدیهی است که حضور نانوذرات می‌تواند به طور قابل ملاحظه‌ای باعث تغییر الگو توزیع دما در بافت تومور شود. ملاحظه می‌شود که در تومور بدون حضور نانوذرات، دما به طور پیوسته با عمق کاهش می‌یابد، در مقابل در توموری که حاوی نانوذرات است دما در محل انباشت نانوذرات در هسته تومور طی تابش اشعه لیزر بیشتر می‌باشد. با مقایسه نتایج بدست آمده مشاهده می‌شود که حداکثر دما در اثر تابش لیزر در تومور بدون حضور نانوذرات در سطح رخ می‌دهد، در حالی که در توموری که در آن نانوذرات وجود دارد حداکثر دما در عمق رخ می‌دهد.

مرجع‌ها

[1] Qin Z, Bischof JC. Thermophysical and biological responses of gold nanoparticle laser heating. Chemical Society Reviews. 2012;41(3):1191-217.

[2] Cheong SK, Krishnan S, Cho SH, Modeling of plasmonic heating from individual gold nanoshells for near-infrared laser-induced thermal therapy. Medical physics. 2009;36(10):4664-71

[3] Ren Y, Qi H, Chen Q, Ruan L. Thermal dosage investigation for optimal temperature distribution in gold nanoparticle enhanced photothermal therapy. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017;106:212-21.

[4] Pennes HH. Analysis of tissue and arterial blood temperatures in the resting human forearm. Journal of applied physiology. 1948;1(2):93-122.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

پایش سازه‌های عمرانی با استفاده از حسگر فیبر نوری

مهدی صباحی، رحمان نوروزی

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان، ایران

چکیده – در این مقاله یک حسگر فیبر نوری شبه توزیع شده برای سنجش میزان کرنش اعمال شده بر میلگرد آجداری به قطر ۸ میلی‌متر به صورت تئوری و آزمایشگاهی مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است. حسگر فیبر نوری مورد استفاده در این مقاله بر پایه تداخل‌سنجی ماخ-زندر بنا شده است. نتایج حاصل از آزمایش نشان دهنده تطبیق بسیار بالا با نتایج تئوری است. در این مقاله اندازه‌گیری کرنش اعمال شده تا ۹۸/۵٪ تطابق گزارش شده است.

کلید واژه- پایش پل، تداخل‌سنج ماخ-زندر، حسگر کرنش

Monitoring of civil structures using Fiber Optic Sensor

Mahdi Sabahi, Rahman Nouroozi

Department Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran

Mehdisabahi1372@gmail.com, Rahman.nouroozi@iasbs.ac.ir

Abstract- In this paper, a quasi-distributed optical fiber sensor has been studied theoretically and experimentally to measure the strain rate applied to ribbed rebar with 8-millimeter diameter. The fiber optic sensor used in this paper is based on the Mach-Zehnder interferometry. The results of the experiment indicate a very high matching with theoretical results which demonstrate %98.5 compliance in strain measurement.

Keywords: Mach-Zehnder interferometry, Monitoring of Bridge, Strain sensor

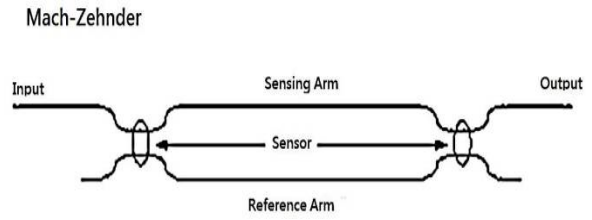
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

با پیشرفت علم در قرون اخیر تصور زندگی بدون ماشین، هواپیما، کشتی، راه‌آهن، جاده، پل، تونل، سد و ارتباطات غیر ممکن است. این ساختارها محیط زندگی امروزی ما را تشکیل می‌دهند و جنبه‌های اجتماعی، زیست محیطی، اقتصادی و فرهنگی آن را دربر می‌گیرند. بنابراین طراحی مناسب و بهره‌برداری امن و با دوام سازه جزء اهداف مهندسی سازه است. با این حال این سازه‌ها در طول عمر خود تحت تأثیر تغییرات نامطلوب در شرایط ساختاری قرار می‌گیرند[۱]. وجود این خسارات موجب فرسایش سازه می‌شوند. تشخیص زود هنگام خسارات باعث افزایش طول عمر خدمات ساختار در یک دوره و همچنین کاهش هزینه‌های تعمیر و نگهداری می‌شود[۲]. روش‌های مختلفی برای تشخیص زود هنگام خسارات در سازه وجود دارد. حسگرهای فیبر نوری یکی از انواع روش‌هایی است که قابلیت اندازه‌گیری خسارات در سازه را دارند. این حسگرها شامل حسگرهای کوچک مقیاس، حسگرهای بزرگ مقیاس و حسگرهای توزیع شده می‌باشند. اندازه حسگرهای کوچک مقیاس از مرتبه‌ی میلی‌متر می‌باشند که قابلیت اندازه‌گیری محلی کرنش و دما را دارند. همچنین اندازه حسگرهای بزرگ مقیاس از مرتبه چند سانتی‌متر تا چندین متر می‌باشند. حسگرهای توزیع شده یک حسگر یک بعدی می‌باشند که قابلیت اندازه‌گیری پیوسته خسارات در طول سازه را دارند. اصول کاری این حسگرها پراکندگی‌های غیرخطی موجود در فیبر می‌باشد. با استفاده از این حسگرها می‌توان در طول چند صد کیلومتر از سازه خسارات موجود را آشکار کرد[۳]. حسگر تداخل‌سنجی ماخ-زندر یک حسگر بزرگ مقیاس می‌باشد که گاهی به عنوان حسگر شبه توزیع شده بیان می‌شود. این حسگر قابلت اندازه‌گیری کرنش را دارد. در این مقاله شیاری طولی بر روی سطح میلگرد آجدار ایجاد شده و فیبر نوری در این شیار قرار گرفته است. فیبر تعبیه شده در میلگرد در بازوی حسگری تداخل‌سنج قرار گرفته و رفتار حسگر به تنش سینوسی اعمال شده به میلگرد بررسی شده است.

مبانی نظری

در این مقاله اندازه‌گیری کرنش با استفاده از تداخل‌سنج ماخ-زندر انجام می‌شود. چیدمان تداخل‌سنج ماخ-زندر در شکل ۱ نشان داده شده است[۴].



شکل ۱: چیدمان تداخل‌سنج ماخ-زندر فیبر نوری[۴].

این تداخل‌سنج شامل دو عدد جفت کننده فیبر نوری در ورودی و خروجی و دو بازوی حسگر و مرجع می‌باشد. بازوی حسگر وظیفه حسگری را بر عهده دارد و اثرات خارجی تنها بر این بازو اعمال می‌شود، نتیجه‌ی این اثرات ایجاد جابجایی فاز بین دو بازوی حسگر و مرجع می‌باشد. این جابجایی فاز که ناشی از اختلاف راه نوری می‌باشد، در معادله ۱ بر حسب کرنش نشان داده شده است[۵].

$$\Delta\varphi = \varepsilon(\beta L - \beta L\frac{n^2}{2}((1-\nu)p_{12} - \nu p_{11})) \qquad (1)$$

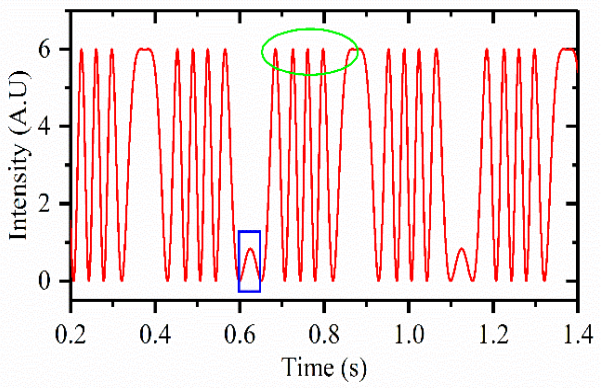
در این معادله $\Delta\varphi$ جابجایی فاز، n ضریب شکست هسته فیبر، β ثابت انتشار فضای آزاد، L طول فیبر نوری، ν نسبت پواسون، p_{12} و p_{11} ثابت‌های پوکلز و ε میانگین کرنش اعمال شده بر بازوی حسگر می‌باشند. وجود این جابجایی فاز بین دو بازوی تداخل‌سنج شدت نور خروجی را تغییر می‌دهد. این تغییر شدت به صورت معادله زیر بیان می‌شود.

$$I = 2I_0(1 + cos\Delta\varphi) \qquad (2)$$

در این معادله I_0 شدت چشمه‌ی نور و I شدت نور خروجی تداخل‌سنج می‌باشد. برای رفتارسنجی حسگر به کرنش

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

سینوسی با دامنه جابجایی $\mu 11.058 = \varepsilon$ از معادلات ۱ و ۲ استفاده می‌کنیم. در این معادلات طول فیبر برابر۵۶ سانتی‌متر، ضریب شکست فیبر ۱/۴۵، نسبت پواسون $\nu = 0.17$ و مقادیر ثابت‌های پوکلز p_{11} و p_{12} برای فیبر به ترتیب برابر ۰/۱۲۱ و ۰/۲۷۰ می‌باشند [۴]. نتیجه حاصل از شبیه‌سازی در شکل ۲ نشان داده شده است.



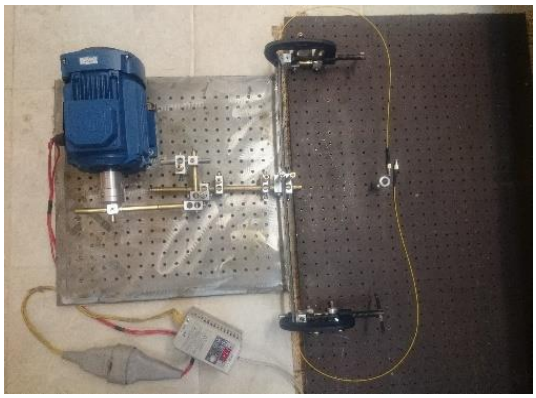
شکل ۲: نتیجه حاصل از شبیه‌سازی حسگر. بخش سبز: تعداد نوسانات با جابجایی فاز π. بخش آبی: ناحیه‌ای با اختلاف فاز کمتر از π.

میزان کرنشی که در این معادله استفاده شده است جابجایی فازی بیشتر از π ایجاد می‌کند. بنابراین طبق معادله ۲ مرتبه‌ی تداخل را نمی‌توان بدست آورد، اما نمودار نشان دهنده‌ی این واقعیت است که حسگر برای هر جابجایی فاز π یک نوسان در شدت نور خروجی دارد (بخش سبز). همچنین این نمودار، دارای بخش دیگری است که جابجایی فاز کمتر از π دارد (بخش آبی). برای بدست آوردن جابجایی فاز این بخش از معادله ۲ استفاده می‌کنیم. بنابراین جابجایی فاز کلی را می‌توان از جمع جابجایی فاز دو بخش بدست آورد.

نحوه انجام آزمایش

برای سنجش رفتار حسگر نسبت به کرنش باید آن را در سازه نصب کنیم و موقعیت آن باید به گونه‌ای باشد که به حسگر آسیبی وارد نشود و همچنین تنش‌های ایجاد شده در سازه به آن محل سوق داده شوند، از این رو میلگردهای استفاده شده در بتن آرمه را بکار می‌بریم. بازوی حسگر را به دو صورت می‌توان بر روی میلگرد نصب کرد، روش اول: با استفاده از چسب‌های مخصوص، فیبر را بر روی سطح طولی میلگرد چسباند. روش دوم: قرار دادن فیبر در شیار طولی که در ابعاد فیبر، بر روی سطح میلگرد ایجاد شده است. نتایج مقالات نشان می‌دهند که حساسیت حسگر در روش دوم بیشتر از روش اول است [۶]. بنابراین ما نیز بر روی میلگرد آجداری به قطر ۸ میلی‌متر و طول ۶۰/۶ سانتی‌متر شیاری به عرض و عمق ۲ میلی‌متر در راستای طول میلگرد ایجاد کردیم و فیبر تک مد که دارای یک هسته و یک پوسته می‌باشد را در آن قرار دادیم و برای پوشاندن شیار از چسب فولاد *هل* استفاده کردیم.

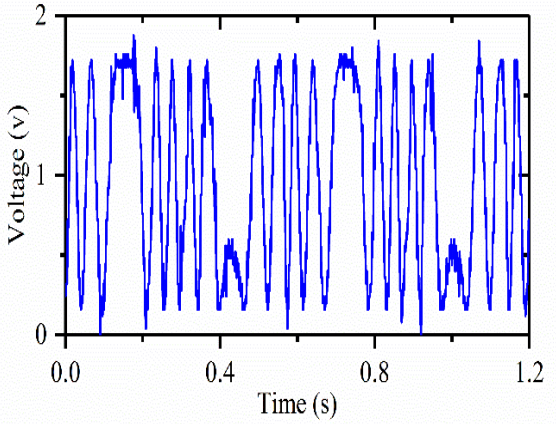
برای اعمال تنش به میلگرد نیاز به وسیله‌ای داریم که تنشی با دامنه جابجایی مشخص به میلگرد وارد کند. برای این منظور وسیله‌ای طراحی کردیم که قابلیت اعمال تنش سینوسی با دامنه و فرکانس مشخص را دارد (شکل ۳).



شکل ۳: ابزار ساخته شده با استفاده از الکتروموتور با قابلیت تبدیل نیروی چرخان الکتروموتور به نیروی سینوسی تک محوره با دامنه و فرکانس مشخص

فیبر تعبیه شده در میلگرد را در بازوی حسگر قرار دادیم و با استفاده از این وسیله تنشی با دامنه مشخص به مرکز میلگرد وارد کردیم. با استفاده از فوتودیود خروجی حسگر را بر روی اسیلوسکوپ ثبت کردیم (شکل۴).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۴: پاسخ حسگر به نیرویی با دامنه جابجایی ۱/۱۲mm به مرکز میلگرد

دامنه جابجایی نیروی اعمالی به مرکز میلگرد برابر ۱/۱۲ میلی‌متر می‌باشد که این جابجایی کرنشی برابر $\varepsilon = 11.058\ \mu$ به میلگرد وارد می‌کند. کرنشی که از آزمایش‌ها بدست آمده برابر $\varepsilon = (11.234 \pm 0.1530)\mu$ است. نتایج این آزمایش برای دفعات مختلف در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱: نتایج حاصل از آزمایش برای دامنه جابجایی ۱/۱۲ *mm*

مرتبه	جابجایی فاز (رادیان)	کرنش
۱	$۹\pi + ۰/۱۶۵۷$	$۱۱/۱۱۳\mu$
۲	$۹\pi + ۰/۰۲۴۱$	$۱۱/۰۶۸\mu$
۳	$۹\pi + ۰/۲۸۱۵$	$۱۱/۱۶۹\mu$
۴	$۹\pi + ۰/۷۷۴۱$	$۱۱/۳۶۱\mu$
۵	$۹\pi + ۰/۷۳۷۰$	$۱۱/۳۴۷\mu$
۶	$۹\pi + ۱/۰۳۱۰$	$۱۱/۴۶۲\mu$
۷	$۹\pi + ۰/۱۵۴۸$	$۱۱/۱۱۹\mu$

جمع‌بندی

با توجه به نتایج حاصل از این آزمایش، حسگرتداخل‌سنجی ماخ-زندر حساسیت بالایی نسبت به تنش اعمال شده دارد و با استفاده از این حسگر می‌توان میزان تنش اعمال شده به ساختار میزبان را محاسبه کرد. بنابراین با نصب حسگر بر روی سازه می‌توان از تغییرات سازه به صورت مستمر اطلاع حاصل کرد و در صدد رفع آن برآمد. همچنین با استفاده از این حسگر می‌توان از میزان بار اعمال شده به سازه آگاه شد و از اعمال بارهای غیر مجاز جلوگیری کرد. میزان خطای حاصل از این آزمایش برابر ٪۵/۱ می‌باشد که این خطا بخاطر دقت ابزار اندازه‌گیری در آزمایش می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] López-Higuera, José Miguel, et al. "Fiber optic sensors in structural health monitoring." *Journal of lightwave technology* 29.4 (2011): 587-608.

[2] Barrias, António, Joan R. Casas, and Sergi Villalba. "A review of distributed optical fiber sensors for civil engineering applications." *Sensors* 16.5 (2016): 748.

[3] Glisic, Branko, Jeremy Chen, and David Hubbell. "Streicker Bridge: A comparison between Bragg-grating long-gauge strain and temperature sensors and Brillouin scattering-based distributed strain and temperature sensors." *Sensors and Smart Structures Technologies for Civil, Mechanical, and Aerospace Systems 2011*. Vol. 7981. International Society for Optics and Photonics, 2011.

[4] Her, Shiuh-Chuan, and Chih-Min Yang. "Dynamic strain measured by Mach-Zehnder interferometric optical fiber sensors." *Sensors* 12.3 (2012): 3314-3326.

[5] Wild, Graham, and Steven Hinckley. "Acousto-ultrasonic optical fiber sensors: overview and state-of-the-art." *IEEE Sensors Journal* 8.7 (2008): 1184-1193.

[6] Quiertant, Marc, et al. "Deformation monitoring of reinforcement bars with a distributed fiber optic sensor for the SHM of reinforced concrete structures." *NDE*. 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مهندسی لایه‌های انتقال دهنده بار به منظور بهبود پایداری سلول خورشیدی پروسکایتی با ساختار مسطح

علی ثانی[۱و۲]، عباس بهجت[۱و۲]، مسعود نعمت الهی[۱و۳]، نعیمه ترابی[۱و۲]

[۱] گروه پژوهشی فوتونیک، دانشگاه یزد

[۲] گروه اتمی و مولوکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

[۳] گروه مهندسی پلیمر و شیمی ، دانشگاه یزد

چکیده: این پژوهش به منظور بهبود پایداری سلول خورشیدی پروسکایتی با استفاده از مهندسی سطح لایه‌ها انجام شده است. با ساخت و مشخصه‌یابی سلول با ساختار **FTO/C60/perovskite/Au** که **C_{60}** با غلظت ۱۳/. مولار در آن، به بازدهی ۱۱ درصد دست یافتیم. با قرار دادن این سلول در شرایط تاریک و دمای اتاق، با گذشت ۱۴۴۰ ساعت، سلول ۷۰ درصد از بازدهی اولیه خود را حفظ کرد و اثری از زردشدگی در لایه پروسکایت مشاهده نشد. طراحی و انجام آزمایش فوق و همچنین استفاده از **PEDOT:PSS** در ساختار سلول نشان داد که وجود زاویه تماس کمتر (۱۴°) در سلول اخیر منجر به جذب رطوبت در ساختار پروسکایت می‌شود که تجزیه و زردشدگی پروسکایت را در پی خواهد داشت. در حالیکه استفاده از فولرین **C_{60}** با زاویه تماس ۸۰° مانع از جذب رطوبت توسط سلول شده است.

کلید واژه: پایداری، زاویه‌تماس، سلول خورشیدی پروسکایت، فولرین.

Charge transfer engineering of layers for stability of perovskite solar cells with planar structure

Ali Sani, Abbas Behjat, Masoud Nematollahi, Naeimeh Torabi

[1] Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd,
[2] Photonics Research Group, Yazd University, Yazd, Iran
[3] Department of Chemical and Polymer Engineering, Yazd University, Yazd, Iran

Abstract: In this work, stability of perovskite solar cell with interface engineering of charge transport layers was investigated. Experiments demonstrates PEDOT:PSS hydrophilic underlayer leads to absorb moisture of air in the cell due to low contact angle (14°) causing the degradation decomposition of perovskite films. To solve this problem, we employ a classical organic small molecule C_{60} as the underlayer of perovskite films to achieve 11.1% of power conversion efficiency with remarkable moisture tolerance exposed to the atmosphere. With fabrication and characterization of solar cells with FTO/C_{60}/perovskite/Au structure which is used 0.13M of C_{60} solution. the analyzing demonstrated fullerene hydrophobic underlayer not only drives the crystalline grain growth of high quality perovskite, but also contributes to the moisture tolerance of PSCs so C_{60} based devices maintained 70% of its efficiency over 1440 hour in air condition.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

تا به امروز شاهد پیشرفت چشمگیر بازده سلول‌های پروسکایتی از ٪۳,۸ تا ٪۲۳,۳ بوده‌ایم[۱]. ساختار سلول‌های پروسکایتی به طور کلی به دو دسته متخلخل و مسطح تقسیم بندی می‌شوند، که نوع مسطح به دلیل کم هزینه بودن ساخت و پایداری بالاتر مسیر خود را به سوی تولید انبوه و تجاری سازی آغاز کرده است. عوامل تخریب لایه‌های سلول خورشیدی پروسکایتی به دو صورت محیطی و ذاتی هستند که عوامل محیطی مثل جذب رطوبت و نفوذ اکسیژن را با روش‌های مختلفی مانند کپسوله کردن کاهش می‌دهند[۲]. تخریب ذاتی به دلیل عناصر فعال شیمیایی در داخل پروسکایت می‌باشد که تخریب سلول را تسریع می‌کند. حرکت یون در بین لایه‌های میانی نیز باعث بوجود آمدن ترکیبات جدیدی در داخل لایه‌ها شده که پایداری سلول را تحت تاثیر قرار می‌دهد [۳]. یکی از روش‌های جلوگیری از تخریب لایه‌های میانی در سلول، استفاده از ترکیبات آبگریز است[۴]. در این پژوهش با تحلیل زاویه تماس و تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی(SEM) تاثیر لایه‌ی آبگریز بر جذب رطوبت و تغییرات مورفولوژی در لایه‌ی پروسکایتی را بررسی کردیم. از این رو دو ماده‌ی متداول در سلول‌های خورشیدی مسطح یعنی PEDOT:PSS (آبدوست) و C_{60} (آبگریز) را مورد بررسی قرار دادیم. با پیشنهاد، ساخت و مشخصه‌یابی ساختار جدید و نسبتاً ساده FTO/C60/Perovskite/AU و تحلیل نتایج، مشخصه ولتاژـجریان نشان داد که این ساختار دارای بازدهی و پایداری بیشتری در مقایسه با تحقیقات مشابه می‌باشد[۵].

روش آزمایش

مواد مورد استفاده در این پژوهش شامل شیشه رسانا شده با لایه اکسید قلع دوپ شده با فلوئور (FTO) ، C_{60}(فولرین) خریداری شده از شرکت آلدریچ (کد ۳۷۹۶۴۶)، پلی(۳،۴اتیلن دی اکسی تیوفن) (PEDOT:PSS) خریداری شده از شرکت اکسیر، کلربنزن(CB) و دی‌متیل‌فرمامید(DMF) و دی‌متیل‌سولفواکسید(DMSO) خریداری شده از شرکت مرک آلمان، سرب‌یدید(PbI2) و متیل‌آمونیوم‌یدید(MAI) سنتز شده در گروه فتونیک دانشگاه یزد مورد استفاده قرار گرفتند. لایه فولرن با روش لایه نشانی چرخشی لایه نشانی شد(محلول با غلظت C60:DCB به نسبت ۱۰:۱۰۰۰ با سرعت ۲۰۰۰ rmp زمان ۶۰ ثانیه)، محلول پروسکایت با غلظت یک مولار سرب‌یدید و متیل‌آمونیوم یدید در حلال‌های DMF و DMSO تهیه شد و روی هیتر در دمای ۷۰° به مدت ۳۰ دقیقه قرار دادیم تا محلول پروسکایت یکنواخت حاصل شود. محلول پروسکایت بر روی لایه C_{60} وPEDOT:PSS با سرعت ۴۰۰۰ rpm به مدت ۱ دقیقه لایه نشانی شد و در حین لایه نشانی از آنتی‌سالونت کلروبنزن به منظور اصلاح سطح پروسکایت استفاده شد و سلول را در دمای ۱۰۰درجه به مدت ۴۵ دقیقه پخت دادیم. لایه‌نشانی الکترود طلا و نقره بصورت لایه نشانی تبخیری به ضخامت ۶۰ نانومتر صورت گرفت. برای بررسی تأثیر مواد مختلف موجود در ساختار بر میزان جذب رطوبت و تخریب پروسکایت دو ساختار زیر ساخت و مشخصه‌یابی شد:

1. FTO/PEDOT:PSS/Perovskite/C_{60}/Ag
2. FTO/C_{60}/Perovskite/C_{60}/Ag

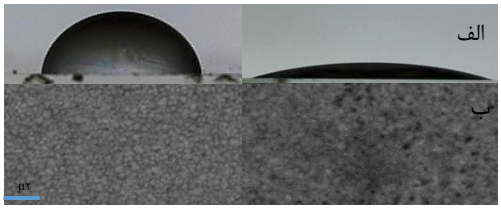
تنها تفاوت این دو ساختار C_{60} و PEDOT:PSS است که به ترتیب به عنوان انتقال دهنده الکترون و حفره استفاده شده‌اند. حضور رطوبت در ساختار منجر به تجزیه پروسکایت و تولید یون ید می‌شود به این صورت که هرچه میزان رطوبت بیشتر باشد تجزیه و میزان یون تولید شده بیشتر خواهد بود[۶]. از طرفی استفاده از الکترود نقره به دلیل واکنش با یون ید تولید شده فرایند تجزیه و زردشدگی را تسریع می‌کند [۷] و منجر به کاهش زمان

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تخریب پروسکایت توسط رطوبت می‌شود (اساساً نقره نقش شتابدهنده را در این آزمایش داشته است). در نهایت با استناد به نتایج بدست آمده از آزمایش فوق سلول مسطح FTO/C_{60}/Perovskite/Au را ساخته و مشخصه یابی کردیم و پارامترهای فوتوولتاییکی آن را طی بیش از ۱۵۰ روز در شرایط تاریک و در مجاورت هوای عادی با رطوبت نسبی ۲۰ درصد مورد بررسی قرار دادیم.

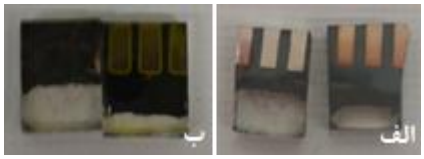
تحلیل نتایج

برای مقایسه‌ی میزان ترشوندگی از اندازه‌گیری زاویه تماس با آب C_{60} و PEDOT:PSS با روش قطره نشسته، استفاده شد. همانطور که در شکل۱ (الف) نشان داده شده است، متوسط زاویه تماس برای C_{60} و PEDOT:PSS به ترتیب ۸۲ و ۱۴ درجه اندازه گیری شد که تفاوت در انرژی سطحی و میزان ترشوندگی این دو فیلم را به خوبی نشان می‌دهد. در شکل۱ (ب) تصاویر SEM از مورفولوژی سطح پروسکایت نشان داده شده است که نشان می‌دهد هرچه زاویه تماس بیشتر باشد کریستال‌های سطح بزرگتر و مرزدانه‌ها کمتر می‌شود که خود منجر بهبود پایداری و کاهش هیستریسیس سلول می‌شود[۸]. همانطور که مشاهده می‌شود متوسط اندازه ذرات برای لایه پروسکایت با زیر لایه C_{60}(شکل سمت چپ) ۳۰۰ نانومتر در حالیکه این مقدار برای پروسکایت با زیر لایه PEDOT:PSS(شکل سمت راست) در حدود ۱۱۰ نانومتر می‌باشد همچنین در شکل سمت راست بلورها به هم فشرده‌تر حفرات کمتر است که این امر نیز بر پایداری سلول مؤثر خواهد بود.



شکل ۱: الف) تصاویر زاویه تماس آب با تکنیک قطره نشسته بر روی سطوح PEDOT:PSS و C_{60} ب) تصاویر SEM پروسکایت بر روی C_{60} و PEDOT:PSS

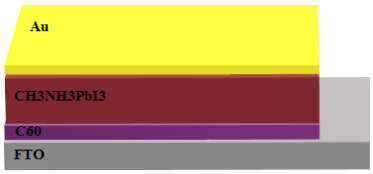
در شکل۲ تصاویر زرد شدگی و تجزیه پروسکایت در دو ساختار آزمایشی پس از ۱۰ روز نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود در ساختار شامل PEDOT:PSS (ساختار۱) به دلیل جذب رطوبت در ساختار میزان زرد شدگی و تخریب پروسکایت و واکنش یونهای ید با الکترود نقره (تیره شدن نقره) بیشتر و سریعتر بوده است.



شکل ۲: تصاویر تجزیه لایه پروسکایت پس از ۱۰ روز سلول‌های سمت راست مربوط به ساختار ۱ و سلول‌های سمت راست مربوط به ساختار ۲ می‌باشد الف) رو به الکترود و سطح سلول ب) پشت الکترود و سطح

ساخت و مشخصه یابی سلول

با توجه نتایج آزمایشات انجام شده سلول خورشیدی پروسکایتی مسطح با ساختار FTO/C_{60}/PVSC/Au (شکل ۳) را ساخته و مشخصه‌یابی کردیم و تغییرات پارامترهای فتوولتاییکی آن را طی ۶۰ روز (۱۴۴۰ ساعت) مورد بررسی‌قراردادیم.



شکل ۳: شماتیکی از ساختار سلول

بالاترین بازدهی سلول با با ساختار پیشنهادی نشان داده شده در شکل ۳، به ۱۱/۱ درصد رسید که بالاتر از بیشینه‌ی بازدهی‌ها در ساختار بدون انتقال دهنده حفره که ۱۰,۱۵ بوده است[۹]. در جدول ۱ پارامترهای مربوط به عملکرد سلول ساخته شده خلاصه شده است.

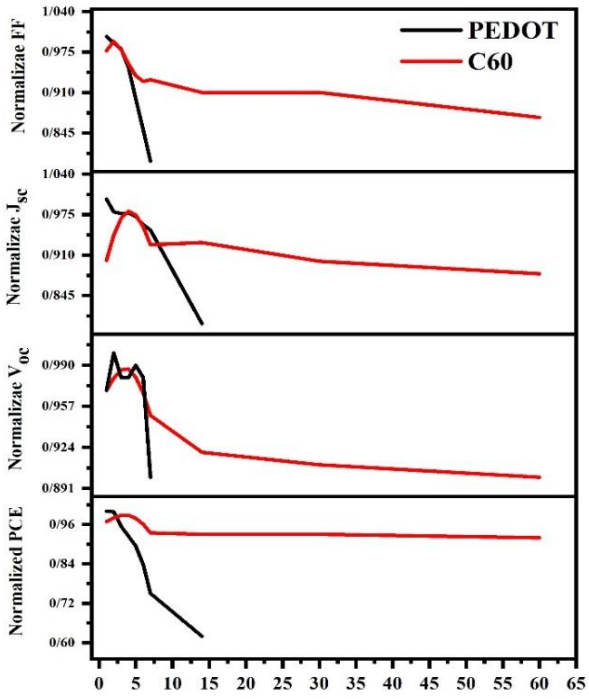
Efficiency(%)	V_{oc}(v)	J_{sc}(mAcm^{-2})	xFF
۱/۱۱	۸۵/۰	۲۲/۹۵	۰/۵۶

جدول ۱: بالاترین بازدهی در ساختار صفحه‌ای بدون انتقال

در شکل ۴ نمودارهای میانگین پارامترهای الکتریکی سلول را طی گذشت ۶۰ روز نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود پس از سه روز به بیشینه‌ی پارامترها دست یافتیم و پس افتی اندک تا روز چهاردهم تقریبا پارامترها تا روز ۶۰ام ثابت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مانده اند. این در حالی است که وی و همکاران[۱۰] با ساختار FTO/PEDOT:PSS/PVSC/PCBM/Al برای ساختار معکوس صفحه‌ای مشتمل بر PEDOT:PSS افت شدیدی را در حدود ۸۰ درصد بازدهی برای ۳۵۰ ساعت ثبت کرده است که قابل توجیه با نتایج آزمایش می‌باشد.



شکل۴: نمودارهای میانگین پارامترهای الکتریکی سلول را طی گذشت ۶۰ روز در برای سلول بر پایه C60 (خط قرمز) و ۱۴ روز برای سلول بر پایه‌ی PEDOT:PSS (خط سیاه) ارجاع شده به مقاله‌ی وی[۱۰]

نتیجه‌گیری

با بررسی خواص آبدوستی دو لایه معمول در ساختارهای سلول‌های خورشیدی پروسکایتی مشخص شد که جایگزین کردن لایه فولرن با لایه Pedot:pss ، فولرن می‌تواند نقش بسیار موثری در پایداری سلول داشته باش. نتایج آزمایش نشان داد که ساختار FTO/C60/Perovskite/AU بازدهی و پایداری به مراتب بیشتری را نسبت به بهترین گزارش‌های قبلی دارد.

مرجع‌ها

[1] M. A. Green, Y. Hishikawa, E. D. Dunlop, D. H. Levi, J. Hohl-Ebinger, and A. W. Y. Ho-Baillie, “Solar cell efficiency tables (version 52),” *Prog. Photovoltaics Res. Appl.*, vol. 26, no. 7, pp. 427–436, 2018.

[2] H. Tsai *et al.*, “High-efficiency two-dimensional Ruddlesden–Popper perovskite solar cells,” *Nature*, vol. 536, no. 7616, pp. 312–316, 2016.

[3] M.nematollahi, M.tavakoli et al., "Plasma surface modification of Poly(3-hexylthiophene)(P3HT) layer to enhance perovskite solar cell performance",Internatial congress on Nanoscience & Nanotechnology(ICNN2018.)

[4] L.Qiu *et al*, “Engineering Interface Structure to Improve Efficiency and Stability of Organometal Halide Perovskite Solar Cells,” pp. 511–520, 2017.

[5] J. A. Christians, P. A. Miranda Herrera, and P. V. Kamat, “Transformation of the Excited State and Photovoltaic Efficiency of CH 3 NH 3 PbI 3 Perovskite upon Controlled Exposure to Humidified Air,” *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 137, no. 4, pp. 1530–1538, Feb. 2015.

[6] Y. Kato, L. K. Ono, M. V. Lee, S. Wang, S. R. Raga, and Y. Qi, “Silver Iodide Formation in Methyl Ammonium Lead Iodide Perovskite Solar Cells with Silver Top Electrodes,” *Adv. Mater. Interfaces*, vol. 2, no. 13, pp. 2–7, 2015.

[7] C. Besleaga *et al.*, “Iodine Migration and Degradation of Perovskite Solar Cells Enhanced by Metallic Electrodes,” *J. Phys. Chem. Lett.*, vol. 7, no. 24, pp. 5168–5175, 2016.

[8] C. Bi, Q. Wang, Y. Shao, Y. Yuan, Z. Xiao, and J. Huang, “Non-wetting surface-driven high-aspect-ratio crystalline grain growth for efficient hybrid perovskite solar cells,” *Nat. Commun.*, vol. 6, p. 7747, 2015.

[9] W. Liu *et al.*, “Diameter engineering on TiO2 nanorod arrays for improved hole-conductor-free perovskite solar cells,” *Sol. Energy*, vol. 166, pp. 42–49, May 2018.

[10] W. Y. Chen *et al.*, “Low-cost solution-processed copper iodide as an alternative to PEDOT:PSS hole transport layer for efficient and stable inverted planar," Nanoscale Research Letters , pp.159-168, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تأثیر میدان مغناطیسی بر ناپایداری جینز پلاسمای غباری با توزیع کاپا الکترونی و یونی

لیدا اسمعیلی شجاع، لعیا شاه رسائی، سیّد جلال پسته‌ای

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

چکیده – در این مقاله، تاثیر میدان مغناطیسی بر ناپایداری جینز در یک پلاسمای غباری به شدت جفت شده شامل یون‌ها و الکترون‌ها با توزیع کاپا و دانه‌های غبار دارای بار منفی با توزیع ماکسولی مطالعه شده است. معادلات اساسی مربوطه را با استفاده از مدل هیدرودینامیکی تعمیم یافته حل نموده و رابطه پاشندگی را از طریق نظریه‌های جنبشی و سیالی به دست آورده و دریافتیم که هر دو مدل به نتایج مشابهی منجر می‌شود. همچنین نرخ رشد ناپایداری را در مدل هیدرودینامیکی محاسبه نمودیم.

کلید واژه- پلاسمای غباری، تابع توزیع کاپا، ناپایداری جینز، میدان مغناطیسی.

Effect of Magnetic Field on Jeans Instability of Dusty Plasma with Electron and Ion kappa distribution

Lida Esmaeili Shojaa, Laya shahrassai, Seyed Jalal Pestehe

Department of Physics, Tabriz University, Tabriz

Abstract- In this paper, the effect of the magnetic field on the Jeans instability in strongly coupled dusty plasma containing ions and electrons with kappa distributions, and dust grains with negative charge, with Maxwell distribution has been studied. We solved the fundamental equations, by the use of generalized hydrodynamic model, and obtained the dispersion relation from kinetic and hydrodynamic theories, we found that both lead similar results. We calculate the growth rate of instability in the case of hydrodynamical model.

Keywords: Dusty Plasma, Kappa Distribution, Jeans Instability, Magnetic Field.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

ابرهای گازی بزرگ، در اثر نیروی گرانشی خود ناپایدار شده و در بعضی نقاط که چگال‌تر هستند، تبدیل به پیش ستاره می‌شوند، این فرایند ناپایداری جینز نام دارد.

ابرهای گازی از گاز خنثی، پلاسما و دانه‌های غبار تشکیل شده‌اند[۱].ذرات غبار بسته به فرایند بار دار شدن می‌توانند مثبت یا منفی باشند. این ذرات با شعاعی حدود $1\mu m$ و جرم بزرگتر نسبت به یون و الکترون می‌باشند. علاوه بر نیروی گرانشی، نیروهای الکتریکی و مغناطیسی نیز بر پایداری ابرها تأثیر خواهند داشت[۲].

پلاسماهای نجومی، دارای جمعیت زیادی از ذرات پر انرژی هستند، تابع توزیع مناسب برای توزیع سرعت ذرات پر انرژی تابع توزیع کاپا (لورنتسی) می باشد. این تابع با اندیس طیفی κ مشخص می‌شود. در حالت حدی $\kappa\to\infty$ به تابع توزیع ماکسول- بولتزمن تبدیل می‌شود[۳].

در این مقاله ناپایداری جینز در یک پلاسمای غباری با تابع توزیع کاپا برای الکترون‌ها و یون‌ها در حالت جفت شدگی بسیار قوی با حضور میدان مغناطیسی بررسی شده و معادله پاشندگی را از طریق نظریه‌های سیالی و جنبشی به دست می‌آوریم.

۲- تئوری

یک پلاسمای غباری، شامل یون‌های مثبت، الکترون‌های منفی وذرات غبار با بار منفی و ثابت در نظر می‌گیریم. معادلات مربوط به این نوع پلاسما، عبارتند از:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t}+\vec{\nabla}\cdot\left(n_\alpha\vec{v}_\alpha\right)=0 \qquad (۱)$$

$$m_\alpha\frac{d\vec{v}_\alpha}{dt}=q_\alpha E_2+m_\alpha E_1-\left(\frac{k_BT}{n_\alpha}\right)\nabla n_\alpha \qquad (۲)$$

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E}_1=4\pi G m_d n_d \qquad (۳)$$

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E}_2=4\pi\left[e\left(n_i-n_e\right)+q_d n_d\right] \qquad (۴)$$

معادلات (۱) تا (۴) به ترتیب معادلات پیوستگی، حرکت، پواسون گرانشی و پواسون الکتروستاتیکی ذره نوع $\alpha=i,e,d$ که به ترتیب بیانگر یون، الکترون و غبار، می باشد. $E_1=-\nabla\psi$ میدان گرانشی ذرات غبار و $E_2=-\nabla\phi$ میدان الکتروستاتیکی، ψ و ϕ به ترتیب پتانسیل گرانشی، پتانسیل الکتروستاتیکی و کمیات n_α، v_α، T_α، q_α، m_α به ترتیب چگالی، سرعت سیالی، دما، بار ذره و جرم ذره نوع $\alpha=i,e,d$ است. e بار الکترون و یون، k_B ثابت بولتزمن و G ثابت گرانش می باشد.

با در نظر گرفتن امواج تخت به صورت $\exp i\left(\vec{k}\cdot\vec{r}+\omega t\right)$ (ω فرکانس هماهنگ اختلالی، $\vec{r}$ بردار مکان و $\vec{k}=k_x x+k_z z$ بردار موج) و با فرض کمیت‌ها به صورت اختلالی معادله حرکت به صورت زیر خواهد بود:

$$\left(1+\tau_m\,\partial/\partial t\right)\left[\begin{array}{l} m_d n_{d0}\dfrac{\partial\vec{v}_{d1}}{\partial t}+m_d n_{d0}\nabla\psi- \\ z_d e n_{d0}\nabla\phi+z_d e n_{d0}\left(\vec{v}_{d1}\times\vec{B}\right)\end{array}\right]=\eta\frac{\partial^2 v_{d1}}{\partial x^2} \qquad (۵)$$

که از اختلالات مرتبه دوم صرف نظر شده و معادله به صورت خطی شده، نوشته شده است.

تابع توزیع ذرات برای الکترون و یون به صورت زیر نشان داده می‌شود:

$$f_\kappa\left(v_\alpha\right)=\frac{n_{\alpha0}}{\left(\pi\kappa\theta^2{}_\alpha\right)^{3/2}}\frac{\Gamma\left(\kappa_\alpha+1\right)}{\Gamma\left(\kappa_\alpha-\frac{1}{2}\right)}\left(1+\frac{v^2{}_\alpha}{\kappa_\alpha\theta^2{}_\alpha}\right)^{-(\kappa+1)} \qquad (۶)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

که $n_{\alpha 0}$ چگالی حرارتی و $\theta_\alpha^{\,2}=\left(\frac{\kappa-3/2}{\kappa}\frac{2k_BT_\alpha}{m_\alpha}\right)$ سرعت حرارتی تعمیم یافته ذره نوع $\alpha=i,e$ و Γ تابع گاما می‌باشد.

برای اینکه θ_α حقیقی باشد، باید $\kappa>\frac{3}{2}$. درتابع توزیع ذکر شده، به علت جرم بسیار کوچک یون و الکترون نسبت به ذرات غبار از انرژی گرانشی در مقایسه با انرژی-های الکتروستاتیکی و جنبشی صرف نظر می نماییم.

چگالی ذره نوع $\alpha=i,e$ برابر است با:

$$\begin{aligned} n_\alpha &= n_\alpha=\int f_\kappa(v_\alpha)d^3v_\alpha \\ &= n_{\alpha 0}\left(1-\frac{(2\kappa_\alpha-1)q_\alpha\phi}{(2\kappa_\alpha-3)k_BT_\alpha}\right) \end{aligned} \qquad (۷)$$

اگر فرض کنیم $T_i=T_e$ ، $\kappa_i\neq\kappa_e$ و دانه‌های غبار با بار بزرگ منفی باشد، موجب می‌شود که انرژی پتانسیل کولمبی بسیار بیشتر از انرژی حرارتی ذرات پلاسما بشود. این حالت پلاسمای غباری جفت شده قوی نامیده می-شود[۴]. در بررسی پایداری چنین سیستم‌هایی از مدل هیدرودینامیکی تعمیم یافته استفاده می‌شود[۵].

شرط شبه خنثی بودن $(n_{i0}=n_{e0}+z_dn_{d0})$ را داریم، z_d تعداد الکترون‌های روی سطح غبار می‌باشد. تمام کمیت های فیزیکی به صورت $(A=A_1+A_0)$، که در آن اندیس یک (صفر) مقدار اختلالی (تعادلی) کمیت را نشان می‌دهد. با در نظر گرفتن مرتبه اول، معادله (۴) را خطی سازی و با جاگذاری مقادیر چگالی ذره نوع $\alpha=i,e,d$ مقدار پتانسیل الکتروستاتیکی به دست می‌آید:

$$\phi=\frac{\lambda_{D\kappa}^{\,2}4\pi q_dn_{d1}}{\kappa^2\lambda_{D\kappa}^{\,2}+1} \qquad (۸)$$

$$\frac{1}{\lambda_{Dk}^{\,2}}=\frac{1}{\lambda_D^{\,2}}\left[\frac{2\kappa_i-1}{2\kappa_i-3}+\frac{2\kappa_e-1}{2\kappa_e-3}\right] \qquad (۹)$$

$$\frac{1}{\lambda_{Di}^{\,2}}+\frac{1}{\lambda_{De}^{\,2}}=\frac{1}{\lambda_D^{\,2}} \qquad (۱۰)$$

که در آن λ_{Dk}، λ_D طول دبای در پلاسمای غباری به ترتیب با توزیع کاپا و توزیع ماکسول و $\frac{1}{\lambda_{D\alpha}^{\,2}}=\frac{4\pi n_0e^2}{k_BT_\alpha}$ طول دبای ذره نوع $\alpha=i,e$ هستند.

با اعمال $\left(\frac{\partial}{\partial t}\to i\omega,\vec{\nabla}\to ik\right)$ در معادلات (۱)، (۳)، (۴)، (۵) در این صورت رابطه پاشندگی در مورد پلاسمای غباری جفت شده قوی به صورت زیر در می‌آید:

$$\begin{aligned} &\left(\omega^2+\omega_J^{\,2}-i\omega\omega_{cd}\right)-k^2\omega_{pd}^{\,2}\left(\frac{\lambda_{D\kappa}^{\,2}}{\kappa^2\lambda_{D\kappa}^{\,2}+1}\right) \\ &=\frac{\eta k^2}{m_dn_{n0}}\left(\frac{i\omega}{1+i\omega\tau_m}\right) \end{aligned} \qquad (۱۱)$$

که در آن $\omega_{Jd}^{\,2}=4\pi Gm_dn_{d0}$ فرکانس جینز برای ذرات غبار، $\omega_{pd}^{\,2}=\frac{4\pi z_d^{\,2}e^2n_{d0}}{m_d}$ فرکانس پلاسمایی برای ذره غبار و $\omega_{cd}=\frac{z_deB_0}{m_d}$ فرکانس سیکلوترونی غبار، می-باشند[۶]. نهایتاً رابطه پاشندگی، معادله (۱۱)، را برای فرکانس پایین در نظریه سیالی و برای فرکانس نسبتاً بالا برای نظریه جنبشی بحث می‌کنیم.

۲-۱- نظریه سیالی: رابطه پاشندگی را با استفاده از نظریه سیالی و در حضور میدان مغناطیسی در پلاسمای جفت شده قوی با در نظر گرفتن توزیع کاپای ذکر شده و شرط $(\omega\tau<<1,i\omega=\sigma)$ به شکل زیر در می‌آید:

$$\sigma^2+\omega_{cd}\sigma+\nu_{cd}^{\,2}\tau_mk^2\sigma+\frac{\omega_{pd}^{\,2}k^2\lambda_{Dk}^{\,2}}{1+k^2\lambda_{Dk}^{\,2}}-\omega_{Jd}^{\,2}=0 \qquad (۱۲)$$

در رابطه (۱۲) $\nu_{cd}^{\,2}=\frac{\eta}{m_dn_{d0}\tau_m}$ است و همچنین با بهنجار کردن کمیات فیزیکی به صورت زیر:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\gamma=\frac{\sigma}{\omega_J},k^*=\frac{kv_{da}}{\omega_J},v_{cd}{}^*=\frac{v_{cd}}{v_{da}},\tau_m{}^*=\tau_m\omega_J,$$
$$\omega_{pd}{}^*=\frac{\omega_{pd}}{\omega_J},\omega_{cd}{}^*=\frac{\omega_{cd}}{\omega_J},\lambda_{Dk}{}^*=\frac{\lambda_{Dk}\omega_J}{v_{da}} \quad (۱۳)$$

رابطه (۱۲)، به شکل زیر به دست می‌آید:

$$\gamma^2+\gamma\omega_{cd}{}^*+\frac{k^{*2}\lambda_{Dk}{}^{*2}\omega_{pd}{}^{*2}}{k^{*2}\lambda_{Dk}{}^{*2}+1}+v_{cd}{}^{*2}k^{*2}\gamma\tau^*-1=0 \quad (۱۴)$$

۲-۲-نظریه جنبشی: رابطه پاشندگی با استفاده از نظریه جنبشی در مورد امواج با فرکانس نسبتاً بالا در پلاسمای غباری جفت شده قوی با شرط $(\omega\tau>>1,i\omega=\sigma)$ و نرمالیزه کردن توسط پارامتر های معرفی شده، به دست آمد:

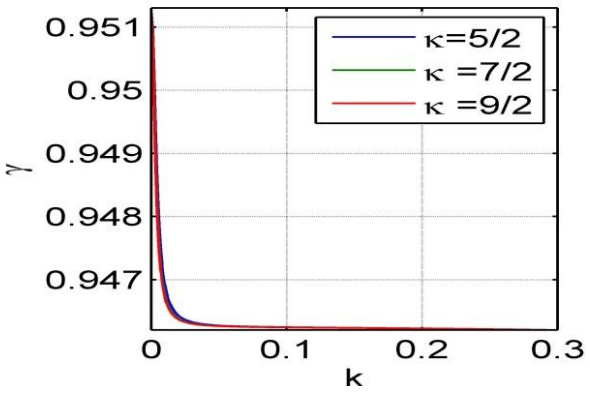
$$\gamma^2+\gamma\omega_{cd}{}^*+\frac{k^{*2}\lambda_{Dk}{}^{*2}\omega_{pd}{}^{*2}}{k^{*2}\lambda_{Dk}{}^{*2}+1}+v_{cd}{}^{*2}k^{*2}-1=0 \quad (۱۵)$$

۳- حل عددی

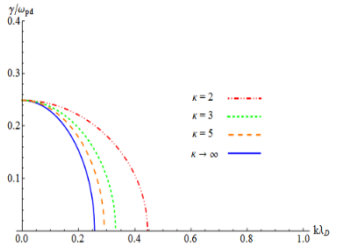
پارامترها را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$\omega_{cd}{}^*=0.1\quad \omega_{pd}{}^*=0.1\quad v_{cd}{}^*=0.1$$
$$\tau^*=0.1\qquad e=1.602\times10^{-19}c\quad k_B=1.38\times10^{-23}$$
$$n_{i0}=10^{12}m^{-3}\quad n_{e0}=7.6\times10^{9}m^{-3}\quad T_e=T_i=3\times10^3k$$

به ازای κ های مختلف نمودار نرخ رشد در نظریه سیالی برای $\omega_{cd}{}^*=0.1$ در شکل۱ رسم شده است.



شکل ۱: نمودار قسمت حقیقی نرخ رشد ناپایداری بر حسب عدد موج



شکل ۲: نمودار نرخ رشد ناپایداری بر حسب عدد موج[۱]

۴- نتیجه گیری

در این مقاله، تأثیر میدان مغناطیسی خارجی را بر روی ناپایداری جینز با استفاده از توزیع کاپای الکترونی و یونی در پلاسمای غباری جفت شده بسیار قوی بررسی نموده و معادله پاشندگی برای نظریه های جنبشی و سیالی را محاسبه نمودیم. همچنین روش هیدرودینامیکی تعمیم یافته در توصیف دینامیک سیستم مورد استفاده قرار گرفت. نشان دادیم افزایش میدان مغناطیسی منجر به کاهش رشد ناپایداری شده به صورت عددی، با رسم نمودار به دست آمد.

۵- مرجع ها

[1] N. Afshari, H. Hakimi Pajouh, and M. R. Rouhani, *Jeans instability of a Dusty Plasma with Superthermal Ions and Electrons*, opsi, vol. 21,2015.

[2] N. Shukla, W. M. Moslem, and P. K. Shukla, *Instability of electromagnetic waves in a self-gravitating rotating magnetized dusty plasma with opposite polarity grain*, Physics of Plasmas, Article vol. 14 2007.

[3] D. Summers and R. M. Thorne, *The modified plasma dispersion function*, Physics of Fluids B, Article vol. 3,1991.

[4] A. A. Mamun, K. S. Ashrafi, and P. K. Shukla, *Effects of polarization force and effective dust temperature on dust-acoustic solitary and shock waves in a strongly coupled dusty plasma*, Physical Review E, vol. 82,2010.

[5] R. P. Prajapati and R. K. Chhajlani, *Self-gravitational instability in magnetized finitely conducting viscoelastic fluid*, Astrophysics and Space Science, Article vol. 344, 2013.

[6] R. K. Chhajlani and P. Sharma, *Effect of magnetic field on Jeans instability of self gravitating strongly coupled dusty plasma*, in Journal of Physics: Conference Series, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی مُدهای پلاسمونی در نانو روزنه‌های عمودی

پویا علی‌بیگلو[۱]، مصطفی قربان‌زاده[۲]، محمد کاظم مروج فرشی[۱]

[۱]دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، هسته پژوهشی نانو پلاسموفتونیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران
[۲]دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار

چکیده – در این پژوهش، به بررسی مُدهای پلاسمونی تحریک شده توسط نانو روزنه‌های فلزی می‌پردازیم. برای اینکار نانو روزنه-هایی با پروفایل عمودی مختلف را طراحی کرده‌ایم که دارای پروفایل بیشینه شدت میدان پلاسمونی در طول موج‌های مختلف انـد. پس از بررسی اثر جنس بستر، قطر نانو روزنه، و ضخامت بر مُدهای پلاسمونی تحریک شده در نانو روزنـه‌هـا، تحقـق جمـع آثـار و جابجایی شدت میدان بیشینه در راستای عمودی روزنه‌ی استوانه‌ای تو در تو بررسی شده است. شبیه سازی‌های صورت گرفته نشان می‌دهد که ساختار پیشنهادی می‌تواند به عنوان یک سیستم کنترل کننده پلاسمونی، با تغییر طول موج لیزر ورودی، برای جابجایی نانوذرات در راستای عمق نانو روزنه مورد استفاده قرار گیرد.

کلید واژه- مُدهای پلاسمونی، نانو روزنه

Investigation of the Plasmonic Modes in Vertical Nano-holes

Pooya Alibeigloo[1], Mostafa Ghorbanzadeh[2], Mohammad Kazem Morravej-Farshi[1]

[1]Faculty of ECE, Nano Plasmo-Photonic Research Group, Tarbiat Modares University, Tehran
(alibeigloo.pooya@gmail.com), (moravvej@modares.ac.ir)
[2] School of Electrical & Computer Engineering, Hakim Sabzevari University, Sabzevar
(m.ghorbanzadeh@hsu.ac.ir)

Abstract- We investigate the behavior of the plasmonic modes excited by the nanoholes structures. For this purpose, we have designed a vertical nanohole structure that realizes the different plasmonic fields maxima when excited with different incident wavelengths. After examining the effect of the substrate material and nanohole dimensions on the excited plasmonic modes, we have shown the realization of the superposition effect and displacement of the maximum field intensity along the depth of the double-step cylindrical holes. Simulations show that the proposed structure can be used as a plasmonic manipulation system, by well adjusting the incident laser beam, to move nanoparticles along the depth of the proposed nanoholes.

Keywords: Plasmonic Modes, Nanohole

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

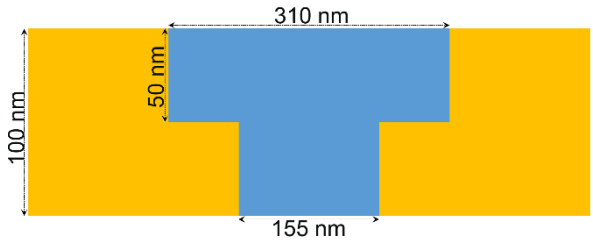
مقدمه

توانایی لیزر در تله‌اندازی میکروذرات ابتدا توسط اشکین [۱] نشان داده شد. پس از آن، نیروهای نوری به طور گسترده برای دستکاری میکرو و نانوذرات به کار گرفته شدند. یک روش معمول برای این کار استفاده از انبرک نوری است. در انبرک نوری متداول، (میدان دور) برای تله‌اندازی و کنترل ذرات با نور، از پرتو لیزر متمرکز شده در یک نقطه استفاده می‌شود. انبرک‌های نوری متداول به شدت بالای نور تابشی و همچنین تمرکز مکانی شدید پرتو لیزر در نقطه کانونی، برای تله‌اندازی نوری نیاز دارند. در نتیجه باریکه لیزر متمرکز شده می‌تواند با ایجاد گرمای شدید در نقطه کانونی، باعث آسیب رسیدن به نمونه مخصوصا در مطالعات زیستی شود. بنابراین در سال‌های اخیر انبرک پلاسمونی نیز مورد توجه قرار گرفته است. از دیگر مزیت‌های این روش قابلیت مجتمع‌سازی انبرک و ایجاد آزمایشگاه روی تراشه است[۲]. در سال‌های اخیر کارهای زیادی در زمینه‌ی تله‌اندازی و آشکارسازی ذرات بیولوژیکی در یک زوج نانو روزنه یا آرایه‌ای از آن‌ها انجام شده است [۳-۵].

با توجه به ویژگی های پلاسمونی لایه های طلا و آلومینیوم که دارای مدهای روزنانس در گستره‌ی طول موج ۳۰۰ تا ۲۰۰۰ نانومتر اند، برای مطالعه خواص پلاسمون‌های موضعی در سطح نانو روزنه‌های ایجاد شده در این فلزات برای هدف تله اندازی نانو درات استفاده می کنیم.

نتایج شبیه‌سازی

در این گزارش، نانو روزنه‌های تک استوانه‌ای و دو استوانه‌ی تو در تو ابعاد مشخص (شکل ۱) در یک ورقه‌ی طلا به ضخامت ۱۰۰nmدر نظر گرفته و در معرض تابش از منبع نوری با طول موج در گستره‌ی ۳۰۰ تا ۲۰۰۰ نانومتر قرار می‌دهیم. آنگاه موقعیت بیشینه‌ی شدت میدان

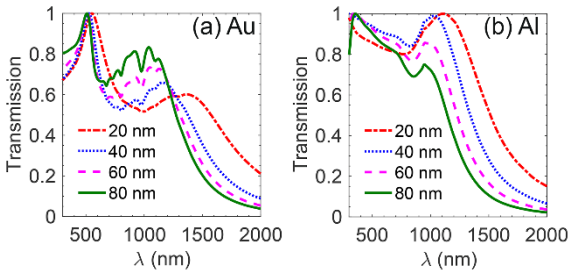


شکل ۱: شمای ساده‌ای از ساختار یک لایه‌ی طلا حاوی دو روزنه-ی استوانه‌ای تو در تو با شعاع‌های ۷۷٫۵ و ۱۵۵نانومتر

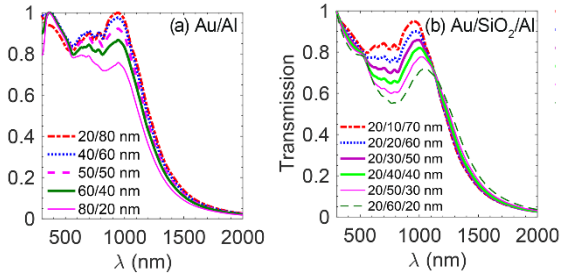
پلاسمون‌های موضعی در داخل نانو روزنه تعیین می‌شود. به منظور بررسی تاثیر جنس و ضخامت ورقه فلز،ابتدا، یک ورقه‌ی طلا و یک ورقه‌ی آلومینیوم را که درون هر یک نانو روزنه‌ای استوانه‌ای به شعاع ۱۵۵نانومتر قرار دارد در نظر می‌گیریم. با تغییر ضخامت ورقه‌ها و با استفاده از روش عددی تفاضل متناهی در حوزه‌ی زمان ، ضریب عبور برحسب طول موج منبع ورودی محاسبه می کنیم (شکل ۲). همان‌طور که مشاهده می‌شود، با افزایش ضخامت نوار طلا و آلومینیوم، یک جابه‌جایی آبی در طیف های عبور پدیدار می‌شود. همچنین برای لایه طلا، بر خلاف آلومینیوم، علاوه بر قله‌ی اصلی هر طیف حوالی ۵۰۰ نانومتر، قله‌ی دیگری در یک طول موج بلندتر ظاهر می-شود. اندازه‌ی این قله با افزایش ضخامت طلا به مرور افزایش می‌یابد.

سپس اثر جنس لایه‌های تشکیل دهنده‌ی نانو روزنه‌ی تک استوانه‌ای روی ضریب عبور را بررسی میکنیم. برای اینکار دو نانو لایه‌ی طلا و آلومینیوم با ضخامت های متفاوت را روی هم قرار داده درون این دولایه روزنه‌ای استوانه‌ای به شعاع ۱۵۵ نانومتر در نظر می‌گیریم. سپس با در نظر گرفتن ضخامت کل ۱۰۰ نانومتر برای دو لایه شبیه سازی قبلی را تکرار می‌کنیم. نتایج به دست آمده در شکل ۳ نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل ملاحظه می‌شود، در طیف این ساختار دولایه نیز قله های دوم ناشی از طلا نیز پدیدار می‌شود. اما با افزایش ضخامت لایه آلومینیوم (کاهش ضخامت لایه طلا) شدت این قله به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲: ضریب عبور برحسب طول موج برای یک نانو روزنه به شعاع ۱۵۵ نانومتر به ترتیب درون (الف) لایه طلا و (ب) لایه آلومینیوم به ضخامت‌های ۲۰، ۴۰، ۶۰ و ۸۰ نانومتر



شکل ۳: ضریب عبور برحسب طول موج برای نانو روزنه به شعاع ۱۵۵ نانومتر، (الف) لایه‌های طلا و آلومینیوم و (ب) لایه‌های طلا، آلومینیوم و حائل SiO_2

آرامی کاهش پیدا می‌کند، درحالی که طول موج متناظر آن تغییری نمی‌کند. به عبارت دیگر، در حالی‌که ضخامت کل ثابت باشد، در حضور لایه‌ی آلو مینیوم تغییر همزمان ضخامت لایه‌ها بر طول موج قله طیف عبور تاثیری ندارد.

در گام بعدی میان دو لایه‌ی طلا ۸۰ نانومتری و آلومینیوم ۲۰ نانومتری یک لایه‌ی جداساز از جنس SiO_2 به ضخامت ۱۰ تا ۶۰ نانومتر قرار داده اثر حضور و ضخامت آن را بر طیف ضریب عبور محاسبه می‌کنیم. نتایج حاصل در شکل ۳ نمایش داده شده است. از این نتایج در می‌یابیم، با افزایش ضخامت لایه جداساز، نه تنها اندازه‌ی قله‌ی طیف عبور کاهش می‌یابد بلکه یک جابه‌جایی قرمز نیز در در طیف ضریب عبور ایجاد می‌شود.

در ادامه، تحقق جمع آثار در ساختارهای چند لایه‌ی مطرح شده در بالا را بررسی می‌کنیم. برای این کار طول موج‌های متناظر با بیشینه‌های شدت میدان در جدول ۱ ارائه می‌کنیم. با بررسی این جدول می‌توان نتیجه گرفت که در ساختار چند لایه، خواه لایه‌ی جداساز SiO_2 حضور داشته و خواه حضور نداشته باشد، جمع آثار رخ نمی‌دهد.

درواقع طول موج‌های متناظر با میدان بیشینه در حالتی که لایه‌های طلا و آلومینیوم روی هم قرار دارند، برابر مجموع طول موج‌های لایه طلا و لایه آلومینیوم به طور جداگانه نیست. بنابراین حالت دیگری یعنی یک لایه طلا و دو روزنه‌ی تو در تو (مطابق شکل ۱) به قطرهای مختلف روی هم را شبیه‌سازی می‌کنیم و تحقق جمع آثار را در آن بررسی می‌نماییم. یک نوار طلا به ضخامت ۱۰۰ نانومتر ثابت، دو روزنه‌ای که به صورت عمودی روی هم قرار گرفته‌اند، ضخامت هرکدام ۵۰ نانومتر و شعاع‌هایشان ۷۷٫۵ و ۱۵۵ نانومتر است، در نظر می‌گیریم. شبیه‌سازی را یک بار بدون قرار دادن لایه جداساز و یک بار با قرار دادن آن به ضخامت ۲۰ نانومتر انجام می‌دهیم. نتایج در جدول ۲ ارائه شده است. با توجه به این جدول مشاهده می‌شود که طول موج های میدان بیشینه در حالتی که دو روزنه‌ی تو در تو به قطرهای متفاوت درون یک نوار طلا داریم، مجموعه‌ای از طول موج‌های دو روزنه‌ی تک استوانه‌ای به طور جداگانه است. البته باید خاطر نشان کرد که بهترین حالت، زمانی است که یک لایه جداساز SiO_2 به ضخامت ۲۰ nm در وسط لایه طلا قرار می‌دهیم،

جدول ۱: مقایسه طول موج‌های متناظر با بیشینه میدان در ساختار های تک، دو و سه لایه

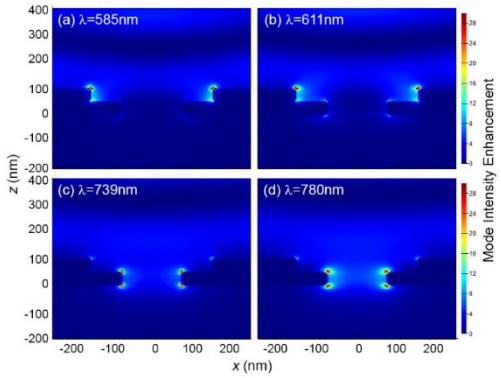
جنس لایه	Al		Au	Al/Au		Al/SiO2/Au	
ضخامت (nm)	۲۰	۴۰	۶۰	۴۰/۶۰		۲۰/۲۰/۶۰	
موقعیت میدان بیشینه (z: nm)	۲۰	۴۰	۰	۰	۱۰۰	۰	۱۰۰
طول موج های متناظر با میدان بیشینه (λ:nm)	۴۹۸	۵۱۵	۵۵۷	۵۷۱	۵۵۳	۵۵۷	۱۰۸۸
	۱۲۳۰	۱۱۲۲	۹۶۸	۶۶۲	۱۳۹	۹۶۸	–
	–	–	۱۰۶۳	۷۱۳	–	۱۰۶۳	–
	–	–	۱۱۵۳	۷۴۷	–	۱۱۵۳	–
	–	–	–	۹۴۸	–	–	–

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

جدول ۲: مقادیر طول موج‌های متناظر با میدان بیشینه در ساختار نانو روزنه‌ی دو پله درون یک لایه طلا به ضخامت ۱۰۰ نانومتر

نوع نانو روزنه	تکی		تو در تو بدون جداساز		تو در تو با جداساز	
شعاع نانو روزنه (nm)	۷۷٫۵	۱۵۵	۱۵۵/۷۷٫۵		۱۵۵/۷۷٫۵	
موقعیت میدان بیشینه (z: nm)	۰	۵۰	۰	۱۰۰	۰	۱۰۰
طول موج های متناظر با میدان بیشینه (λ:nm)	۶۶۶	۵۴۷	۵۴۹	۵۷۱	۶۶۹	۵۵۳
	۷۲۸	۱۱۱۴	۶۶۲	۶۷۸	۷۲۸	۸۷۲
	۷۶۷	۱۲۸۷	۷۲۴	۷۳۵	۷۶۷	۱۰۶۹
	۸۲۶	–	۷۶۷	۸۷۷	۸۳۱	–
	–	–	۸۲۱	۱۱۰۵	–	–

که باعث تفکیک‌پذیری مُدهای پلاسمونی تحریک شده می‌شود. به عبارتی دیگر در نانوساختار روزنه‌ی تو در تو، شدت میدان در روزنه‌ی پایینی (قطر کوچک) هنگامی بیشینه می‌شود که نانوساختار را در معرض طول موج‌های تحریک مخصوص همان روزنه‌ی استوانه‌ای کوچک قرار دهیم، و بالعکس شدت میدان در روزنه‌ی بالایی (قطر بزرگ) زمانی بیشینه می‌شود که نانوساختار را در معرض طول موج‌های تحریک مخصوص روزنه‌ی استوانه‌ای بزرگ قرار دهیم. بنابراین تحقق جمع آثار را در این ساختار پیشنهادی می‌توان نتیجه گرفت. در شکل ۴ پروفایل‌های دو بعدی اندازه شدت میدان نور ($|E|^2$) برای روزنه‌ی استوانه‌ای تو در توی مطرح شده آورده شده‌اند. طول موج منبع ورودی از ۳۰۰ تا ۲۰۰۰ نانومتر است. مطابق این شکل‌ها شدت میدان از بالا تا پایین نانو روزنه‌ها جابجا می شود.



شکل ۴: توزیع شدت میدان نور ($|E|^2$) در صفحه x-z (y=0) درون دو نانو روزنه‌ی تو در تو برای طول موج‌های (الف)۵۸۵ نانومتر(ب)۶۱۱ نانومتر، (ج) ۷۳۹ نانومتر و (د) ۷۸۰ نانومتر

نتیجه‌گیری

اثر ضخامت، جنس بستر و تحقق جمع آثار در نانو روزنه‌های استوانه‌ای مطالعه شد و نتیجه‌گیری شد که در روزنه‌ی استوانه‌ای تو در تو درون یک لایه طلا جمع آثار رخ می‌دهد و جابجایی میدان از بالا تا پایین این نانوساختار مشاهده شد. با استفاده از نتایج به دست آمده میتوان هندسه‌ی نانوروزنه‌های تو در تو را بهینه و یک پمپ پلاسمونی با طول موج کنترل-پذیر مناسب برای به دام اندازی نانوذرات طراحی کرد.

مرجع‌ها

[1] Ashkin, "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure," Physical review letters, vol. 24, p. 156, 1970.

[2] M. Ghorbanzadeh, S. Jones, M. K. Moravvej-Farshi, and R. Gordon, "Improvement of Sensing and Trapping Efficiency of Double Nanohole Apertures via Enhancing the Wedge Plasmon Polariton Modes with Tapered Cusps," ACS Photonics, vol. 4, pp. 1108-1113, 2017.

[3] Tellez, Gabriela Andrea Cervantes, Aftab Ahmed, and Reuven Gordon. "Optimizing the resolution of nanohole arrays in metal films for refractive-index sensing." Applied Physics A 109, no. 4 (2012): 775-780.

[4] Eftekhari, Fatemeh, Carlos Escobedo, Jacqueline Ferreira, Xiaobo Duan, Emerson M. Girotto, Alexandre G. Brolo, Reuven Gordon, "Nanoholes as nanochannels: flow-through plasmonic sensing." Analytical chemistry 81, no. 11 (2009): 4308-4311.

[5] Yoo, Daehan, Gurunatha Kargal laxminarayana, Han-Kyu Choi, Daniel A. Mohr, Christopher T. Ertsgaard, Reuven Gordon, "Low-Power Optical Trapping of Nanoparticles and Proteins with Resonant Coaxial Nanoaperture using 10 nm gap." Nano letters (2018).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و شبیه‌سازی فراماده جاذب امواج راداری به منظور کاهش سطح مقطع راداری اجسام

مجید رضایت‌فام و عبدا... ملک‌زاده فرد خانقشلاقی*

مرکز تحقیقات اپتیک و لیزر، دانشگاه جامع امام حسین (ع)، تهران

***نویسنده مسئول: Afard77@gmail.com**

چکیده – این مقاله به مطالعه فراماده جاذب امواج راداری می‌پردازد. ساختار جاذب از آرایه‌ای دوره‌ای از یک ساختار نوسانی به ضخامت ۰/۰۱۷ میلیمتر تشکیل شده است. نتایج شبیه سازی انجام شده با استفاده از نرم افزار CST نشان می‌دهد که این ساختار در فرود عمودی، ضریب جذب ۹۹/۹ درصد را در فرکانس ۹/۰۴ گیگاهرتز دارا است که سبب کاهش سطح مقطع راداری به اندازه ۳۰ دسی‌بل خواهد شد و با استفاده از این ساختار می‌توان بدنه اجسام را رادار گریز کرد.

کلید واژه- جاذب، رادار گریز، سطح مقطع راداری، فراماده

Design and Simulation of Radar Wave Meta-material Absorber for Reducing Radar Cross Section of Objects

Majid Rezayatfam, Abdollah Malakzade Fard khangheshlaghi*

Optic and Laser Research Center, Imam Hussein University, Tehran

Abstract- this article presents a study on a radar wave meta-material absorber. The absorber is constructed from a periodic array of a resonant structure with the thickness of 0.017 millimeter. Simulation results using CST software show that the absorber can operate with an absorption peak of 99.9 % at frequency of 9.04 GHz given a normally incident electromagnetic wave which will reduce the radar cross section down to 30 dB and by using this structure, body of an objects can be stealth.

Keywords: absorber, stealth, radar cross section, meta-material

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

استتار و اختفا تجهیزات نظامی از دید رادارهای دشمن امری اجتناب ناپذیر است. بدین منظور باید بدنه این نوع از تجهیزات را به گونه‌ای ساخت که امواج الکترومغناطیسی را جذب کنند. در گذشته در ساخت بدنه این تجهیزات از مواد جاذب رادار[1] استفاده می‌شد که به علت محدودیت‌هایی نظیر پاسخ الکترومغناطیسی ثابت، وزن بالا، ضخامت زیاد، پهنای جذب کم و ضریب جذب نامناسب در حوزه عملیاتی همراه با چالش‌هایی بودند، لذا تحقیقات در سال‌های آتی به توسعه ساختارهای جاذب رادار[2] اختصاص یافت [۱, ۲]. فراماده[3] یکی از این نوع ساختارها است که در سال‌های اخیر مورد توجه بسیاری از محققین و پژوهشگران قرار گرفته است. فراماده نخستین بار در سال ۱۹۶۸ توسط وسلاگو فیزیکدان روس به صورت تئوری مطرح شد [۳] و در سال ۲۰۰۴ اولین ساختار فراماده با ضریب شکست منفی توسط اسمیت و همکارانش ساخته شد. این مواد مصنوعی، توانایی مهندسی امواج الکترومغناطیسی را دارا هستند تا بدین طریق خالق ویژگی‌هایی باشند که در مواد طبیعی وجود ندارد لذا استفاده از آنها در ادوات الکترومغناطیسی سبب بهبود عملکرد آنها خواهد شد [۴]. اولین فراماده جاذب در سال ۲۰۰۸ توسط گروه تحقیقاتی پادیلا و لندی برای ناحیه فرکانسی امواج ریزموج با ضریب جذب تئوری ۹۹ و تجربی ۸۸ درصد در فرکانس ۱۱/۶۵ گیگاهرتز ساخته شد [۵]. در سال‌های بعد عمده تحقیقات انجام شده در این حوزه به توسعه فرامواد جاذب پرداخت که در آنها افزایش ضریب جذب، افزایش پهنای باند فرکانسی، سبک و مقاوم بودن سازه جاذب و... از شاخصه‌های مهم طراحی ساختار محسوب می‌شد [۶, ۷]. لذا در این مقاله ساختاری جاذب مبتنی بر فرامواد طراحی و شبیه‌سازی می‌گردد که در فرکانس ۹/۰۴ گیگاهرتز دارای ضریب جذب ۹۹/۹ درصد است و از آن می‌توان برای کاهش سطح مقطع راداری[4] اجسام استفاده کرد. معمولا صفحات جاذب راداری که مبتنی بر فرامواد طراحی شده‌اند از پیکسل‌هایی به وجود آمده‌اند که هر پیکسل آن از سه جزء به وجود آمده است. جزء اول آن را نوسانگرهای میدان الکتریکی[5] و یا میدان مغناطیسی[6] به خود اختصاص داده‌اند. جزء دوم آن را یک دی‌الکتریک با خاصیت اتلاف کنندگی و جزء سوم را یک صفحه زمینه فلزی به منظور کمینه‌سازی ضریب عبور قرار می‌دهند [۵].

تحلیل فرآیند جذب در فراماده جاذب

در اندرکنش مواد با امواج الکترومغناطیسی سه حالت رخ خواهد داد. دسته‌ای از امواج فرودی، بازتاب، عبور و یا جذب خواهند شد که رابطه (۱) برای آن قابل تصور است.

$$A(\omega)=1-R(\omega)-T(\omega) \qquad (۱)$$

در این رابطه $A(\omega)$ ضریب جذب، $R(\omega)$ ضریب بازتاب و $T(\omega)$ ضریب عبور است که تمام این پارامترها به فرکانس زاویه‌ای ω وابسته هستند. رسیدن به جذب بیشینه با برداشتن دو گام اساسی انجام خواهد شد. گام اول برای کمینه کردن ضریب بازتاب است که این مهم از طریق تطبیق امپدانس ساختار با امپدانس فضای آزاد به‌دست می‌آید و گام دوم به منظور کمینه کرن ضریب عبور، از طریق دی‌الکتریک اتلافگر و صفحه زمینه فلزی انجام خواهد شد. برای تطبیق امپدانس باید میان الگوی نوسانی ساختار و امواج فرودی کوپلینگ مناسبی صورت گیرد به طوری که امپدانس موج فرودی با امپدانس ساختار مطابقت داشته باشد. در این صورت جریان‌های پادموازی در المان‌های فلزی پدیدار خواهد شد که این جریان‌ها با میدان جابه‌جایی در داخل دی‌الکتریک حلقه جریان مداری را کامل کرده و نفوذپذیری مغناطیسی μ را تولید می‌کند. از طریق تغییر هندسه الگوی نوسانی می‌توان نفوذپذیری بهینه را تولید، و در نهایت به تطابق امپدانس مناسب دست یافت. [۷]. در این مقاله با استفاده از نرم افزار CST به طراحی و شبیه‌سازی ساختاری جاذب در محدوده فرکانسی امواج راداری خواهیم پرداخت که دارای پهنای باند و ضریب جذب مناسب است و از طریق محاسبه پارامترهای پراکندگی $R(\omega)=|S_{11}|^2$ و $T(\omega)=|S_{21}|^2$ ضریب جذب ساختار را از رابطه (۲) و سطح مقطع راداری را از رابطه (۳) برای آن به دست خواهیم آورد.

$$A(\omega)=1-|S_{11}|^2-|S_{21}|^2 \qquad (۲)$$

$$\sigma=\lim_{R\to\infty} 4\pi R^2\left|\frac{E_s}{E_i}\right|^2 \qquad (۳)$$

در این رابطه R فاصله بین هدف و رادار، E_s و E_i به ترتیب میدان الکتریکی پراکنده شده و تابشی به هدف است [۸]. از این رابطه می-

[1] Radar Absorb Material (RAM)
[2] Radar Absorb Structures (RAS)
[3] Meta-Material
[4] Radar Cross Section Reduction
[5] Electric ring resonator (ERR)
[6] Spilt ring resonator (SRR)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

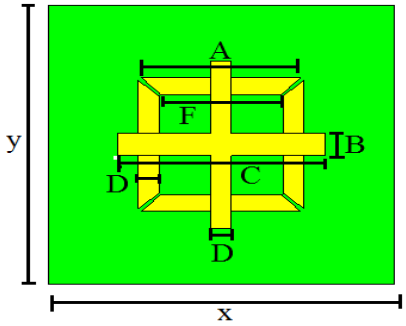
توان مقدار کاهش سطح مقطع راداری اهداف پوشانده شده با مواد جاذب را به دست آورد [۹].

$$\Delta\sigma = -10\log(1-A)\,dB \qquad (۴)$$

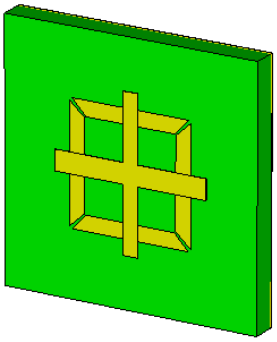
به عنوان مثال اگر جسم هدف با ماده‌ای جاذب با جذب ۵۰ درصد پوشانده شده باشد در این صورت کاهش سطح مقطع راداری تنها ۳ دسی‌بل و در صورتی که ضریب جذب ۹۰ درصد باشد کاهش سطح مقطع راداری، ۱۰ دسی‌بل خواهد بود.

طراحی و شبیه سازی ساختار فراماده جاذب

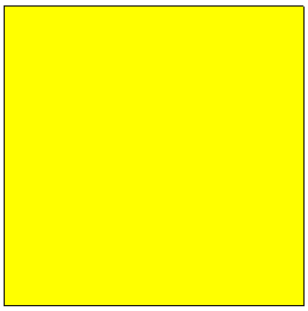
ساختار طراحی شده در این مقاله از سه بخش تشکیل شده است. یک بخش آن از یک لایه دی‌الکتریک اتلافگر از جنس FR-4 با گذردهی الکتریکی ۴/۳ و تانژانت اتلاف ۰/۰۲۵ به وجود آمده است که میان دو صفحه فلزی از جنس مس با رسانندگی $5.8\times10^7\ \frac{S}{m}$ ساندویچ شده است. شکل ۱ نمای روبه‌رو، شکل ۲ نمای سه بعدی و شکل ۳ نمای پشت این ساختار را نشان می‌دهد.



شکل ۱: سلول واحد ساختار طراحی شده



شکل ۲: نمای سه بعدی ساختار



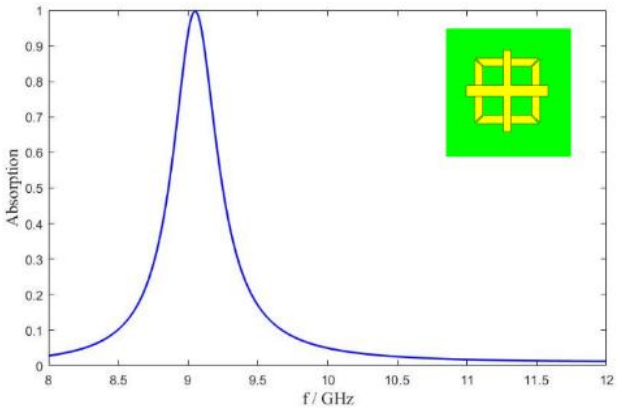
شکل ۳: نمای پشت ساختار

ابعاد این ساختار به میلیمتر در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱: ابعاد ساختار جاذب پیشنهادی

x	y	A	B	C	D	F
۱۰	۱۰	۴/۶	۰/۸	۶	۰/۶	۳/۵

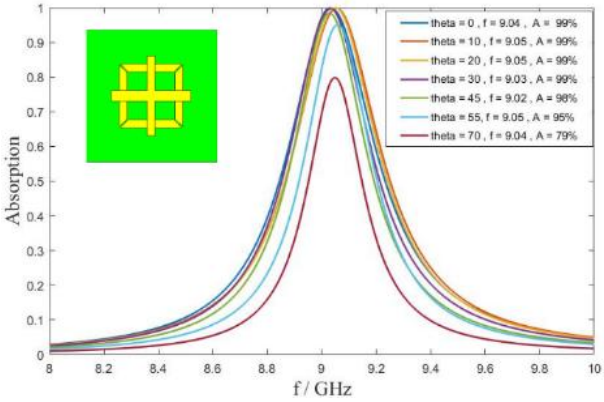
ضخامت لایه دی‌الکتریک و لایه مسی به ترتیب برابر با ۱ و ۰/۰۱۷ میلیمتر است. نمودار جذب وابسته به فرکانس برای این ساختار در شکل ۴ آمده است.



شکل ۴: نمودار جذب ساختار پیشنهادی

بر اساس این نمودار، ساختار پیشنهادی در فرکانس ۹/۰۴ گیگاهرتز دارای ضریب جذب ۹۹/۹ درصد است که کاهش سطح مقطع راداری برای آن برابر با ۳۰ دسی‌بل خواهد بود. نمودار جذب ساختار در زوایای متفاوت امواج فرودی در شکل ۵ آمده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۵ : نمودار جذب ساختار در زوایای ۰، ۱۰، ۲۰، ۳۰، ۴۵، ۵۵ و ۷۰ درجه

بر اساس این نمودار مشخص است که پیک جذب ساختار از زاویه ۰ تا ۵۵ درجه تغییرات فرکانسی کوچکی دارد و ضریب جذب ساختار در این زوایا قابل قبول است. در زاویه صفر درجه قوی‌ترین کوپلینگ میان امواج فرودی و ساختار رخ خواهد داد لذا متناسب با آن در این زاویه بیشترین ضریب جذب را خواهیم داشت و با افزایش زاویه به دلیل تضعیف کوپلینگ میان ساختار و امواج فرودی تطابق امپدانس به صورت جزئی برقرار خواهد شد لذا از ضریب جذب ساختار کاسته خواهد شد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله موفق به طراحی ساختاری جاذب مبتنی بر فرامواد شدیم که ضریب جذب ۹۹/۹ درصد را در فرکانس راداری ۹/۰۴ گیگاهرتز دارا است و باعث کاهش ۳۰ دسی-بل سطح مقطع راداری می‌شود لذا با توجه به جذب بالا، وزن کم و ضخامت پایین آن، کاندیدایی مناسب برای ساخت بدنه اجسام رادار گریز خواهد بود.

مراجع

[1] E. F. Knott, I.F.S.a.M.T.T., *Radar Cross Section*, ed. S. Edition. 2004, Artech House.

[2] Qin, F. and C. Brosseau, *A review and analysis of microwave absorption in polymer composites filled with carbonaceous particles.* Journal of applied physics, 2012. **111**(6): p. 4.

[3] Veselago, V.G., *The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of and μ.* Soviet physics uspekhi, 1968. **10**(4): p. 509.

[4] Smith, D.R., J.B. Pendry, and M.C. Wiltshire, *Metamaterials and negative refractive index.* Science, 2004. **305**(5685): p. 788-792.

[5] Landy, N.I., et al., *Perfect metamaterial absorber*. Physical review letters, 2008. **100**(20): p. 207402.

[6] Tuong, P., et al., *Perfect-absorber metamaterial based on flower-shaped structure.* Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications, 2013. **11**(1): p. 89-94.

[7] Cheng, Y., Y. Nie, and R. Gong, *Metamaterial absorber and extending absorbance bandwidth based on multi-cross resonators.* Applied Physics B, 2013. **111**(3): p. 483-488.

[8] Skolnik, M.I., *Radar Handbook.* McGraw-Hill, ed. T. Edition. 2008., New York.

[9] Yang, H., et al., *Low RCS metamaterial absorber and extending bandwidth based on electromagnetic resonances.* Progress In Electromagnetics Research, 2013. **33**: p. 31-44.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

حفظ همدوسی از طریق مدولاسیون بسامد گذار یک سامانه دوترازی درحضور گذارهای چندفوتونی

فرزانه، زارع، محمد کاظم، توسلی و بهنام، بهادری‌فر

گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

farzane.zare1995@gmail.com, mktavassoly@yazd.ac.ir, bahadory@yazd.ac.ir

چکیده –در این مقاله می‌خواهیم موضوع حفظ همدوسی را با استفاده از مدولاسیون بسامد گذار در برهم‌کنش یک سامانه دوترازی با یک ذخیره‌ساز، منتها در حضور گذارهای چندفوتونی (دو و چهارفوتونی) بررسی کنیم. بدین‌منظور، پس از معرفی سامانه و هامیلتونی متناظر آن، با حل معادله وابسته به زمان شرودینگر، دامنه‌های احتمال را به دست می‌آوریم و با استفاده از آن، نمودارهای میزان همدوسی بر حسب زمان (مقیاس‌شده) را با درنظرگرفتن پارامترهای مختلف رسم می‌کنیم. نشان می‌دهیم که گذارهای دوفوتونی دقیقا مشابه تک‌فوتونی است، ولی درگذارهای چهارفوتونی، واهمدوسی در زمان‌های کوتاه‌تری نسبت به دو (یا تک) فوتونی اتفاق می‌افتد.

کلید واژه- حفظ همدوسی، گذارهای چندفوتونی، مدولاسیون بسامد.

Protecting coherenceeffects via qubit transition frequency modulation in the presence multi-photon transitions

Farzaneh, Zare, Mohammad Kazem, Tavassoly, and Behnam, Bahadoryfar

Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd

Abstract- In this paper we want to preserve the coherenceeffects in the interaction of a qubit with a single-mode field besides a reservoir via qubit frequency modulation, however, in the presence multi-photon (two- and four-photon) transitions. After introducing the model and a proper Hamiltonian, and solving the time-dependent Schrodinger equation, the probability amplitudes are obtained by which we plot the coherence effects in term of scaled time for different parameters. We show that the single- and two-photon the coherence process possess similar behavior, however, the decoherence effects in four-photon occurs inshorter times comparing with the two- (single-)photon transition.

Keywords: Coherence Protection, Frequency Modulation, Multi-Photon Transitions.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه:

همدوسی کوانتومی (و درهم‌تنیدگی) از مفاهیم کلیدی است که مکانیک کوانتومی را از مکانیک کلاسیک متمایز می‌کند [1]. این ویژگی غیرکلاسیکی نقش مهمی در نظریه اطلاعات کوانتومی، رمزنگاری کوانتومی و ... ایفا می‌کند [2]. سامانه‌های کوانتومی واقعی (سامانه‌های باز) با توجه به تعامل با محیط معمولاً همدوسی و درهم-تنیدگی خود را از دست می‌دهند. بنابراین، ارائه راهکارهایی برای حفظ منابع کوانتومی ازجمله همدوسی، در سامانه‌های کوانتومی باز در حال حاضر یکی از الزامات اصلی برای فناوری‌های پیشرفته کوانتومی است. هدف ما در این مقاله حفظ همدوسی در سامانه‌های کوانتومی با مدولاسیون بسامد به‌ویژه در حضور گذارهای چندفوتونی است [3,4]. برای فراهم مدولاسیون بسامد در یک اتم دو-ترازی، میدان را به نحوی اعمال می‌کنیم که در حالت تشدید با اتم نباشد [5].

مدل و روابط پایه:

سامانه مورد مطالعه متشکل از دو تراز انرژی است که بسامد گذار آن ω_0 است و به‌وسیله میدان محرک خارجی مدوله شده است. هامیلتونی این سامانه به صورت زیر توصیف می‌شود [6]:

$$\hat{H} = \hat{H}_q + \hat{H}_r + \hat{H}_{in}, \qquad (۱)$$

در اینجا $\hat{H}_q$ هامیلتونی سامانه دوترازی است که به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\hat{H}_q = \frac{1}{2}\left[\omega_0 + \delta\cos(\Omega t)\right]\hat{\sigma}_z, \qquad (۲)$$

به ترتیب دامنه و بسامد Ω و δ که در این رابطه عمگر پائولی $\hat{\sigma}_z = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$ مدولاسیون هستند و $\hat{H}_r$ هامیلتونی ذخیره‌ساز و به صورت زیر است:

$$\hat{H}_r = \sum_k \omega_k \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k, \qquad (۳)$$

$\hat{H}_{in}$ هامیلتونی برهم‌کنش بین سامانه دوترازی و کاواک در حضور گذارهای چندفوتونی است که به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\hat{H}_{in} = \sum_k (g_k \hat{\sigma}_+ \hat{a}_k^{2p} + g_k^* \hat{\sigma}_- \hat{a}_k^{\dagger 2p}),\ p = 1,2 \qquad (۴)$$

نشانگر لحاظ‌کردن گذارهای دو و $2p$ در این رابطه توان است. حال عملگر $p = 1,2$ چهارفوتونی به ترتیب به ازای یکانی زیررا در نظر می‌گیریم:

$$\hat{U} = \exp\left[-i\left\{\sum_k \omega_k \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k t + \frac{1}{2}\left[\omega_0 t + \frac{\delta}{\Omega}\sin\Omega t\right]\hat{\sigma}_z\right\}\right], \qquad (۵)$$

و به کمک آن هامیلتونی موثر را از رابطه زیر محاسبه می-کنیم:

$$\hat{H}_{eff} = \hat{U}^\dagger \hat{H}\hat{U} + i\left(\frac{\partial \hat{U}^\dagger}{\partial t}\right)\hat{U}, \qquad (۶)$$

با انجام محاسبات $\hat{H}_{eff}$ را به صورت زیر به دست می‌آوریم:

$$\hat{H}_{eff} = \sum_k g_k \hat{\sigma}_+ \hat{a}_k^{2p} e^{-i(2p\omega_k - \omega_0)t} e^{i\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)\sin\Omega t}$$
$$+ \sum_k g_k^* \hat{\sigma}_- \hat{a}_k^{\dagger 2p} e^{i(2p\omega_k - \omega_0)t} e^{-i\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)\sin\Omega t}. \qquad (۷)$$

فرض می‌کنیم سامانه دوترازی در ابتدا به صورت برهم-نهی $\alpha|e\rangle + \beta|g\rangle$ و همه مدهای ذخیره‌ساز در حالت خلاء $|0\rangle$ باشند. بنابراین حالت اولیه کل سامانه به صورت زیر است:

$$|\psi(0)\rangle = (\alpha|e\rangle + \beta|g\rangle)|0\rangle, \qquad (۸)$$

از این رو حالت کوانتومی در زمان‌های بعد را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$|\psi(t)\rangle = \alpha C_e(t)|e\rangle|0\rangle + \beta|g\rangle|0\rangle + \sum_k C_{g,k}|g\rangle|2p\rangle, \qquad (۹)$$

با استفاده از حل معادله وابسته به زمان شرودینگر دامنه-های احتمال به صورت زیر به دست می‌آیند:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\dot{C}_e(t) = -i\sqrt{(2p)!}\, e^{i\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)\sin(\Omega t)} \sum_k g_k e^{-i(2p\omega_k-\omega_0)t} C_{g,k}(t), \quad (۱۰)$$

$$\dot{C}_{g,k}(t) = -i\sqrt{(2p)!}\, e^{-i\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)\sin(\Omega t)} g_k^* e^{i(2p\omega_k-\omega_0)t} C_e(t). \quad (۱۱)$$

با انتگرال‌گیری از رابطه (11) و قراردادن آن در معادله (10) به رابطه زیر می‌رسیم:

$$\dot{C}_e(t) + \int_0^t dt' G(t,t') C_e(t') = 0 \quad (۱۲)$$

که در آن $G(t,t')$ به صورت زیر است:

$$G(t,t') = 2p!\, e^{i\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)[\sin(\Omega t)-\sin(\Omega t')]} \sum_k |g_k|^2 e^{-i(2p\omega_k-\omega_0)(t-t')}. \quad (۱۳)$$

درادامه، رابطه (13) را به صورت پیوسته در نظر می‌گیریم:

$$G(t,t') = 2p!\, e^{i\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)[\sin(\Omega t)-\sin(\Omega t')]} \int_{-\infty}^{\infty} J(\omega) e^{-i(2p\omega-\omega_0)(t-t')} d\omega, \quad (14)$$

در این رابطه $J(\omega)$ چگالی طیفی مدهای ذخیره‌ساز است. با انتخاب چگالی طیفی لورنتسی، جواب انتگرال را محاسبه می‌کنیم (حضور عامل $2p\omega$ به‌جای ω به‌خاطر لحاظ‌کردن گذارهای چندفوتونی است). در این رابطه λ پهنای توزیع لورنتسی و γ نرخ فروپاشی در رژیم مارکوفی است [7].

$$J(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\gamma\lambda^2}{(\omega_0 - 2p\omega)^2 + \lambda^2}, \quad (۱۵)$$

با درنظرگرفتن رابطه (15)، جواب انتگرال (14) برای گذار-های دو و چهارفوتونی به ترتیب به صورت زیر است:

$$G(t,t') = \frac{\gamma\lambda}{2} e^{-\lambda(t-t')} \exp\left\{ i\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)[\sin(\Omega t)-\sin(\Omega t')] \right\}, \quad p=1 \quad (۱۶)$$

$$G(t,t') = 3\gamma\lambda e^{-\lambda(t-t')} \exp\left\{ i\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)[\sin(\Omega t)-\sin(\Omega t')] \right\}. \quad p=2 \quad (۱۷)$$

با قراردادن روابط (16) و (17) در رابطه (12) داریم:

$$\dot{C}_e(t) + \frac{\gamma\lambda}{2} e^{i\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)\sin(\Omega t)} \int_0^t dt' e^{-i\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)\sin(\Omega t')} e^{-\lambda(t-t')} C_e(t') = 0, \quad (۱۸)$$

$$\dot{C}_e(t) + 3\gamma\lambda e^{i\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)\sin(\Omega t)} \int_0^t dt' e^{-i\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)\sin(\Omega t')} e^{-\lambda(t-t')} C_e(t') = 0. \quad (۱۹)$$

با محاسبه $C_e(t)$ از روابط (18) و (19) ماتریس کاهش-یافته سامانه دوترازی $\rho_q(t)$ در پایه $\{|e\rangle, |g\rangle\}$ به صورت زیر به دست می‌آید:

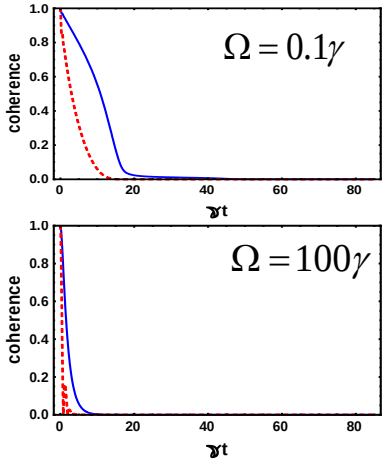
$$\rho_q(t) = \begin{pmatrix} |\alpha|^2 |C_e(t)|^2 & \alpha\beta^* C_e(t) \\ \alpha^*\beta C_e(t) & 1-|\alpha|^2|C_e(t)|^2 \end{pmatrix}. \quad (۲۰)$$

اندازه‌گیری همدوسی معیارهای مختلفی دارد، در این‌جا از معیار زیر استفاده می‌کنیم [8]:

$$\xi = \min \|\rho - \rho_{inc}\|_{l1} = \sum_{i\neq j} |\rho_{ij}|, \quad (۲۱)$$

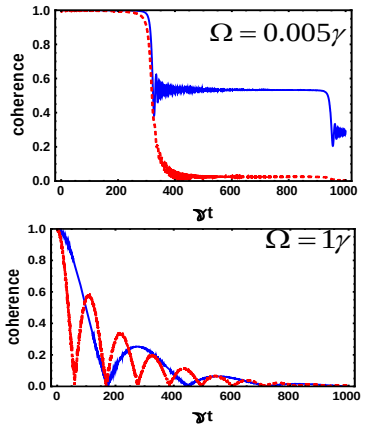
با استفاده از رابطه (20) و با توجه به رابطه (۸) داریم $\xi(0)=1$ (بیشینه همدوسی) و برای دیگر زمان‌ها همدوسی به صورت $\xi(t) = |C_e(t)|$ به دست می‌آید.

بررسی همدوسی درحضور گذارچندفوتونی:

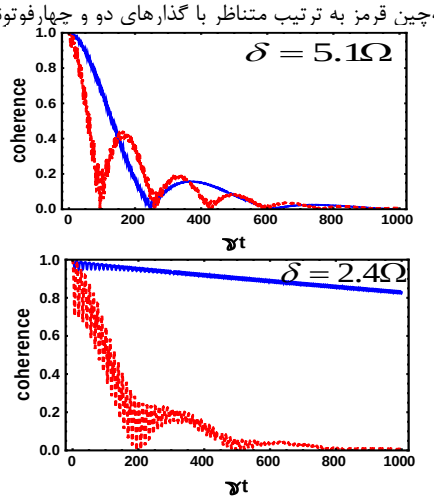


شکل ۱: همدوسی برحسب γt به‌ازای $\delta = 10\gamma$، $\lambda = 3\gamma$ برای مقادیر $\Omega = 0.1\gamma$ و $\Omega = 100\gamma$ رسم شده است. خطوط پیوسته آبی و نقطه-چین قرمز به ترتیب متناظر با گذارهای دو و چهارفوتونی است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۲: همدوسی بر حسب γt به‌ازای $\delta = 5\gamma$، $\lambda = 0.01\gamma$ برای مقادیر $\Omega = 0.005\gamma$ و $\Omega = 1\gamma$ رسم شده است. خطوط پیوسته آبی و نقطه‌چین قرمز به ترتیب متناظر با گذارهای دو و چهارفوتونی است.



شکل ۳: همدوسی بر حسب γt به‌ازای $\Omega = 0.5\gamma$، $\lambda = 0.01\gamma$ برای مقادیر $\delta = 5.1\Omega$ و $\delta = 2.4\Omega$ رسم شده است. خطوط پیوسته آبی و نقطه‌چین قرمز به ترتیب متناظر با گذارهای دو و چهارفوتونی است.

درهر سه شکل رسم شده خط آبی در حضور گذارهای دوفوتونی و نقطه‌چین قرمز در حضور گذارهای چهارفوتونی است. درشکل ۱ دامنه را ثابت در نظر گرفته-ایم و با درنظرگرفتن دو مقدار متفاوت برای بسامد مدولاسیون Ωدر ناحیه جفت‌شدگی $(\lambda = 3\gamma)$نمودارهای همدوسی را برای گذارهای دوفوتونی وچهارفوتونی رسم کرده‌ایم. در شکل۲ مانند شکل۱ دامنه مدوله‌شده را ثابت درنظر گرفته‌ایم و بسامد مدولاسیون Ω با درنظرگرفتن دو مقدار متفاوت در ناحیه جفت‌شدگی ضعیف $(\lambda = 0.01\gamma)$رسم کرده‌ایم.

در شکل ۳ به بررسی تاثیر دامنه روی همدوسی در رژیم جفت‌شدگی ضعیف پرداخته‌ایم، لذا دامنه مدولاسیون و جفت‌شدگی ثابت فرض شده است. در این مورد نیز مشخص است که روی‌هم‌رفته گذارهای دوفوتونی در مقابل واهمدوسی مقاوم‌تر از گذارهای چهارفوتونی هستند. در عین حال با تنظیم مناسب دامنه مدولاسیون می‌توان به نحو مطلوبی از همدوسی حفاظت کرد (نمودار (ب)).

نتیجه‌گیری:

نتایج عددی و نمودارها نشان می‌دهند که برای گذارهای تک‌فوتونی وگذارهای دوفوتونی معادلات یکسان و در نتیجه نمودارهای مشابهی به‌دست می‌آید، ولی درنظرگرفتن گذارهای چهارفوتونی منجر به افت سریع‌تر معیار همدوسی درنظرگرفته شده می‌شود. هم‌چنین، با انتخاب دامنه مناسب برای مدولاسیون اعمال شده می‌توان به‌طور مناسبی از همدوسی محافظت نمود.

مرجع‌ها:

[1] Y. Yao, X. Xia, L. Ge, and C. P. Sun, *Phys. Rev. A* 92, 022112 (2015).
[2] H. R. Bghshahi, M. K. Tavassoly and A. Bahjat, *Chinese Phys. B* 23, 074203 (2014).
[3] D. P. Kang, Q. H. Liao, M. A. Ahamd, Y. Y. Wang and S. T. Liu, *Chinese Phys. B*19, 014206 (2010).
[4] M. S. Zubairy, M. S. K. Razmi, S. Iqbal and Idress M, *Phys. Lett. A* 98, 168 (1983).
[5] M. W. Noel, W. M. Griffith, and T. F. Gallagher, *Phys. Rev. A* 58, 2265 (1998).
[6] A. Mortezapour and R. Lo Franco, *Scientific Rep*. 8, 14304 (2018).
[7] S. Golkar and M. K. Tavassoly, *Eur. Phys. J. D* 72, 184 (2018).
[8] T. Baumgratz, M. Cramer, and M. B. Plenio, *Phys. Rev. Lett.* 113, 140401 (2014).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

حذف اثرات پراکندگی بریلوئین القائی در فیبرهای نوری با استفاده از اعمال تنش تناوبی

محمد سلطان محمدیان، امین بابازاده و رحمان نوروزی

(دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان)

mohammadphotonical@gmail.com

چکیده – باوجود کاربردهای پراکندگی القایی بریلوئن در تقویت سیگنال ورودی، این پراکندگی می‌تواند تاثیر نـامطلوبی در انتقـال داده‌ها یا افزایش توان لیزرهای فیبری ایجاد نماید. در این مقاله روشی بر پایه‌ی اعمال تنش تناوبی، برای رفع این اثر نامطلوب ارائه شده است. براین اساس با مدوله کردن ضریب شکست فیبر نوری با بسامد ۱۰۰ کیلو هرتز، شدت طیف استوکس حاصل از پراکندگی بریلوئین القائی، بیش از ۹۰ درصد کاهش یافته است.

کلید واژه- پراکندگی بریلوئین، محیط غیرخطی مرتبه سوم، لیزرهای فیبری، مدولاسیون فاز، پیزوالکتریک.

The Elimination of Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fiber By Using Periodic strain

Mohammad Soltan mohammadian, Amin Babazadeh and Rahman Nouroozi
(Institute for Advanced Studies in Basic Sciences)
mohammadphotonical@gmail.com

Abstract- Despite the use of stimulated Brillouin scattering in amplifying the input signal, this scattering can cause undesirable effects in data transport or increase the power of fiber lasers. In this paper, a method based on the application of periodic stress is presented to address this undesirable effect. Based on this, by modulating the refractive index of the optical fiber, at 100 kHz, the intensity of the Stokes spectrum was reduced by the stimulated Brillouin scattering, which was twice as large.

Keywords: Brillouin scattering, the third-order nonlinear environments, fiber lasers, the phase modulation, the piezoelectric.

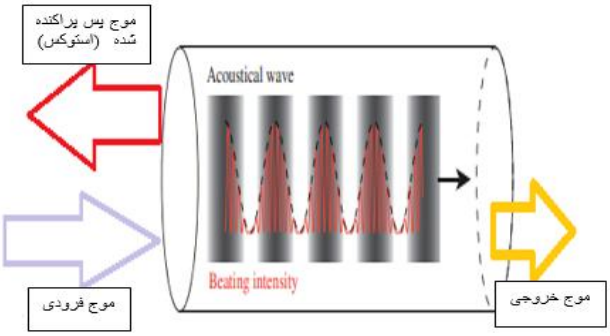
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

پراکندگی بریلوئین یک پدیده‌ی غیر خطی است که در محیط‌های غیرخطی مرتبه سوم ظاهر می‌شود و اولین بار در سال۱۹۶۴ توسط گروه پروفسور تاونز مشاهده‌شد[۱]. این پراکندگی باعث کاهش توان انتقال نور منتشر شده در فیبر می‌شود. این اثر همچنین مانع افزایش توان لیزرهای فیبری با پهنای نازک می‌شود. بدین ترتیب رفع این اثر مخرب می‌تواند در انتقال داده و یا افزایش توان لیزرهای فیبری بسیار مفید باشد. به عنوان مثال با رفع این اثر می‌توان، توان لیزرهای فیبری با پهنای نازک را به توان‌های چند کیلو وات رساند[۲]. روش‌های متفاوتی برای رفع اثر پراکندگی بریلوئین القایی گزارش شده است که از جمله این روش‌ها می‌توان به اعمال گرادیان دمایی در طول فیبر نوری، اضافه کردن ناخالصی در جنس هسته‌ی فیبر، تغییر درساخت ابعاد هسته‌ی فیبر و مهمترین آنها مدولاسیون فازی نور ورودی اشاره نمود[۳و ۴و ۵ و ۶]. در این مقاله با استفاده از اعمال مدولاسیون فاز بر روی ضریب شکست فیبر نوری، روشی را ارائه داده‌ایم که نسبت به روش های دیگر بسیار راحت‌تر و ارزان‌تر می‌باشد و می‌تواند اثرات مخرب پراکندگی بریلوئن القائی را رفع نماید.

آشنایی با اثر پراکندگی بریلوئین

در محیط فیبر، با توجه به‌اینکه اتمها درحال رزونانس گرمایی هستند و با برخورد نور به مولکول‌های ماده‌ی تشکیل دهنده فیبر نوری، مقداری از نور پراکندگی می-شود. از تداخل نور فرودی با نور پس‌پراکنده شده، میدان الکتریکی‌ای بوجود می‌آید که به صورت نوسانی در حال تغییر است. این میدان باعث بوجودآمدن مدولاسیون ضریب شکست فیبر نوری شده و در نتیجه موج آکوستیکی تولید می‌شود. چون سرعت موج آکوستیکی برابر با سرعت صوت و در جهت نور انتشاری می‌باشد، بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که نور فرودی منتشر شده در فیبر به نور پراکنده شده و فونون آکوستیکی تبدیل شده است. در فیبر نوری زاویه نور پراکنده شده درخلاف جهت نور فرودی می‌باشد که به این نور پس پراکنده‌شده در جهت عکس نور ورودی، موج استوکس میگویند. با افزایش شدت نور ورودی، این تداخل‌ها بیشتر شده و فونون‌های آکوستیکی بیشتری تولید می‌شود. فونون‌های آکوستیکی مثل تیغه براگ عمل کرده و دامنه موج استوکس بصورت نمایی افزایش یافته و پراکندگی بریلوئین القایی(SBS) پدید می‌آید[۷] (شکل ۱).



شکل۱. پراکندگی بریلوئین القایی. از تداخل موج فرودی با موج پس پراکنده میدان الکتریکی‌ای به وجود می‌آید که سبب ایجاد موج‌های آکوستیکی شده است. این امواج آکوستیکی، همانند تیغه های براگ عمل کرده و شدت موج پس پراکنده شده را افزایش می‌دهند.

بسامد فونون‌های آکوستیکی، برابر با مقدار جابجایی بسامدی موج استوکس می‌باشد و از رابطه‌ی (۱) بدست می‌آید:

$$\Omega = \frac{2\,n\,v_A}{\lambda_p} sin\frac{\theta}{2} \qquad (۱)$$

در این رابطه υ_A سرعت فونون آکوستیکی و λ_p طول موج نور فرودی، n ضریب شکست محیط و θ زاویه‌ی پراکندگی می‌باشد. اگر دراین رابطه طول‌موج ورودی را $\lambda = 1064\ nm$ در نظر بگیریم و $\theta = \pi$، سرعت فونون در فیبر نوری $\upsilon_A = 5.96\ \frac{km}{s}$ و همچنین با در نظر گرفتن ضریب شکست فیبر نوری $n = 1.45$، بسامد موج استوکس به میزان $\Omega = 16.244GHz$ جابجایی خواهد

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

داشت. در پراکندگی بریلوئین القایی، علاوه‌بر جابجایی بسامد، آستانه توان پراکندگی بریلوئین القایی نیز حائز اهمیت است. با افزایش شدت نور ورودی، شدت نور استوکس بصورت نمایی افزایش یافته تا جایی که شدت نور خروجی ثابت می‌ماند و با افزایش توان ورودی دیگر افزایشی در توان خروجی دیده نمی‌شود؛ به این مقدار توان ورودی که افزایش‌اش تاثیری در توان خروجی ندارد، توان آستانه پراکندگی بریلوئین القایی می‌گویند.[۸]

افزایش توان آستانه بریلوئین القایی با مدوله کردن ضریب شکست فیبر نوری

مدولاسیون فازی نور ورودی یکی از بهترین گزینه‌ها برای حذف اثر پراکندگی بریلوئین القایی می‌باشد[۹]. اما یکی از مشکلات این روش، استفاده از ابزارهای تجاری گران، همچون مدولاتور فازی لیتیوم نایوبیت می‌باشد. از مشکلات دیگر استفاده از این ابزارها، حد آستانه‌ی تخریب آنها می‌باشد که باعث ایجاد محدودیت‌های عملی می‌شود. روشی که در این مقاله ارائه شده است بدون داشتن مشکلات ذکر شده توانایی کنترل اثرات مخرب پراکندگی بریلوئین القایی را داراست. در این روش، با اعمال تنش تناوبی به فیبر، تغییراتی در مسیر راه نوری ایجاد می‌شود. تغییرات مسیر راه نوری باعث بوجودآمدن تغییرات فازی در طول فیبر نوری می‌شود و در نهایت بر موج انتقالی درداخل فیبر اثر گذاشته و باعث پهن شدن بسامد موج لیزر ورودی می‌شود. درواقع به‌جای اینکه با مدولاتور فازی، تغییراتی در نور ورودی ایجاد شود، با اعمال مدولاسیون ضریب شکست، تغییرات مدوله شده ای روی نور انتشاری ایجاد شده است. ساختار اعمال این تنش تناوبی با کمک یک سلول پیزوالکتریک و پیچیدن فیبر به دور آن قابل اعمال است، بطوریکه با اعمال ولتاژ بر سلول پیزوالکتریک، باعث کشیده شدن فیبر نوری شده و طول فیبر در حد میکرومتر تغییر می‌کند و این تغییرات باعث بوجود آمدن مدلاسیون ضریب شکست فیبر نوری می‌شود. مقدار کرنش وارد شده حاصل از کشیده شدن فیبر از رابطه (۲) به دست می‌آید:

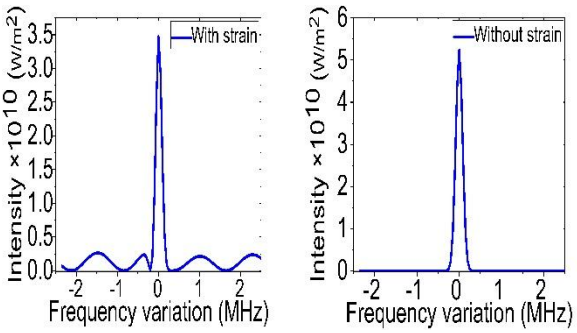
$$\varepsilon = N\,\varepsilon_0 \sin(\omega_s\, t) \qquad (۲)$$

که در این رابطه N تعداد حلقه‌های پیچیده شده به دور سلول پیزوالکریک، ω_s بسامد نوسانات پیزوالکتریک، ε_0 دامنه تغییرات طول پیزوالکتریک میباشد که وابسته به ولتاژ اعمالی و ضخامت پیزوالکتریک است. با محاسبه مقدارکرنش و به کمک رابطه (۳) می‌توان تغییرات فاز اعمال شده به فیبر را بدست آورد:

$$\Delta\varphi = n\frac{2\pi}{\lambda}\varepsilon L\{1-\frac{n^2}{2}[p_{12}-\upsilon\,(p_{11}+p_{12})]\} \qquad (۳)$$

دراین رابطه، υ نسبت پوآسوون، p_{12} و p_{11} ضرایب الکترو_الاستیک در فیبر نوری میباشند.[۱۰ و ۱۱] این تغییرات فاز حاصل از کرنش فیبر، برموج لیزر ورودی اثر گذاشته و باعث مدوله شدن فاز آن میگردد:

$$E = E_0\, e^{(i\,(\omega\, t+\Delta\varphi))} \qquad (۴)$$

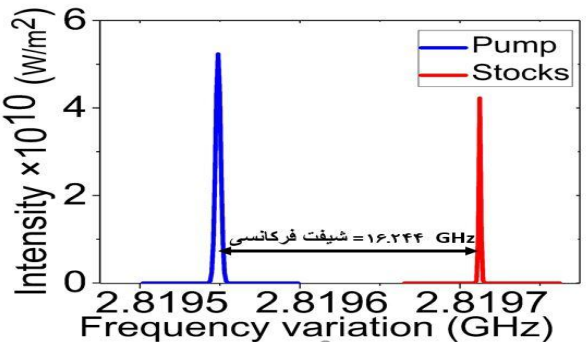


شکل۲. طیف نور عبوری از فیبر، قبل از اعمال تنش تناوبی (الف) و بعد از آن (ب).

باتوجه به شکل۲ (ب) مشاهده می‌شود، با اعمال تنش بابسامد ۱۰۰kHz، بیشینه شدت نور ورودی از مقدار $5.2\times10^{10}\ W/m^2$ به $3.47\times10^{10}\ W/m^2$ تغییر پیداکرده است و مدولاسیون ضریب شکست باعث شده

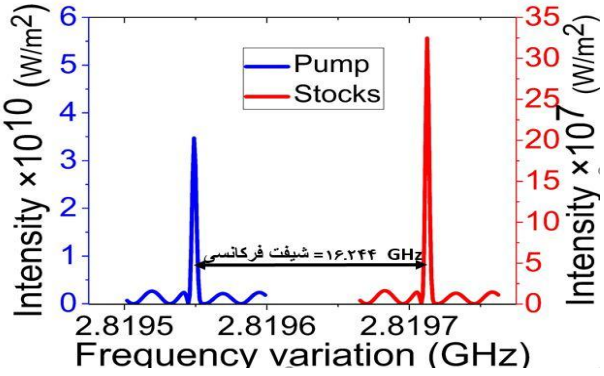
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

است که شدت بیشینه به مقدار ۳۴ %کاهش یابد و این مقدار شدت، به قله های کناری انتقال داده شود.



شکل۳.طیف خروجی از فیبر نوری قبل از اعمال تنش تناوبی. نور انتشار داده شده به داخل فیبر با طیف آبی و نور استوکس تولید شده با طیف قرمز نمایش داده شده است.

در شکل۳، سیگنال ورودی (طیف آبی) باعث تولید پراکندگی بریلوئین القایی (طیف قرمز) شده و به مقدار$\Omega = ۱۶,۲۴۴\text{GHz}$ جابجایی فرکانسی داشته است. با اعمال تنش تناوبی به فیبر نوری، شدت موج استوکس تولید شده به میزان 98% کاهش یافته است.(شکل ۴)



شکل۴: طیف خروجی از فیبر نوری پس از اعمال تنش تناوبی. با اعمال تنش تناوبی به فیبر نوری، شدت طیف استوکس حاصل از پراکندگی بریلوئین القائی دو مرتبه بزرگی کاهش یافته است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله نشان داده شد که با استفاده از مدولاسیون ضریب شکست فیبر نوری میتوان پراکندگی بریلوئین القایی را حذف نمود. در نهایت با اعمال تنش تناوبی با بسامد $KHz۱۰۰$ میزان تولید استوکس پس‌پراکنده شده ۹۸ % کاهش یافته است.

مرجع‌ها.

[1] R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff, “Stimulated brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 12, no. 21, pp. 592–595, 1964.

[2] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*, Third Edit., vol. 1. Academic Press, 2007.

[3] HANSRYD, J., et al. Increase of the SBS threshold in a short highly nonlinear fiber by applying a temperature distribution. *Journal of lightwave technology*, 2001, 19.11: 1691.

[4] YU, J. W., et al. Brillouin frequency shifts in silica optical fiber with the double cladding structure. *Optics express*, 2002, 10.19: 996-1002

[5] TAKAHASHI, Masanori, et al. SBS suppression techniques in highly nonlinear fibers. In: *Photonics Society Summer Topical Meeting Series, 2010 IEEE*. IEEE, 2010. p. 149-150.

[6] HU, Xiaoyang, et al. An optical modulation method to suppress stimulated Brillouin scattering and the phase noise in a remote interferometric fiber sensing system. *Optical Fiber Technology*, 2014, 20.5: 547-551.

[7] PREUSSLER, Stefan; SCHNEIDER, Thomas. Stimulated Brillouin scattering gain bandwidth reduction and applications in microwave photonics and optical signal processing. *Optical Engineering*, 2015, 55.3: 031110.

[8] AGRAWAL, Govind P. Nonlinear fiber optics. In: *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2000. p. 195-211.

[9] ZERINGUE, Clint M.; DAJANI, Iyad; MOORE, Gerald T. Suppression of stimulated Brillouin scattering in optical fibers through phase-modulation: a time dependent model. In: *Fiber Lasers VIII: Technology, Systems, and Applications*. International Society for Optics and Photonics, 2011. p. 791409.

[10] WILD, Graham; HINCKLEY, Steven. Acousto-ultrasonic optical fiber sensors: overview and state-of-the-art. *IEEE Sensors Journal*, 2008, 8.7: 1184-1193.

[11] Sharpe, William N., ed. *Springer handbook of experimental solid mechanics*. Springer Science & Business Media, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی حسگر ملکول‌های زیستی محلول در آب دی‌یونیزه با استفاده از پلاسمون‌های سطحی گرافن-طلا

زینب صادقی، حسین شیرکانی

گروه فیزیک دانشگاه خلیج فارس، بوشهر

چکیده – در این مقاله با استفاده از گریتینگ ذوزنقه‌ای طلا در مجاورت گرافن، پلاسمون‌های سطحی در ناحیه فروسرخ نزدیک تشکیل داده‌شد. سپس وابستگی طول موج تشدید پلاسمون‌ها به پارامترهای نوری آب دی‌یونیزه که به عنوان حلال ملکول‌های زیستی مورد استفاده قرار می‌گیرد، مورد بررسی قرار گرفته است. این ساختار به عنوان حسگری زیستی در ناحیه فروسرخ نزدیک پیشنهاد شده‌است. بدین منظور ضریب حساسیت $S=\Delta\lambda/\Delta n$ و همچنین ضریب کیفیت سنسور $Q=S/FWHM$ در ضریب شکست های $n=1.333$ و با تغییرات ضریب شکست $\Delta n=0.001$ nm محاسبه شد. سپس به بررسی تاثیر گریتینگ‌های ذوزنقه و مربع در حساسیت و کیفیت حسگر پیشنهادی پرداخته شده و بهترین مقدار به ازای گریتینگ ذوزنقه به ترتیب ۹۰۰ nm/RIU و ۱۷۳۱ گزارش شد.

کلید واژه- حسگر زیستی، پلاسمون سطحی، گرافن.

Designing a Sensor for Biomolecule in Deionization Water by Using Graphene-Gold SPs

Zeynab Sadeghi, Hossein Shirkani

Physics department of Persian Gulf University

Abstract- In this paper, by using trapezius gold grating that covered by a graphene monolayer a surface Plasmon's were formed in the near infrared region. By using the wavelength dependence of the Plasmon's resonance on the optical properties of deionization water that is use for making biomolecules solution has been investigated. a biosensor in near infrared were suggested. By introducing the sensitivity coefficient of $S=\Delta\lambda/\Delta n$, and the quality factor $Q=S/FWHM$ in refractive index from $n=1.333$ and $\Delta n=0.001$ sensitivity of the structure for deionization water was calculated. Then, the effect of trapezoidal and square grating on the sensor sensitivity and Quality was investigated and the best value for trapezoidal grating 900 nm/RIU and 1731, was reported respectively.

Keywords: biosensor, surface Plasmon, graphene.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

حدود ۲۲۵.۰۰۰مورد جدید سرطان ریه و حدود ۱۵۸.۸۷۰ مرگ و میر ناشی از سرطان ریه در سال ۲۰۱۷ در ایالات متحده تشخیص داده شده است، که نشان‌دهنده حدود ۱۴٪ از تمام تشخیص‌های سرطان است[۱]. سیگار کشیدن و قرار گرفتن در معرض دود از علت‌های اصلی سرطان ریه است و برآورد می‌شود که هر ساله حدود ۷۰.۰۰۰ مرگ و میر ناشی از سرطان ریه را به همراه دارد[۲]. این بیماران مبتلا بی‌تردید نیازمند بهره‌گیری از یک حسگر دقیق، ارزان، سریع و با کاربری آسان برای تشخیص تومورهای سرطانی هستند. به همین دلیل توسعه حسگرهای زیستی قابل کاشت و غیر تهاجمی مورد توجه بسیاری قرار دارند. یکی از روش‌های مورد توجه و بسیار پرکاربرد در ساخت و طراحی حسگرهای حساس، استفاده از تکنیک پلاسمون‌های سطحی می‌باشد. یک موج پلاسمون سطحی، یک موج الکترومغناطیسی است که در مرز بین فلز و نافلز منتشر می‌شود. ثابت انتشار موج پلاسمون سطحی با فرمول زیر داده می‌شود:

$$\beta = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_D}{\varepsilon_m + \varepsilon_D}} \qquad (۱)$$

که در این فرمول ε_m و ε_D توابع دی‌الکتریک برای فلز و دی الکتریک هستند.

گرافن یک ماده دوبعدی با ساختار شش وجهی از اتم‌های کربن است که در رنج فرکانسی THz و mid infrared کاربردهای بسیاری را در اطلاعات و ارتباطات، علوم پزشکی، امنیت داخلی، نظامی و حسگرهای زیستی دارد. قرارگیری گرافن بر روی طلا علاوه بر بهبود کیفیت پلاسمون‌های سطحی به علت نسبت سطح به حجم بالای آن می‌تواند با ملکول‌های گازی و زیستی بیشتری در تماس بوده و همچنین از اکسیداسیون فلز جلوگیری کند[۳]. که منجر به استفاده گسترده آن در حسگرها شده است.

با توجه به این واقعیت که بیشترین میزان از میدان پلاسمون‌های سطحی در دی‌الکتریک متمرکز شده‌است. ثابت انتشار پلاسمون‌های سطحی نسبت به تغییرات ضریب شکست دی‌الکتریک بسیار حساس است. بنابراین وقتی المان‌های تشخیصی بر روی سطح فلز، ملکول‌های زیستی موجود در آب دی‌یونیزه را شناسایی کرده و گیر می‌اندازند، جذب آنالیت موجود در مایع نمونه باعث یک افزایش محلی در ضریب شکست سطح فلز شده و درنتیجه موجب افزایش غلظت محلول می‌شود که می‌توان بوسیله روش‌های نوری به‌طور دقیق آن را اندازه‌گیری کرد.

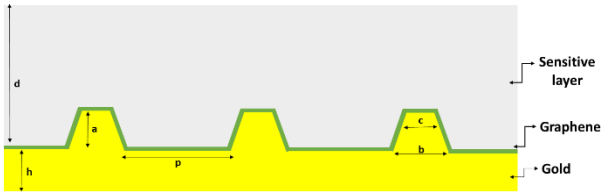
در این مقاله حسگری زیستی متشکل از گریتینگ ذوزنقه-ای گرافن-طلا پیشنهاد داده شده است. حساسیت و کیفیت پیشنهادی بر اساس تغییرات ضریب شکست لایه حساس نیز محاسبه و بررسی شده است و این محاسبات با برنامه شبیه‌سازیCOMSOL Multiphysics و روش المان محدود (FEM) صورت پذیرفته است.

ساختار

در این مقاله، گرافن بر روی ساختاری با گریتینگ ذوزنقه طلا به منظور اهدافی همانند سنجش ملکول‌های زیستی پیشنهاد شده‌است. همان‌طور که در شکل ۱ دیده می‌شود گریتینگ ذوزنقه طلا با ضخامت a=۴۶nm ، ضلع بزرگ b=۵۶nm و ضلع کوچک c=۴۶nm بر روی زیرلایه طلا با ضخامت h=۱۰nm قرار گرفته شده و یک لایه گرافن با ضخامت ۰.۳۴ nm بر روی آن قرار داده شده است. در مجاورت گرافن یک لایه حساس، روی کل ساختار پوشانده شده و میزان حساسیت پلاسمون‌های سطحی نسبت به ضریب شکست این لایه مورد بررسی قرار گرفته است. ضریب شکست برای لایه حساس ۱.۳۳۳ مطابق با آب

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

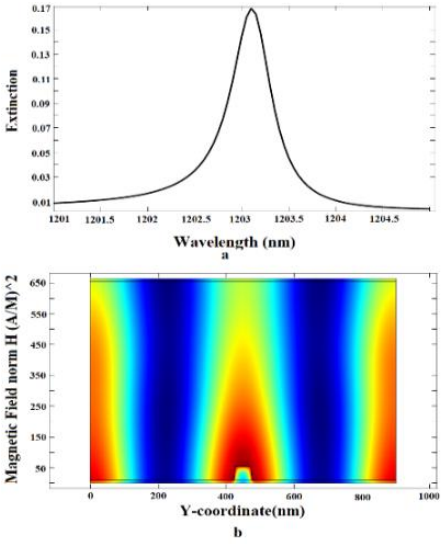
دی‌یونیزه شده در نظر گرفته شد. ساختار با دوره nm p=۹۰۰ تکرار می‌شود. موج الکترومغناطیسی تخت با قطبش TM (مدهای TE پلاسمون‌های سطحی را برای این ساختار تشکیل نمی‌دهند) تحت زاویه تابش صفر درجه به ساختار تابیده شده است.



شکل ۱: شمایی از ساختار حسگر زیستی پیشنهادی مبتنی بر پلاسمون های تشکیل شده در گریتینگ زوزنقه گرافن-طلا.

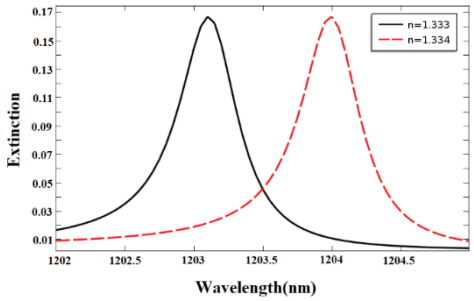
بحث و بررسی نتایج

در بسیاری از تکنیک‌ها تغییر ضریب شکست یک ماده، پارامتر اساسی و مهم تعیین کننده غلظت و ویژگی‌های آن ماده است[۴]. به همین منظور ساختاری بر مبنای گرافن-پلاسمون‌ها برای سنجش ضریب شکست آب دی‌یونیزه شده پیشنهاد داده شد. در شکل ۲-الف خاموشی ساختار بر حسب طول موج رسم شده است. همان‌طور که دیده می‌شود طیف خاموشی در طول موج ۱۲۰۳.۱ به بیشترین مقدار خود می‌رسد. سپس شدت میدان مغناطیسی در بیشینه مقدار خاموشی برای لایه حساس به ازای ضریب شکست n=۱.۳۳۳ رسم شد (شکل ۲-ب).



شکل ۲: الف.نمودار خاموشی سیستم بر حسب طول موج و ب. نمودار دوبعدی شدت میدان مغناطیسی در بیشینه مقدار خاموشی.

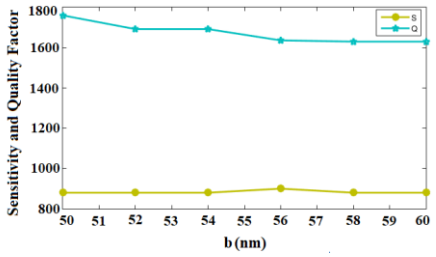
پس از اطمینان از حاصل شدن پلاسمون‌های سطحی، به بررسی حساسیت و کیفیت سنسور پرداخته می‌شود. حساسیت عملکرد سنسورهای ضریب شکست با پارامترهای حساسیت S و کیفیت سنسور Q، که به ترتیب با $S=\Delta\lambda/\Delta n$ و $Q=S/FWHM$ تعریف می شوند، ارزیابی می‌شود. $\Delta\lambda$ تغییرات طول موج تشدید برانگیخته شده ناشی از تغییرات ضریب شکست Δn است و FWHM نیز پهنای پیک در نیمه ارتفاع بیشینه نمودار خاموشی است. تغییرات نمودار خاموشی سیستم را به ازای تغییر کوچکی به اندازه Δn=۰.۰۰۱ در ضریب شکست در شکل ۳ رسم کرده و حساسیت و کیفیت حسگر محاسبه شد و به‌ترتیب مقدارهای ۹۰۰nm/RIU و ۱۶۳۶ به‌دست آمد.



شکل ۳: نمودار خاموشی سیستم بر حسب طول موج به ازای تغییرات Δn=۰.۰۰۱ ضریب شکست لایه حساس.

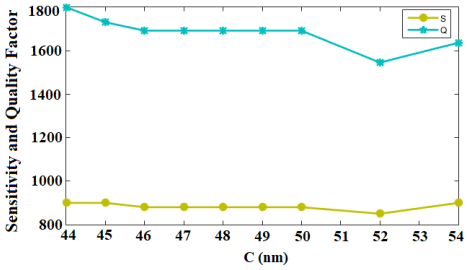
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

اکنون به منظور بهتر شدن حساسیت و کیفیت سنسور پیشنهادی به بهینه‌سازی ضلع پایین ذوزنقه پرداخته‌شد. بهترین مقدار بهینه برای این پارامتر، مقدار ۵۴nm می-باشد که به ازای این مقدار، حساسیت و کیفیت حسگر پیشنهادی ۸۸۰nm/RIU و ۱۶۹۲ افزایش پیدا می‌کند.



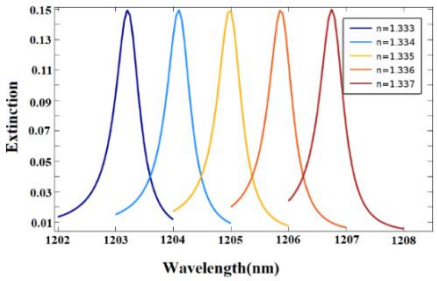
شکل۴: بهینه‌سازی ضلع پایین ذوزنقه و محاسبه حساسیت (نمودار سبز-دایره) و کیفیت (نمودار آبی-ستاره)حسگر پیشنهادی.

اکنون به بهینه‌سازی ضلع بالای ذوزنقه از ۴۴nm تا ۵۴nm پرداخته و مقدار بهینه ۴۵ برای این پارامتر انتخاب شد، که به ازای این پارامتر مقدار حساسیت و کیفیت حسگر به ترتیب ۹۰۰nm/RIU و ۱۷۳۱ به دست آمد.



شکل۵: بهینه‌سازی ضلع پایین ذوزنقه و محاسبه حساسیت (نمودار سبز- دایره) و کیفیت (نمودار آبی-ستاره) حسگر پیشنهادی.

با انتخاب ساختار بهینه به بررسی میزان حساسیت و کیفیت حسگر زیستی نسبت به تغییرات غلظت ملکول-های زیستی در حلال آب دی یونیزه پرداخته شد. برای این منظور طیف خاموشی سیستم به ازای ضریب شکست محلول در بازه ۱.۳۳۳ تا ۱.۳۳۷ با تغییرات ۰.۰۰۱ به-دست آورده شد.(شکل۶)



شکل۶: رسم خاموشی ساختار به ازای ضریب شکست‌های ۱.۳۳۳ تا ۱.۳۳۷ برای نشان دادن حساسیت حسگر.

نتیجه‌گیری

در این مقاله ساختاری متشکل از گریتینگ‌های گرافن-طلا با شکل ذوزنقه به منظور سنجش ملکول‌های زیستی در ناحیه فروسرخ نزدیک پیشنهاد شده است. با بررسی طیف خاموشی، پلاسمون‌های سطحی شناسایی گردیده‌اند و تغییرات ماکزیمم فرکانس تشدید پلاسمون‌ها برحسب تغییرات ضریب شکست محلول زیستی مورد بررسی قرار گرفته است. تغییرات ضریب شکست نسبت به آب دی-یونیزه شده (۱.۳۳۳) در نظر گرفته شد و به ازای تغییرات ضریب شکست ۰.۰۰۱ ساختار هندسی گریتینگ بهینه گردید. بهترین مقادیر حساسیت و کیفیت برای ساختار به ترتیب ۹۰۰nm/RIU و ۱۷۳۱ به دست آمد.

مرجع‌ها

[1]. Siegel, Rebecca L., Kimberly D. Miller, and Ahmedin Jemal. "Cancer statistics, 2017." CA: a cancer journal for clinicians67, no. 1: 7-30, 2017.

[2]. Boer, Rob, Suresh H. Moolgavkar, and David T. Levy. "Chapter 15: Impact of Tobacco Control on Lung Cancer Mortality in the United States Over the Period 1975–2000—Summary and Limitations." Risk Analysis: An International Journal 32: S190-S201, 2012.

[3]. Chen, Ying, Jing Dong, Teng Liu, Qiguang Zhu, and Weidong Chen. "Refractive index sensing performance analysis of photonic crystal containing graphene based on optical Tamm state." Modern Physics Letters B 30, no. 04: 1650030, 2016.

[4]. Zhao, Huaying, Patrick H. Brown, and Peter Schuck. "On the distribution of protein refractive index increments." Biophysical journal 100, no. 9: 2309-2317, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بهبود عملکرد حسگر زیستی مبتنی بر موجبرهای پلاسمونی گرافنی

فرناز جبارزاده، امیر حبیب‌زاده شریف

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز، ایران

f_jabbarzadeh@sut.ac.ir, sharif@sut.ac.ir

چکیده - در این مقاله، تأثیر ایجاد شیارهای V شکل در هسته موجبر پلاسمونی گرافنی بارگذاری شده با برآمدگی عایقی برای بهبود عملکرد حسگری آن بررسی شده است. بر اساس نتایج شبیه‌سازی نشان داده شده است که ایجاد شیارهای V شکل افقی در برآمدگی عایقی موجب افزایش میزان برهمکنش آنالیت با میدان پلاسمونی موجبر شده و طول انتشار مود هدایتی نیز افزایش می‌یابد. در نتیجه، حسگر زیستی مبتنی بر موجبر پلاسمونی گرافنی پیشنهادی دارای دو شیار افقی متقارن در مقایسه با موجبر پلاسمونی گرافنی بارگذاری شده با عایق متداول، طول انتشار مودی بیشتر و حساسیت بیشتری دارد.

کلید واژه- پلاسمونیک، پلاسمون پلاریتون سطحی، حسگر زیستی، موجبر پلاسمونی

Performance enhancement of the biosensor based-on graphene plasmonic waveguides

Farnaz Jabbarzadeh, Amir Habibzadeh-Sharif

Electrical Engineering Faculty, Sahand University of Technology, Tabriz, Iran
f_jabbarzadeh@sut.ac.ir, sharif@sut.ac.ir

Abstract- In this paper, impact of V-grooves designed in core region of dielectric loaded graphene surface plasmon waveguide has been investigated for enhancement of sensing performance. According to the simulation results, it has been shown that the V-grooves increase the interaction of analyte with plasmonic field of the waveguide and improve propagation length of guided modes. Therefore, biosensor based-on the proposed graphene plasmonic waveguide with two symmetrical V-grooves demonstrates longer propagation length and higher sensitivity as compared with the conventional dielectric loaded graphene plasmonic waveguide.

Keywords: plasmonics, surface plasmon polariton, biosensor, plasmonic waveguide.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

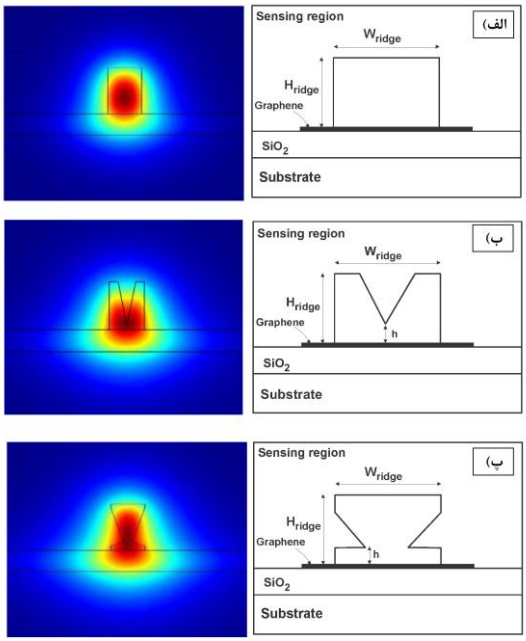
با توجه به حساسیت بالای پلاسمون پلاریتون‌های سطحی (SPPs) در برهمکنش با محیط اطراف، زمینه پلاسمونیک توجه زیادی را به خود جلب کرده است. موجبرهای پلاسمونی برای کاربردهای مختلف حسگر زیستی مفید هستند؛ بنابراین انواع موجبرهای پلاسمونی پیشنهاد شده‌اند [۱، ۲]. به دلیل گذردهی مختلط فلزات در طول موج‌های نوری، موجبرهای پلاسمونی دارای تلفات انتشاری بالایی هستند [۳]. برای تحقق مصالحه بین حبس مودی و تلفات، چندین ساختار موجبر پلاسمونی پیشنهاد شده‌اند که در میان آنها، موجبر پلاسمونی بارگذاری شده با برآمدگی عایقی از طول انتشاری بیشتری برخوردار است [۴]. از طرفی، حسگرهای زیستی پلاسمونی برای ایجاد برهمکنش مناسب SPPها با آنالیت، نیازمند طول انتشار و عمق حسگری بالا هستند [۵]. در این تحقیق، نوع جدیدی از موجبر پلاسمونی بارگذاری شده با برآمدگی عایقی مبتنی بر گرافن دارای دو شیار متقارن بر روی برآمدگی عایقی ارائه شده است. توانایی موجبر پلاسمونی جدید در بهبود طول انتشار، حساسیت و حد تشخیص در مقایسه با موجبر پلاسمونی بارگذاری شده با برآمدگی عایقی متداول مورد بررسی قرار گرفته است.

۲- ساختار پیشنهادی و نتایج شبیه‌سازی

شکل ۱ سطح مقطع عرضی و توزیع میدان الکتریکی مود اصلی سه موجبر پلاسمونی بارگذاری شده با برآمدگی عایقی را نشان می‌دهد. موجبر ۱ در [۵] مطرح شده و در این مقاله، آنالیز مودی مجدد آن با استفاده از روش المان محدود (FEM) انجام شده است. موجبرهای ۲ و ۳ نیز به ترتیب با ایجاد یک برش عمودی و دو برش متقارن افقی در برآمدگی عایقی، طراحی و شبیه‌سازی شده‌اند. این موجبرهای پلاسمونی از زیرلایه با ضریب شکست 1.34، لایه SiO_2 با ضریب شکست 1.45 و ضخامت (µm) 0.5 ، نوار گرافن تک لایه با ضخامت (nm) 1 و عرض (µm) 1.4 و برآمدگی عایقی با ضریب شکست 1.535 تشکیل شده‌اند. فاصله h شیارها از سطح گرافن در موجبرهای ۲ و ۳ مساوی (µm) 0.1 است. عمق شیار V شکل در موجبر ۲ و ۳ به ترتیب برابر با (µm) 1 و (µm) 0.3 است و فاصله عرض شیار از گوشه‌های برآمدگی کمینه مقدار ممکن است. ناحیه حسگری توسط یک محیط میکروفلوئیدیک با ضریب شکست 1.33 پوشیده شده است. در هر سه موجبر، عرض و ارتفاع برآمدگی به ترتیب عبارتند از W_{ridge} = 0.8 (µm) و H_{ridge} = 1.1 (µm). رسانندگی گرافن از رابطه Kubo به صورت زیر بدست می‌آید [۶]:

$$\sigma = i\frac{e^2}{\pi\hbar^2}\frac{\mu_c}{\left(\omega + i\tau^{-1}\right)} + \frac{e^2}{4\hbar}\left[1+\frac{i}{\pi}\ln\left(\frac{\hbar\left(\omega+i\tau^{-1}\right)-2\mu_c}{\hbar\left(\omega+i\tau^{-1}\right)+2\mu_c}\right)\right] \quad (۱)$$

پارامترهای $e = 1.6 \times 10^{-19}$ (C) و $\hbar = 1.05 \times 10^{-34}$ (J.s) به ترتیب، بار الکترون و ثابت پلانک کاهش‌یافته هستند.



شکل ۱: سطح مقطع عرضی و پروفایل توزیع میدان الکتریکی مود اصلی (الف) موجبر ۱، (ب) موجبر ۲، (پ) موجبر ۳

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

رسانندگی گرافن تابع فرکانس ω، طول عمر حامل آزاد τ و پتانسیل شیمیایی μ_c است. ضریب دی‌الکتریک و ضریب شکست گرافن نیز به ترتیب عبارتند از [۶]:

$$\varepsilon_g = 1+\left(i\,\sigma_g\right)/\left(\omega\varepsilon_0 t_g\right)\ ,\quad n_g=\sqrt{\varepsilon_g} \qquad (۲)$$

که $\varepsilon_0 = (1/36\pi) \times 10^{-9}$ (F/m) و $t_g = 1$ (nm) به ترتیب، ضریب گذردهی خلأ و ضخامت تک لایه گرافن می‌باشند.

در ادامه، از طریق بررسی طول انتشار SPP (L_{SPP}) و بخش حقیقی ضریب شکست مؤثر مودی ($\mathrm{Re}[n_{eff}]$) به تحلیل رفتار نوری موجبرها می‌پردازیم.

طول انتشار مودی را می‌توان به صورت زیر تعریف کرد [۲]:

$$L_{SPP}=\frac{\lambda}{4\pi\,\mathrm{Im}\left(n_{eff}\right)} \qquad (۳)$$

که $\lambda = 1550$ (nm) طول موج کاری و $\mathrm{Im}[n_{eff}]$ قسمت موهومی ضریب شکست مؤثر مودی است. پراکندگی بیشتر میدان پلاسمونی در ناحیه حسگری ($\mathrm{Re}[n_{eff}]$ پایین) و طول انتشار مودی بلند دو شرط ضروری در تحقق حسگرهای زیستی پلاسمونی هستند. با توجه به جدول ۱ می‌توان مشاهده کرد که موجبر ۳ دارای کمترین مقدار برای $\mathrm{Re}[n_{eff}]$ و بیشترین مقدار برای طول انتشار است. از طرفی، با توجه به شکل ۱، موجبر ۲ به علت محدود کردن بیشتر میدان در مرز مشترک عایق-گرافن باعث افزایش تلفات جذبی و در نتیجه، کاهش طول انتشار مودی شده است. بنابراین، موجبر ۳ در مقایسه با موجبرهای ۱ و ۲ برای کاربرد حسگری مناسب‌تر است.

جدول ۱: مقایسه پارامترهای $\mathrm{Re}[n_{eff}]$ و L_{SPP} موجبرهای پلاسمونی

ساختار	$\mathrm{Re}[n_{eff}]$	L_{SPP} (mm)
موجبر ۱	۱/۴۰۲	۱۹/۳
موجبر ۲	۱/۳۸۹	۱۸/۲
موجبر ۳	۱/۳۷۶	۲۲/۱۵

۳- تحلیل عملکرد حسگری

در این بخش، مشخصات حسگری موجبر ۳ با موجبر ۱ مقایسه می‌شوند. برای بهبود عملکرد حسگری ساختار پیشنهادی (موجبر ۳)، سهم میدان در ناحیه حسگری اطراف برآمدگی باید افزایش یابد. در این صورت، برهمکنش SPPها با ناحیه حسگری اطراف برآمدگی افزایش یافته و حسگری با حساسیت بیشتر تحقق می‌یابد.

حساسیت حسگرهای زیستی موجبری از طریق محاسبه نسبت تغییرات توان خروجی بر تغییرات ضریب شکست ناحیه حسگری محاسبه می‌شود [۷]:

$$S=\Delta P/\left(n_2-n_1\right) \qquad (۴)$$

که n_1 و n_2 ضرایب شکست ناحیه حسگری به ترتیب در حالت عدم حضور و حضور بیومولکول‌ها در آب است.

حساسیت حسگرهای مبتنی بر موجبرهای ۱ و ۳ در حالتی که ضریب شکست ناحیه حسگری (n_f) در محدوده 1.33 تا 1.4 تغییر می‌کند محاسبه شده‌اند. ضریب شکست مرجع ناحیه حسگری برای آب 1.33 است. تغییر ضریب شکست به معنای تأثیر حضور بیومولکول‌ها در آب است.

توان خروجی موجبر عبارتست از [۵]:

$$P_{out}\left(L,n_f\right)=P_{in}\exp\left(-L/L_{spp}\right) \qquad (۵)$$

این توان در جهت انتشار به صورت نمایی کاهش می‌یابد. P_{in} و L به ترتیب بیانگر توان ورودی و طول موجبر هستند.

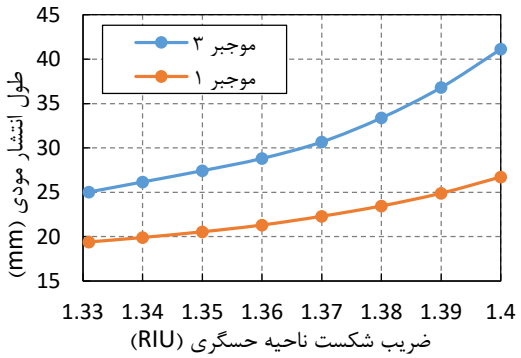
حد تشخیص (LOD) یک حسگر زیستی به صورت کوچکترین تغییر قابل اندازه‌گیری در ضریب شکست ناحیه حسگری تعریف شده و رابطه آن عبارتست از [۸]:

$$LOD=\delta P/S \qquad (۶)$$

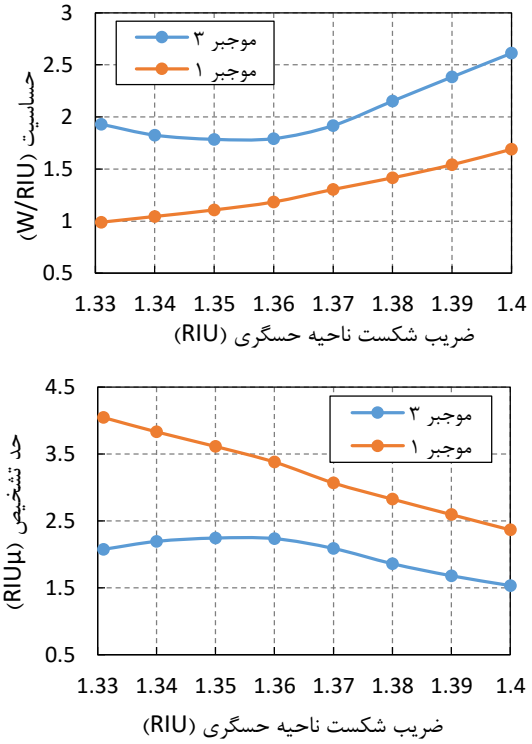
که δP حداقل سیگنال قابل تشخیص پروب توان بوده و 0.0004 ٪ فرض می‌شود [۵].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شکل ۲ تغییرات طول انتشار در موجبرهای ۱ و ۳ را نسبت به تغییر ضریب شکست ناحیه حسگری نشان می-دهد. حساسیت و حد تشخیص این موجبرها نیز در شکل ۳ نشان داده شده‌اند. با توجه به شکل ۲، طول انتشار مودی موجبر ۳ در مقایسه با موجبر ۱ بیشتر است. با توجه به شکل ۳ نیز، حسگر مبتنی بر موجبر ۳، دارای مقادیر بهتری برای حساسیت (2.6 W/RIU) و حد تشخیص (1.5 μRIU) است.



شکل ۲: تغییرات طول انتشار مودی بر حسب تغییرات ضریب شکست ناحیه حسگری



شکل ۳: تغییرات حساسیت و حد تشخیص حسگر بر حسب تغییرات ضریب شکست ناحیه حسگری

۴- نتیجه‌گیری

تحلیل‌های مودی و حسگری موجبرهای طراحی شده در این مقاله انجام شد و نتایج حاصل با موجبر پلاسمونی گرافنی متداول مقایسه شدند. مطابق این نتایج، موجبر پلاسمونی بارگذاری شده با برآمدگی عایقی بر مبنای گرافن که دو شیار افقی متقارن در برآمدگی آن ایجاد شده‌اند، به منظور تحقق طول انتشار و عمق حسگری بیشتر برای افزایش برهمکنش میدان با آنالیت، همچنین حساسیت بالاتر و حد تشخیص کمتر گزینه بهتری است. ایجاد شیار عمودی در برآمدگی به دلیل افزایش تلفات و کاهش طول انتشار، توصیه نمی‌شود.

۵- مرجع‌ها

[1] M. F. O. Hameed, A. S. Saadeldin, E. M. Elkaramany, and S. S. Obayya, "Label-free highly sensitive hybrid plasmonic biosensor for the detection of DNA hybridization," Journal of Lightwave Technol, Vol. 35, 4851-4858, 2017.

[2] G. Magno, M. Grande, V. Petruzzelli, and A. D'Orazio, "Asymmetric hybrid double dielectric loaded plasmonic waveguides for sensing applications," Sens. Actuator B-Chem., Vol. 186, 148-155, 2013.

[3] N. S. Aminah, C. Themistos, R. Hidayat, M. Djamal, and B. Rahman, "Evolution of Surface Plasmon Supermodes in Metal-Clad Microwire and Its Potential for Biosensing," Journal of Lightwave Technol, Vol. 35, 4684-4691, 2017.

[4] A. Krasavin and A. Zayats, "Passive photonic elements based on dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides," Appl. Phys. Lett., Vol. 90, 211101, 2007.

[5] T. M. Wijesinghe, M. Premaratne, and G. P. Agrawal, "Low-loss dielectric-loaded graphene surface plasmon polariton waveguide based biochemical sensor," J. Appl. Phys., Vol. 117, 213105, 2015.

[6] H.-S. Chu, E.-P. Li, P. Bai, and R. Hegde, "Optical performance of single-mode hybrid dielectric-loaded plasmonic waveguide-based components," Appl. Phys. Lett, Vol. 96, 221103, 2010.

[7] P. Berini, "Bulk and surface sensitivities of surface plasmon waveguides," New J. Phys., Vol. 10, 105010, 2008.

[8] T. Dar, J. Homola, B. A. Rahman, and M. Rajarajan, "Label-free slot-waveguide biosensor for the detection of DNA hybridization," Appl. Opt., Vol. 51, 8195-8202, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اندازه‌گیری بردار میدان مغناطیسی زمین با حساسیت نانوتسلا بر پایه مگنتومتر اتمی

امین زمانی[۱]، ملیحه رنجبران[۱]، محمد مهدی طهرانچی[۱و۲]، سید محمد حسین خلخالی[۳] و سیده مهری حمیدی[۱]

[۱] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، ولنجک، تهران
[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، ولنجک، تهران، ایران
[۳] دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران
Ami.zamani@sbu.ac.ir, m_ranjbaran@sbu.ac.ir, Teranchi@sbu.ac.ir, m_khalkhali@khu.ac.ir, m_hamidi@sbu.ac.ir

چکیده – مگنتومترهای اتمی با توجه به برخورداری از حساسیت بسیار بالا، کاربردهای بسیاری در اندازه‌گیری دقیق میدان مغناطیسی زمین یافته‌اند. در این اندازه‌گیری‌ها، از روش‌های مختلفی برای خنثی کردن میدان مغناطیسی زمین استفاده می‌گردد. در این مقاله روشی بر مبنای یافتن حداقل میدان مغناطیسی از طریق تولید میدان مخالف توسط سه جفت پیچه هلمهولتز و یافتن کمینه بسامد تشدید مگنتومتر اتمی ارائه شده است. با استفاده از این روش، مقدار دقیق اندازه بردار میدان مغناطیسی زمین برای محیط آزمایشگاه ۳۵/۱۳۲ μT با حساسیت ۲ nT بدست آمده است.

کلید واژه- اثر زیمان، مگنتومتر اتمی، میدان مغناطیسی زمین، پیچه‌های هلمهولتز

Earth Magnetic Field Vector Measurement with Nano-Tesla Sensitivity Based on Atomic Magnetometers

Amin Zamani[1], Maliheh Ranjbaran[1], Mohammad Mehdi Tehranchi[1,2], Seyed Mohammad Hosein Khalkhali[3], Seyedeh Mehri Hamidi[1]

[1] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
[2] Physics Department, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
[3] Physics Department, Kharazmi University, Tehran, Iran

Abstract- Atomic magnetometers have found widespread applications in precise measurement of Earth's magnetic field due to their high sensitivity. In theses measurements, various methods have been utilized to compensate the Earth's magnetic field. In this paper, a method based on finding the minimum magnetic field by producing the opposite field through three pairs of Helmholtz coils and minimizing resonance frequency of the atomic magnetometer, has been proposed. Using this method, the exact value of Earth magnetic field vector is obtained as 35.132 μT with a sensitivity of 2 nT.

Keywords: Zeeman Effect, Atomic magnetometers, Earth magnetic field, Helmholtz coils

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

میدان مغناطیسی زمین یکی از مهم‌ترین عوامل اساسی وجود حیات بر روی کره‌ی زمین است. اندازه‌گیری این میدان و تغییرات آن با دقت بالا در سال‌های اخیر توجه بسیاری را به خود معطوف ساخته است. اهمیت این موضوع در دریانوردی، هوانوردی، اکتشاف و مطالعه ذخایر مواد معدنی و حتی نظارت بر انرژی گرمایی زمین ظاهر می‌شود [۱]. تاکنون برای اندازه‌گیری دقیق میدان مغناطیسی زمین از مگنتومترهای دریچه شار، مگنتومترهای حرکت تقدیمی پروتون [۲] و در سال‌های اخیر از مگنتومترهای دمش اپتیکی [۳ و ۴] استفاده شده است. مگنتومترهای دمش اپتیکی بر اساس اندازه‌گیری بسامد حرکت تقدیمی لارمور قطبش اسپینی بخار یک فلز قلیایی در میدان مغناطیسی و انرژی مربوط به شکافتگی اثر زیمان کار می‌کنند. جهت تولید قطبش اسپینی، از پدیده دمش اپتیکی استفاده می‌شود که توسط آن، اتم‌های قلیایی در بالاترین زیرتراز تراز پایه جمع می‌شوند. با اعمال یک میدان مغناطیسی نوسانی ثانویه (RF) و جاروب کردن بسامد آن، در انرژی معادل با انرژی شکافتگی زیمان ناشی از میدان زمینه، جذب ناگهانی و یا تشدید رخ می‌دهد. بسامد مربوط به نقطه عطف مؤلفه هم‌فاز (X) و یا بیشینه مؤلفه ناهم‌فاز (Y) منحنی تشدید، بیانگر بسامد حرکت تقدیمی لارمور و به عبارتی اندازه میدان مغناطیسی اعمالی است [۵].

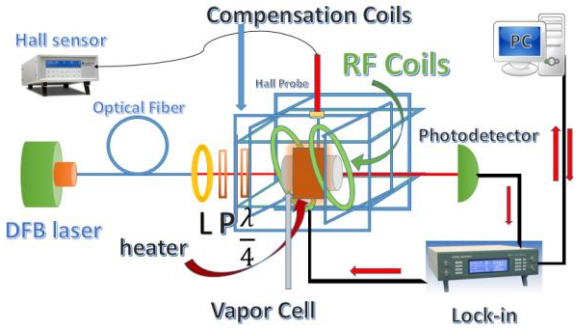
در این مقاله، روشی برای اندازه‌گیری میدان مغناطیسی زمین با استفاده از مگنتومترهای اتمی در فضای بدون محافظ مغناطیسی ارائه شده است. با توجه به این‌که در بسامدهای بالا، عملکرد مگنتومترهای اتمی در اثر افزایش واهلش و گرادیان میدان محدود می‌شود، اندازه‌گیری میدان مغناطیسی زمین (چند ده میکرو تسلا) که معادل با بسامد تشدیدی در حدود چند صد کیلوهرتز است، در فضای باز کار آسانی نیست. به همین دلیل در ابتدا میدان مغناطیسی بر روی سلول فلز قلیایی به حداقل مقدار ممکن رسانده می‌شود. بدین منظور سه جفت پیچه‌ی هلمهولتز مربعی طراحی و ساخته شد. سپس با استفاده از حسگر اثر هال، مؤلفه‌های میدان مغناطیسی زمین تخمین زده شد. در نهایت، با اعمال میدان مخالف از طریق پیچه‌های هلمهولتز و استفاده از الگوریتم یافتن میدان صفر توسط مگنتومتر اتمی، به حداقل میدان در مرکز مجموعه دست یافتیم. در این حالت میدانی که هر جفت پیچه هلمهولتز تولید می‌کنند، معادل با مؤلفه‌های میدان مغناطیسی زمین می‌باشد.

چیدمان اندازه‌گیری

چیدمان اندازه‌گیری میدان مغناطیسی زمین در شکل ۱ نشان داده شده است. قلب مگنتومتر اتمی یک سلول شیشه‌ای حاوی فلز قلیایی روبیدیوم است که دارای ۵۰ میلیمتر طول و ۲۵ میلیمتر قطر می‌باشد. به منظور ایجاد بخار روبیدیوم، این سلول به وسیله‌ی گرماساز الکتریکی گرم می‌شود. سلول شامل هر دو ایزوتوپ روبیدیوم با فراوانی‌های طبیعی است. برای دمش اتم‌های روبیدیوم، از لیزر موج پیوسته که بر روی گذار خط جذبی D_1 اتم روبیدیوم (با طول موج مرکزی ۷۹۴/۸ nm) تنظیم شده است، استفاده می‌کنیم.

نور لیزر پس از عبور از فیبر نوری و یک عدسی موازی می‌شود. پس از آن با عبور از قطبش‌گر و تیغه‌ی ربع‌موج دارای قطبش دایروی شده و در نهایت پس از عبور از سلول بخار قلیایی، از طریق فیبر وارد آشکارساز نوری می‌شود. این آشکارساز تغییرات شدت نور را به ازای اعمال میدان مغناطیسی ثبت می‌کند. پیچه اعمال میدان نوسانی به منظور برانگیختن حرکت تقدیمی اسپین‌ها حول میدان ثابت، در اطراف سلول قرار داده شده است. از سه جفت پیچه هلمهولتز مربعی عمود بر هم، برای تولید میدان مغناطیسی در طول محور پیچه‌ها استفاده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

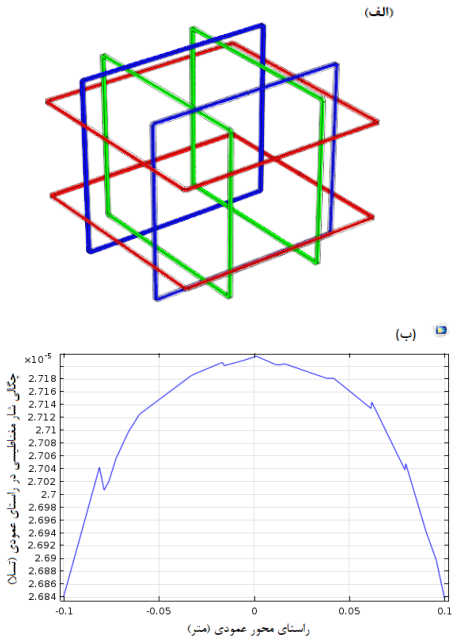


شکل۱- چیدمان اندازه‌گیری میدان مغناطیسی زمین

برای اندازه‌گیری میدان مغناطیسی تقریبی در هر سه راستای محور مختصات از حسگر اثر هال با دقت μT ۲ استفاده شده است. پیچه‌های هلمهولتز میدان را در مرکز به طور تقریبی خنثی می‌کنند. در ادامه‌ی کار، بسامد میدان نوسانی اعمال شده، حول بسامد لارمور میدان زمینه جاروب می‌شود. با خواندن مؤلفه‌های هم‌فاز و ناهم‌فاز خروجی آشکارساز نوری از روی تقویت‌کننده‌ی قفل مدی، بسامد حرکت تقدیمی مربوط به میدان مغناطیسی بدست می‌آید.

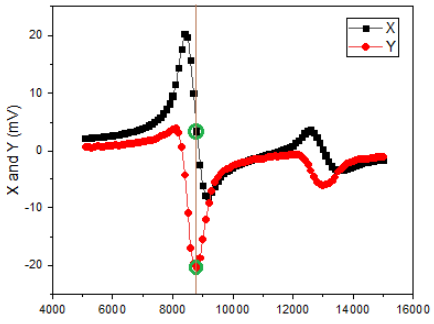
نتایج تجربی

سه جفت پیچه‌ی هلمهولتز مربعی طراحی شده توسط نرم‌افزار کامسول در شکل ۲-الف نشان داده شده است. به منظور تولید میدان مغناطیسی یکنواخت از مرتبه میدان مغناطیسی زمین و کاهش گرادیان میدان در ابعاد سلول بخار قلیایی، برای پیچه‌ها ابعاد ۵۶، ۵۸ و۶۰ سانتی‌متر و برای هر یک ۲۰ دور بدست آمده است. در شکل ۲-ب، توزیع یکنواختی میدان مغناطیسی برای یکی از سه جفت پیچه‌ی هلمهولتز مربعی در مرکز پیچه‌ها نشان داده شده است. ابعاد پیچه‌ها به نحوی انتخاب شده است که به اندازه ابعاد سل در مرکز پیچه‌ها میدان مغناطیسی کاملاً یکنواخت باشد. با استفاده از رابطه‌ی $H[\%]=\frac{B_i-B_0}{B_0}*100$ [۶]، یکنواختی (H) یا تغییرات میدان در ابعاد سلول در مرکز مجموعه ۰/۰۹۸ درصد بدست می‌آید.



شکل۲- شبیه سازی سه جفت پیچه هلمهولتز برای تولید میدان مغناطیسی در مرکز مجموعه (الف) و توزیع میدان مغناطیسی در مرکز پیچه‌ها برای یکی از سه جفت پیچه‌های هلمهولتز (ب).

شکل ۳ نمودار تشدید بدست آمده از مگنتومتر اتمی را، در حالتی که میدان مغناطیسی با استفاده از حسگر اثر هال به طور تقریبی خنثی شده است، نشان می‌دهد. در این شکل X و Y به ترتیب نشان‌دهنده مؤلفه‌های هم‌فاز و ناهم‌فاز منحنی تشدید می‌باشند. نقطه‌ی سبز رنگ بیانگر بسامد تشدید kHz ۸/۸۰±۰/۰۹ است که توسط رابطه‌ی $\omega=\gamma B$ با میدان مغناطیسی μT ۱/۹۱۳ متناسب است. ω بسامد تشدید، B میدان مغناطیسی و γ ضریب ژیرومغناطیسی است که Hz/T ۰/۴۶×۱۰^{۱۰} می‌باشد.

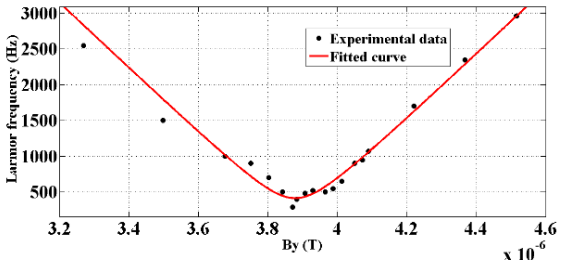


شکل۳- نمودار تشدید مگنتومتر در فضای باز در بسامد بالا

حال به وسیله الگوریتم یافتن میدان صفر، میدان مغناطیسی را در مرکز به حداقل می‌رسانیم. در این الگوریتم، پس از اعمال میدان‌های خنثی سازی اولیه،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بسامد میدان نوسانی را جاروب کرده و بسامد تشدید را بدست می‌آوریم. سپس میدان مغناطیسی کوچک dB را به یکی از سه جفت پیچه‌ی هلمهولتز اعمال می‌کنیم. دوباره بسامد را جاروب کرده و بسامدهای تشدید را در این حالت و حالت قبلی با هم مقایسه می‌کنیم. در صورتی که بسامد تشدید کاهش یافته بود، dB را دو برابر کرده و مراحل را تکرار می‌کنیم و اگر افزایش یافته بود، dB را نصف کرده و مخالف جهت اولیه اعمال می‌کنیم. در نهایت بسامد تشدید بدست آمده بسامدی است که تا حد امکان کاهش یافته است.



شکل۴- منحنی تغییرات بسامد تشدید حول میدان صفرکننده راستای y

شکل ۴، تغییرات بسامد تشدید به ازای اعمال جریان به پیچه‌های هلمهولتز برای یافتن کمینه بسامد تشدید توسط الگوریتم را نشان می‌دهد. برای بدست آوردن مقادیر محور افقی در این شکل، با کمک رابطه‌ی $B_z(0)=\frac{4\mu_0 NI}{1.2965\pi\sqrt{2.2965a}}$، جریان اعمالی به پیچه‌ها به میدان مغناطیسی تبدیل شده است [۶].

به منظور یافتن میدان صفر کننده در هر راستا (اندازه میدان مغناطیسی زمین در آن راستا)، تابعی به صورت $\gamma\sqrt{a^2+(B_y-b)^2}$ بر روی داده‌های شکل ۴ برازش شده است که $a^2=B_x^2+B_z^2$. مقدار پارامتر b که ۳/۸۹۰ μT بدست می‌آید، نشانگر اندازه میدان زمین در راستای محور y می‌باشد. به همین ترتیب مؤلفه‌های x و z بردار میدان مغناطیسی با اندازه‌های ۱۵/۴۳۳ μT و ۳۱/۳۲۰ بدست می‌آید. با توجه به اینکه بسامد تشدید با دقت ۱۰ Hz بدست آمده است، میدان مغناطیسی زمین با دقت ۲ nT محاسبه می‌شود.

نتیجه‌گیری

به‌کارگیری مگنتومترهای اتمی با حساسیت بالا، در اندازه‌گیری دقیق بردار میدان مغناطیسی زمین و تغییرات آن از اهمیت بالایی برخوردار است. در این مقاله روشی برای اندازه‌گیری دقیق بردار میدان مغناطیسی زمین در فضای باز، از طریق یافتن میدان صفر، ارائه شده است. در این روش که بر پایه کاهش بسامد تشدید در مگنتومتر اتمی بنا نهاده شده، با اعمال جریان به پیچه‌های هلمهولتز مربعی، میدان زمین خنثی شده و بدین طریق اندازه آن در هر راستا بدست می‌آید. در این تحقیق، اندازه‌ی بردار میدان مغناطیسی زمین در آزمایشگاه ۳۵/۱۳۲ μT با دقت ۲ nT بدست آمده است.

مرجع‌ها

[1] R. Čop, D. Fefer, "Nature of Earth's magnetic field and its application for commercial flight navigation", *Geomagnetics for Aeronautical Safety*, Springer, Dordrecht, 2006, pp. 115-126.

[2] K. Korth, K. Strohbehn, F. Tejada, A. G. Andreou, J. Kitching, S. Knappe, S. J. Lehtonen, S. M. London, and M. Kafel, "Miniature atomic scalar magnetometer for space based on the rubidium isotope 87Rb", J. Geophys. Res: Space Physics, 121 (2016) 7870-7880.

[3] J. M. Leger, F. Bertrand, T. Jager, M. L. Prado, I. Fratter, and J. C. Lalaurie. "Swarm absolute scalar and vector magnetometer based on helium 4 optical pumping." Procedia Chem. 1 (2009) 634-637.

[4] S. J.Seltzer and M. V. Romalis," Unshielded three-axis vector operation of a spin-exchange-relaxation-free atomic magnetometer", Appl. Phys. Lett. 85 (2004) 4804-4806

[5] M. Ranjbaran, M.M. Tehranchi, S.M. Hamidi, S.M.H. Khalkhali, Harmonic detection of magnetic resonance for sensitivity improvement of optical atomic magnetometers, J. Magn. Magn. Mater. 424 (2017) 284–290.

[6] A. Restrepo, F. Andres, F. M. Edinson, and R. P. J. Carlos "Study and analysis of magnetic field homogeneity of square and circular Helmholtz coil pairs: A Taylor series approximation." VI Andean Region International Conference Andescon, Cuenca, Ecuador. 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تشخیص و جداسازی آنلاین سیگنال تک واحدی برای کنترل مدار بسته اپتوژنتیکی

احمد قربانی[۱]، میرحسین سید نظری[۱]، فائزه اکبری[۱]، زهرا فتاحی[۲]، عباس حق پرست[۲]، لیلا درگاهی[۲]، حمید لطیفی[۱]، محمد اسماعیل زیبائی[۱]

[۱] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

[۲] مرکز تحقیقات علوم اعصاب، دانشگاه علوم پزشکی شهید بهشتی، تهران

چکیده – در کنترل مداربسته سیستم های عصبی با استفاده از تکنیک اپتوژنتیک برای درمان بیماریهای عصبی لازم است سیگنال های عصبی دریافتی از مغز به صورت آنلاین پردازش شود. محققان علوم اعصاب برای بررسی اثراپتوزنتیک روی سیستم های عصبی و یا کنترل مدار بسته، رفتار حیوان را مورد بررسی قرار می دهند و یا ثبت سیگنال عصبی از ناحیه هدف صورت می گیرد. یکی از مهم ترین ثبت های مغزی، ثبت سیگنال عصبی تک واحدی است. در این مقاله الگوریتمی بر اساس تبدیل موجک برای تشخیص اسپایک ها و دسته بندی آن ها در ثبت تک واحدی به صورت آنلاین ارائه می شود. الگوریتم مورد نظر در برنامه LabVIEW پیاده سازی شده است و داده واقعی با استفاده از آن پردازش شده است. به دلیل سرعت پردازش بالا و سادگی، این الگوریتم قابلیت پیاده سازی در کامپیوترهای معمولی را دارد و می تواند برای مطالعه و کنترل شبکه سیستمهای عصبی بصورت مدار بسته بکار رود. از این سیستم پردازشی در گروه اپتوزنتیک دانشگاه شهید بهشتی برای کنترل بیماریهای عصبی از قبیل اعتیاد، صرع و اوتیسم استفاده می شود.

کلید واژه-اپتوژنتیک، ثبت تک واحدی، تحلیل موجک، کنترل مدار بسته

Online detection and sorting of single-unit recording signal for closed loop optogenetic controlling

Ahmad Ghorbani[1], Mir Hossein seyed Nazari[1], Faezeh Akbari[1], Zahra Fatahi[2], Abbas Haghparast[2], Leila Dragahi[2], and Hamid Latifi[1], Mohammad Ismail Zibaii[1]

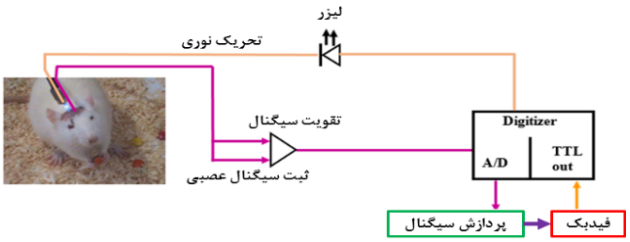
[1]Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran
[2]Neuroscience Research Institute, Shahid Beheshti University of Medical Sciences, Tehran

Abstract- In closed loop optogenetics controlling of the neural system, for treatment of neurological diseases it should be used online neural signal processing. To investigation of optogenetics effects on the neural system or closed loop controlling, neuroscientists study the animal behavior or signal recording from the target area. One of the important brain signal recording is single-unit recording. In this paper, an algorithm is proposed to online spike detection and sorting them in single unit recording based on wavelet transform. This algorithm is programmed by Labview software and raw data is processed. Since it has a high processing speed and its simplicity, this algorithm can be run in a personal PC and can be used for studying and controlling the neural network system with closed loop optogenetics technique. This processing system is using at optogenetics group of Shahid Beheshti university for studying of some diseases such as addiction, seizer and autism.
Keywords: Closed loop controlling, Optogenetics, single unit recording, wavelet transform

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

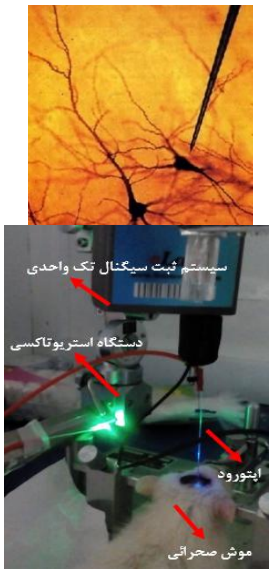
مقدمه

در تکنیک اپتوژنتیک با استفاده از نور لیزر می توان فعالیت های مغزی حیوان را افزایش یا کاهش داد. منظور از فعالیت های مغزی، سیگنال های الکتریکی حاصل از فعالیت نورون های مختلف در مغز است. اگر نیاز باشد که فعالیت نورون ها در هر لحظه از زمان با استفاده از نور کنترل گردد باید از سیستمهای کنترلی مدار بسته استفاده کرد. سیستم حلقه بسته به سیستمی گفته می شود که در هر لحظه سیگنال خروجی سیستم مورد نظر را پایش و با یک میزان از پیش تعیین شده مقایسه می کند. سپس با توجه به اطلاعات بدست آمده از این مقایسه و هم چنین مشاهده ورودی، پردازش سیگنال به صورتی انجام می شود که بتوان به خروجی مورد نظر دست یافت. شمای کلی یک سیستم حلقه بسته برای تکنیک اپتوژنتیک در شکل ۱ نشان داده شده است.

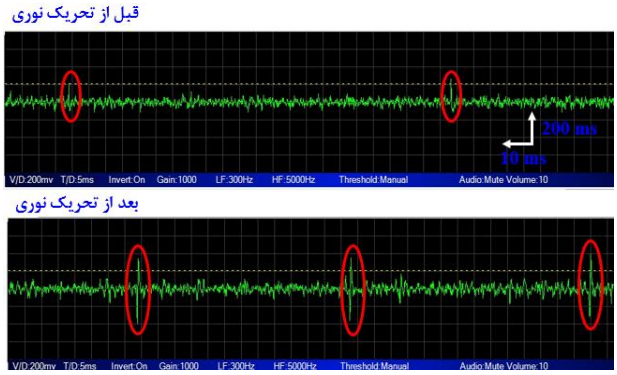


شکل ۱: شمای کلی سیستم حلقه بسته برای تکنیک اپتوژنتیک

برای آن که بتوان در زمان واقعی تغییر فعالیت مغز را بررسی کرد، باید سیگنال های دریافتی از مغز در زمان واقعی پردازش شود. در حالیکه نرم افزارهای تجاری رایج برای پردازش سیگنال های عصبی بصورت غیر آنلاین می باشند. یکی از روش های الکتروفیزیولوژی برای مطالعه سلولهای عصبی ثبت سیگنال عصبی از یک سلول عصبی در داخل بافت مغزی می باشد که به آن ثبت سیگنال عصبی تک واحدی گفته می شود[1]. در شکل ۲ چیدمان تحریک و ثبت الکتروفیزیولوژی و موقعیت قرار گیری الکترود ثبت در مجاورت یک نورون نشان داده شده است. همچنین یک نمونه از سیگنال ثبت شده در شکل ۳ نشان داده شده است. مشاهده می شود سیگنالهای عصبی تک واحدی پس از تحریک نوری بدلیل تحریک کانالهای یونی حساس به نور میزان فعالیت نورونی افزایش یافته است. در این نوع ثبت، سیگنال های مفید به صورت اسپایک هایی با دامنه بالا در میان نویز زمینه موجود هستند.



شکل ۲: چیدمان تحریک اپتوژنتیکی و پایش سیگنال عصبی با استفاده از ثبت سیگنال تک واحدی (سمت راست) و تصویر یک نمونه از قرارگیری الکترود در مجاورت یک سلول عصبی



شکل ۳: نمونه سیگنال عصبی ثبت تک واحدی قبل و بعد از تحریک نوری در تکنیک اپتوژنتیک

طراحی و پیاده‌سازی الگوریتمی که بتواند در زمان واقعی اسپایک‌های مربوط به یک نورون را تشخیص داده و در یک دسته قرار دهد یک چالش مهندسی است و علی‌رغم آن‌که الگوریتم‌هایی به‌این منظور طراحی شده‌اند، ولی تقریبا هیچ‌یک از لحاظ کارایی و سرعت نیازها را برطرف نمی‌کند و نیاز به الگوریتمی که ساده و سریع باشد مورد

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نیاز می باشد. لذا در این مقاله روشی برای پردازش سیگنال تک واحدی در زمان واقعی که برای کنترل مدار بسته سیستمهای اپتوژنتیکی لازم است توسعه داده شده است که در گروه اپتوژنتیک دانشگاه شهید بهشتی برای کنترل بیماریهای عصبی از قبیل اعتیاد، صرع و اوتیسم استفاده می شود.

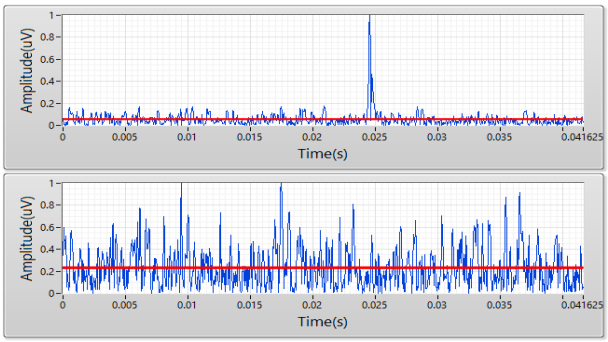
۱ - تئوری

۲-۱-شناسایی اسپایک ها

ماهیت نویز موجود در سیگنال های ثبت تک واحدی دارای توزیع گاوسی است که رابطه (۱) تابع چگالی احتمال یک متغیر تصادفی کاوسی را نشان می دهد[2]:

$$p(z)=\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{(z-\mu)^2}{2\sigma^2}} \qquad (۱)$$

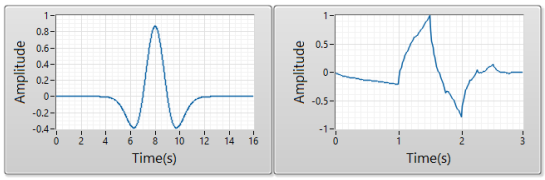
که σ انحراف از معیار و μ میانگین نویز گاوسی است. میزان میانگین گاوسی تقریبا ثابت است که می تواند برای استخراج اسپایک ها استفاده شود. بنابراین با میانگین گیری از داده ها و افزایش مقدار میانگین از محدوده ای مشخص می توان نتیجه گرفت که احتمالا یک اسپایک شناسایی شده است. برای این منظور ابتدا قدر مطلق تمام داده ها محاسبه و نرمالیزه می شوند تا میانگین بدست آمده همواره بین صفر و یک باشد و بتوان در شرایط برابر راجع به همه بازه ها قضاوت نمود. به‌این منظور نویز گاوسی در بازه های شامل ۹۸۰ داده به تعداد صد هزار بار شبیه سازی می شود. نتایج به دست آمده نشان می دهد که مقدار بیشینه و کمینه میانگین بدست آمده به ترتیب برابر با ۰/۳۱ و ۰/۱۴۵ است. در مرحله بعد یک داده که مقدار آن ۱۵ برابر مقدار میانگین نویز می باشد به نویز اضافه می شود تا بعنوان اسپایک در نظر گرفته شود و مجددا شبیه سازی به تعداد صد هزار بار تکرار می شود. در این حالت بیشینه میانگین برابر با ۰/۰۹ بدست می آید که معیار ۰/۱ در نظر گرفته می شود تا اطمینان حاصل شود که تمامی اسپایک ها شناسایی شده است. شکل ۴ به ترتیب دو بازه بدون اسپایک و شامل اسپایک را نشان می دهند. خط قرمز نمایشگر معیار بدست آمده است.



شکل ۴: بازه بدون اسپایک (بالا)و بازه شامل اسپایک (پایین).

۲ - دسته بندی اسپایک ها با استفاده از تبدیل موجک

تبدیل موجک یک نمایش زمانی-فرکانسی سیگنال است. تبدیل موجک از یک سری موجک جایگزیده در زمان استفاده می کند که تحت این تبدیل هم اطلاعات زمانی و هم اطلاعات فرکانسی سیگنال بدست می آید. دو نمونه از شکل موجک در شکل ۵ نشان داده شده است.



شکل ۵: دو نمونه موجک

از دیدگاه ریاضی تبدیل موجک پیوسته برای سیگنال $S(t)$ به صورت زیر تعریف می شود [3]:

$$WT_{u,a}=<S,\Psi_{u,a}>=\int_{-\infty}^{+\infty}S(t)\Psi^{*}_{u,a}(t)dt \qquad (۲)$$

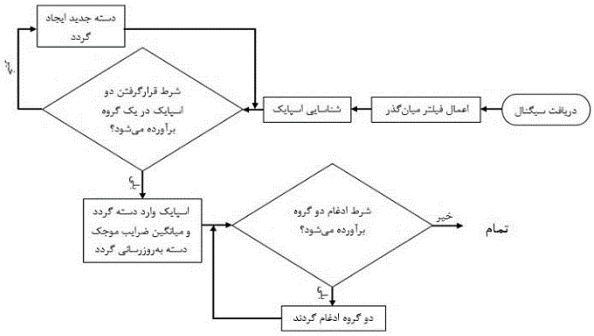
$WT_{u,a}$ ضرایب تبدیل موجک پیوسته هستند، $\Psi_{u,a}$ معرف یک موجک پیوسته ، u فاکتور شیفت زمانی و a فاکتور مقیاس است. برای دسته بندی اسپایک های شناسایی شده از تبدیل موجک پیوسته استفاده می شود. اگر سیگنال اصلی در یک عدد ثابت ضرب شود، طبق

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

رابطه (۱) ضرایب بدست آمده از تبدیل موجک نیز در همان عدد ثابت ضرب می‌شوند.

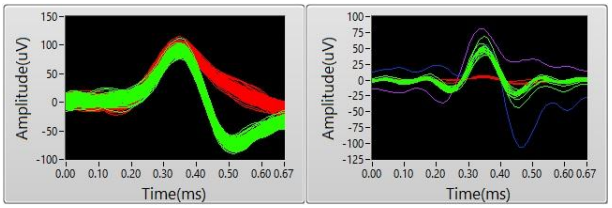
ابتدا سه نقطه، شامل نقطه ماکزیمم و دو نقطه کناری آن انتخاب می شوند. در هر مرحله ضرایب موجک هر اسپایک محاسبه می شود. اگر هریک از ضرایب تبدیل موجک با ضریب متناظر در هر گروه به اندازه ۲۵ درصد تفاوت داشته باشد، دو ضریب مشابه فرض می شود. اگر به ازای یک نقطه، در تمام مقیاس ها اختلاف ضرایب تبدیل موجک کمتر یا مساوی ۲۵ درصد باشد، این دو نقطه مشابه در نظر گرفته می شوند. در نهایت اگر هم قبل از نقطه ماکزیمم و هم بعد از نقطه ماکزیمم نقطه مشابه وجود داشته باشد اسپایک به گروه مورد نظر وارد می شود. فلوچارت الگوریتم در شکل ۶ نشان داده شده است.

شکل ۶: فلوچارت دسته بندی اسپایک



۳ - پیاده سازی

الگوریتم پیشنهادی در برنامه LabVIEW پیاده سازی شده است. ابتدا سیگنال خام توسط سیستم ثبت الکتریکی دریافت می شود. پس از دریافت سیگنال اسپایک ها تشخیص داده می شوند و وارد قسمت دسته بندی آنلاین می شوند و یک به یک وارد دسته های مربوطه می گردند. سپس نتایج دسته بندی ذخیره می شود تا در صورت نیاز برای تحلیل بیشتر مورد پردازش قرار گیرند. مقدار زمان متوسط مورد نیاز برای اجرای برنامه در قسمت شناسایی اسپایک حدود ۴۰ میلی‌ثانیه و در قسمت دسته‌بندی اسپایک‌ها حدود ۸ میلی‌ثانیه است. همان‌گونه که در شکل ۷ مشاهده می‌شود اسپایک‌های مربوط به نورون‌های مختلف با رنگ‌های متفاوت در برنامه به تصویر کشیده شده‌اند.



شکل ۷: نتایج دسته بندی اسپایک ها در دو آزمایش مختلف

۴ - جمع بندی

در این مقاله روشی برای شناسایی و دسته بندی اسپایک ها بصورت آنلاین ارائه شد. یکی از الگوریتم‌های محبوب شناسایی و دسته‌بندی اسپایک‌ها که در منبع [1] معرفی شده‌است جهت مقایسه با الگوریتم پیشنهادی در برنامه LabVIEW پیاده‌سازی شد ولی این الگوریتم به دلیل پردازش‌های سنگین و زمان‌بر قابلیت استفاده برای پردازش سیگنال در زمان واقعی را ندارد. از الگوریتم پیشنهادی در مقاله می‌توان برای کنترل مدار بسته اپتوژنتیکی استفاده کرد.

۵ - سپاسگزاری

این مقاله با حمایت مالی ستاد علوم و فناوریهای شناختی در راستای اجرای طرح کنترل مدار بسته اپتوژنتیکی سیستمهای عصبی انجام شده است.

۶ - منابع

[1] U. Rutishauser, E. M. Schuman, A. N. Mamelak, “Online detection and sorting of extracellularly recorded action potentials in human medial temporal lobe recordings, in vivo”, J. Neuroscie. methods.154, 204-224, 2006.

[2] Tim R.H. Cutmore, D. A. James, “Identifying and reducing noise in physiological recordings”, Int. J. Psychophysiol., 32, 129-150, 1999.

[3] Z. Nenadic, J. W. Burdick, “Spike detection using continuous wavelet transform”, IEEE T Bio-Med Eng., vol. 50, No. 1, 2005.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی خواص ساختاری و اپتیکی نانوپودرهای Zn_2SnO_4 با ناخالصی Mn

فاطمه رحیمی، مرتضی عاصمی، مجید قناعت‌شعار

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی
fate.rahimi@mail.sbu.ac.ir
Asemi.physics@gmail.com
m-ghanaat@sbu.ac.ir

چکیده- Zn_2SnO_4 به عنوان یک نیمرسانای شفاف در ساخت قطعات الکترونیکی شفاف همچون سلول‌های خورشیدی مورد توجه قرار گرفته است. در این پژوهش، پودرهای Zn_2SnO_4 با درصدهای مختلفی از ناخالصی منگنز با استفاده از روش واکنش حالت جامدی ساخته شدند. بررسی خواص ساختاری نشان می‌دهد که ماده تکفاز Zn_2SnO_4 در مقادیر کمتر از ۴ درصد تشکیل می‌شود و با افزایش بیشتر ناخالصی، فازهای اضافی نظیر اکسیدهای منگنز (Mn_3O_4 و Mn_2O_3) در کنار فاز اصلی شکل می‌گیرند. در ادامه، اثر بازپخت در خلأ بر خواص فرومغناطیسی و اپتیکی نمونه‌ها مورد بررسی قرار گرفت. گاف انرژی نمونه‌های ساخته شده، بالاتر از ۴ الکترون ولت بدست آمد. علاوه بر این، خاصیت فرومغناطیسی در نمونه های Zn_2SnO_4 مورد تایید قرار گرفت.

کلید واژه- نانو پودرهای Zn_2SnO_4، ناخالصی Mn، نیمه‌رساناهای مغناطیسی رقیق.

Structural and optical properties of Mn-doped Zn_2SnO_4 nanopowders

Fatemeh Rahimi, Morteza Asemi, and Majid Ghanaatshoar

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Evin, 1983969411 Tehran, Iran

fate.rahimi@mail.sbu.ac.ir, Asemi.physics@gmail.com, m-ghanaat@sbu.ac.ir

Abstract- Zn_2SnO_4 has attracted attention for fabrication of transparent electronic devices such as solar cells. In this paper, Zn_2SnO_4 nanopowders with different values of Mn were synthesized by means of solid-state reaction method. The structural investigation revealed that the prepared powders at below 4% impurity had a single phase structure. At higher concentration of Mn, besides the Zn_2SnO_4 phase, secondary phases formed, namely Mn_2O_3 and Mn_3O_4. In the second step, the effect of vacuum annealing on the ferromagnetic properties of the prepared single-phase Mn-doped Zn_2SnO_4 was investigated. The optical characterization revealed that the band gap of the vacuum-annealed samples was higher than 4 eV. Furthermore, the formation of diluted magnetic semiconductor by doping Mn in Zn_2SnO_4 was verified.

Keywords: Zn_2SnO_4 nanopowders, Mn dopant, Diluted magnetic semiconductor.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

Zn_2SnO_4 یک نیمرسانای اکسیدی نوع n خانواده استانیت در سیستم SnO_2-ZnO است. ازجمله خصوصیات Zn_2SnO_4 می‌توان به غیرسمی بودن، شفافیت اپتیکی (گاف انرژی بالا در حدود ۳/۶ eV)، تحرک الکترونی cm^2 $v^{-1}s^{-1}$ ۱۰-۱۵ و قیمت ارزان آن اشاره کرد. ویژگی‌های مطلوب Zn_2SnO_4، آن را برای طیف گسترده‌ای از کاربردها از جمله فوتو الکترود در سلول خورشیدی [۱]، دیودهای نور گسیل، ترانزیستورهای لایه نازک [۲]، سرامیک‌های میکروموج، ماده الکترود منفی در باتری‌های لیتیومی مناسب می‌سازد. قراردادن یون‌های ناخالصی به ویژه عناصر گروه واسطه (Mn، Fe، Co، Ni) در ساختار شبکه نیمه‌رسانا باعث ایجاد خواص جالب در ساختار نیمه-رسانا می‌شود. از اینرو تاکنون با استفاده از روش‌های مختلف شیمیایی و فیزیکی، نانوساختارهای مختلفی از این ماده، به صورت خالص و یا وارد کردن ناخالصی مورد بررسی قرار گرفته است. با این حال تعداد گروه‌هایی که رفتار مغناطیسی این ماده را بررسی کرده‌اند بسیار محدود بوده است. اولین گزارش در سال ۲۰۱۳ ارائه شد. این کار با وارد کردن ناخالصی منگنز به روش شیمیایی انجام شد [۳]. گروه سومیترا رفتار مغناطیسی را با دو ناخالصی کبالت و آهن به دو روش هم‌رسوبی و هیدروترمال بررسی و رفتار فرو مغناطیس را مشاهده کردند [۵،۴]. آخرین پژوهش صورت گرفته، رشد نانومیله‌های Zn_2SnO_4 در سال ۲۰۱۸ است که در آن مغناطش اشباع در حدود emu/cm^3 ۲۱/۵۵ گزارش شد [۶].

ساخت فیلم‌های نازک فرومغناطیسی شفاف به عنوان ماده مگنتواپتیکی نیاز به یافتن و آزمودن مواد جدید به عنوان هسته حسگرها دارد. این مواد ضمن داشتن شفافیت مطلوب باید چرخش فارادی و خواص مغناطیسی قابل قبول نیز داشته باشند.

در این مقاله، به تهیه پودرهای آلاییده Zn_2SnO_4 برای ساخت لایه نازک، به عنوان ماده مگنتواپتیکی که دارای حلقه پسماند کم باشد اقدام شده و ساختار اولیه، خواص مغناطیسی و اپتیکی پودرهای Zn_2SnO_4 به صورت خالص و همراه با ناخالصی Mn مورد بررسی قرار می‌گیرد.

روش تهیه مقاله

در این تحقیق، پودرهای آلاییده Zn_2SnO_4 به صورت خالص و با ناخالصی Mn در درصدهای مولی ۱/۳، ۲/۶، ۴ و ۵/۳ به روش حالت جامدی تهیه شده است. در این روش سنتز، مقادیر مناسبی از مواد اولیه با خلوص بالا، شامل اکسید روی، اکسید قلع به همراه درصدهای مختلفی از اکسید منگنز، با استفاده از آسیاب سیاره‌ای در دمای اتاق به مدت ۱۲ ساعت با یکدیگر ترکیب شدند. نسبت وزنی توپ به پودر و سرعت چرخش به ترتیب ۱۰:۱ و rpm ۴۰۰ تنظیم شد. سپس، پودرهای بدست آمده در کوره هوا در دمای ۱۳۰۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۴ ساعت حرارت داده شدند. در ادامه به منظور بهبود خواص مغناطیسی، نمونه‌های سنتز شده در کوره خلأ در فشار حدود $^{-۲}$۱۰ میلی بار، به مدت ۵ ساعت در دمای ۵۵۰ درجه سانتیگراد تحت فرآیند بازپخت ثانویه قرار گرفتند.

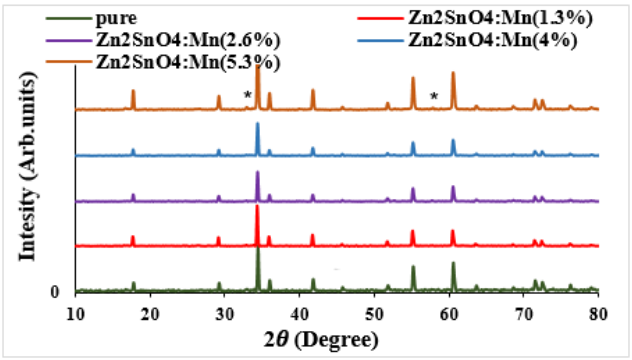
ساختار بلوری و آنالیز فازی با استفاده از پراش پرتو ایکس (XRD) توسط دستگاه PANalytical بررسی شد. آند به کار رفته برای تولید پرتو ایکس ازجنس K_α-Cu با طول موج ۱/۵۴ آنگستروم است. برای اندازه‌گیری طیف بازتابی از دستگاه اسپکتروفوتومتر (UV-Vis) مدل Avaspect 2048 ساخت کشور آلمان استفاده شد. همچنین خواص مغناطیس پودرها نیز به وسیله آنالیز مغناطیس‌سنج ارتعاشی (VSM) شرکت مغناطیس دانش پژوه کاشان مورد بررسی قرار گرفت.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

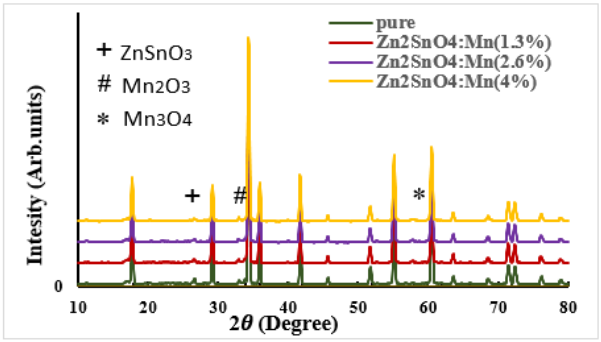
نتایج و بحث

الگوهای پراش پرتو ایکس پودرهای Zn_2SnO_4:Mn سنتز شده خالص و با ناخالصی ۱/۳، ۲/۶، ۴ و ۵/۳ درصد در شکل (۱) نشان داده شده است. همانطور که از شکل دیده می‌شود، در درصدهای کمتر از ۴، ساختار تکفازی از ماده Zn_2SnO_4 شکل گرفته است. با افزایش میزان ناخالصی Mn، اکثر یون‌های ناخالصی تمایل دارند نزدیک یا روی مرزدانه‌های بلوری قرار بگیرند. این یون‌ها مانع رشد بلور و با افزایش سطح انرژی ساختار باعث جدا شدن ناخالصی‌ها در مرزدانه و تشکیل فازهای اضافی (Mn_3O_4 و Mn_2O_3) می‌شوند [۷]. میانگین اندازه بلورک‌های سنتز شده با استفاده از فرمول دبای-شرر در راستای صفحه (۳۱۱) محاسبه شده است. اندازه بلورک‌ها برای پودرهای بدون ناخالصی ۲۶ و در درصدهای ۱/۳، ۲/۶، ۴ و ۵/۳ به ترتیب به مقدار ۳۵، ۲۶، ۲۶ و ۲۱ نانومتر می‌شود.

برای بررسی تاثیر فشار اتمسفر، نمونه‌های تکفاز Zn_2SnO_4:Mn در کوره خلأ در دمای ۵۵۰ درجه سانتی-گراد به مدت ۵ ساعت تحت فرآیند بازپخت قرار گرفتند. در شکل (۲) پراش اشعه ایکس نمونه‌ها نشان داده شده است. با توجه به شکل، پهنای پیک‌ها نسبت به حالت اولیه افزایش یافته و اندازه بلورک‌ها در حدود ۱۷ تا ۲۱ نانومتر متغیر است. این مورد نشان‌دهنده کاهش اندازه بلورک‌ها و افزایش مرزدانه در داخل شبکه بلوری است.



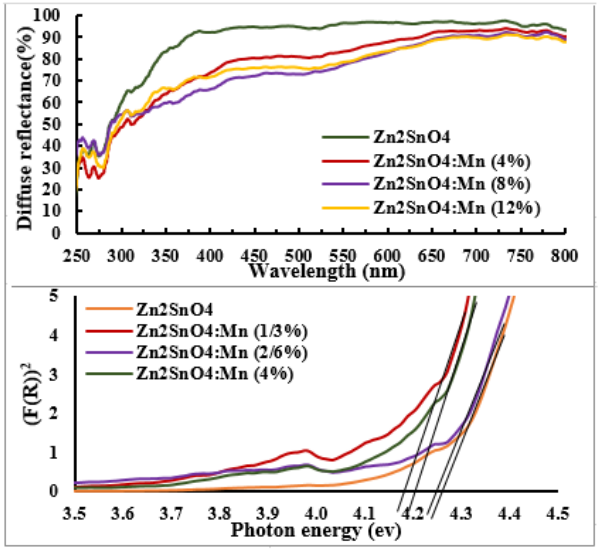
شکل (۱): پراش اشعه ایکس مربوط به نمونه‌های خالص و با ناخالصی ۱/۳، ۲/۶، ۴ و ۵/۳ درصد.



شکل (۲): پراش اشعه ایکس نمونه‌های بازپخت شده در خلأ.

تحت این شرایط ماده از ساختار تکفاز خارج شده و فازهای اضافی (Mn_3O_4, Mn_2O_3 و $ZnSnO_3$) در کنار فاز اصلی شکل می‌گیرند. با استفاده از طیف‌سنجی پراش انرژی پرتو ایکس (EDX)، درصدهای منگنز اندازه‌گیری شده است. مقدار Mn در درصدهای کم با مقدار اسمی مطابقت داشته با این حال با افزایش درصد ناخالصی و شکل‌گیری فازهای اضافی، توزیع مقدار Mn یکنواخت نبود.

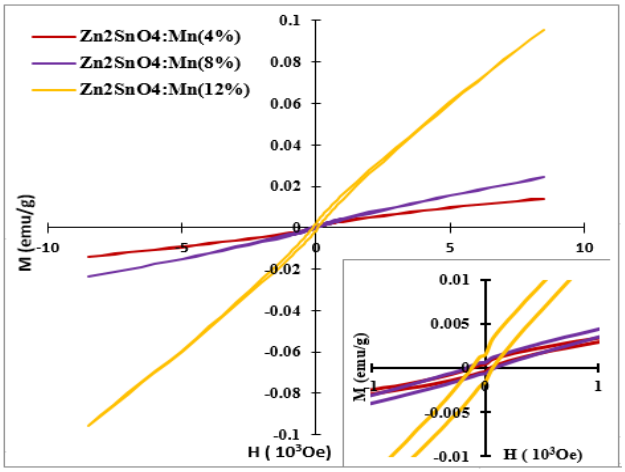
طیف بازتابی پودرهای Zn_2SnO_4:Mn بازپخت شده در خلا، بر حسب طول موج در شکل (۳-الف) نشان داده شده است. تمام پودرها، بازتاب بیشتر از ۷۵ درصد را از خود نشان داده‌اند، با استفاده از رابطه کوبلکا مانک ضریب



شکل (۳): (الف) طیف بازتاب نمونه‌ها. (ب) گاف انرژی مربوط به نمونه‌های پودری بازپخت شده در خلا.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

جذب و از رابطه تاک پهنای گاف محاسبه شده است. در واقع گاف انرژی از طریق رسم خط مماس بر نمودار و محل برخورد آن با محور انرژی در نمودار $(\alpha h\nu)^2$ بر حسب انرژی محاسبه می‌شود. با توجه به شکل (۳-ب) پهنای گاف در حدود ۴/۲۸، ۴/۱۵، ۴/۱۷ و ۴/۲۴ الکترون ولت به ترتیب برای نمونه‌های خالص، ۱،۳، ۲،۶ و ۴ درصد اندازه‌گیری شده‌است. علت افزایش پهنای گاف در بازه ۴/۱-۴/۲ الکترون ولت به دلیل فازهای ظاهر شده در کنار فاز اصلی از جمله فاز $ZnSnO_3$ است. بازپخت در خلا باعث ایجاد جای خالی اکسیژن و افزایش حامل‌های بار می‌شود که نتیجه آن برهم‌کنش تبادلی بین الکترون‌های گیرافتاده درجای خالی اکسیژن و تراز d یون‌های منگنز است. این همان مدل پولارون‌های مغناطیسی پیوندی (BMP) است [۸]. در اثر این برهم‌کنش میدان مغناطیسی داخلی ایجاد می‌شود که تراز d یون‌های مغناطیسی را شکافته و پهنای گاف را در نمونه ۱/۳ کاهش می‌دهد. در نمونه ۲/۶ و ۴ پهنای گاف مجدد افزایش یافته‌است. با افزایش درصد یون‌های مغناطیسی و همچنین اختلاف الکترونگاتیوی بیشتر Mn-O نسبت به اختلاف الکترونگاتیوی Zn-O و Sn-O جای خالی اکسیژن کمتری ایجاد می‌شود، از طرفی ممکن است یون‌های Mn در جایگاه‌های بینابینی و یا روی شبکه بلوری قرار بگیرند که باعث می‌شود رفتار اپتیکی



شکل(۴): حلقه پسماند پودرهای بازپخت‌شده در خلا نمونه‌های ۱/۳، ۲/۶ و ۴ درصد.

معکوسی از خود نشان دهند. بازپخت در خلا باعث رفتار مغناطیسی در نمونه‌های ۱/۳، ۲/۶ و ۴ درصد می‌شود که در شکل (۴) نشان داده شده‌است.

نتیجه‌گیری

پودرهای Zn_2SnO_4 به صورت خالص و با ناخالصی منگنز Zn2SnO4:Mn، در درصدهای متفاوت به روش حالت جامدی تهیه شد. تا میزان ۴ درصد پودر به صورت تک ساختار بوده و هیچ رفتار مغناطیسی نداشته است. بازپخت مجدد تحت فشار $۱۰^{-۲}$ باعث می‌شود علاوه بر رفتار مغناطیسی در کنار ساختار اصلی فازهای دوم شکل بگیرند که رفتار اپتیکی ماده را تحت تاثیر قرار دهند و پهنای گاف در بازه ۴/۱-۴/۲ الکترون ولت متغیر شود.

مرجع‌ها

[1] Q.J. Liu, "Effects of different concentration S-doping on the structural stability and electronic structures of delafossite $CuAlO_2$, Comput," *Mater. Sci*, vol. 101, pp. 152-155, 2015.

[2] T. L. Villarreal, G. Boschloo and A. Hagfeldt, "Nanostructured Zinc Stannate as Semiconductor Working Electrodes for Dye-Sensitized," *J. Phys. Chem*, vol. 111, pp. 5549-5556, 2007.

[3] L. Deng, H. Zhou, Wan and D.Y. Jiang, "Experimental and first-principles study of ferromagnetism in Mn-doped zinc stannate nanowires," *Journal of Applied Physics*, vol. 114 033910, 2013.

[4] S. Sumithra and N.VictorJaya, "Band gap tuning and room temperature ferromagnetism in Co doped Zinc stannate nanostructures," *Physic*, vol. 493, pp. 35-42, 2016.

[5] S. Sumithra and N. V. Jaya, "Enhanced Room Temperature Ferromagnetism in Fe-Doped Zinc Stannate Nanostructures Prepared by Facile Hydrothermal Method," *J. Super NM*, vol. 30, no. 7, pp. 1883-1892, 2017.

[6] S. Sharma, H. Pandey, M. Kumar and S. Chhoker, "Room temperature ferromagnetism and electrical properties of Mn-doped Zn_2SnO_4 nanorods," *Superlattice and Micro*, vol. 120, pp. 161-69, 2018.

[7] M. G. McDowell, R. J. Sanderson and I. G. Hilla, "Combinatorial study of zinc tin oxide thin-film transistors," *Apply Physic*, vol. 92, p. 013502, 2008.

[8] A. Kaminski and S. D. Sarma, *Phys. Rev*, vol. 88, p. 07521, 2002.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

افزایش جذب و یکنواخت‌سازی دمش در لیزر Nd:YAG با ساختار دمش از پهلوی دیودی یک طرفه.

مریم، زاوش[۱]، پگاه، غرقی [۲].

[۲] پژوهشکده مکانیک، پژوهشگاه فضایی ایران.

[1] mzavoosh@yahoo.com, [2] pegah.gharghi@gmail.com.

چکیده – در این مقاله، راه‌های متفاوتی برای دستیابی به دمش یکنواخت و افزایش چگالی جذب در لیزر Nd:YAG در ساختار دمش از پهلوی دیودی یک طرفه بررسی شد. در اولین پیشنهاد، تیغه‌ی لیزر از سه طرف لایه‌نشانی و از یک بازتابنده اضافی در ورودی کاواک و یک روزنه جهت ورود تابش دمش استفاده گردید. در طرح دیگر، ترکیب دوتایی بهینه‌ای از میکروعدسی‌های واگرا کننده را طراحی و در جلوی دیود قرار دادیم تا با افزایش زاویه واگرایی موجب یکنواخت سازی دمش گردد. در نهایت نتایج به دست آمده از شبیه‌سازی‌ها مورد مقایسه و تحلیل قرار گرفت.

کلید واژه- چگالی جذب، دمش از یک طرف ، لیزر Nd:YAG، میکروعدسی واگرا کننده، یکنواخت سازی دمش.

Increasing the Absorption and Uniformity of Pumping on the Nd:YAG Laser with Single Side Diode Pumping Structure.

Maryam Zavosh[1], Pegah Gharghi[2].

[2] Mechanics Institute, Iranian Space Research Center.

[1]mzavoosh@yahoo.com, [2]pegah.gharghi@gmail.com.

Abstract- In this paper, different ways to get uniform and increased absorption flux of Nd:YAG laser with single-side diode pumping geometry were investigated. In the first suggestion, the slab laser is coated from three sides and use an additional reflector at the entrance to the cavity with a slit for injection of the pumping radiation. In the other suggestion, we designed the optimal dual composition of divergent arrays micro lens and placed in front of the diode that by increasing the divergence angle makes the uniformity of pumping. The results of each simulation are compared and analyzed.

Keywords: Absorption Flux, Single Side Pump, Nd:YAG Laser, Divergent Micro Lens, Uniformity of Pumping.

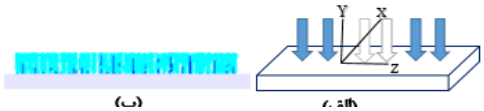
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

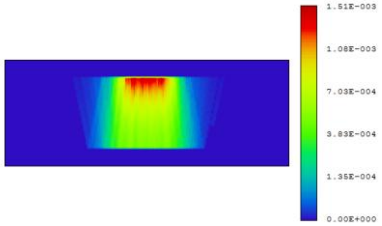
دستیابی به توزیع یکنواخت پرتو دمش در سطح مقطع محیط فعال به دلیل افزایش چگالی نوری و یکنواخت‌سازی توزیع جذب در دمش‌های دیودی از اهمیت زیادی برخوردار است[۱]. علیرغم سادگی و کاهش هزینه در دمش از یک طرف، عدم یکنواختی دمش در محیط فعال چنین سیستم‌هایی مشکلات زیادی را در خروجی لیزر به دنبال [۲] و از دغدغه‌های اصلی طراحان لیزری است [۱-۳]. هدف از این مقاله، افزایش یکنواختی دمش در تیغه‌ی لیزری Nd:YAG در یک ساختار دمش از پهلوی تک دیودی است. شبیه‌سازی‌ها با استفاده از نرم‌افزارهای MATLAB و ZEMAX صورت گرفته است.

توصیف ساختار کلی نحوه دمش

در این ساختار ماده‌ی فعال متشکل از یک تیغه‌ی لیزری Nd:YAG (۱٪) با ابعاد ۲×۶×۶۵ mm است. در تعیین هندسه و ابعاد ماده‌ی فعال پارامترهایی از جمله مزایای ترمو اپتیکی بهتر[۲]، نسبت ظاهری[۴] و ساختار دیود در نظر گرفته شده‌است. دمش با استفاده از یک لیزر دیود و از سطح بالایی تیغه صورت می‌گیرد. سطح مقابل دمش جهت برگشت پرتوهای جذب نشده به درون ماده‌ی فعال با بازتابندگی بالا لایه‌نشانی شده است (شکل۱). لیزر دیودی استک متشکل از ۵ بار هر کدام به طول ۱۰ mm است. هر بار شامل ۷ لیزر دیودی است که در فاصله ۱/۲ mm نسبت به هم قرار دارند. طول موج متناظر با دمش (۸۰۸ nm) و زوایای واگرایی ۳۵×۱۰° است. لیزر دیودی در فاصله ۳ mm از سطح دمش تیغه قرار دارد. زاویه‌ی واگرایی تند دیود در راستای پهنای تیغه است. با توجه به ضرایب شکست و و جذب، ماده فعال به عنوان یک ماده‌ی جدید در نرم‌افزار ZEMAX مدل‌سازی شده است. در شکل ۲ پروفایل جذب در سطح مقطع تیغه قابل مشاهده است که به دلیل عدم یکنواختی دمش جذب تنها در بخش کوچکی از پهنای تیغه متمرکز و در بیش از نیمی از آن جذبی صورت نمی‌گیرد. این نتیجه علاوه بر کاهش انرژی خروجی، به دلیل تمرکز دمش در یک ناحیه، احتمال ذوب شدگی و ظهور اثرات گرمایی نامطلوب را افزایش می‌دهد.



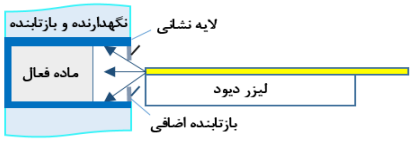
شکل ۱: طرحی از تیغه لیزر الف: بدون بازتابنده ب: با بازتابنده.



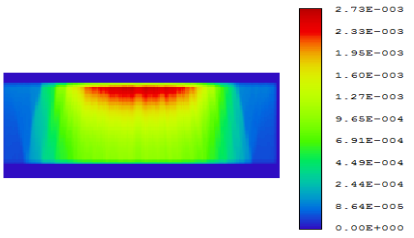
شکل ۲: پروفایل جذب در سطح مقطع تیغه‌ی لیزر.

یکنواخت سازی و افزایش جذب

شکل ۳ طرح پیشنهادی در [۱] به منظور یکنواخت‌سازی دمش را نشان می‌دهد که در آن تیغه بین دو نگهدارنده به عنوان بازتابنده و گرماگیر قرار گرفته و از سه طرف لایه‌نشانی شده است. ورود تابش به تیغه از طریق روزنه‌ای تعبیه شده در ورودی کاواک، با محصور کردن سطح مقطع دمش، توزیع یکنواختی را در محیط فعال ایجاد می‌کند. لیزر دیود در فاصله ۲/۳mm از روزنه قرار داده شده است. جهت محصورسازی پرتوها در فاصله‌ی بین ماده فعال و لایه‌نشانی‌های سطوح، روزنه‌ای با ابعاد ۱/۶mm × ۵۱ در فاصله ۳/۷mm از تیغه قرار گرفت. شکل ۴ افزایش یکنواختی جذب در سطح مقطع تیغه را نشان می‌دهد.



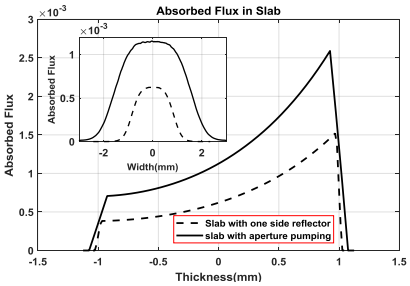
شکل ۳: طرحی از تیغه‌ی لیزر با لایه‌نشانی از سه طرف و روزنه دمش.



شکل ۴: پروفایل جذب در سطح مقطع تیغه با روزنه دمش.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

منحنی دو بعدی چگالی جذب در راستای پهنا و ضخامت تیغه با حالتی که سطح مقابل دمش لایه‌نشانی شده باشد، در شکل ۵ مقایسه شده است. در توان دمش یکسان (۲۵۰W)، با استفاده از طرح شکل ۳ نتایج بیانگر افزایشی بیش از ۱/۷ برابر از چگالی جذب در راستای ضخامت بود. حضور بازتابنده‌ی اضافی برگشت پرتوهای جذب نشده با یکبار عبور به درون تیغه را موجب می‌گردد. در راستای پهنا افزایش توزیع یکنواختی جذب در سطح بیشتری از پهنای تیغه (در مقایسه با حالت قبل ٪۱۳/۴ بیشتر) بیانگر توزیع گسترده‌تری از پرتوهاست. بهبود یکنواختی جذب و عدم تمرکز آن در یک ناحیه محدود تائیدی بر افزایش یکنواخت‌سازی دمش است.

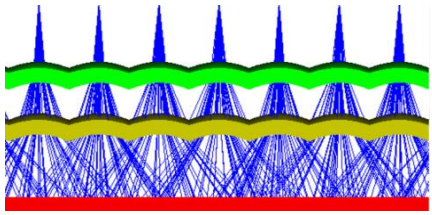


شکل ۵: منحنی دو بعدی چگالی جذب در راستای پهنا و ضخامت.

اگر ماده‌ی فعال از جذب پایینی برخوردار باشد (نظیر لیزرهای اربیوم) دمش با استفاده از روش جفت‌شدگی نزدیک و لیزر دیود در فاصله‌ی بسیار کمی از ماده فعال قرار می‌گیرد[۲]. این راهکار افزایش جذب موجب انبساط ضخامت در ناحیه‌ی دمش و مشکلاتی را در ظاهر تیغه ایجاد می‌کند که رفع آن مستلزم استفاده از توان‌های دمشی کمتر است. استفاده از طرح شکل۳ به دلیل دمش غیر مستقیم تیغه امکان دمش در توان‌های بالاتر را میسر، تاثیر نامطلوب بر ظاهر تیغه را مرتفع و توزیع جذب یکنواختی را موجب می‌گردد. در ادامه، نتایج به ازای توان‌های بالاتری از دمش بررسی و در توان دمش یکسان (۴۸۰W) با مرجع [۵] مقدار جذب چهار برابر بیشتر به دست آمد. در طرح دیگر، آرایه‌ای از ترکیبات دوتایی میکروعدسی‌های واگراکننده، هر ترکیب شامل دو عدسی غیرکروی، به طور افقی و موازی با لیزر دیود استک قرار داده شد که افزایش پخش‌شدگی پرتو در سطح دمش را موجب گردید. در این ترکیبات دوتایی وظیفه سطح اول عدسی، موازی سازی پرتوها در دو جهت تند و کند است. پرتوهای موازی به سطح دوم که سطحی استوانه‌ای است و نقش تغییر نمایه از بیضوی به متقارن دایره‌ای را دارد برخورد می‌کنند. در این حالت انتشار پرتو تند بدون شکست و موازی با محور و پرتو کند به اندازه‌ای واگرا شده که قطر هر دو پرتو یکسان گردد. پرتوهای دایره‌ای با برخورد به سطح استوانه‌ای سوم، موازی و به صورت واگرا از سطح چهارم خارج می‌شوند. محاسبات اولیه بر اساس اصل فرما صورت گرفت. با به کار بردن روابط اپتیکی حاکم بر عدسی‌ها[۶] و معادلات مثلثاتی، عبارتی برای شعاع انحنا به صورت $R_i = f_i(n-1)$ به دست آمد که i شماره سطوح، f_i فاصله‌ی کانونی هر سطح و n ضریب شکست است. ثابت مخروطی K در هر سطح با خروج از مرکز (e) از رابطه‌ی $k = -e^2$ محاسبه که با توجه به معادلات استاندارد و روابط حاکم بر مقاطع مخروطی پس از ساده‌سازی $k = -n^2$ به دست آمد. شکل۶ شبیه‌سازی مطابق با پارامترهای محاسبه شده در جدول ۱ را نشان می‌دهد.

جدول ۱: پارامترهای محاسبه شده در شبیه‌سازی.

n =۱/۷۸۸۰	سطح اول	سطح دوم	سطح سوم	سطح چهارم
شعاع انحنا	۱/۱۷mm	۰/۲۷ mm	۱/۰۶ mm	۰/۳ mm
نوع سطح	غیر کروی	غیر کروی	غیر کروی	غیر کروی
ثابت مخروطی	-۳/۱۸	-۳/۱۲	-۳/۱۰	-۳/۱۴
β	۱۲۷۲۸/۲۸	۲۷۴۹/۳۰	۱۳۷۴۶/۵۴	۲۹۳۲/۵۹
ضخامت	۰/۲۰ mm		۰/۲۱ mm	

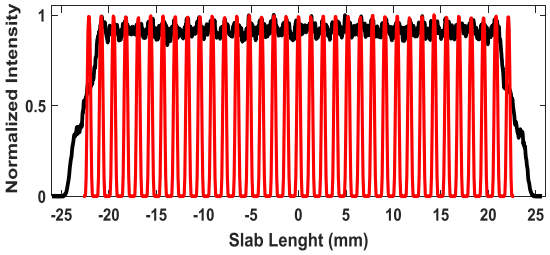


شکل ۶: نمای کلی از شبیه سازی آرایه‌ای از میکرو عدسی‌ها.

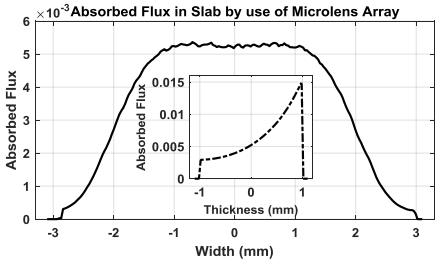
طراحی به روش اپتیک هندسی صورت گرفت، از آنجایی که تعیین کیفیت روش طراحی با استفاده از پارامتر β صورت می‌گیرد و با توجه به اینکه $\beta\rangle 32$ به دست آمد، درستی روش انجام کار تایید شد. از جمله دلایل عدم یکنواختی و کاهش جذب، یکسان نبودن توزیع شدت دیود در دو محور تند و کند (بیضوی بودن نمایه خروجی از لیزر دیود) است که عدم پیوستگی در نمایه‌ی شدت لیزر دیودها را ایجاد می‌کند. مطابق با شکل ۷ استفاده از میکروعدسی‌ها (از جنس S-LAH46) با تغییر توزیع شدت لیزر دیودها، پیوستگی و یکنواخت‌سازی توزیع پرتوها بر روی طول سطح دمش را موجب شده است. در مقایسه با لایه‌نشانی سطح مقابل دمش (شکل۵)، شکل۸ نشان می‌دهد بیشینه‌ی جذب در ضخامت (در توان دمش یکسان)، افزایشی ده برابر داشته است. در این حالت توزیع جذب در بیش از نیمی از پهنای تیغه یکنواخت (٪۴۸/۴ بیشتر) و بیشینه مقدار آن در این راستا ۷/۸ برابر گردید. این توزیع یکنواخت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

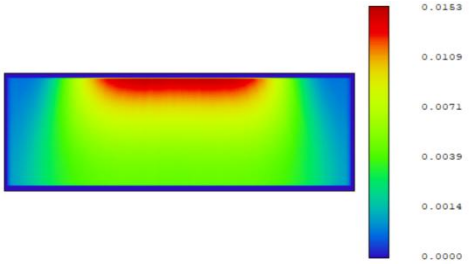
جذب به همراه افزایش بازده دو فاکتور بسیار مهم در طراحی لیزرهای پر توان با کیفیت پرتوی خوب هستند. شکل۹ جذب یکنواخت در سطح مقطع تیغه لیزر را نشان می‌دهد.



شکل ۷: توزیع شدت در سطح دمش با (منحنی سیاه رنگ) و بدون (منحنی قرمز رنگ) میکروعدسی.

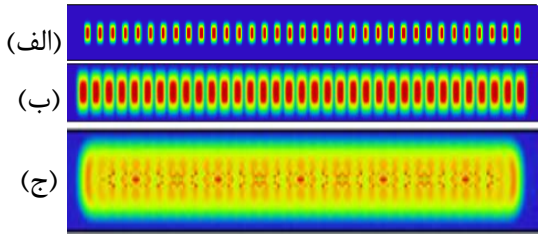


شکل ۸: منحنی دو بعدی جذب در دمش با استفاده از میکروعدسی.



شکل ۹: پروفایل جذب در تیغه در دمش با استفاده میکروعدسی.

قابل توجه است که اگر تنها سطح مقابل دمش لایه نشانی شده باشد به دلیل دستیابی به جذب کافی و انرژی بیشتر لیزر دیود باید در فاصله کمی از ماده فعال قرار گیرد (۳mm). شکل ۱۰-الف توزیع شدت پرتوها را در فاصله مذکور نشان می‌دهد. افزایش فاصله لیزر دیود از ماده فعال(۶mm) همپوشانی بیشتر پرتوها، ناشی از واگرایی، را موجب می‌شود که در شکل ۱۰-ب نشان داده شده است. اما این افزایش فاصله کاهش ۱/۵ برابری جذب را به دنبال خواهد داشت که مطلوب نیست. در حالت دوم که به دلیل استفاده از روزنه و سطوح لایه نشانی شده فاصله دیود از ماده فعال می‌تواند افزایش یابد لیزر دیود در فاصله ۶mm قرار گرفت که در این حالت محصور شدن پرتوها عامل مهم دیگری در افزایش همپوشانی و دستیابی به جذب بالاتر بوده است. در حالت سوم علیرغم یکسان بودن فاصله دیود از ماده فعال (۶mm) استفاده از میکروعدسی‌ها همپوشانی بیشتر پرتوهای واگرا شده را موجب شده است(شکل ۱۰-ج).



شکل ۱۰: توزیع شدت لیزر دیود از ماده فعال در فاصله الف) ۳mm ب)mm ۶ ج) ۶mm و استفاده از میکرو عدسی های واگرا کننده.

نتیجه‌گیری

دو راهکار جهت دستیابی به دمش یکنواخت و افزایش جذب مورد بررسی قرار گرفت. در طرح اول با لایه‌نشانی تیغه‌ی لیزر از سه طرف از یک روزنه جهت ورود تابش به درون ماده فعال استفاده شد. این طرح به دلیل طراحی خاص و امکان دمش در توان‌های بیشتر حتی در لیزرهایی با جذب کم یکنواخت‌سازی و افزایش جذب را موجب می-گردد. در طرح دوم از آرایه‌ای از میکروعدسی‌های واگرا کننده در جلوی لیزر دیود استفاده شد. مقدار چگالی جذب در این حالت علیرغم استفاده از توان دمش بسیار کمتر نسبت به [۵] حدود ۱۲/۳ برابر به دست آمد.

مرجع‌ها

[1] A. Levoshkin, J. E. Montagne, “Efficient diode pumping for Q-switched Yb: Er: glass lasers”, *Applied optics*., Vol. 40, No. 18. pp. 3023-3032, 2001.

[۲] زاوش، مریم، حاتمی، محسن، نوفرستی، امیر، یزدانی، علی، حسینی، امین، مقایسه‌ی نتایج شبیه‌سازی لیزر Er:Yb:glass دمش دیودی هواخنک با دو هندسه‌ی استوانه‌ای و تیغه‌ای توسط نرم افزار LASCAD، چهارمین همایش ملی مهندسی اپتیک و لیزر ایران، اصفهان، ص ۳۲-۲۹، ۱۳۹۴.

[3] K. Lee, Y. Kim, H. C. Lee, J. Y. Cho, J. C. Lee, Y. G. Jeon, J. Yi, “Optimization of reflector design for diode-pumped Nd: YAG laser with single-side pumping geometry”, *High-Power Lasers and Applications*., Vol. 7843, pp. 78431W, 2010.

[4] W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, Springer, New York, 2006.

[5] M. H. Dindarlu, G. Solookinejad, H. Izadneshan, M. Jabbari, M. Nafar, “Precise simulation of thermal effects in side diode-pumped laser slab”, *Optoelectronics And Advanced Materials.*, Vol. 18, No. 11-12, pp. 938-942, 2016.

[6] Pedrotti, F. L., Pedrotti, L. S., Introduction to Optics, Second edition, Prentice Hall International Inc, New Jersey, 2000.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

کاهش حساسیت دمایی تارنوری با دوشکستی بالا در ساختار آینه حلقوی با استفاده از باریک سازی بی‌دررو

اعظم لایقی، حمید لطیفی و محمد اسماعیل زیبائی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی

چکیده – از خصوصیت تداخل سنجی چیدمان تارنوری آینه حلقوی به وسیله قرار دادن فیبر دوشکستی‌دار بالای باریک شده بی‌دررو در این چیدمان بهره برده شده است. پاسخ عبوری چیدمان تار نوری آینه حلقوی به همراه فیبر دوشکستی‌دار بالای باریک شده به صورت تئوری و تجربی بررسی شده است. حساسیت تارنوری دو شکستی دار باریک شده نسبت به دما برابر ۰/۴۰ nm/°C- بدست آمد. این حسگر در مقایسه با تارنوری استاندارد با دو شکستی بالا پاندا در ساختار آینه حلقوی به اندازه ۷۹٪ کاهش حساسیت را نشان می‌دهد. از این حسگر می‌توان برای اندازه‌گیری پارامترهای محیطی و بیولوژیکی بهره برد و این در حالی است که تقاطع حساسیت دمایی کاهش یافته است.

کلید واژه- حسگر تارنوری، دما، تارنوری با دو شکستی بالا، تارنوری باریک شده بی‌دررو، تارنوری آینه حلقوی.

Decreasing the Temperature sensitivity of high birefringent fiber optic in fiber loop mirror using non-adiabatic tapered fiber

Azam Layeghi, Hamid Latifi, and Mohammad Ismail Zibaii

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University.

a_layeghi@sbu.ac.ir, latifi@sbu.ac.ir, m_zibaye@sbu.ac.ir

Abstract- A high-birefringent fiber loop mirror (HB-FLM) setup was used as an optical refractometer by inserting a tapered high-birefringence fiber (THB) in to the FLM setup. The response of the THB-FLM is analyzed theoretically and experimentally. The sensitivity of the THB-FLM sensor temperature is -0.40 nm/°C. The proposed sensor has such advantages as low temperature sensitivity, simple structure, and ease of fabrication. It also indicates that the FLM sensor based on THB is helpful to reduce temperature cross-sensitivity for the measurement of environment and biomedical parameters.

Keywords: Fiber loop mirror, High-Birefringent fiber, non-adiabatic tapered fiber, Optical fiber sensor, Temperature.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

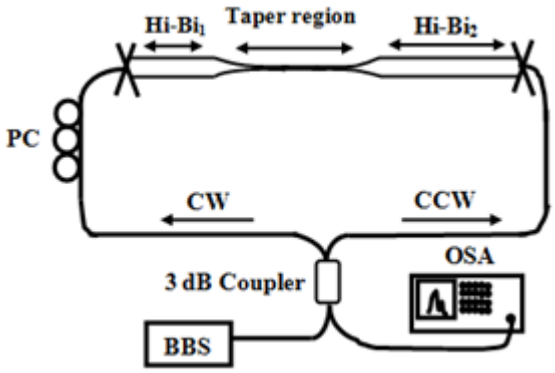
۱. مقدمه

آینه‌های حلقوی تارنوری از جمله وسایل جالب و مفیدی هستند که به عنوان وسایل و سیستم‌های اپتیکی استفاده می‌شوند. یک آینه حلقوی تارنوری را می‌توان با جوش دادن دو درگاه خروجی یک کوپلر اپتیکی مستقیم ساخت. در این صورت دو موج با مسیرهای نوری یکسان در جهت‌های مخالف حرکت می‌کنند و هنگامی که امواج به کوپلر می‌رسند، تداخل سازنده‌ای بوجود می‌آید. سپس همه نور به درگاه ورودی کوپلر بازتاب می‌شود. بازتاب نور صرفا توسط تلفات ناشی از جوش تارنوری، اتلاف ذاتی تارنوری و کوپلر محدود می‌شود و در این حالت هیچ نوری ازطریق درگاه خروجی کوپلر خارج نمی‌شود. هنگامیکه یک قطعه تارنوری با دو شکستی بالا در داخل آینه حلقوی جوش داده شود یک مسیر نامساوی بین نورهایی بوجود می‌آید که با قطبش‌های متفاوت در دو جهت حرکت می‌کنند و منجر به دیدن طیف تداخلی می‌شود[۱]. تداخل سنج آینه حلقوی مزیت‌های متعددی دارد که از جمله آنها می‌توان به موارد زیر اشاره کرد: حساسیت بالا به تغییرات خارجی، مستقل بودن از قطبش نور ورودی، اتلاف ذاتی کم، ایمن بودن دربرابر میدان مغناطیسی و دقت اندازه‌گیری بالا[۱]. در حسگرهای تارنوری علاوه بر کاربرد آن در ژیروسکوپ از آن در اندازه‌گیری دما و کرنش و اندازه‌گیری سطح مایع [۲] و جابه جایی نیز استفاده شده است. علاو بر این از آینه‌های حلقوی همراه با تارنوری دوشکستی‌دار را با سایر وسایل اپتیکی ترکیب کرده‌اند و برای اندازه‌گیری همزمان دما و کرنش به کار برده‌اند. همچنین تداخل سنج غیر حساس به دما با بهره‌گیری از فوتونیک کریستال دوشکستی‌دار در آینه حلقوی ساخته‌اند[۳]. همچنین با قرار دادن دو قطعه تارنوری دوشکستی‌دار در آینه حلقوی به منظور اندازه‌گیری فشار و کرنش حسگر را نسبت به دما غیر حساس کرده‌اند[۴]. گزارش‌های تجربی و تئوری متعددی در مورد بررسی حلقه ساگناک بازتاب کننده، مدولاتورهای نوری، جبران اتلاف وابسته به قطبش درتوری تارنوری در تداخل سنج حلقه ساگناک و فیلترهای دوشکستی‌دار وجود دارد.

برای آشکارسازی پارامترهای محیطی و بیولوژیکی از برهمکنش میدان میرا شونده در تارنوری با محیط اطراف حسگر تارنوری استفاده می‌شود. دامنه میدان میرا شونده در تارنوری تک مد بسیار کم است. اما با باریک کردن تارنوری می‌توان مقدار عمق نفوذ میدان میراشونده را به میزان قابل توجهی افزایش داد. بنابراین میزان برهمکنش نور عبوری از تارنوری با محیط اطرافش افزایش می‌یابد [۵]. اما تاکنون تجزیه و تحلیل تئوری و تجربی در مورد تارنوری دو شکستی‌دار باریک شده به عنوان یک حسگر گزارش نشده است. در این مقاله با باریک سازی تارنوری دو شکستی دار و قرار دادن آن در ساختار آینه حلقوی که می‌تواند برای اندازه‌گیری تغییرات ضریب شکست به منظور کاربردهای بیولوژیکی مورد استفاده قرار گیرد جبران سازی دمایی صورت گرفته است.

۲. تئوری

چیدمان آینه حلقوی به همراه تارنوری دوشکستی‌دار باریک شده در شکل ۱ نشان داده شده است. در این چیدمان از منبع نوری با پهنای باند وسیع، تحلیل‌گر طیف نوری با تفکیک پذیری ۱۰ پیکومتر ، کوپلر مستقیم با تقسیم کنندگی ۵۰:۵۰ ، یک کنترل‌گر قطبش و تارنوری باریک شده در حلقه استفاده شده است.تارنوری دوشکستی‌دار باریک شده متشکل از سه بخش است به گونه‌ای که تارنوری باریک شده‌ای بین دو تارنوری دو شکستی‌دار قرار گرفته است. همانگونه که در شکل ۱ مشاهده می‌شود نور در درگاه ورودی کوپلر به دو پرتو تقسیم می شود. یکی از این پرتوها



شکل ۱: شماتیک تارنوری دوشکستی‌دار باریک شده در داخل آینه حلقوی.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در جهت ساعتگرد و دیگری در جهت پادساعتگرد منتشر می‌شوند و دوباره در کوپلر به هم رسیده و تشکیل طرح تداخلی را می‌دهند. همچنین پرتوهای تداخلی در کوپلر به درگاه‌های خروجی و ورودی وارد می‌شوند. خصوصیات این پرتوهای تداخلی به طور همزمان توسط مقدار دوشکستی تارنوری، حالت قطبش کنترل‌گر قطبش و طول ناحیه باریک شده تعیین می‌شود.

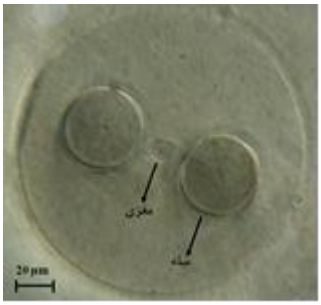
طیف عبوری از آینه حلقوی دوشکستی‌دار باریک شده توسط ماتریس جونز قابل محاسبه است:

$$T = 2\alpha^2(1-\cos\phi)\times 4\alpha^2\times\sin^2(\frac{\Gamma}{2})\sin^2(2\theta)\times\cos^2(\frac{\pi B(L_1+L_2)}{\lambda}) \quad (۱)$$

Γ تاخیرساز و θ جهتگیری محور تیغه موج نسبت به دستگاه مختصات آزمایشگاه هستند. α نسبت تقسیم کنندگی کوپلر است که در اینجا برابر ۰/۵ فرض شده است. B ضریب دو شکستی تارنوری و L_1 و L_2 طول‌های تارنوری دوشکستی‌دار در دو سمت تارنوری باریک شده هستند. ϕ اختلاف فاز ناشی از ناحیه باریک شده است که مقدار آن برابر با $\frac{2\pi nL}{\lambda}$ است به گونه‌ای که L طول تارنوری باریک شده و n اختلاف ضریب شکست تارنوری و محیط پیرامون آن و λ طول موج منبع نوری است.

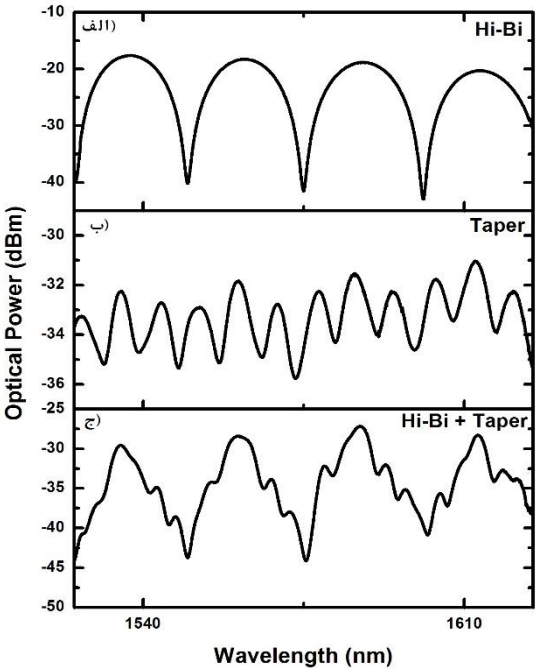
۳. نتایج تجربی

در این بررسی از تارنوری دوشکستی‌دار پاندا استفاده شده است. تصویر سطح مقطع این تارنوری در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲: تصویر سطح مقطع تارنوری دوشکستی‌دار پاندا مشاهده شده در آزمایشگاه تارنوری دانشگاه شهید بهشتی.

در این آزمایش با استفاده از تکنیک کششی-حرارتی به وسیله لیزر CO_2 تارنوری با دو شکستی بالا به صورت بی‌دررو باریک می‌شود. در این ساختار تارنوری باریک شده دارای طول باریک شدگی و قطر باریک شدگی به ترتیب برابر با ۱/۵ سانتی‌متر و ۷ میکرومتر است. مطابق شماتیک چیدمان تجربی نشان داده شده در شکل ۱ تارنوری دوشکستی‌دار باریک شده در ساختار آینه حلقوی قرار داده می‌شود. با توجه به تئوری، طیف عبوری از ساختار آینه حلقوی بدون باریک شدگی تارنوری با دو شکستی بالا در شکل ۳-الف نشان داده شده است. در شکل ۳-ب طیف عبوری از تارنوری تک مد باریک شده بی‌دررو در ساختار آینه حلقوی را نشان می‌دهد. با جایگذاری تارنوری باریک شده با دو شکستی بالا در ساختار فوق طیف عبوری مطابق شکل ۳-ج بدست می‌آید.



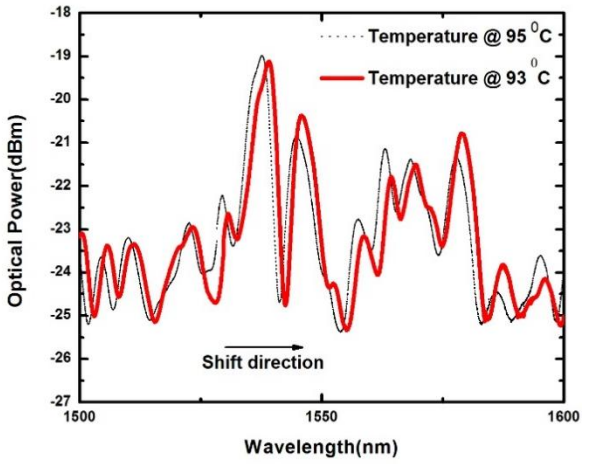
شکل ۳: طیف‌های عبوری حاصل از تئوری الف) تارنوری با دوشکستی بالای ب) تارنوری باریک شده تک مد ج) تارنوری با دوشکستی بالا که به تارنوری باریک شده تک مد جوش داده شده است.

مشاهده می‌شود که طیف نوری ۳-ج برهمنهی طیف‌ها ۳-الف و ۳-ب است. بنابراین می‌توان به جای باریک سازی تارنوری دو شکستی‌دار با جوش تارنوری تک مد باریک شده در بین دو تارنوری با دو شکستی بالا به نتایج تقریبا یکسان در طیف عبوری از ساختار پیشنهادی دست یافت.

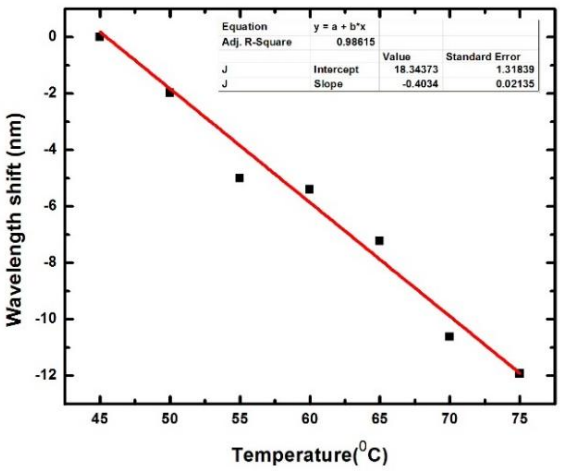
برای اندازه‌گیری دمایی تارنوری دوشکستی‌دار در ساختار آینه‌حلقوی، قسمت تارنوری دوشکستی‌دار را در داخل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

کوره دمایی قرار داده می‌شود و با اعمال دما، طیف عبوری از چیدمان برای هر دما اندازه‌گیری می‌شود. جابه جایی طیف عبوری برای دو دمای ۹۵و ۹۳ درجه سانتی‌گراد در شکل ۴ نشان داده شده است. نتایج بدست آمده از آزمایشات برای اندازه‌گیری دما در شکل ۵ نشان داده شده است. با استفاده از برازش خطی داده‌های بدست آمده از نمودار جابجایی طول موجی بر حسب دما حساسیتی برابر با $-۰/۴۰\ nm/^{\circ}C$ بدست می‌آید. در حالیکه حساسیت دمایی تارنوری استاندارد با دوشکستی بالا برابر با $-۱/۹۰\ nm/^{\circ}C$ گزارش شده است[۶]. بنابراین مشاهده می‌شود که با باریک نمودن



شکل ۴: طیف‌های عبوری تارنوری دوشکستی‌دار باریک شده بی‌دررو در دو دمای متفاوت.



شکل ۵: جابه جایی طول موجی تارنوری دوشکستی‌دار باریک شده بی‌دررو در آینه حلقوی بر اثر تغییر دما.

تارنوری دو شکستی‌دار به صورت بی‌دررو حساسیت دمایی به میزان ٪۷۹ کاهش می‌یابد.

۴. نتیجه‌گیری

با قرار دادن تارنوری دوشکستی‌دار بالای باریک شده بی‌دررو در ساختار آینه حلقوی و بررسی پاسخ طیف عبوری و دمایی آن به صورت تئوری و تجربی، حساسیت تارنوری دو شکستی‌دار باریک شده نسبت به دما برابر $-۰/۴۰\ nm/^{\circ}C$ بدست می‌آید. که در مقایسه با تارنوری با دو شکستی بالای پاندا به تنهایی در ساختار آینه حلقوی به اندازه ٪۷۹ کاهش حساسیت را نشان می‌دهد. از این کاهش حساسیت می‌توان برای کاهش تقاطع حساسیت دمایی و جبران سازی دمایی حسگرهای تارنوری دوشکستی‌دار در آینه حلقوی برای کاربردهای صنعتی و بیولوژیکی استفاده نمود تا اثرات دمایی به حداقل رسانده شوند.

مراجع

[1] O. Frazão, R. M Silva, and J. L. Santos, “High-Birefringent Fiber Loop Mirror Sensors with anOutput Port Probe,” J. IEEE Photon. Technol. Lett. 23(2), 103-105 (2011).
[2] D. Bo, Z. Qida, L. Feng, G. Tuan, X. Lifang, L. Shuhong, and G. Hong,“Liquid-level sensor with a high-birefringence-fiber loop mirror,” *Appl.Opt.* 45(30), 7767–7771(2006).
[3] O. Frazão, J. M. Baptista, and J. L. Santos, “Temperature-Independent Strain Sensor Based on a Hi-Bi Photonic Crystal Fiber Loop Mirror,” IEEE Sens. J., 7, 1453-1455 (2007).
[4] Y. Yang, L. Lu, S. Liu, W. Jin, Z. Han, and Y. Cao, “Temperature-insensitive pressure or strain sensing technology with fiber optic hybrid Sagnac interferometer,” in *SPIE*, vol. 9852, p. 985216 (2016).
[5] M. I. Zibaii, H. Latifi, K.Karami, M.Gholami, S. M.Hosseini, and M. H. Ghezelayagh, “Non-adiabatic tapered optical fiber sensor for measuring the interaction between α-amino acids in aqueous carbohydrate solution,” *J. Meas. Sci. Technol.* 21, 2010.
[6] O. Frazão, J. M. Baptista and J. L. Santos, “Recent advances in high-birefringence fiber loop mirror Sensors,” J. *Sensors, 7*, 2970-2983 (2007).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تقویت کننده نوری چند عبوری Ce:Nd:YAG با دمش دیود نورگسیل

سمیرا تاج آبادی[۱]، امیر حسین فرهبد*[۲]، فائزه حکم آبادی[۱] و اکبر نظری گلشن[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شاهد، تهران
[۲] پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران

چکیده– ویژگی های آرایش نوری ویژه ای متشکل از یک نوسانگر لیزر سوییچ Q با محیط فعال Ce:Nd:YAG و دمش دیودهای نورگسیل با تابش بینابی سفید، به همراه یک تقویت کننده چهار عبوری با محیط فعال Ce:Nd:YAG و دمش دیودهای نور گسیل در ناحیه بینابی آبی مورد مطالعه تجربی و محاسبه قرار گرفت. نتایج محاسبات نشان می دهند که طی چهار عبور تپ نوسانگر با انرژی در محدوده ۱۰ الی ۱۰۰ میکرو ژول و پهنای زمانی ۱۲۰ نانوثانیه به ازای ضریب اولیه بهره $\approx ۰/۰۱۵\ cm^{-۱}$ تقویت کننده، بهره در حد ۱/۳ حاصل می شود که با مشاهدات تجربی سازگار است. علاوه بر آن، محاسبه نشان می دهد که آرایش تقویت کننده با دو محیط فعال و ۷ عبور از میان محیط های فعال می تواند سبب ارتقای بهره تا ۱/۶ شود.

کلید واژه- تقویت کننده نوری چند عبوری، لیزر با دمش دیود نور گسیل، محیط فعال Ce:Nd:YAG

LED-pumped Ce:Nd:YAG Multi-pass Optical Amplifier

Samira Tajabadi[1], Amir Hossein Farahbod*[2], Faezeh Hokmabadi[1] and Akbar Nazare Golshan[1]

[1] Department of Physics, Shahed University, Tehran
[2] Department of Plasma and Nuclear Fusion, Nuclear Institute of Science and Technology, Tehran

Abstract- Characteristics of a special design optical configuration where consist of a white light LED-pumped Q-switched Ce:Nd:YAG laser oscillator and a four-pass blue light LED-pumped Ce:Nd:YAG optical amplifier is studied experimentally and calculated numerically. The results of calculations show that a 120 ns laser pulse in the range of 10-100 microjoules, after four pass and the amplifier initial gain coefficient $\approx 0.015\ cm^{-1}$, the gain is 1.3, that is consistent with the experimental observations. Moreover, the numerical results show that a seven-pass amplifier with two active medium increases the gain up to 1.6.

Keywords: Multi-pass optical amplifier, LED-pumped laser , Ce:Nd:YAG active medium

مقدمه

محیط های فعال لیزر با دمش دیودهای نور گسیل اخیراً مورد توجه پژوهشگران فناوری لیزر قرار گرفته است [۱-۴]. تولید دیودهای نور گسیل پر توان و با دوام در گستره وسیعی از بیناب از ناحیه آبی تا مادون قرمز نزدیک[۵]، امکان دمش موثر و اطمینان بخش محیط

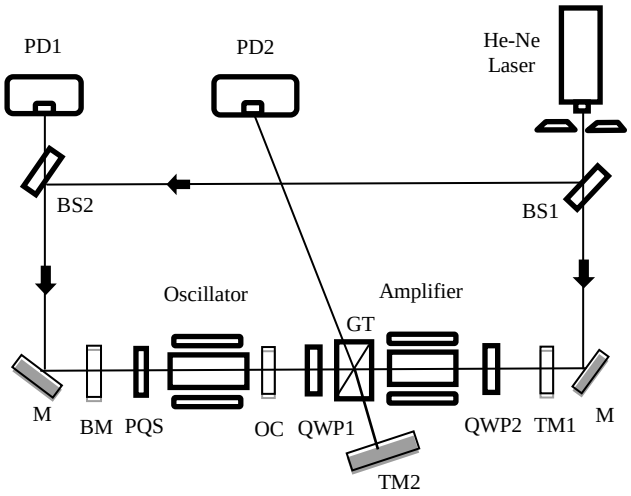
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

های بهره حالت جامد نظیر Nd:YAG، Ce:Nd:YAG، $Nd:YVO_4$ و Nd:KGW را فراهم آورده است.

نوسانگرهای لیزر با دمش دیودهای نورگسیل به دلیل عدم وجود ضربه و امواج اکوستیکی حاصل از دمش با لامپ درخش می توانند از پایداری و کیفیت بسیار مناسبی برخوردار باشد. با اینحال غالباً انرژی خروجی نوسانگرهای با دمش دیودهای نور گسیل از مرتبه ۰/۱ الی ۱ میلی ژول است و نیازمند تقویت شدن می باشند[۶].

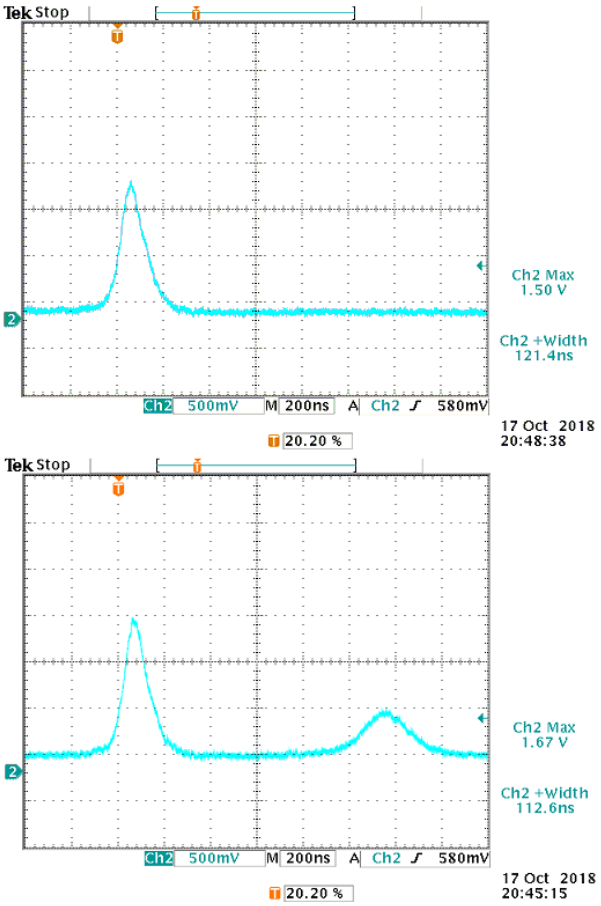
ساختار تجربی

نوسانگر-تقویت کننده مورد بررسی با دمش دیودهای نور گسیل، متشکل است از یک نوسانگر با محیط فعال Ce:Nd:YAG با دمش ۶۴ دیود نور گسیل سفید ۱۰ واتی، و تقویت کننده چهار عبوری با محیط فعال از جنس بلور Ce:Nd:YAG با دمش ۱۲۸ دیود نور گسیل آبی ۱ واتی در ناحیه ۴۶۰ نانومتر، شکل ۱.



شکل ۱: آرایش نوری نوسانگر-تقویت کننده ۴ عبوری با دمش دیود نور گسیل. PD آشکارساز دیود نوری، GT قطبی کننده گلن تامسون، BS شکافنده پرتو، PQS سوییچ کیو انفعالی، TM آینه با پوشش دی الکتریک تمام بازتابان، OC آینه حروجی نوسانگر، BM آینه عقبی نوسانگر، M آینه با پوشش آلومینیم، QWP تیغه ربع موج.

ساختار نوری نوسانگر از دو آینه کروی عقبی و خروجی با شعاع انحنای ۳۰۰ سانتیمتر با ضریب بازتابندگی ۹۷ درصد در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر، به ترتیب BM و OC، که به فاصله ۱۵ سانتیمتر از یکدیگر قرار گرفته اند و دو تیغه سوییچ Q از جنس $Cr^{+4}:YAG$ هر یک با تراگسیل اولیه ۹۶ درصد تشکیل یافته است که به صورت متوالی در کنار آینه عقب نوسانگر قرار گرفته اند. فرایند دمش نوسانگر با یک تپ مربعی ۳۱۰ میکروثانیه ای صورت می گیرد که در پی آن یک الی دو تپ سوییچ Q با پهنای ۱۰۵ الی ۱۳۰ نانوثانیه به فاصله حدود ۲۷۰ میکروثانیه از لحظه آغاز دمش پدید می آید، شکل ۲. پهنای جریان برای دیودهای نورگسیل تقویت کننده ۶۰۰ میکروثانیه است و تنظیم زمانی میان لحظه دمش محیط فعال نوسانگر و تقویت کننده برای دریافت بیشینه تقویت تپ به نحوی تنظیم شده است که تپ سوییچ Q نوسانگر پس از ۵۹۰ میکروثانیه از آغاز دمش تقویت کننده از آن عبور نماید.



شکل۲: نمونه هایی از رفتار زمانی تپ خروجی از نوسانگر. بالا) تک تپ، پایین) دو تپ که به فاصله ۱/۱ میکروثانیه از یکدیگر پدید آمده اند. پهنای نخستین تپ در دو تصویر به ترتیب در حد ۱۲۱ و ۱۱۳ نانوثانیه می باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

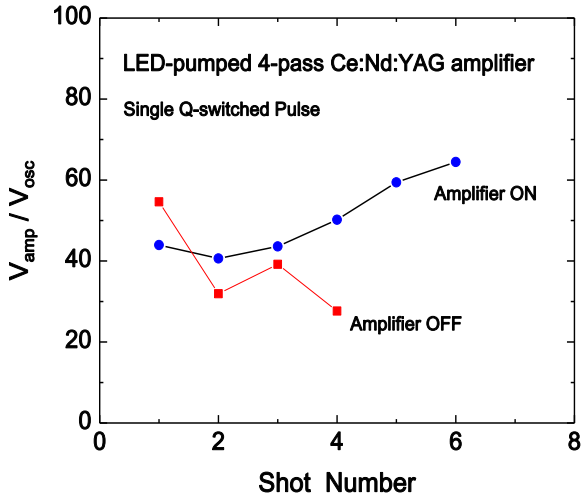
باریکه ناقطبیده خروجی نوسانگر پس از عبور از قطبی کننده GT به دو باریکه همسان با قطبش متعامد تقسیم می شود که باریکه عبوری پس از تقویت و عبور از محیط فعال و تیغه ربع موج QWP2 از آینه TM1 باز می تابد و با عبور مجدد از QWP2 با تغییر قطبش و عبور دوم از تقویت از GT خارج و پس از بازتاب از TM2 مسیر طی شده را مجدداً در جهت مخالف پیموده و پس از دو عبور دیگر از تقویت کننده از GT عبور کرده و پس از بازتابش از OC و دو عبور از QWP1 از GT خارج می شود و به آشکارساز PD2 وارد می شود. به دلیل یکسان بودن آینه های نوسانگر و برای مقایسه تپ خروجی تقویت کننده با آن نمونه ای از تپ لیزر نوسانگر به کمک آینه M به سوی آشکارساز PD1 هدایت می شود. فاصله OC از TM1، ۳۳ سانتیمتر، و فاصله TM2 از مرکز GT، ۱۰ سانتیمتر است. برای هم محورسازی و تنظیم نوری نوسانگر-تقویت کننده، از باریکه یک لیزر He-Ne که پس از تقسیم به کمک شکافنده پرتو BS1 و هدایت پرتوهای حاصل به کمک آینه های M و BS2 در دو سوی مخالف در راستای محور نوری نوسانگر و تقویت کننده انتشار می یابند و بررسی بازتابش آنها از سطوح نوری قطعات استفاده شده است.

یافته های تجربی

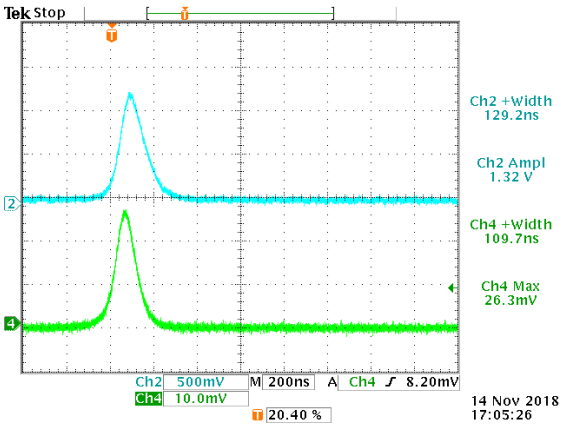
جهت بررسی رفتار تقویت کننده، نسبت دامنه تپ خروجی از تقویت کننده به دامنه تپ ورودی به آن، در دو حالت که در آن دمش محیط فعال تقویت کننده صورت می گیرد $(V_{amp}/V_{osc})_{ON}$، و حالتی که تقویت کننده خاموش است $(V_{amp}/V_{osc})_{OFF}$، اندازه گیری شد. به دلیل متفاوت بودن حساسیت آشکارسازهای PD1 و PD2، از نسبت میانگین دامنه سیگنال های ثبت شده در دو حالت اخیر مطابق با رابطه (۱) برای محاسبه بهره تقویت کننده استفاده شد تا نیازی به فرایند مشکل کالیبره نمودن آشکارسازها بر حسب انرژی تپ لیزر نباشد. در تمام حالت ها تنها یک تپ سوییچ Q با میانگین پهنای زمانی ۱۲۰ نانوثانیه از تقویت کننده عبور می نماید.

$$G=(V_{amp}/V_{osc})_{ON}/(V_{amp}/V_{osc})_{OFF} \quad (۱)$$

با تحلیل داده های نمودارهای شکل ۳، و استفاده از رابطه (۱)، میانگین بهره تقویت کننده بدست می آید: $\langle G\rangle=۱/۳۱۴\pm۰/۱۵۴$. شکل ۴ نمونه ای از رفتار زمانی تپ ورودی و تپ خروجی تقویت کننده را نشان می دهد.



شکل۳: رفتار نسبت دامنه تپ خروجی از تقویت کننده به دامنه تپ ورودی به آن در دو حالت بدون دمش تقویت کننده (Amplifier OFF)، و با دمش تقویت کننده (Amplifier ON). در هر دو حالت تک تپ لیزر از ساختار نوری تقویت کننده عبور نموده است.

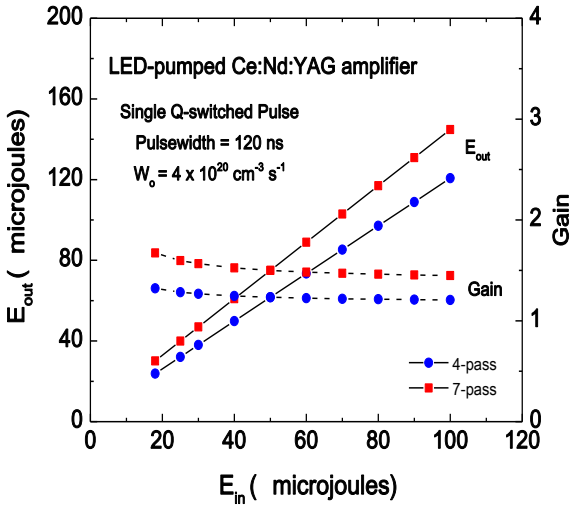


شکل۴: نمونه رفتار تپ خروجی از تقویت کننده (آبی، بالا) و تپ ورودی به آن (سبز، پایین).

به دلیل عدم نصب خنک کننده بر روی دیودهای نورگسیل نوسانگر و تقویت کننده، جهت عدم وارد آمدن آسیب ناشی از گرمایش حاصل از تخلیه الکتریکی بانک

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

خازنی دمش درون مجموعه دیودهای نورگسیل، میان اندازه گیری دو داده متوالی ۲۱۰ ثانیه فاصله زمانی برای خنک سازی طبیعی اتصالات نیم رسانای دیودها لحاظ شد. بدین ترتیب ثبت داده های تجربی فراوان جهت بررسی کمی دقیق ویژگی های تقویت کننده تحت شرایط گوناگون مقدور نشد.



شکل۵: نتایج حاصل از محاسبه عددی برای تقویت کننده ۴ و ۷ عبوری به ترتیب با یک و دو محیط فعال با نرخ دمش $W_0 \approx ۴\times ۱۰^{۲۰}\ cm^{-۳}s^{-۱}$ برای هر محیط فعال، به ازای تپ ورودی گاوسی با پهنای ۱۲۰ نانوثانیه.

بحث و نتیجه‌گیری

در پژوهش حاضر، رفتار تقویت کننده ۴ عبوری حالت جامد Ce:Nd:YAG مورد مطالعه قرار گرفت و ضریب بهره در حد ۱/۳ برای تک تپ با نمایه زمانی کم و بیش گاوسی با انرژی ۳۰≈ میکروژول با پهنای ۱۲۰ ± ۱۰ ns بدست آمد. نتایج حاصل با آنچه از مدل محاسباتی بر پایه حل معادلات نرخ وابسته به زمان و مکان در راستای انتشار تپ لیزر بدست می آید سازگار است[۸]، شکل ۵. محاسبه نشان می دهد که افزودن محیط فعال دوم میانQWP1 و قطبی کننده GT به ازای نرخ دمش برابر با وضعیت موجود $W_0 \approx ۴\times ۱۰^{۲۰}\ cm^{-۳}s^{-۱}$ معادل با ضریب بهره $g_0 \approx ۰/۰۱۵\ cm^{-۱}$، که به حدود ۳۰ میکروژول انرژی خروجی برای نوسانگر منجر می شود، سبب افزایش تعداد عبورهای همراه با تقویت تپ از ۴ به ۷ و افزایش ضریب بهره تا ۱/۶ خواهد شد، شکل ۵. افزایش بیشتر عبورها از مرتبه ۱۰۰ برای تقویت تپ های ورودی کم انرژی، مستلزم استفاده از سوییچ های الکترواپتیکی به روش تقویت کننده های احیاگر برای به تله انداختن نور میان محیط های بهره و سپس خارج نمودن باریکه تقویت شده در لحظه مناسب می باشد [۹].

مرجع‌ها

[1] A. Barbet, F. Balembois, A. Paul, J.P. Blanchot, A.L. Viotti, J. Sabater, F. Druon, P Georges. “Revisiting of LED pumped bulk laser: first demonstration of Nd:YVO_4 LED pumped laser”, Opt. Lett. Vol. 39, No. 23, pp. 6731-6734, 2014.

[2] K.Y. Huang, C.K. Su, M.W. Lin, Y.C. Chiu, Y.C. Huang, “Efficient 750-nm LED-pumped Nd:YAG laser”, Opt. Express Vol. 24, No. 11, pp. 12043-12054, 2016.

[3] M. Tarkashvand, A. H. Farahbod, S.A. Hashemizadeh, “First demonstration of green and amber LED-pumped Nd:YAG laser”, Laser Physics, Vol. 28, pp. 055801-7 , 2018.

[4] C. Jung, J. Yi, B. Lee, S. Lee, J. Lim, W. Jung, K. Kim, “Lasing Characteristics of a LED-Pumped Nd:KGW Laser”, New Physics: Sae Mulli, Vol. 68, No. 4, pp. 477-485, 2018.

[5] J. Bhardwaj, J.M. Cesaratto, O.B. Shchekin, W.A. Soer, W. Götz, R. Bonné, Z.F. Song, J. Breejen, “Progress in LED technology for solid-state lighting”, Proc. SPIE 10124, Light-Emitting Diodes: Materials, Devices, and Applications for Solid State Lighting XXI, 1012417, 2017.

[۶] مصطفی ترکاشوند، امیر حسین فرهبد، "مطالعه تجربی تقویت کننده Nd:YAG با دمش دیود نوری" چهارمین کنفرانس لیزر و کاربردهای آن، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ۱۲-۱۳ آبان ۱۳۹۵.

[7] P. Pichon, A. Barbet, J. P. Blanchot, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, “LED-pumped alexandrite laser oscillator and amplifier”, Opt. Lett., Vol. 42, No. 20, pp. 4191-4194, 2017.

[8] L.M. Frantz, J.S. Nodvik “Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier”, J. Appl Phys. Vol. 34, No.8 , pp. 2346-2349, 1963.

[9] W.H. Lowdermilk, J.E. Murray, “The multipass amplifier: Theory and numerical analysis”, J. Appl. Phys. Vol. 51, No. 5, pp. 2436-2444, 1980.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مطالعه تجربی ساختار مدی نوسانگر لیزر با دمش دیود نورگسیل

فائزه حکم آبادی[۱]، امیر حسین فرهبد*[۲]، سمیرا تاج آبادی[۱] و اکبر نظری گلشن[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شاهد، تهران
[۲] پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران

*E-mail: afarahbod@aeoi.org.ir

چکیده– ساختار مدی نوسانگر لیزر حالت جامد از اهمیت کاربردی بسیاری برخوردار است. دمش محیط فعال لیزر با دیود نورگسیل در مقایسه با لامپ درخش از مزیت کنترل فراوان بر روی توزیع شدت دمش در موضع محیط فعال بهره مند است. در پژوهش حاضر، بستگی ساختار مدی یک نوسانگر لیزر با محیط فعال Ce:Nd:YAG و دمش دیودهای نور گسیل در ناحیه بینابی آبی به توزیع شدت دمش مورد مطالعه تجربی قرار گرفته است. مشاهدات نشان می دهند که به ازای یک هندسه و طراحی معلوم می توان با کنترل جریان عبوری از نوارهای دیودهای نور گسیل به ساختار های گوناگون مد عرضی برای نوسانگر لیزر دست یافت. ساختار های مدی مشاهده شده طیف وسیعی از مدهای ویژه اینس-گاوسی و حالت های مرزی هرمیت-گاوسی و لاگر-گاوسی تشدیدگر لیزر را شامل می شوند و از پایداری مدی قابل توجهی برخوردار هستند.

کلید واژه- ساختار مد عرضی، لیزر با دمش دیود نور گسیل، محیط فعال Ce:Nd:YAG، مدهای اینس-گاوسی

Experimental Study of Mode Structure of a LED-pumped Laser Oscillator

Faezeh Hokmabadi[1], Amir Hossein Farahbod*[2], Samira Tajabadi[1] and Akbar Nazare Golshan[1]

[1] Department of Physics, Shahed University, Tehran
[2] Department of Plasma and Nuclear Fusion, Nuclear Institute of Science and Technology, Tehran

*E-mail: afarahbod@aeoi.org.ir

Abstract- Mode structure of a solid-state laser oscillator is a very important technical issue in laser applications. The laser pumping with light emitting diodes has superiority over the flashlamps for controlling the pump intensity distribution over the active medium. In the present research, the mode structure of a LED-pumped Ce:Nd:YAG laser oscillator and its dependency on the intensity of pump intensity is experimentally studied. The observations indicate that for the pumping geometry and with controlling the LEDs current, it is possible to obtain different transverse mode structures. The observed mode structures cover a wide spectrum of Ince-Gaussian and the limiting well known Laguree-Gaussian and Hermite-Gaussian mode structure of the laser resonator and have a considerable mode stability.

Keywords: Transverse mode structure, LED-pumped laser , Ce:Nd:YAG active medium, Ince-Gaussian modes

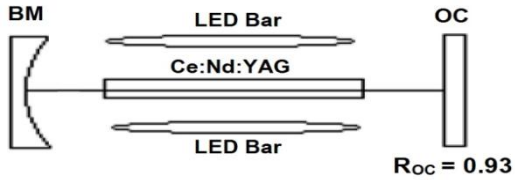
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

افزایش قابل ملاحظه توان نوری دیودهای نورگسیل[1] و مزایای دمش محیط های فعال حالت جامد به کمک آنها طی دو دهه گذشته منجر به لیزرهای تپی با دمشLED با انرژی از مرتبه میلی ژول شده است[۱]. معهذا هندسه منابع دمش دیود نورگسیل که غالباً به صورت تعداد محدودی چیدمان نواری متشکل از منابع نقطه ای است، سبب می شود که در حالت کلی توزیع عرضی شدت و رفتار مکانی میدان تشدیدگرهای نوری پایدار، با تقریب بسیار خوب توزیع های کلاسیک شناخته شده لاگر-گاوسی $LG_{n,l}$ برای هندسه استوانه ای، و هرمیت-گاوسی HG_{n_x,n_y} برای هندسه دکارتی نباشد و نوسانگر لیزر به سهولت بر روی مدهای عرضی اینس-گاوسی[2] $IG^{\sigma}_{p,m}$ با تقارن زوج $\sigma=e$ یا فرد $\sigma=o$، در مختصات بیضوی نوسان نماید[۲]. مدهای IG در حالت های مرزی برای شاخص بیضی گونی[3] $\varepsilon=0$ و $\varepsilon\to\infty$ به ترتیب به سوی مدهای LG و HG میل می نمایند[۲]. نمایه های مدی IG کاربردهای قابل توجهی در حوزه تله ها و انبرک های نوری دارد [۳]. تاکنون رفتار مدی لیزرهای حالت جامد با دمش دیودهای نور گسیل و بستگی نمایه مدی به پارامترهای گوناگون هندسی و نوری محیط فعال و منابع دمش مورد بررسی قرار نگرفته است. در این پژوهش، به روش تجربی، رفتار نمایه مدی نوسانگر لیزر Ce:Nd:YAG با دمش دیودهای نور گسیل در ناحیه بینابی آبی، به توزیع شدت دمش مورد بررسی قرار گرفته است.

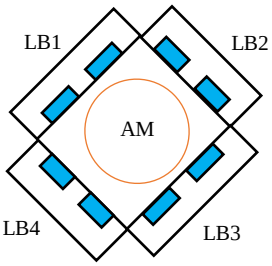
ساختار تجربی

نوسانگر لیزر متشکل است از میله محیط فعال Ce:Nd:YAG به طول ۶۰ و قطر ۳ میلیمتر، که دمش آن



شکل ۱: آرایش نوری نوسانگر Ce:Nd:YAG با دمش دیود نور گسیل. آینه خروجی نوسانگر (OC) با ضریب بازتابندگی ۰/۹۳ و آینه عقبی (BM) تمام بازتابان نوسانگر با شعاع انحنای ۵۰ سانتیمتر که به فاصله ۱۴ سانتیمتر از OC قرار گرفته است.

به کمک ۱۲۸ دیود نور گسیل آبی ۱ واتی در ناحیه ۴۶۰ نانومتر صورت می گیرد، شکل۱. هر نوار دیود نور گسیل از دو قطعه، هر یک حاوی ۱۶ دیود تشکیل شده است. ساختار نوری نوسانگر از آینه تخت خروجی OC، و آینه کروی عقبی BM، با شعاع انحنای ۵۰ سانتیمتر و ضریب بازتابندگی ۹۸ درصد در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر که به فاصله ۱۴ سانتیمتر از یکدیگر قرار دارند، تشکیل یافته است. مقطع سامانه دمش محیط فعال در شکل ۲ نشان داده شده است که مشابه ساختار گزارش شده در مرجع [۴] است. دمش نوسانگر با تپ مربعی ۳۱۰ میکروثانیه ای صورت می گیرد. مدار الکتریکی دمش به نحوی طراحی شده است که جریان عبوری از هر یک از نوارهای دیودهای نورگسیل[4] به طور مستقل قابل کنترل باشد. فاصله سطح تابنده دیودها از سطح جانبی میله لیزر کمتر از ۱ میلیمتر است. اندازه گیری ها نشان می دهند که حداکثر انرژی خروجی نوسانگر در حد ۲۰۰ میکروژول است.



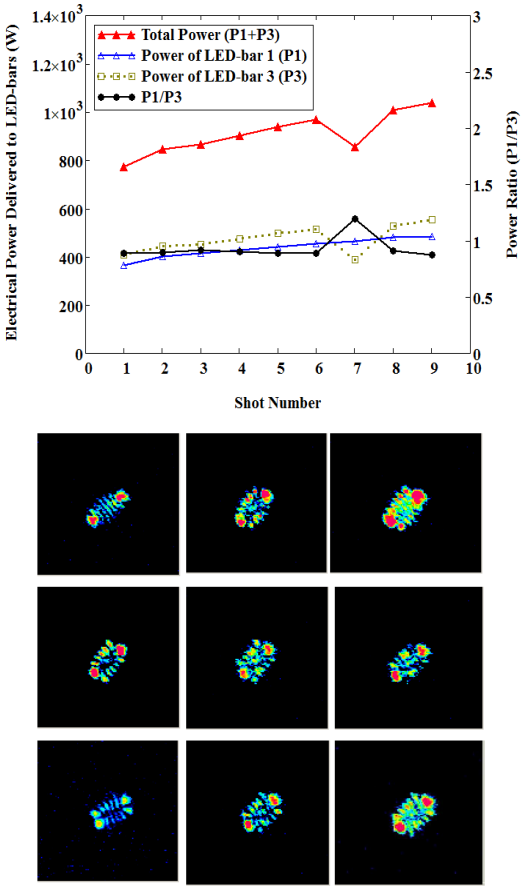
شکل۲: مقطع ساختار دمش لیزر حاوی محیط فعال AM و چهار نوار دیود نورگسیل LB .

[1] Light emitting diode (LED)
[2] Ince-Gaussian (IG)
[3] Ellipticity
[4] LED-bars (LB)

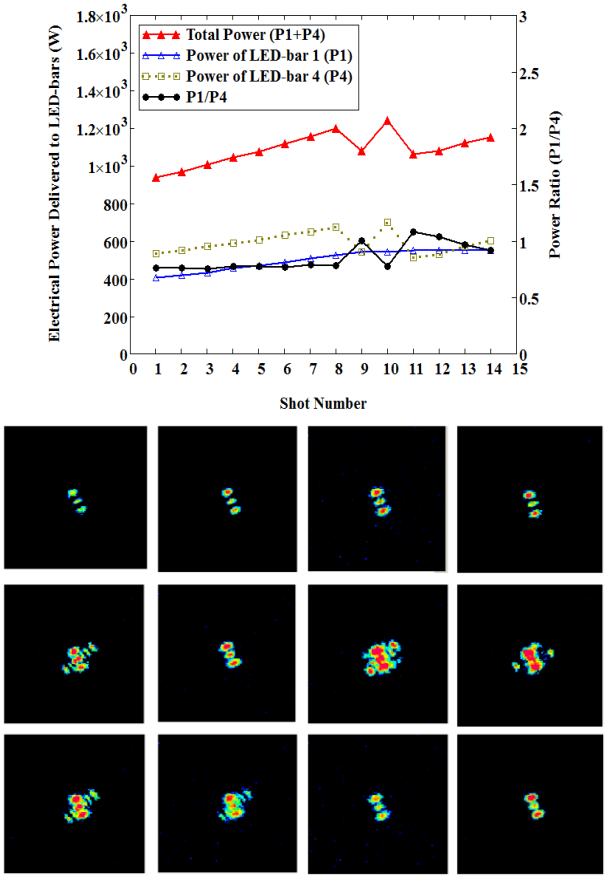
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

یافته های تجربی

بررسی رفتار مد عرضی نوسانگر به کمک ثبت نمایه شدت مقطع عرضی باریکه لیزر، به وسیله دوربین نمایه سنج CCD مدلWincamDساخت شرکت Gentec به همراه صافی های نوری تضعیف کننده شدت و در فاصله ۲۵ سانتیمتری از آینه خروجی نوسانگر صورت گرفت. برای ثبت هر نمایه مدی تا ثبت نمایه بعدی ۹۰ ثانیه تاخیر زمانی جهت خنک سازی دیودهای نوری و رفع گرمایش لحاظ شد. جهت بررسی حساسیت نمایه مدی نوسانگر به توزیع شدت و توان کل نوری دمش، ابتدا نسبت تنها دو نوار دیود LB1 و LB3 که در مقابل یکدیگر قراردارند با توان تحریک کم و بیش برابر P۱/ P۳□۱ مورد استفاده قرار گرفت و LB2 و LB4 خاموش نگه داشته شد، شکل۳.



شکل۳: بالا) توان الکتریکی و نسبت توان تحویل شده به نوارهای دیودهای نور گسیل LB1 و LB3 . پایین) نمایه مدی $IG_{۶,۶}$ خروجی نوسانگر لیزر با تقارن زوج (اولین نمایه مدی ردیف اول، چپ) و تقارن فرد (سایر نمایه ها) به ازای توان دمش متناظر با نمودارهای بالا.



شکل۴: نظیر شکل ۳ برای نوارهای دیود نور گسیل LB1 و LB4 . نمایه های مدی $IG_{۲,۲}$ و $IG_{۶,۴}$ با تقارن زوج در تصاویر مشاهده می شود.

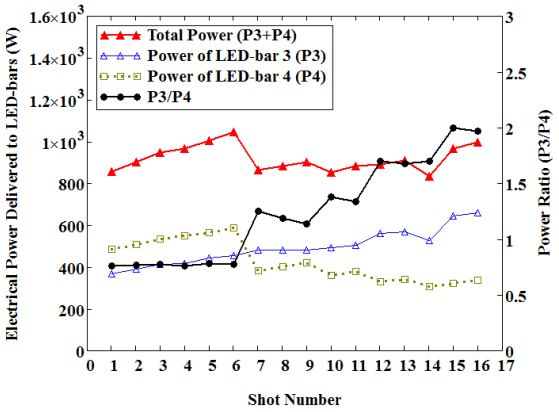
مشاهدات مشابهی نیز برای نوارهای دیود LB1 و LB4 که در مجاورت یکدیگر نصب شده اند، با خاموش نگه داشتن LB2 و LB3 صورت گرفت، شکل۴. در هر دو حالت علیرغم افزایش توان الکتریکی کل از حدود ۸۰۰ به ۱۱۰۰ وات، عملاً تغییرات قابل توجهی در نمایه اولیه مدی نوسانگر مشاهده نشد. مشاهدات بیشتر نشان دادند که با افزایش نسبت توان تحریک نوارهای دیود نوری LB3 و LB4 که در کنار یکدیگر قرار دارند تا P۳ / P۴□۲ و ثابت نگه داشتن توان کل در حد ۹۰۰ وات نیز نمایه مد عرضی نوسانگر پایدار و کم و بیش بدون تغییر باقی می ماند، شکل ۵. با فعال نگه داشتن ۳ نوار دیود نورگسیلLB1، LB2 و LB3 و افزایش همزمان توان کل تا ۱۲۰۰ وات و نسبت میانگین توان تحویل شده به نوارهای دیودی (P۱+P۲) / ۲ به نوار دیود نورگسیل سوم P۱۲/۲P۳ تا ۲/۵، تنها تغییر نمایه مدی از مد TEM.۶ یا

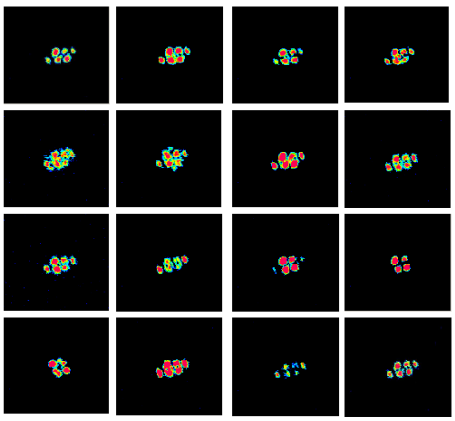
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$IG_{۶,۶}$به مد ترکیبی نزدیک به $TEM_{۱۴}$و تثبیت آن از توان کل بیش از ۶۰۰ وات مشاهده شد، شکل ۶.

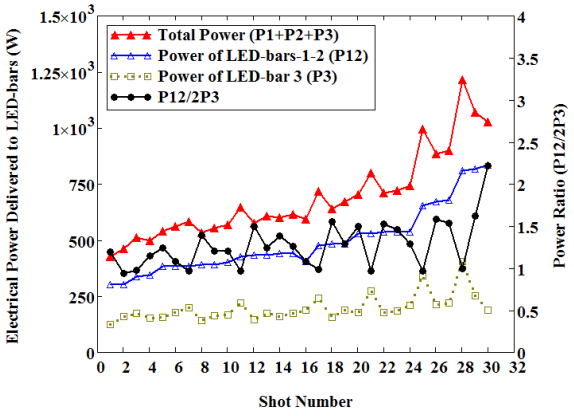
بحث و نتیجه‌گیری

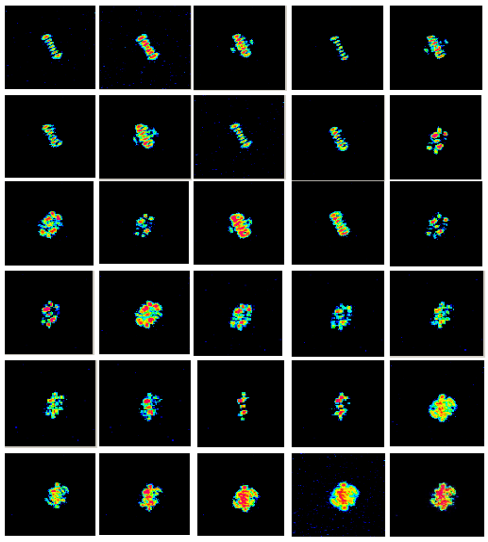
مشاهدات تجربی نشان می دهند که نوسانگر لیزر با دمش دیودهای نورگسیل و ساختار ساده ارائه شده برای جفت شدگی چشمه نوری دمش و محیط فعال از پایداری قابل توجهی در تولید نمایه های مد عرضی مراتب بالا برخوردار است. حساسیت ناچیز ساختار مدی به توزیع شدت و توان کل دمش، مزیت مهمی برای رویکرد مورد بحث جهت تولید پایدار و کاربردی مدهای عرضی اینس-گاوسی مراتب بالا به شمار می آید. تجربه نشان می دهد که در عمل با جهت دهی زاویه ای اولیه کوچکی میان صفحه های نوارهای دیود های نوری و سپس تنظیم توان نوارهای دیودها می توان به طیف گسترده ای از نمایه های مدی با پایداری مناسب دست یافت که نشانی از تاثیر توزیع شدت دمش بر ساختار نمایه مد عرضی نوسانگر است.





شکل۵: نظیر شکل ۴ برای نوارهای دیود نور گسیل LB3 و LB4 . نمایه های مدی $IG_{۲,۲}$ و $IG_{۳,۳}$ با تقارن زوج در تصاویر مشاهده می شود.





شکل۶: نظیر شکل ۵ برای نوارهای دیود نور گسیل LB1، LB2 و LB3 و نمایه های گوناگون مدی (به متن مراجعه شود).

مرجع‌ها

[1] P. Pichon , A. Barbet, D. Blengino , P. Legavre, T. Gallinelli , F. Druon , J.-P. Blanchot , F. Balembois, S. Forget, S. Chénais, P. Georges "High-radiance light sources with LED-pumped luminescent concentrators applied to pump Nd:YAG passively Q-switched laser", Optics and Laser Technology, Vol. 96, pp. 7–12, 2017.

[2] M.A. Bandres, J.C. Gutierrez-Vega, "Ince–Gaussian beams", Optics Letters, Vol. 29, No. 2, pp.144-146, 2004.

[3] M. Woerdemann, C. Alpmann, C. Denz, Optical assembly of micro-particles into highly ordered structures using Ince–Gaussian beams, Applied Physics Letters, Vol. 98 , pp. 111101-3, 2011.

[4] M. Tarkashvand, A. H. Farahbod, S.A. Hashemizadeh, "First demonstration of green and amber LED-pumped Nd:YAG laser", Laser Physics, Vol. 28, pp. 055801-7 , 2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

نیروسنجی در مقیاس پیکونیوتن بر پایه تداخل‌سنجی

فاطمه جعفریانی[۱و*]، احسان احدی اخلاقی[۱و۲]، محمد اولین چهارسوقی[۱و۲]، شیوا مرادی‌مهر[۱] و محمدتقی توسلی[۳]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، کد پستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱

[۲]مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، کد پستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱

[۳]دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، تهران

چکیده – در این مقاله دستگاهی برای اندازه‌گیری نیروهای ضعیف برپایه اندازه‌گیری جابه‌جایی‌های نانومتری و استفاده از سیستم‌های اپتیکی معرفی شده است. اساس چیدمان استفاده از یک تداخل‌سنج مایکلسون تغییر یافته است. در این تداخل‌سنج از دو نوار بازتابی نازک و سبک به‌عنوان آینه‌های آن استفاده شده است. یکی از این نوارهای بازتابی مسئول آشکارسازی نیرو است که در مقابل نیروی اعمال شده به صورت یک فنر رفتار می‌کند. ثابت فنری این نوار قابلیت تغییر دارد به‌گونه‌ای که با تغییر طول آن گستره وسیعی از نیرو در محدوده میلی‌نیوتن تا پیکونیوتن قابل اندازه‌گیری است. برای درجه‌بندی کردن دستگاه از نیروی الکترواستاتیک در یک خازن تخت استفاده شد. دقت اندازه‌گیری نیرو توسط دستگاه ساخته شده از مرتبه ۵۰ پیکونیوتن به‌دست آمد.

کلید واژه- دستگاه اندازه‌گیری نیرو، تداخل‌سنج مایکلسون، پیکونیوتن، سیستم خازنی تخت

Force measuring in pico-Newton scales based on interferometry

F. Jafariani[1,*], E. A. Akhlaghi[1,2], M. A. Charsooghi[1,2], Sh. Moradi-Mehr[1] and M. T. Tavassoly[3]

[1]Department Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran
[2]Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran
[3]Department Physics, Faculty of science, University of Tehran, North Kargar Avenue, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, we introduce an apparatus for measurement of weak forces based on measuring nanometer displacements and optical systems. The basic part of set up is a modified Michelson interferometer that the mirrors are replaced by two lightweight and thin reflective stripes. One of these reflective stripes is responsible for detecting the force that acts as a spring. The spring constant of the cantilever is adjustable with its length, so that a wide range of force can be measured in the range of pico-Newton to milli-Newton. The electrostatic force in a plane capacitive system was used to calibrate the force apparatus. The uncertainty of the force measurement was obtained about 50 pico-Newton.

Keywords: Force apparatus, Michelson interferometer, Pico-Newton, Plane capacitive system

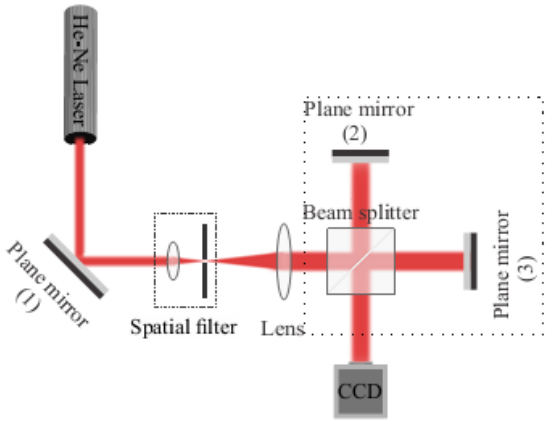
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

با پیشرفت سریع نانوتکنولوژی، نیاز به اندازه‌گیری نیروهای ضعیف (میکرونیوتن تا پیکونیوتن) در زمینه‌های مختلف علمی و صنعتی بیشتر احساس می‌شود [۱]. از این رو دستگاه‌های مختلفی براساس فناوری‌های مختلف گسترش یافته است. یکی از پرکاربردترین دستگاه‌های اندازه‌گیری نیرو، میکروسکوپ نیروی اتمی است که در سال ۱۹۸۶ اختراع شد [۲]. همچنین دستگاه نیروی سطحی در اواخر قرن بیستم اختراع شد که باعث موفقیت‌های قابل توجهی در اندازه‌گیری نیروهای بین سطوح بوده است [۳]. با اختراع این دستگاه‌ها نیروهایی در محدوده‌ی 10^{-10} – 10^{-13} N قابل اندازه‌گیری شده است. در سال‌های اخیر این گروه [۴]، نیروسنجی برپایه تداخل‌سنج مایکلسون ساخته است که قابلیت اندازه‌گیری نیروهای کم با دقت ۵ نانو نیوتن را دارد. در این مقاله در ادامه کار پیشین، طراحی دستگاه به گونه‌ای تغییر داده شد که باعث افزایش دقت، گستره نیروهای قابل اندازه‌گیری و کارایی دستگاه شده است. در نمونه اولیه دستگاه نیروسنج، از دو میله استوانه‌ای بازتابنده به‌جای آینه‌های تداخل‌سنج مایکلسون استفاده شد. فریزهای تداخلی از برهم‌نهی دو جبهه‌موج استوانه‌ای تشکیل شده که به دلیل سیگنال به نوفه پایین این فریزها و تعداد محدود آن‌ها خطای زیادی در تعیین مقدار جابه‌جایی اهرم آن ایجاد می‌شد [۴]. در دستگاه جدید با تغییر آینه‌ها و سیستم درجه‌بندی آن، مشکلات و محدودیت‌های ذکر شده حل شده است. دستگاه حاضر از دقت و حساسیت بیشتری نسبت به قبل برخوردار است و با توجه به تغییر شکل آینه‌های مورد استفاده کاربردهای بیشتری پیدا کرده است.

چیدمان نیروسنج

شکل ۱ چیدمان نوعی یک تداخل‌سنج مایکلسون را نمایش می‌دهد. باریکه‌ی لیزر هلیوم-نئون با عبور از پالایه فضایی تمیز و گسترده شده و سپس با کمک عدسی دوم موازی و تخت می‌شود. نور موازی فرودی به باریکه‌شکن به دو باریکه تقسیم می‌شود که هر کدام از باریکه‌ها پس از بازتاب از آینه‌ها بازترکیب می‌شوند. اختلاف راه بین دو مسیر باریکه منجر به اختلاف فاز بین دو باریکه و متعاقباً شکل‌گیری فریزهای تداخلی در صفحه مشاهده می‌شود.



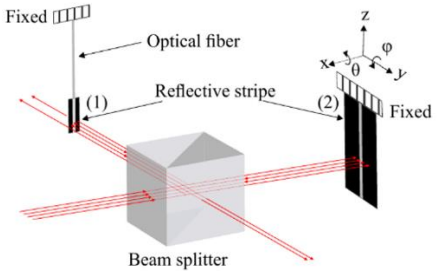
شکل ۱: چیدمان متداول یک تداخل‌سنج مایکلسون.

در چیدمان جدید ارائه شده برای این تداخل‌سنج، یکی از آینه‌های بزرگ و سنگین آن با نوار بازتابی نازک و سبکی جایگزین شد. جهت ساخت نوار بازتابی، لامل میکروسکوپی به ضخامت ۰٫۱۳ mm به طول و عرض $30\times1{,}078\ mm^2$ برش داده شد. برای به‌دست آوردن یک آینه اپتیکی با کیفیت سطح مناسب تنها بخش محدودی از سطح لامل به پهنای ۹۵ میکرون با آلومینیوم لایه‌نشانی شد. این نوار بازتابی با استفاده از یک فیبر نوری به طول ۳۰ mm از یک تکیه‌گاه آویزان شد، این مجموعه اهرم نیروسنج نامیده می شود. علاوه بر این بخش بازتابنده‌ی آینه دوم این تداخل‌سنج کاملاً مشابه اهرم بوده با این تفاوت که آینه دوم نقش آینه مرجع را داشته و باید کاملاً ساکن و بدون حرکت باشد. بنابراین زیرلایه بخش بازتابنده این آینه با ابعاد بزرگتری ساخته و در بازوی دیگر کاملاً ثابت می‌شود. شکل ۲ تغییرات ذکر شده به بخش نقطه‌چین در شکل ۱ را نمایش می‌دهد.

برهم‌نهی امواج بازتابی پراشیده از دو نوار بازتابی، فریزهای تداخلی خطی در صفحه مشاهده تشکیل می‌دهد. بنابراین

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

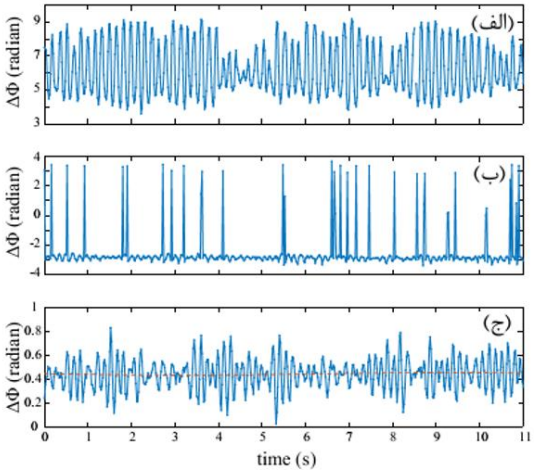
روش دقیق و سریع برای تعیین اختلاف فاز روش تحلیل فوریه است.



شکل۲: طرحی از چیدمان تداخل‌سنج مایکلسون تغییر یافته برای اندازه‌گیری نیروهای ضعیف.

فرایند حذف نوفه

حساسیت اهرم‌های مکانیکی توسط اختلال‌های محیطی از جمله نوسانات زمین محدود می‌شود. به‌طور کلی افزایش در میرایی سیستم به‌عنوان یک روش مؤثر برای کاهش این نوسانات مطرح است. در میان روش‌های مختلف میرایی، استفاده از بالشتک هوا در بخش مکانیک سیستم باعث کاهش نوفه‌های محیطی می‌شود [۴].

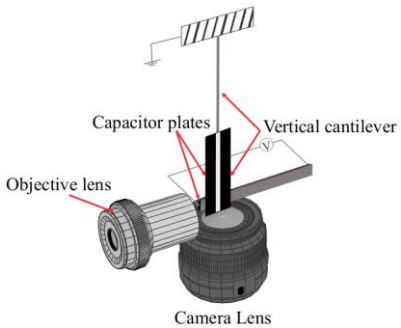


شکل۳: مراحل حذف نوفه در نیروسنج؛ تابعیت زمانی اختلاف فاز هنگامی که (الف) فشار هوای پایه‌های میز اپتیکی به درستی تنظیم نشده است، (ب) فشار هوای پایه‌های میز اپتیکی به درستی تنظیم شده است، (ج) پیک‌های ناگهانی در سیگنال حذف شده‌اند.

برای رسیدن به کمترین نوسان در اهرم نیروسنج میز اپتیکی و هوای تزریق شده به آن بهینه شد. شکل۳(الف) تابعیت زمانی اختلاف فاز اندازه‌گیری شده را هنگامی‌که فشار هوای درون پایه‌های میز اپتیکی به درستی تنظیم نشده است نمایش می‌دهد. دامنه این نوسانات به‌قدری زیاد است که فاز فریزهای تداخل ناشی از نیروی اعمال شده قابل استخراج نیست. پس از تنظیم بهینه فشار هوا میز اپتیکی، رفتار نوسانی اهرم ناشی از نویزهای محیطی تا حد بسیار خوبی کاهش یافت (شکل۳(ب)) و با حذف پیک‌های ناگهانی در سیگنال دامنه نوسانات به کمتر از ۰٫۰۱ رادیان رسید که متناظر با جابه‌جایی کمتر از $\lambda/120$ است (شکل۳(ج)). در نهایت با استفاده از یک فیلتر پایین‌گذر مناسب عدم‌قطعیت اندازه‌گیری فاز نیروهای کندتغییر می‌تواند از مرتبه ۰٫۰۰۱ رادیان باشد (خط قرمز در شکل۳(ج)).

درجه‌بندی دستگاه

در این کار برای درجه‌بندی اهرم از یک خازن با دو الکترود موازی تخت استفاده شده است، به‌طوری‌که اهرم نیروسنج نقش یکی از الکترودهای خازن (الکترود قائم) را بازی می کند. الکترود دیگر خازن به صورت افقی در فاصله d_0 از الکترود قائم قرار داده شد و با اعمال اختلاف ولتاژهای مختلف V به صفحات خازن، فاصله بین این صفحات به دلیل نیروی جاذبه بین بارهای الکتریکی مخالف روی صفحات خازن به مقدار Δd تغییر پیدا کرد (شکل۴).



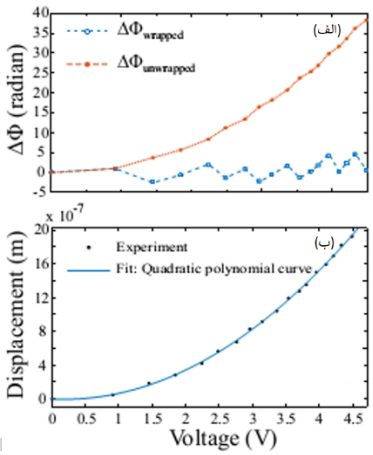
شکل۴: سیستم خازنی تخت برای درجه‌بندی کردن اهرم نیروسنج.

در این صورت نیروی جاذبه بین صفحات خازن به‌صورت رابطه (۱) توصیف می‌شود:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$F = \frac{1}{2}\frac{\partial C}{\partial y}\Big|_{y=d} V^2 \Rightarrow F = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \left(\frac{V}{d}\right)^2 A\,. \qquad (۱)$$

در این رابطه C ظرفیت خازن، ε_0 گذردهی الکتریکی خلأ، d فاصله بین دو الکترود در هر ولتاژ اعمال شده و A سطح مشترک دو الکترود است.

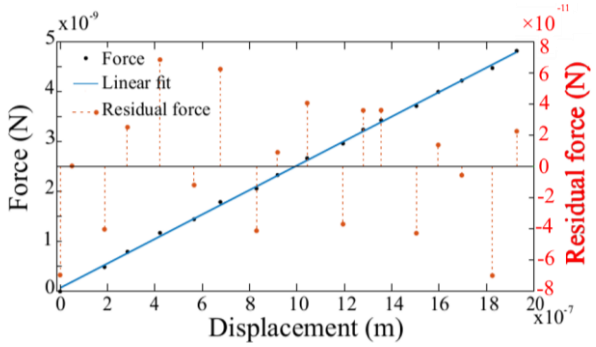


شکل۵: (الف) نمودار اختلاف فاز بر حسب ولتاژ (مربع) قبل از پیوسته‌سازی فاز و (دایره) پس از آن، (ب) نمودار جابه‌جایی اهرم نیروسنج برحسب ولتاژ را نشان می‌دهد.

برای تعیین اختلاف فاز ناشی از جابه‌جایی اهرم از روش تحلیل فوریه استفاده شده است. شکل۵ (الف) و (ب) به‌ترتیب اختلاف فاز و جابه‌جایی اهرم برحسب ولتاژ اعمال شده را نمایش می‌دهد. درنهایت با محاسبه‌ی نیروی اعمال شده به اهرم نیروسنج از رابطه (۱) منحنی نیرو برحسب جابه‌جایی اهرم Δd به‌دست می‌آید و یک خط راست به‌خوبی به آن برازش می‌شود (شکل۶ نقاط آبی). بنابراین رابطه نیرو و جابه‌جایی اهرم توسط قانون هوک به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$F = K\Delta d. \qquad (۲)$$

در این رابطه K ضریب سختی خاصیت فنری اهرم است. مقدار این ضریب از طریق آزمون انجام شده برای اهرم مورد نظر برابر $K = ۰٫۰۰۲۴\ \mathrm{N/m}$ اندازه‌گیری شد. ضمناً عدم قطعیت مقادیر نیروی اندازه‌گیری شده در هوا در حدود ۵۰ pN به دست آمده است.



شکل۶: (سمت چپ) نمودار نیرو برحسب جابه‌جایی اهرم و برازش خط راست به آن و (سمت راست) مقدار انحراف نتایج تجربی از خط برازش شده را نشان می‌دهد.

نتیجه‌گیری

نتایج ساخت یک دستگاه نیروسنج برای تداخل‌سنجی ارائه شد، که عدم قطعیتی در حدود ۵۰ pN دارد. با توجه به حساسیت و دقت بالای دستگاه، از آن می‌توان در اندازه‌گیری نیروهای ضعیف مانند نیروی کازیمیر استفاده کرد. علاوه بر این در آزمایش‌های سیالات، به‌عنوان کاوه برای بررسی نیروسنجی و درنتیجه استخراج کمیت‌هایی همچون سرعت سیال و گرانروی آن می‌توان استفاده کرد.

مرجع‌ها

[1] U. Mohideen and et al., “Precision measurement of the casimir force from 0.1 to 0.9 μm”, Phys. Rev. Lett., Vol. 81, pp. 4549–4552, 1998.

[2] G. Binnig and et al., “Atomic Force Microscope”, Phys. Rev. Lett., Vol. 56, No. 9, pp. 930–933, 1986.

[3] J. Israelachvili and et al., “Recent advances in the surface forces apparatus (SFA) technique”, Reports on Progress in Physics, Vol. 73, p. 036601, 2010.

[4] M. Tahviliyan and et al., “Nanonewton force measurement using a modified Michelson interferometer”, Measurement Science and Technology, Vol. 28, No. 5, p. 055205, 2017.

[5] Y. Zheng and et al. “Improving environmental noise suppression for micro-newton force sensing based on electrostatic by injecting air damping”, Review of Scientific Instruments, Vol. 85, No. 5, p. 055002, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

رشد لایه‌های نازک WS_2 با روش PLD و بررسی جذب غیرخطی و محدودکنندگی نوری آن‌ها

شبنم ابوطالبی[۱]، محمد خان‌زاده[۲]، سید محمدباقر مرعشی[۳]

دانشگاه ولی‌عصر (عج) رفسنجان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

[۱] Abootalebi.sh@gmail.com
[۲] khanzadeh@vru.ac.ir
[۳] smb_marashi@yahoo.com

چکیده – در این پژوهش ضریب جذب غیرخطی و محدودکنندگی نوری لایه‌های نازک WS_2 اندازه‌گیری شده است. لایه‌های نازک WS_2 به روش لایه‌نشانی لیزر پالسی رشد یافته‌اند و آنالیزهای انجام شده نشان می‌دهد این روش برای رشد لایه‌های با کیفیت کارآمد است. از طرفی پاسخ نوری غیرخطی این لایه‌ها با روش پویش Z روزنه باز با لیزر پیوسته nm ۵۳۲ و توان mW ۲۰۰ بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد جذب غیرخطی لایه‌های WS_2 برای ضخامت‌ها و توان‌های مختلف از مرتبه $۱۰^{۳}\frac{cm}{kW}$ می‌باشد. این لایه‌ها برای کاربردهایی چون محدودکننده‌های نوری مناسب بشمار می‌روند.

کلید واژه- لایه نازک، لایه نشانی لیزر پالسی، پویش Z، ضریب جذب غیرخطی، محدودکنندگی نوری

The growth of WS_2 thin films by PLD method and investigation of nonlinear absorption and optical limiting

Shabnam Abutalebi, Mohammad Khanzadeh, Seyed MohammadBagher Marashi

Vali asr University of Rafsanjan, Faculty of basic science, Department of physics

Abstract- In this study, nonlinear absorption and optical limiting of WS2 thin films was measured. WS2 thin films grown by pulsed laser deposition method and analyzes show this method is useful for the growth of high quality layers. On the other hand, nonlinear response of these layers is investigated by open apreture z-scan with 532nm contineous wave laser at 200mw. The results show nonlinear absorption of WS2 layers with various thickness and power of order$10^{3}\frac{cm}{kW}$. These layers are also suitable for applications such as optical limiting.

Keywords: thin film, pulsed laser deposition, Z-scan, nonlinear absorption, optical limiting

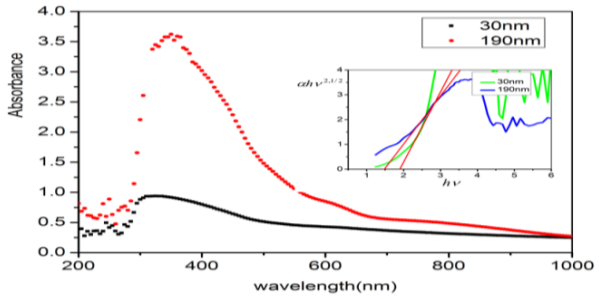
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

دی‌سولفید تنگستن (WS_2) از خانواده کلکوژن‌های فلزات واسطه (TMD) است. این نوع مواد دو بعدی هستند که از لایه‌هایی تشکیل شده‌اند که با یک نیروی واندروالس ضعیف به هم متصل شده‌اند. گاف نوری این مواد در حالت حجمی غیرمستقیم و درحالت تک لایه مستقیم است، بنابراین خواص نوری این مواد وابستگی زیادی به ضخامت دارد. مواد TMD دارای ویژگی‌های نوری و اپتوالکترونیکی بارزی هستند که به عنوان نمونه می‌توان به پاسخ نوری غیرخطی، دینامیک فوق سریع حامل‌ها و محدوده‌ی عملکرد گسترده‌ای از طول‌موج‌ها اشاره کرد [۲-۱]. در سال ۲۰۱۵ آقای ژانگ و همکاران پارامترهای غیرخطی فیلم‌های نازک WS_2 و MoS_2 را باروش پویش Z و با استفاده از لیزر فمتوثانیه در ناحیه مرئی و فروسرخ نزدیک اندازه‌گیری کردند. نتایج نشان می‌دهد پاسخ نوری غیرخطی این لایه‌ها قابل توجه است. همچنین وابستگی جذب غیرخطی به ضخامت لایه و طول‌موج گزارش داده شد[۳]. در این پژوهش پاسخ نوری غیرخطی و محدودکنندگی نوری لایه‌های نازک WS_2، رشد یافته با روش لایه نشانی لیزر پالسی، با روش پویش Z لیزر سبز پیوسته مورد بررسی قرار گرفته است.

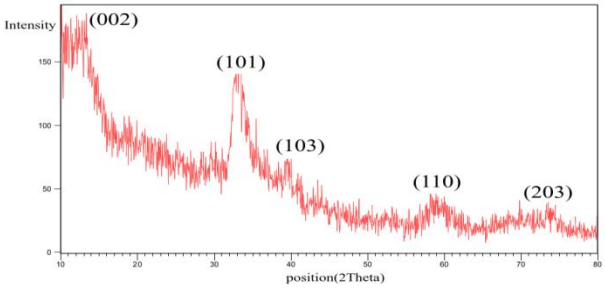
کارتجربی

رشد لایه‌های نازک WS_2 با روش لایه‌نشانی لیزر پالسی در آزمایشگاه پیشرفته لیزر دانشگاه ولی عصر(عج) انجام شده است. در این روش باریکه لیزر پالسی با ماده هدف برهم-کنش می‌کند و در نتیجه این برهم‌کنش، قسمتی از ماده تبخیر شده و بر روی زیرلایه می‌نشیند. در فرآیند لایه-نشانی لیزر Nd:YAG با طول‌موج ۱۰۶۴ نانومتر، پهنای پالس ۵-۴ نانوثانیه و انرژی ۰/۶ ژول استفاده شده است. لایه‌ها در شرایط خلاء (10^{-6} mbar) و دمای ۱۳۰ °C در دو ضخامت ۳۰ و ۱۹۰ نانومتر بر روی لام شیشه‌ای رشد یافته‌اند. ضخامت لایه‌ها با ضخامت‌سنج کریستالی دستگاه اندازه‌گیری شده است. به منظور بهبود ساختار و کیفیت لایه‌ها، فرآیند پخت بر روی لایه‌های نازک انجام شده است. لایه‌های رشد داده شده در کوره با دمای ۴۰۰ °C به مدت ۳۰ دقیقه قرار داده می‌شوند. در طی فرآیند پخت، پودر خالص سولفور در کوره با فاصله معین از لایه‌ها قرار دارد، همچنین گاز آرگون در جریان است. طیف جذب و نمودار تائوک لایه‌های نازک WS_2 در شکل ۱ نشان داده شده است. با استفاده از رابطه تائوک، گاف ممنوعه برای لایه‌های WS_2 با ضخامت ۳۰ و ۱۹۰ نانومتر به ترتیب ۱/۹۸ و ۱/۴۷ الکترون-ولت بدست می‌آید.



شکل ۱: نمودار جذب و نمودار تائوک مربوط به لایه‌های نازک WS_2 با ضخامت ۳۰ و ۱۹۰ نانومتر

در شکل ۲ آنالیز پراش پرتو ایکس (XRD) نشان داده شده است. با توجه به این طیف ساختار کریستالی لایه، شش گوشه است و ثابت شبکه آن در شکل مشخص شده است. طیف این لایه با طیف دی سولفید تنگستن همخوانی دارد.



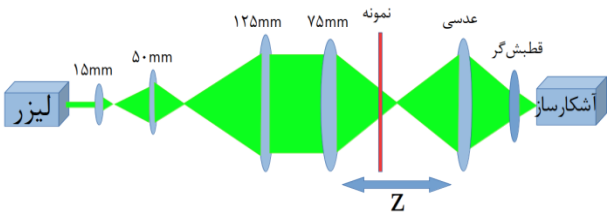
شکل ۲: طیف XRD لایه نازک WS_2 با ضخامت ۱۹۰ نانومتر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

ضریب جذب غیرخطی این لایه‌ها با روش پویش Z روزنه باز اندازه‌گیری شده است. در این روش که اولین بار در سال ۱۹۸۹ توسط شیخ بهایی ارائه شد، همه نور تراگسیل از ماده در موقعیت‌های متفاوت نسبت به کانون اندازه-گیری می‌شود سپس داده‌های تجربی با توجه به فرمول ۱ برازش شده و ضریب جذب غیرخطی محاسبه می‌شود[۵-۴].

$$T(z,S=1)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{[-q_0(z)]^n}{(n+1)^{3/2}} \qquad (۱)$$

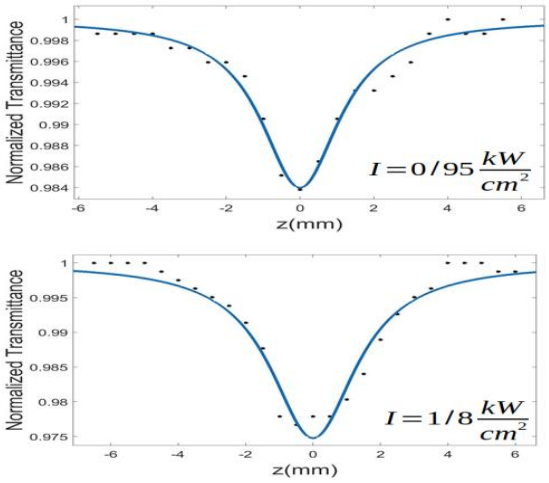
در این رابطه $q_0(z)=\frac{\beta I_0 L_{eff}}{1+(z/z_0)^2}$ است که β ضریب جذب غیرخطی، I_0 شدت در کانون، $L_{eff}=\frac{(1-e^{-\alpha L})}{\alpha}$ طول مؤثر نمونه (αجذب خطی است) و z_0 طول ریلی می-باشد. چیدمان این روش در شکل ۳ آمده است. در این چیدمان از لیزر پیوسته با طول موج ۵۳۲ نانومتر و توان ۲۰۰ میلی‌وات استفاده شده است که با عدسی‌های ۱۵، ۵۰ و ۱۲۵ میلی‌متر پهن و موازی می‌شود، سپس باریکه موازی شده‌ی نور با عبور از عدسی ۷۵ میلی‌متر متمرکز می‌شود. در محدوده نور کانونی شده، نمونه به نحوی قرار می‌گیرد که بتواند مسیر قبل و بعد از کانون را پویش کند و نور تراگسیل از آن با کمک یک عدسی مثبت به آشکارساز برسد. آشکارساز توان‌های پایین را با دقت بیشتری اندازه‌گیری می‌کند به همین دلیل قبل از آشکارساز از یک قطبش‌گر استفاده شده است تا توان ورودی را کاهش دهد. کمر باریکه لیزر در کانون مقدار ۶۸ میکرون با روش آزمایش پراش از لبه تیغه اندازه‌گیری شده است. جذب خطی برای لایه‌ها با ضخامت ۳۰ و ۱۹۰ نانومتر به ترتیب $۱/۶۳\times۱۰^{۵}\ cm^{-1}$ و $۴/۸\times۱۰^{۴}\ cm^{-1}$ است.



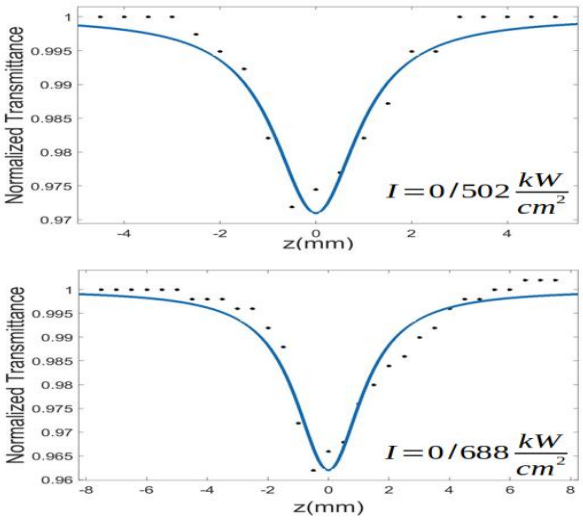
شکل ۳ :چیدمان پویش Z لیزر پیوسته با طول موج ۵۳۲ نانومتر

نتایج و بحث

منحنی جذب غیرخطی برای لایه نازک WS_2 با ضخامت ۳۰ نانومتر و ۱۹۰ نانومتر به ترتیب در شکل ۴ و شکل ۵ نشان داده شده است.



شکل ۴: نمودار پویش Z روزنه باز برای لایه نازکWS_2 با ضخامت ۳۰ نانومتر در دو شدت متفاوت



شکل ۵: نمودار پویش Z روزنه باز برای لایه نازک WS_2 با ضخامت ۱۹۰ نانومتر در دو شدت متفاوت

طبق نتایج حاصل، پاسخ غیرخطی لایه‌های نازک WS_2 با ضخامت ۳۰ و ۱۹۰ نانومتر بصورت جذب اشباع معکوس است بنابراین علامت جذب مثبت است. ضریب جذب غیرخطی برای ضخامت‌ها و شدت‌های مختلف در جدول ۱ نشان داده شده است. پاسخ غیرخطی لایه نازک WS_2 با

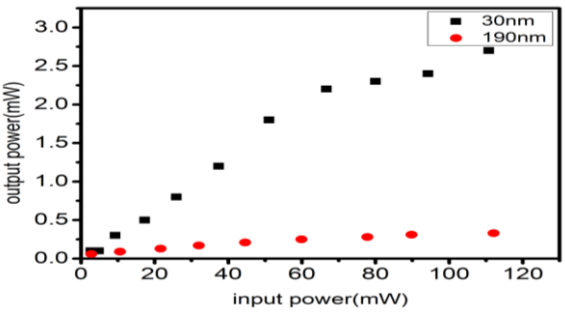
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

ضخامت ۳۰ نانومتر در توان‌های بالا بزرگ‌تر از لایه با ضخامت ۱۹۰ نانومتر است. برای لایه ۱۹۰ نانومتر شدت-های بالا به لایه آسیب زده و نمی‌توان اندازه‌گیری دقیقی داشت.

جدول ۱: ضریب جذب غیرخطی لایه‌های نازک WS_2

لیزر ۵۳۲nm				
f(mm)	ضخامت (nm)	p(mW)	I ($\frac{kW}{cm^2}$)	$\beta(\frac{cm}{kW})$
۷۵	۳۰	۶۹	۰/۹۵	۲۰/۶۲ ×۱۰^{۳}
		۱۳۱	۱/۸	۱۷/۴ ×۱۰^{۳}
	۱۹۰	۳۶/۵	۰/۵۰۲	۱۳/۷۵ ×۱۰^{۳}
		۵۰	۰/۶۶۸	۱۳/۳۵ ×۱۰^{۳}

یکی از کاربردهای اپتیک غیرخطی محدودکنندگی نوری است. اهمیت این کاربرد در محافظت از چشم انسان و حسگرهای نوری از تابش لیزر با شدت بالا است. مکانیزم-های غیرخطی متفاوتی چون جذب غیرخطی، شکست غیرخطی، پراکندگی غیرخطی و ... می‌توانند در محدودکنندگی نوری نقش داشته باشند[۶]. شکل ۶ محدودکنندگی نوری، برای لایه نازک WS_2 در دو ضخامت ۳۰ و ۱۹۰ نانومتر نشان می‌دهد. برای انجام تست محدودکنندگی نوری لایه‌ها در کانون عدسی قرار می-گیرند و نسبت توان ورودی به توان خروجی از روزنه‌ای که بعد از نمونه قرار گرفته است اندازه‌گیری می‌شود. در توان-های پایین این نسبت بصورت خطی است اما بعد از آستانه محدودکنندگی، شیب تغییرات توان تغییر می‌کند و می-توان تا حدی آن را ثابت در نظر گرفت.



شکل ۶: نمودار محدودکنندگی لایه نازک دی سولفید تنگستن برای دو ضخامت متفاوت

نتیجه‌گیری

در این پژوهش ضریب جذب غیرخطی لایه‌های نازک WS_2 با استفاده از روش پویش Z با لیزر سبز پیوسته اندازه‌گیری شد. تأثیر عوامل مختلف مانند ضخامت و شدت بر روی این اندازه‌گیری مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهد این لایه‌ها دارای جذب غیرخطی قابل توجهی در این طول‌موج هستند که در نتیجه برای کاربردهایی چون محدودکنندگی نور و سوئیچ‌های نوری مناسب بشمار می‌آیند.

مرجع‌ها

[1] S. Manzeli, D. Ovchinnikov, D. Pasquier, O. V. Yazyev, & A. Kis, “2D transition metal dichalcogenides”, Nat. Rev. Mater, Vol. 2, No. 8, pp. 17033, 2017.

[2] M. Zhang, G. Hu, G. Hu, R. C. T. Howe, L. Chen, Z. Zheng, & T. Hasan, "Yb-and Er-doped fiber laser Q-switched with an optically uniform, broadband WS 2 saturable absorber", Sci. Rep., Vol. 5, pp. 17482, 2015.

[3] S. Zhang, N. Dong, N. McEvoy, M. O’Brien, S. Winters, N. C. Berner,... & L. Zhang, “Direct observation of degenerate two-photon absorption and its saturation in WS2 and MoS2 monolayer and few-layer films”, *ACS nano*, Vol. 9, No. 7, pp. 7142-7150, 2015.

[4] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, & E. W. Van Stryland, "High-sensitivity, single-beam n 2 measurements.", Opt. Lett., Vol. 14, No. 17, pp. 955-957, 1989.

[5] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, & E. W. Van Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam.", IEEE J. Quant. Electr. Vol. 26, No. 4, pp. 760-769, 1990.

[6] G. S. He, S. H. Liu, *physics of nonlinear optics*, p. 448, World scientific, 1999.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر اپتیک کوانتومی دو لایه‌ی متقارن پاریته-زمان بر نورکوانتومی چلانده عبوری

الناز پیله‌ور[۱]، احسان عموقربان[۲و۳] و محمدکاظم مروج‌فرشی[۱]

[۱] دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، هسته پژوهشی نانو پلاسمو فوتونیک، دانشگاه تربیت مدرس

[۲] دانشگاه شهرکرد، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

[۳] دانشگاه شهرکرد، مرکز تحقیقات نانوتکنولوژی

چکیده – در این مقاله اثرات محیط دو لایه‌ی متقارن پاریته-زمان (PT) در دمای صفر را بر ویژگی‌های اپتیک کوانتمی نور چلانده فرودی بررسی می‌کنیم. بدین منظور، با استفاده از رهیافت کانونی در کوانتش میدان الکترومغناطیسی در محیط‌های جاذب و تقویت‌کننده و الگوسازی توابع گذردهی الکتریکی لایه‌های تشکیل دهنده‌ی یک سامانه‌ی PT توسط الگوی لورنتس، چلاندگی کوادراتوری حالت خروجی از این سامانه را برای وضعیتی که حالت فرودی از سمت چپ و راست آن به ترتیب خلاء و نور چلانده باشد، محاسبه می‌کنیم. نشان داده خواهد شد علی‌رغم این که اثر اتلافی دولایه PT در ناحیه‌ی تقارن فازجبران می‌شود، نور خروجی ویژگی‌های کوانتومی خود را از دست می‌دهد.

کلید واژه- کوانتش میدان الکترومغناطیسی، دولایه متقارن پاریته-زمان (PT)، چلاندگی کوادراتوری.

The Quantum Optic Effect of the two-Layer PT Symmetric on an Incident Quantum Squeezed Light

Elnaz Pilehvar[1], Ehsan Amooghorban[2,3], and Mohammad Kazem Moravvej-Farshi[1]

[1]Faculty of Electrical and Computer Engineering, Nano Plasmo-Photonic Research Group, Tarbiat Modares University

[1] Shahrekord University, Faculty of Science, Department of Physics

[2] Shahrekord University, Nanotechnology Research Center

Abstract- We investigate the medium effect of the two-layer parity time (PT) symmetric on the quantum optical properties of an incident squeezed light at zero temperature. For this purpose, we calculate the quadrature squeezing of the output states of a two-layer PT, using the canonical approach in quantization of the electromagnetic field and modeling the electric permittivity functions of the constituent layers by the Lorentz model, for a situation in which the incident states on the right and left side of the two-layer PT are the quantum vacuum and squeezed states, respectively. It will be shown that although the PT loss effect is compensated in the phase symmetry regime, the output light is no longer squeezed.

Keywords: Quantization of electromagnetic field, Parity-Time (PT) Symmetry, Quadrature squeezing.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در دهه ۹۰ بِندِر و همکاران [۳-۱] نشان دادند، طیف انرژی بعضی از هامیلتونی‌ها علی‌رغم غیرهرمیتی بودن، می‌تواند حقیقی باشد. آن‌ها این نوع هامیلتونی غیرهرمیتی را هامیلتونی متقارن پاریته-زمان (PT) نامگذاری کردند. شرط لازم برای این‌که یک هامیلتونی هرمیتی باشد این است که $V(x)=V^*(-x)$. به عبارت دیگر بخش حقیقی پتانسیل باید یک تابع زوج و بخش موهومی آن یک تابع فرد از مکان x باشد. ولی در عمل پتانسیل مختط مفهوم فیزیکی ندارد، در عوض می‌توان از معادل نوری آن یعنی متقارن بودن ضریب شکست، $n(r)=n^*(-r)$، استفاده کرد. از آن‌جا که از قسمت موهومی ضریب شکست برای توصیف بهره/تلف در سامانه استفاده می‌شود، ساختارهای PT بیانگر گونه‌ای از مهندسی قسمت موهومی ضریب شکست ماده‌اند. به‌طوری‌که، بهره و تلف در یک سامانه‌ی PT همدیگر را جبران می‌کنند. در حقیقت محیط نوری ساختارهای PT توسط دو جفت موجبر یا دو جفت تیغه دی‌الکتریک جفت شده بهره/تلف (دایمر PT) و از قبیل آن فراهم می‌شود. با در نظر گرفتن دایمر PT، برای بهره/تلف زیر مقدار آستانه $(\gamma<\gamma_{PT})$ اَبَر مُدی وجود دارد که نشان دهنده توزیع یکسان میدان بین موجبرهای بهره/تلف است. به این ناحیه تقارن فاز PT می‌گویند. اتفاق جالب زمانی می‌افتد که مقدار بهره/تلف از حد آستانه بالاتر برود $(\gamma>\gamma_{PT})$ و وارد ناحیه شکست فاز PT شود. در این صورت، میدان الکتریکی فقط در موجبر بهره یا تلف باقی خواهد ماند. مقدار γ_{PT}، مرز گذار فاز نام دارد.

تیغه‌های دی‌الکتریک در سامانه‌های اپتیکی چهاردرگاهی مثل فیبرهای نوری و تداخل‌سنج‌ها استفاده می‌شوند و کاربردهای وسیعی در اپتیک کوانتمی و کلاسیک دارند. انتشار نور در تیغه‌های دی‌الکتریک از جمله مسائل پرکاربرد در الکترودینامیک کوانتمی است که در ارتباط با کوانتش میدان‌های الکترومغناطیسی در حضور یک ماده قطبش‌پذیر است. دی الکتریک‌ها توسط تابع گذردهی الکتریکی $\varepsilon(\omega)$ به صورت تابعی مختلط از بسامد توصیف می‌شوند که قسمت موهومی این تابع نشان‌دهنده بهره یا تلف در سامانه است. بر طبق قضیه افت‌وخیز-اتلاف، در این سامانه‌ها به خاطر ماهیت اتلافی آن‌ها به طور حتم نوفه نیز حضور دارد. به همین خاطر، اثر این نوفه‌های کوانتومی بر ویژگی‌های کوانتوم اپتیک حالت‌های عبوری از سامانه‌های اپتیکی از اهمیت زیادی برخوردار است. برای توصیف و بررسی این اثرات بر حالت‌های کوانتومی فرودی، نخست لازم است تا کوانتش میدان الکترومغناطیسی در حضور محیط‌های دی‌الکتریک پاشنده و جاذب بررسی شود. تاکنون روش‌های متعددی برای کوانتش میدان الکترومغناطیس در حضور محیط‌های دی‌الکتریک ارائه شده است که می‌توان آن‌ها را در دو رهیافت کلی پدیده‌شناختی [۴] و کانونی [۵-۶] دسته‌بندی کرد. در این مقاله کوانتش امواج الکترومغناطیسی مبتنی بر رویکرد کانونی را برای بررسی اثرات محیط متقارن PT دولایه بر حالت چلانده فرودی به کار می‌بریم. سپس با بررسی چلاندگی کوادراتوری نور خروجی به مطالعه ویژگی‌های کوانتومی آن می‌پردازیم.

چلاندگی کوادراتوری

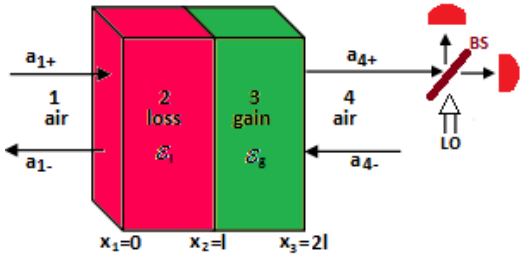
سامانه‌ی متقارن PT متشکل از دو لایه‌ی بهره و تلف با گذردهی‌های الکتریکی $\varepsilon_g(\omega)$ و $\varepsilon_l(\omega)$ و ضخامت کل $2l$ را در نظر می‌گیریم. فرض می‌کنیم سامانه مزبور توسط خلاء احاطه شده باشد (شکل۱). اگر عملگر نابودی میدان الکترومغناطیسی پیش‌رونده به سمت راست در مکان x_1 را با $a_{1-}(x_1,\omega)$ و عملگر نابودی میدان الکترومغناطیسی پیش‌رونده به سمت چپ در مکان x_3 را با $a_{4+}(x_3,\omega)$ نشان دهیم، با استفاده از روابط کوانتومی ورودی-خروجی مدهای خروجی میدان بر حسب مدهای فرودی و نوفه‌های کوانتومی ناشی شده از فرایند جذب و تقویت در لایه‌ها به صورت زیر نوشته می‌شود [۵،۶]:

$$\begin{pmatrix} a_{1-}(x_1,\omega) \\ a_{4+}(x_N,\omega) \end{pmatrix} = \mathcal{A} \begin{pmatrix} a_{1+}(x_1,\omega) \\ a_{4-}(x_N,\omega) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} F_-(\omega) \\ F_+(\omega) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

که در آن:

$$\begin{pmatrix} F_-(\omega) \\ F_+(\omega) \end{pmatrix} = \mathcal{B}^{(2)} \begin{pmatrix} c_{2+}(\omega) \\ c_{2-}(\omega) \end{pmatrix} + \mathcal{B}^{(3)} \begin{pmatrix} c_{3+}(\omega) \\ c_{3-}(\omega) \end{pmatrix},$$
$$\mathcal{A} = A_{22}^{(-1)} \begin{pmatrix} -A_{21} & 1 \\ A_{11}A_{22}-A_{12}A_{21} & A_{12} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۱: طرحواره‌ای از دو لایه‌ی متقارن PT با لایه‌های تلف ε_l و بهره ε_g. پیکان‌ها و عملگرهای روی آن‌ها نشان دهنده مُدهای میدان‌های ورودی و خروجی اند. سمت راست سامانه نشان دهنده آشکارساز همودین است.

$$\mathcal{B}^{(j)} = A_{22}^{(-1)} \begin{pmatrix} -\mathrm{B}_{21}^{(j)} & -\mathrm{B}_{22}^{(j)} \\ B_{11}^{(j)}A_{22} - A_{12}B_{21}^{(j)} & B_{12}^{(j)}A_{22} - A_{12}B_{22}^{(j)} \end{pmatrix}.$$

در اینجا ماتریس‌های $B^{(j)}$ روابط بازگشتی $B^{(k-1)} = B^{(k)}.R^{(k)}.S^{(k-1)}$ را برآورده می‌کنند به طوری‌که داریم: $B^{(N)} = S^{(N)}$ و $k = 3,4,\dots,N$ و $A = B^{(2)}.R^{(2)}.S^{(1)}$. در حقیقت در اینجا اثر بازتاب و عبور از لایه‌های مختلف توسط ماتریس انتقال $\mathcal{A}$، در حالی‌که اثرات اتلاف و تقویت درون هر لایه توسط ماتریس‌های نوفه $\mathcal{B}^{(j)}$ نشان داده می‌شود. در اینجا درایه‌های ماتریس پراکندگی $S^{(j)}$ به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$S_{11}^{(j)} = \sqrt{\frac{\beta_j}{\beta_{j+1}}}\frac{n_{j+1}+n_j}{2n_j}e^{-i(\beta_{j+1}-\beta_j)\omega x_j/c}, \qquad (3)$$

$$S_{12}^{(j)} = \sqrt{\frac{\beta_j}{\beta_{j+1}}}\frac{n_{j+1}-n_j}{2n_j}e^{-i(\beta_{j+1}+\beta_j)\omega x_j/c},$$

$$S_{21}^{(j)} = \sqrt{\frac{\beta_j}{\beta_{j+1}}}\frac{n_{j+1}-n_j}{2n_j}e^{i(\beta_{j+1}+\beta_j)\omega x_j/c},$$

$$S_{22}^{(j)} = \sqrt{\frac{\beta_j}{\beta_{j+1}}}\frac{n_{j+1}+n_j}{2n_j}e^{i(\beta_{j+1}-\beta_j)\omega x_j/c}.$$

به علاوه، درایه‌های ماتریس R به صورت $R_{11}^{j}=e^{-\gamma_j l_j \omega/c}$ و $R_{22}^{j}=e^{+\gamma_j l_j \omega/c}$ تعریف می‌شوند $R_{ij}^{(j)} = R_{ii}^{(j)}\delta_{ij}$.

اکنون فرض می‌کنیم که حالت‌های فرودی از سمت چپ و راست دولایه متقارن PT، حالت خلاء کوانتومی و نور کوانتومی چلانده باشد. بر این اساس، با قرار دادن یک آشکارساز همودین در سمت راست سامانه مزبور و مطالعه‌ی چلاندگی کوادراتوری نور عبوری از آن، می توان به مطالعه‌ی اثرات کوانتومی سامانه PT بر نور کوانتومی فرودی پرداخت. با به کاربردن رابطه‌ی کوانتومی ورودی-خروجی و ماتریس‌های انتقال و نوفه (۱) و (۲) و انجام محاسبات بسیار طولانی، چلاندگی کوادراتوری نور عبوری از سامانه PT به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$< [\Delta E(\phi_{LO},\omega_{LO})]^2 >^{out} = 1 + |\mathcal{A}_{21}|^2 \Big\{ 2\sinh^2\rho - Re\left(e^{2i\left(\phi_{LO}-\arg(\mathcal{A}_{22})-\frac{\phi_\rho}{2}\right)} \sinh 2\rho \right) \Big\} + 4i|\gamma_g| \Big\{ \frac{|\mathcal{B}_{21}^{2k+1}|^2}{n_g - n_g^*} e^{-2\gamma_g \frac{\omega}{c} x_{2k+1}} \Big[e^{-i(n_g - n_g^*)\frac{\omega}{c}x_{2k+1}} - e^{-i(n_g-n_g^*)\frac{\omega}{c}x_{2k}} \Big] - \frac{|\mathcal{B}_{22}^{(2k+1)}|^2}{n_g - n_g^*} \Big[e^{i(n_g-n_g^*)\frac{\omega}{c}x_{2k+1}} - e^{i(n_g-n_g^*)\frac{\omega}{c}x_{2k}} \Big] + \frac{\mathcal{B}_{22}^{(2k+1)}\mathcal{B}_{21}^{*(2k+1)}}{n_g + n_g^*} \Big[e^{-i(n_g-n_g^*)\frac{\omega}{c}x_{2k+1}} - e^{-i(n_g-n_g^*)\frac{\omega}{c}x_{2k}} \Big] - \frac{\mathcal{B}_{21}^{(2k+1)}\mathcal{B}_{22}^{*(2k+1)}}{n_g + n_g^*} \Big\} \qquad (4)$$

که در آن $\zeta = \zeta e^{i\varphi_\zeta}$ پارامتر چلاندگی، $n_g = \sqrt{\varepsilon_g} = \beta_g + i\gamma_g$ ضریب شکست لایه‌ی بهره و $n_l = \sqrt{\varepsilon_l} = \beta_l + i\gamma_l$ ضریب شکست لایه‌ی تلف است. در اینجا به منظور سادگی محاسبات دمای سامانه PT برابر با صفر در نظر گرفته شده است.

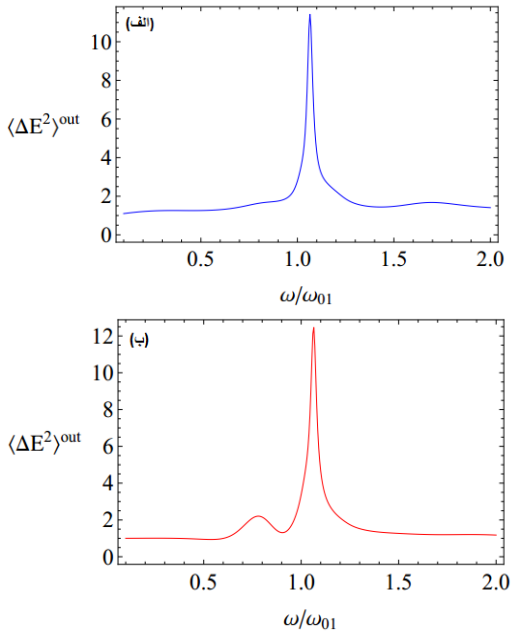
اثر دولایه متقارن PT بر نور کوانتومی فرودی

با توجه به پیچیدگی روابط قبلی، در ادامه به بررسی نتایج عددی رابطه (۳) می پردازیم. بدین منظور ضریب گذردهی الکتریکی لایه‌های بهره/تلف را توسط الگوی لورنتس زیر مدل‌سازی می‌کنیم [۷]:

$$\varepsilon_j(\omega) = \varepsilon_{0j} - \frac{\alpha_j \omega_{0j}\gamma_j}{\omega^2 - \omega_{0j}^2 + i\omega\gamma_j}, \qquad (5)$$

که در آن $j = g,l$ اشاره به لایه‌های بهره و تلف دارد. در اینجا، ε_{0j} ضریب دی الکتریک محیط زمینه، ω_{0j} بسامد تشدید، γ_j پهنای خط بهره/تلف و α_j ضریب بهره/تلف است. برای این که شرط PT در این سامانه مهیا شود لازم است که قسمت حقیقی ثابت دی الکتریک در دو محیط بهره و تلف یکسان و قسمت موهومی آن دو یکسان و قرینه هم باشند یعنی: $\mathrm{Re}\,\varepsilon_g(\omega) = Re\,\varepsilon_l(\omega)$, $\mathrm{Im}\,\varepsilon_g(\omega) = -Im\,\varepsilon_l(\omega)$. بنابراین، برای محیط اتلافی با $\mathrm{Im}\,\varepsilon_l(\omega) >$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۲: چلاندگی کوادراتوری برای نور چلانده عبوری از دو لایه متقارن PT. در این‌جا آشکارساز همودین الف) در سمت راست و ب) در سمت چپ دولایه متقارن PT قرار دارد و به ترتیب نورهای عبوری و بازتابی از سامانه PT را آشکارسازی می‌کنند.

0، لازم است که $\alpha_l, \gamma_l > 0$ و برای محیط تقویت کننده با $\mathrm{Im}\ \varepsilon_g(\omega) < 0$ لازم است که $\alpha_g < 0$ و $\gamma_g > 0$ باشد. با اندکی محاسبات ساده می‌توان نشان داد که با انتخاب پارامترهای مادی $\omega_{01} = 1\ PHz$، $\gamma_l = 0.067\ PHz$، $|\alpha_1| = 20.86$ برای محیط اتلافی و پارامترهای مادی $\omega_{02} = 1.2\ PHz$، $\gamma_2 = 0.14\ PHz$ و $\alpha_2 = 2$ برای محیط تقویتی، شرایط بالا برقرار است و سامانه در تقارن فاز PT به سر می‌برد[۷]. حال با جایگذاری پارامترهای مادی بالا در رابطه‌ی (۶) و به کار بردن آن‌ها در رابطه‌ی (۳)، نتایج عددی چلاندگی کوادراتوری برای نور چلانده عبوری از دو لایه متقارن PT در شکل ۲ رسم شده است. در شکل ۲ (الف)، برخلاف انتظارمان مشاهده می‌کنیم که چلاندگی نور عبوری بالاتر از عدد یک و این انحراف از عدد یک برای بسامد تشدی به بیشینه مقدار خود می‌رسد. این نتیجه به معنای آن است که نور عبوری دیگر چلانده نیست. به‌عبارت دیگر اگر چه سامانه در تقارن فاز PT به سر می‌برد و اثرات اتلافی توسط تیغه‌ی بهره جبران می‌شود ولی در این‌جا اثرات نوفه‌های کوانتومی بر آن غالب و موجب می‌شوند تا نور عبوری ویژگی‌های کوانتومی خود را از دست بدهد. به طور مشابه، با انتقال آشکارساز همودین به سمت چپ سامانه PT و اندازه‌گیری چلاندگی کوادراتوری برای نور بازتابی نتایج مشابهی را مشاهده می‌کنیم که در شکل ۲(ب) رسم شده‌اند.

نتیجه‌گیری

در این مقاله اثرات محیط یک سامانه‌ی متقارن PT دو لایه بر ویژگی‌های نور چلانده فرود آمده بر آن بررسی شد. با محاسبه چلاندگی کوادراتوری نشان داده شد که با وجود نوفه‌های کوانتومی حتی در شرایطی که سامانه کوانتومی در تقارن فاز PT به سر می‌برد و دمای سامانه نیز صفر کلوین است نور عبوری ویژگی‌های کوانتومی خود را از دست می‌دهد و دیگر چلانده نیست.

مرجع‌ها

[1] C. M. B. a. S. Bottcher, "Real spectra in non-hermitian hamiltonians having PT symmetry," Phys. Rev. Let, Vol. 80, pp.5243-5246, 1998.

[2] S. B. a. P.N. M. Bender, "PT-symmetric quantum mechanics," J. Math Phys, Vol. 40, pp. 2201-2229,1999.

[3] M. Nazari, F. Nazari, M. K. Moravvej-Farshi, "Dynamic behavior of spatial solitons propagating along scarf II parity-time symmetric cells," J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 29, pp. 3057-3062, 2012.

[4] R Matloob, G. Pooseh, "Scattering of coherent light by a dielectric slab," Optics Communications, Vol. 181, pp. 109-122, 2000.

[5] E. Amooghorban, N. A. Mortensen, M. Wubs, "Quantum optical effective-medium theory for loss-compensated metamaterials," Phys. Rev. Lett., Vol. 110, 153602 (1-5), 2013.

[6] E. Amooghorban, M. Wubs, "Quantum optical effective-medium theory for layered metamaterials," Arxiv:1606.07912v1, 2016.

[7] O. V. Shramkova, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, G. P. Tsironis, "Dispersive non-hermitian optical heterostructures," Photonics Research , Vol. 6, pp. A1-A5, 2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه‌سازی انتقال حرارت در سیالات از طریق هدایت و همرفت به کمک انحراف‌سنجی ماره‌ای

افسانه رجائی نژاد، مجید رشیدی هویه
گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه سیستان و بلوچستان

چکیده- در این پژوهش به بررسی انتقال گرما از طریق هدایت و همرفت توسط انحراف‌سنجی ماره‌ای پرداخته شده است. اساس این روش بر مبنای جابه‌جایی فریزهای ماره به علت شیب ضریب شکست سیال بر اثر اعمال شیب دمایی است. بدین منظور ابتدا مقدار جابه-جایی فریزهای ماره بر اثر اعمال شیب دمایی مثبت از پایین به بالا توسط نرم‌افزار شبیه ساز کامسول، محاسبه شد. با اعمال شیب دمایی مثبت از پایین به بالا انتقال گرما تنها از طریق هدایت اتفاق می‌افتد. سپس مقدار جابه‌جایی فریزهای ماره بر اثر اعمال شیب دمایی مثبت از چپ به راست محاسبه شد. در این صورت انتقال گرما در سیال از طریق هدایت و همرفت امکان‌پذیر است. نتایج نشان می‌دهد، جابه-جایی فریزها در حالتی که انتقال گرما صرفا از طریق هدایت است، همواره در یک راستا است در حالی که افت‌وخیزهایی در جابه‌جایی فریزهای ماره در حالتی که انتقال گرما از طریق هر دو مد گرمایی (همرفت و هدایت) اتفاق می‌افتد ، مشاهده می‌شود. همچنین پاسخ گرمایی محیط به اعمال شرایط مرزی متناوب نسبت به زمان، مورد بررسی قرار گرفت.

کلید واژه-انحراف سنجی ماره ای، هدایت گرمایی، همرفت

Simulation of heat transfer in fluids through conduction and convection using Moiré deflectometry

Afsane Rajaee Nezhad, Majid Rashidi Huyeh
Department of Physics, University of Sistan and Baluchestan,Zahedan,Iran

Abstract- In this study, the conduction and convection modes in heat transfer have been investigated using Moiré deflectometry method. The method is based on the displacement of Moiré fringes due to a refractive index gradient, induced by a temperature gradient. For this, were evaluated Moiré fringe displacements under a temperature gradient on the fluid from up to down by COMSOL Multiphysics software. In this case, just heat conduction mode may be participating in the heat transfer of the fluid. Then, Moiré fringe displacements were determined under a temperature gradient on the fluid from a horizontal side to another horizontal side. In this case, heat transfer in the fluid may be happen through both mods of conduction and convection. The results show that when the heat transfer is directed only through the conduction, the Moré fringe displacements happen on a one direction at any time, but in the case in which both thermal modes are excited, some fluctuation may be observed in the Moiré fringe displacements. In addition, medium thermal response has been study under a temporal periodic condition on the boundaries.
Keywords: Moire deflectometry, Conduction, Convection

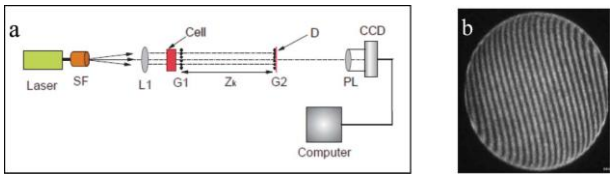
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

انتقال گرما در یک سیال از طریق هدایت، همرفت و تابش امکان‌پذیر است [۱]. روش‌های تجربی مختلفی برای اندازه‌گیری هدایت گرمایی سیالات وجود دارد که به‌دو دسته روش‌های گذرا[۲] و حالت پایا[۳] تقسیم می‌شود. روش‌های سیم داغ گذرا، آنالیزور ثابت گرمایی، نوسان دمایی و تکنیک 3ω از جمله روش‌های گذرای اندازه-گیری هدایت گرمایی سیالات می‌باشد[۴]. دو روش صفحه موازی پایدار و سلول استوانه‌ای از روش‌های حالت پایا می‌باشند[۳].این روش‌ها درکنار مزایای بسیار، دارای معایبی از جمله چیدمان پیچیده، پرهزینه و حساس به لرزش محیط نیز می باشند. به همین دلیل همواره محققین به دنبال روشی بوده اندکه فاقد مشکلات فوق باشد. یکی از این روش‌ها که در اندازه گیری های اپتیکی اهمیت زیادی دارد، تکنیک انحراف‌سنجی ماره‌ای است. این روش در سال های اخیر بسیار مورد توجه بوده است[۵]. در این تحقیق از این تکنیک برای بررسی مدهای هدایت و همرفت در انتقال گرما استفاده شده که در ادامه بیان می‌شود.

روش انحراف‌سنجی ماره‌ای

انحراف‌سنجی ماره‌ای یکی از روش‌های اندازه‌گیری هدایت گرمایی سیالات می‌باشد که در آن جسم مورد آزمایش در امتداد یک پرتو نور موازی قرار می‌گیرد[۶]. طرحواره‌ی چیدمان مورد استفاده در شکل(۱) آمده است.



شکل ۱.طرحواره‌ای از انحراف‌سنجی ماره‌ای، شامل سلول حاوی سیال و توری‌های رانکی G_1 و G_2 و پرده

نور تخت تکفامی از سلول حاوی سیال عبور داده می‌شود. دو توری رانکی مشابه G_1 و G_2 که در فاصله تالبوت (مرتبه اول) یکدیگر هستند، بلافاصله پس از سلول قرار داده می‌شوند. بر اثر برهم نهی خودتصویر G_1 روی G_2 ،فریزهای ماره روی پرده (صفحه‌ی مات) واقع در پشت G_2 ایجاد می‌شود. در صورتی‌که ضریب شکست محیط با دما تغییر کند، اعمال یک شیب گرمایی در محیط، یک اثر منشور گونه‌ای به‌وجود می‌آورد و موجب انحراف پرتو در جهت افزایش ضریب شکست خواهد شد. به‌همین دلیل خودتصویر توری اول روی توری دوم جابه‌جا می‌شود و در نتیجه فریزهای ماره نیز جابه‌جا می‌شوند. مقدار زاویه‌ی انحراف، وقتی نور به اندازه‌ی δx در محیط منتشر شود، به شرط کوچک بودن ضخامت و یا گرادیان کوچک دمایی برابر با انتگرال زیر است:

$$\alpha = \frac{1}{n}\int_0^{\delta x}\left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)dx = \frac{1}{n}\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)\int_0^{\delta x}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)dx \qquad (۱)$$

لذا مقدار زاویه‌ی انحراف باریکه‌ی نوری متناسب با انتگرال زیر است:

$$I = \int_0^{\delta x}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)dx \qquad (۲)$$

اگر بلافاصله بعد از سلول حاوی سیال، از انحراف‌سنج ماره‌ای استفاده کنیم، مقدار جابه جایی الگوهای ماره در اثر زاویه‌ی انحراف باریکه‌ی ورودی به آن برابر مقدار زیر خواهد شد:

$$\Delta\eta = \left(\frac{2k\Lambda^2}{\lambda}\frac{1}{2\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right)\frac{1}{n}\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)\int_0^{\delta x}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)dx \qquad (۳)$$

که در آن λ طول موج نور، Λ گام توری، θ زاویه‌ی بین خطوط خودتصویر توری G_1 و توری G_2 و n ضریب شکست محیط است.مقادیر θ و k (مرتبه‌ی خودتصویرسازی) و λ و Λ ثابت است.

مقدار انتگرال رابطه‌ی ۳ در سیالات وابسته به مدهای انتقال گرما می‌باشد. اگر شیب دمایی در جهت گرانش

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

ایجاد شود(از بالا به پایین) صرفا انتقال گرما از طریق هدایت امکان‌پذیر است. اما در صورتی‌که شیب گرمایی در راستایی غیر از آن مولفه‌ای داشته باشد، انتقال گرما از طریق همرفت نیز امکان‌پذیر است. به‌منظور شبیه‌سازی انتقال گرما از طرق یاد شده ما از نرم‌افزار کامسول استفاده کردیم که در ادامه به‌آن می‌پردازیم.

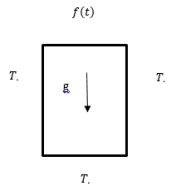
انتقال گرما

به‌منظور بررسی انتقال گرما از طریق هدایت و همرفت، از نرم‌افزار کامسول استفاده شد. سیال مورد نظر آب می‌باشد که درون یک سلول مکعب مستطیلی شکل در دمای اولیه‌ی 300K مفروض است. برای سادگی یکی از ابعاد را نامتناهی در نظر می‌گیریم. لذا انتقال حرارت به‌دو بعد محدود می‌شود که مستطیلی با ابعاد $3.7\times 4.5\ cm$ محسوب شد. شرایط مرزی که مستقیما در مد انتقال حرارت سیال موثر است به‌دو صورت مختلف اعمال شد.

حالت اول: دمای همه‌ی سطوح بجز سطح بالایی در دمای ثابت ۳۰۰ کلوین در نظر گرفته می‌شود و دمای سطح بالایی مطابق رابطه‌ی ۴ اعمال شد.

$$f(t)=300+Asin^2(\omega t) \qquad (4)$$

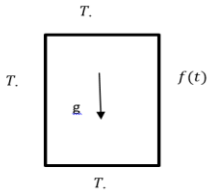
در این وضعیت انتقال گرما صرفا از طریق هدایت امکان‌پذیر است.



شکل ۲. شرایط مرزی اعمال شده در مد هدایت

ω فرکانس مشخصه‌ی گرمایش محیط است. لازم به‌توضیح است که انتخاب شرایط مرزی متناوب ممکن است اطلاعاتی دقیق‌تر در مورد ضریب هدایت گرمایی محیط فراهم آورد که در ادامه به‌آن پرداخته خواهد شد.

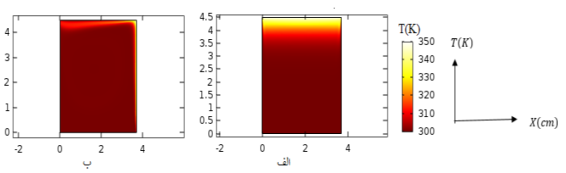
حالت دوم: به‌منظور ایجاد مد همرفت در سیال لازم است که یک شیب دمایی در جهتی غیر از راستای گرانش ایجاد شود. به‌همین دلیل شرایط مرزی مطابق شکل ۳ مشابه قسمت هدایت انتخاب شد.



شکل ۳. شرایط مرزی اعمال شده در مد همرفت

نتایج و بحث

ابتدا، دمای نقاط مختلف مایع به‌صورت تابعی از زمان در دو حالت یاد شده بالا، در نرم‌افزار کامسول به‌دست آمد. الگوی توزیع دما در دو حالت و در زمان $t=200$ ثانیه به ترتیب در نمودار شکل ۴- الف و ۴-ب آمده است. این زمان با توجه به مشخصه‌ی زمانی انتقال حرارت حالت پایا می‌باشد. همان‌گونه که ملاحظه می‌شود در مد هدایت دما از سطح بالایی به‌طور منظم تغییر می‌کند که نتیجه‌ی مستقیمی از معادله‌ی پخش است. در حالی‌که در مد همرفت همان‌گونه که در شکل ۳-ب می‌توان ملاحظه کرد، توزیع دما لزوما به‌طور یکنواخت نسبت به‌سطح گرم تغییر نمی‌کند. این به‌علت جابه‌جایی سیال بر اثر تغییر چگالی ناشی از تغییر دما است که به‌صورت همرفت نمایان می‌شود. همچنین مشاهده می‌شود که پربندهای هم‌دما در کنار سطح گرم از پایین به بالا، از یکدیگر دورتر می‌شوند. این پدیده نیز به‌طور مستقیم به مد همرفت وابسته است. از طرفی با توجه به‌این واقعیت که در هنگام گرمایش از دیواره‌ی کناری مدهای هدایت و همرفت هر دو مسئول انتقال گرما هستند، شیب گرمایی در کنار دیواره نسبت به‌حالتی که گرمایش از بالا ایجاد می‌شود (صرفا مد هدایت)، بیشتر است.

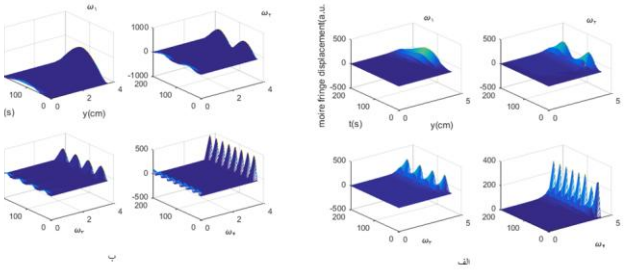


شکل ۴. الگوی توزیع دمای سلول در نقاط مختلف در حالت اول، شامل انتقال حرارت از طریق هدایت (الف) و الگوی توزیع دما در حالت دوم شامل انتقال حرارت از طریق همزمان هدایت و همرفت (ب) در حالت پایا ($t=200s$)

همچنین مقدار انتگرال I، که متناسب با جابه‌جایی فریزهاست در دو حالت ۱و۲ به‌صورت تابعی از ارتفاع

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

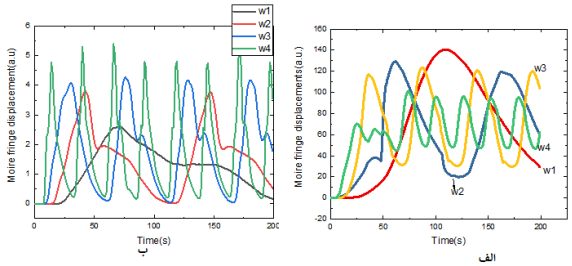
سلول دربازه زمانی $۲۰۰S$ به ازای ۴ فرکانس $\omega_0 = 0.02\pi, \omega_1 = \frac{1}{4}\omega_0, \omega_2 = \frac{1}{2}\omega_0, , \omega_3 = \omega_0, , \omega_4 = 2\omega_0$برای گرمایش از بالا (هدایت) و از کنار (همرفت +هدایت) محاسبه شد. نتایج در نمودارهای شکل ۵-الف و ۵-ب آمده است.



شکل5.مقدار محاسبه شده‌ی انتگرال I، متناسب با جابه‌جایی فریز ماره در حالت اول (الف) و حالت دوم (ب)

همان‌گونه که ملاحظه می‌شود در حالت اول (شکل ۵-الف) در فواصل نسبتا کم از سطح گرم، جابه‌جایی فریزها، متاثر از شرایط مرزی چند قله وجود دارد. اما با دور شدن از سطح گرم، یک قله با تاخیر زمانی قابل مشاهده است. این رفتار مستقیما به انتقال حرارت از طریق هدایت وابسته‌است. در حقیقت همان گونه که اشاره شد، هدایت گرمایی از معادله‌ی پخش (فوریه) تبعیت می‌کند. با توجه به شکل ۵-الف زمان مشخصه‌ی هدایت گرمایی به‌فرکانس وابسته است و هرچه فرکانس کمتر باشد زمان مشخصه‌ی هدایت گرمایی بیشتر است در نتیجه عمق نفوذ بیشتر می‌باشد. در صورتی‌که زمان مشخصه‌ی هدایت گرمایی کوچک‌تر از زمان تغییرات باشد، نوسانات حرارتی نسبت به‌زمان قابل مشاهده خواهد بود. لذا زمان بین چند پالس شکل با عمقی که نوسانات محو می‌شود، تغییر می‌کند. در نمودار شکل ۵-ب، همان‌گونه که ملاحظه می‌شود مقدار جابه‌جایی فریزها در فاصله‌ی نزدیک به سطح گرم مقدار قابل توجهی دارد و پس از آن مقدار جابه‌جایی تقریبا صفر است.

به‌منظور مقایسه و تجزیه و تحلیل نمودارهای شکل ۵-الف و ۵-ب،در ارتفاع ثابت سیال نسبت به منبع گرمایی (cm ۰/۶، جابه‌جایی فریز ماره نسبت به زمان برای هر چهار فرکانس رسم شد.



شکل ۶-الف. مقایسه‌ی جابه‌جایی فریزهای ماره در ۴فرکانس یادشده در ارتفاع $0.6\ cm$ نسبت به سطح گرم در مد هدایت شکل ۶-ب . مقایسه‌ی جابه‌جایی فریزهای ماره در ۴فرکانس یادشده در ارتفاع cm ۰,۶نسبت به سطح گرم در مد همرفت

با توجه به‌نمودارهای ۶-الف و ۶-ب مشاهده می‌شود که مقدار جابه‌جایی فریزها در این فاصله نسبت به سطح گرم کمتر از مد هدایت می‌باشد چون در این فاصله تغییرات چندانی در دما و شیب آن وجود ندارد.

نتیجه‌گیری

به منظور بررسی مدهای هدایت و همرفت در انتقال گرما می‌توان از انحراف‌سنجی ماره‌ای استفاده کرد. زمانی‌که شیب مثبت دما در جهتی غیر از عکس جهت گرانش باشد، هر دو مد هدایت و همرفت اتفاق می‌افتد. در حالی که وقتی شیب مثبت دما رو به بالا است، انتقال حرارت از طریق هدایت امکان‌پذیر است. نتایج این تحقیق نشان می‌دهد انحراف‌سنجی فریزهای ماره می‌تواند به منظور بررسی مدهای انتقال حرارت به کار برده شود. به خصوص با تغییرات متناوب شرایط مرزی می‌توان به نتایج دقیقی نایل آمد.

مراجع

[1] Hadadian, M., Samiee,S., Ahmadzadeh,H., Goharshadi,E., *Nanofluids for heat transfer enhancement–A review*,Physical Chemistry Research, 1(1), pp. 1-33, 2013

[2] Tang Tsz Loong, Hamidon Salleh, *A review on measurement techniques of apparent thermal*, Faculty of Mechanical Manufacturing Engineering, Universiti Tun Hussein Onn Malaysia,2017 conductivity of nanofluids

[3] G. Paul, M. Chopkar, I. Manna, P.K. Das, *Techniques for measuring the the conductivity of nanofluids: A review*, Department Metallurgical and Materials Engineering, Indian Institute of Technology Kharagpur,2010

[4]سیف‌الله رسولی،پایان‌نامه کارشناسی ارشد، مرکز تحصیلات تکمیلی زنجان،(۱۳۷۶)

. [5]م. ا. شفیعی, "پایان نامه کارشناسی ارشد," دانشگاه سیستان و بلوچستان, ۱۳۹۴.

[۶] Rashidi Huyeh, M., Goudarzi, P., Rasouli,S., *Study of Thermal Conductivity of Nanofluids Containing Gold Nanoparticles Using Moiré Deflectometry*, International Journal of Green Nanotechnology, 4(3), pp.385-388, 2012

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مشاهده و بررسی توری شدتی هولوگرافی برگشت پذیر در فیلم پلیمری حاوی رنگینه DR1

حامد قامت، عزالدین مهاجرانی

گروه حسگرهای فضایی، پژوهشکده مکانیک، پژوهشگاه فضایی ایران
ایران، تهران، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما، آزمایشگاه فوتونیک مواد آلی و پلیمر

چکیده – در این مقاله قصد داریم با استفاده از لیزر Nd:YVO4 که طول موج آن در ناحیه ی جذب رنگینه است، یک طرح تداخلی به روش تداخل دو پرتویی بر روی یک نمونه ی لایه نشانی شده از پلیمر ایجاد کنیم. این نمونه حاوی یک لایه ی رنگینه DR1 ، که در پلیمر PMMA به روش میهمان- میزبان دوپ شده است. پس از آن با تابش لیزر He-Ne ، طرح پراشی ناشی از آن را مشاهده خواهیم کرد. در پایان نشان خواهیم داد که با قطع لیزر Nd:YVO4 و از بین رفتن طرح تداخلی، اثر پراش لیزر He- Ne حذف می شود.

کلید واژه- طرح تداخلی، تداخل دو پرتویی، طرح پراشی، ناحیه ی جذب، دوپ کردن

Observation and Investigation the Switchable Holographic Intensity Grating in Dye Dopped Polymer Film

Hamed Ghamat(hamedghamat@gmail.com), Ezeddin Mohajerani(e-mohajerani@sbu.ac.ir)

Space Sensor Group, Institute of Mechanics, Iranian Space Research Center
Organic Materials & Polymers Photonics Laboratory, Laser & Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.

Abstract- In this paper, we intend to use a Nd: YVO4 laser, whose wavelength is in the dye absorption region, to create a double-beam interference scheme on a polymer-bearing layer sample. This sample contains a dye layer of DR1, doped in PMMA polymer, in the guest-host method. Afterwards, with He-Ne laser radiation, we will see the diffraction caused by it. In the end, we will show that, by disconnecting the Nd: YVO4 laser and eliminatingthe interference pattern, the He-Ne dispersion laser effect is eliminated.

Keywords: Interference pattern, Dual-beam interference, Diffraction pattern, Absorption region, Dopped

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱ مقدمه

مواد ناهمسانگرد نوری برای کاربردهایی مانند ذخیره سازی اطلاعات و پردازش مورد توجه قرار دارند. در میان این مواد پلیمرهای حاوی رنگینه به علت داشتن دوشکستی القایی بالا از اهمیت ویژه ای برخوردارند. این پلیمرها از زمان های بسیار دور به خاطر امکان ضبط توری هولوگرافیک مورد توجه بوده اند[۱و۲]. هر موج نوری را می توان به عنوان یک میدان برداری به وسیله شدت و قطبش آن توصیف کرد. هنگامی که دو پرتو با شدت و قطبش مشخص با هم تلاقی می کنند، یک میدان برداری کل در ناحیه تلاقی ایجاد می شودکه می تواند شدت و یا قطبشی متفاوت از شدت، و یا قطبش هر یک از پرتوهای تلاقی کننده داشته باشد.

۲ تئوری آزمایش

در روش تداخل دو پرتویی پرتوی لیزر به دو قسمت مساوی تقسیم شده و بر روی نمونه با هم تلاقی داده می‌شوند. از آنجا که نمونه، نسبت به طول موج فرودی حساس است، طرح تداخلی ایجاد شده، نمونه را تحت‌تاثیر قرار داده و ضریب شکست آن به‌طور متناوب تغییر می دهد. حال تداخل دو موج صفحه ای را در اینجا بررسی می کنیم. تداخل دو موج صفحه ای با شدت های مساوی را درنظر بگیرید: یکی در جهت zها،

$$U_1 = \sqrt{I_0}\exp(-jkz) \quad (۱)$$

و دیگری تحت زاویه θ نسبت به z در صفحه ی x-z

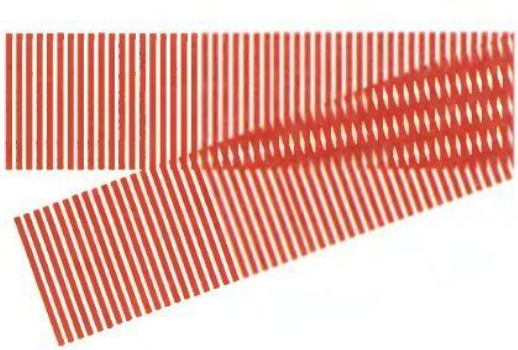
$$U_2 = \sqrt{I_0}\exp(-j(k\cos\theta\, z + k\sin\theta\, x)) \quad (۲)$$

همان طور که درشکل 0 ترسیم شده منتشر می شود.

در صفحه‌ی z=0 دو موج دارای اختلاف فاز $\varphi = kx\sin\theta$ هستند که از آن معادله تداخل شدت کل زیر بدست می آید.

$$I = 2I_0\,[1 + \cos(k\sin\theta\, x)] \quad (۳)$$

این الگو نسبت به x با تناوب $2\pi/k\sin\theta = \lambda/\sin\theta$ تغییر می کند. برای مثال ، اگر $\theta = 30$ باشد تناوب برابر 2λ است . از این رو تداخل دو موج صفحه ای مایل می تواند به عنوان روشی برای چاپ الگوی متناوب با دقت بالا، برای استفاده به عنوان توری پراش به کار گرفته شود. همچنین روشی برای سنجش زاویه θ یک موج از طریق مخلوط کردن آن با یک موج مرجع و ثبت توزیع شدت حاصله است که اساس کار هولوگرافی می باشد.



شکل ۱: تداخل دو موج صفحه ای که تحت زاویه θ نسبت به یکدیگر حرکت می کنند.

حال یک توری پراش شفاف که ضریب شکست آن با متناوب Λ تغییر میکند را در نظر بگیرید. این توری امواج نور تختی، با طول موج $\lambda \ll \Lambda$ را که تحت زاویه ی θ ی محور عمود بر توری تابیده شود را به صورت زیر پراشیده می کند.[۳]

$$\theta_q = \theta + \frac{q\lambda}{\Lambda} \quad (۴)$$

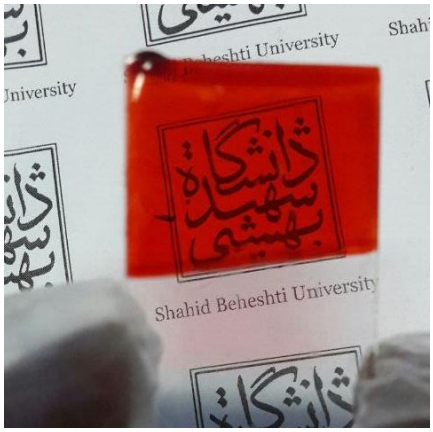
۳ مواد و چیدمان آزمایش

برای درست کردن نمونه از فرآیند میهمان–میزبان PMMA-DR1 (٪۵) استفاده شد که حلال آن دی کلرو متان است. پلیمر PMMA نقش میزبان را داشت. این پلیمر دارای ضریب شکست ۱/۵۲ و دمای گذار شیشه ای ۱۲۵ درجه است. تمام این مواد از شرکت آلدریچ خریداری

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

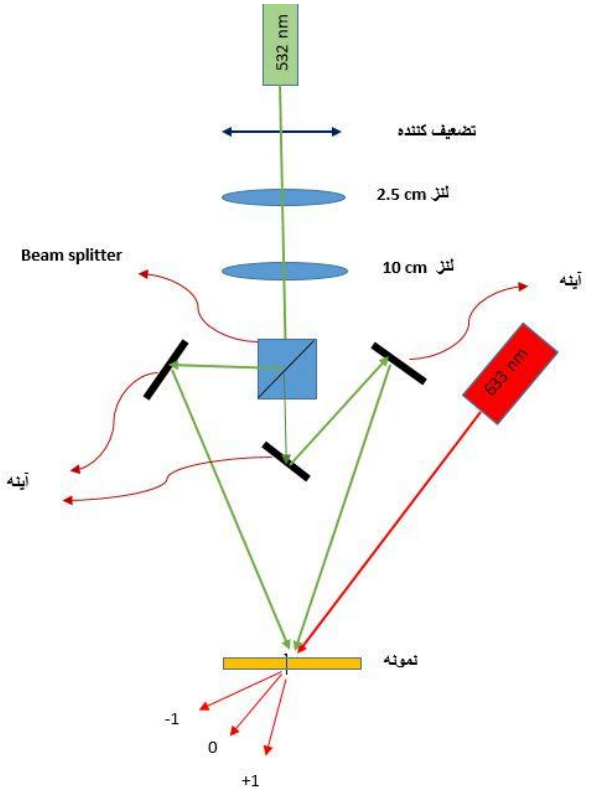
شده بود. در این آزمایش از ۵ درصد جرمی رنگینه در پلیمر، در حلال دیکلرومتان به حجم ۲۰ میلی لیتر رسانده بودیم، استفاده شد. بعد از وزن کردن، پلیمر میزبان را در یک ظرف در پوشیده ریخته و به وسیله ی همزمن مغناطیسی آنقدر آن را هم میزنیم تا تمامی پلیمر در داخل حلال حل شود. سپس آن را به مدت دو ساعت در داخل اولتراسونیک قرار می دهیم تا مطمئن شویم تمامی پلیمر در داخل حلال حل شده است.

برای لایه نشانی نمونه از روش لایه نشانی فروبردنی استفاده شد. زیرا می خواستیم نمونه نسبتا یکنواخت شود. در این روش محلول حاوی پلیمر و رنگینه DR1 را در یک ظرف به حجم ۲۵ میلی لیتر ریخته و توسط یک نگهدارنده که توسط یک موتور بالا و پایین می رود نمونه را داخل محلول کرده و بسته به ضخامت مورد نیاز، با ولتاژ مناسب آن را خارج می کنیم. بدین ترتیب لایه ای به ضخامت ۴/۷ میکرون بر روی لایه ی پوسته ایجاد شد.



شکل ۲: نمونه ساخته شده برای آزمایش

همان طور که در چیدمان آزمایش در شکل دیده می شود، از تداخل دو باریکه لیزر Nd:YVO4 با طول موج ۵۳۲nm (پرتوهای پمپ) برای ایجاد توری استفاده شده است زیرا ناحیه جذبی نمونه در ناحیه ی طول موجی ۵۰۰nm می باشد. در این حالت در نقاط تاریک ضریب شکست تغییر نمی کند اما در نقاط روشن به علت فرآیند فوتوایزومریزاسیون ترانس-سیس-ترانس ملکول های DR1 در جهت قطبش جهت گیری کرده و ضریب شکست در این نواحی تغییر می کند. توان کل باریکه های پمپ ۱/۵mw و توان باریکه پروب ۳mw بوده است. از آنجا که زمان تشکیل توری به زاویه ی بین دو پرتو بستگی ندارد، نتایج این آزمایش تنها به ازای زاویه ی ۱۵ درجه گزارش شد. برای مطالعه ی خصوصیات توری تشکیل شده از یک باریکه ی لیزر هلیوم-نئون با طول موج ۶۳۳ nm استفاده شد. بدین صورت که مرتبه ی اول باریکه لیزر پروب پراشیده شده از توری در هر آزمایش به اشکارساز، و سپس به پاورمتر می رسید تا منحنی تغییرات شدت باریکه پراشیده از توری برحسب زمان رسم شود.



شکل ۳: چیدمان تشکیل توری به روش تداخل دوپرتویی و پراش لیزر He:Ne از آن

۴ نتایج تجربی

پس از چیدن ستاپ توری هولوگرافی، ابتدا پرتو لیزر هلیوم-نئون از آن پراشیده می شود. شکل۴ مربوط به پراش پرتو این لیزر از توری است. همان طور که در شکل مشاهده می شود، بیشتر توان لیزر در مرکز متمرکز شده است. دلیل آن به خاطر کوتاه بودن گام توری و همچنین

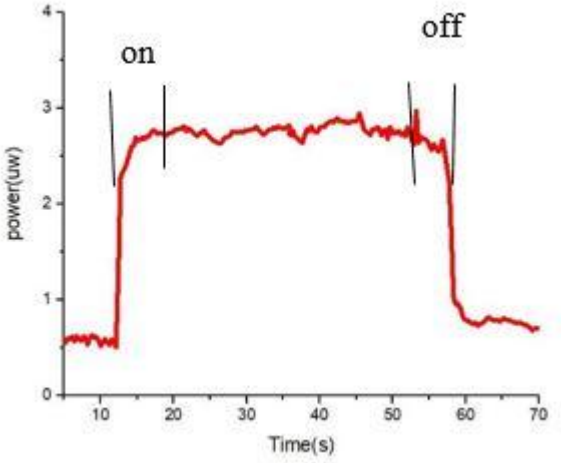
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

کم بودن تغییرات ضریب شکست در هر دوره است که در نتیجه کم بودن تغییرات فاز در هر گام ناشی می شود. با تغییر زاویه ی پرتوهای تشکیل دهنده توری، می توان میزان پراکندگی را تغییر داد. در شکل زیر پراش مرتبه اول لیزر به ازای زاویه ی ۱۵ درجه دیده می شود. با توجه به مباحث گفته شده در تئوری گام توری معادل تقریبا ۲/۵ میکرون می باشد.



شکل ۴: طرح پراشی مرتبه اول لیزر هلیوم- نئون ناشی از توری هولوگرافی ایجاد شده بر روی نمونه پلیمری

برای این که یک ارزیابی مختصر از زمان تشکیل و از بین رفتن توری با وصل و قطع کردن لیزر پمپ بدست آید، اشکار ساز پاورمتر را در محل مرتبه اول پراکندگی توری قرار داده تا میزان تغییرات این توان، به ازای وصل و قطع لیزر پمپ برحسب توان بدست آید. زمان تغییرات توان برابر با زمان از بین رفتن یا تشکیل توری می باشدکه با توجه به نمودار این مقدار در حدود ۵ ثانیه است. نمودار مربوط به تغییرات توان مطابق شکل زیر است.



نمودار۱: نمودار تغییرات توان پرتو پراشیده شده توسط توری به ازای قطع و وصل لیزر Nd:YVO4

نتیجه‌گیری

در این مقاله ساخت توری آنی برگشت پذیر بر روی فیلم تشکیل شده از پلیمر و رنگینهDR1 با کمک اثر فوتوایزومریزاسیون ترنس- سیس انجام شد. در اثر تابش نور لیزری در محدوده‌ی جذب فیلم پلیمری، ضریب شکست ناحیه‌ای که تحت تابش لیزر قرار گرفت نسبت به نواحی که تحت تابش نور قرار نگرفت تغییر کرد. روش استفاده شده برای ایجاد توری روش ساخت توری هولوگرافی بود. این روش قابلیت ساخت توری‌هایی با گام‌های متغیر با ابعاد بسیار کوتاه را داراست به طوریکه با تغییر زاویه ی بین دو پرتو تداخلی و درنتیجه ی آن تغییر گام توری می توانیم میزان پراش را تغییر دهیم.

ساخت توری با روش تداخل دو پرتوی، می تواند از لحاظ زمان، هزینه و مصرف مواد نسبت به سایر روش ها به صرفه تر باشد. از طرفی این توری را می توان بر روی موجبرها و حتی فیبر های نوری تکرار کرد و از آن در ساخت سنسور ها، شتاب دهنده ها و غیره استفاده کرد[۴]. از مزیت های دیگر این توری ها کاهش میزان پراکندگی و همچنین یکنواخت بودن سطوح ناشی از تغییرات ضریب شکست است.

مرجع‌ها

[1] Sh.Kakichashvili, Opt.Spectrosc.33,17-174(1972).

[2] P.S.Ramanujam,…"Erasable holographic storage in azobenzene polyesters and peptides",SPIE Proceedings,Vol.3011,San Jose,1997,pp.319-326

[3] Teich، Malvin Carl، and B. Saleh"Fundamentals of photonics Canada، Wiley Interscience 3 2007

[4] حامد, قامت، عزالدین مهاجرانی " ساخت توری براگ برگشت پذیر بر روی موجبر پلیمری دوپ شده به رنگینه DR1 با استفاده از روش تداخل دوپرتویی "، بیست وچهارمین کنفرانس فوتونیک ایران

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

انتقال درهم‌تنیدگی از حالت همدوس غیرخطی سه مدی درهم‌تنیده به کیوبیت‌های جداپذیر

اعظم انبارکی[۱]، داود افشار[۱،۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز

[۲] مرکز تحقیقات لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز

Azam_anbaraki@yahoo.com, Da_afshar@yahoo.com

چکیده: حالت میدان به‌صورت برهم‌نهی دو حالت همدوس غیرخطی سه مدی با اختاف فاز π معرفی و درهم‌تنیدگی آن به‌وسیلهٔ سنجهٔ توافق محاسبه می‌شود. برهم‌کنش این حالت با سیستم سه کیوبیتی جداپذیر که هر سه کیوبیت در حالت پایه قرار دارند تحت مدل جینز-کامینگز در نظر گرفته می‌شود. سپس تحول درهم‌تنیدگی سیستم کیوبیتی پس از این برهم‌کنش، به‌وسیلهٔ سنجهٔ منفیت مطالعه می‌گردد. مشاهده می‌شود که در زمان‌های مشخص و به ازاء مقدار خاصی از پارامتر همدوسی، درهم‌تنیدگی سیستم کیوبیتی بیشینه می‌شود.

کلید واژه: حالت‌های همدوس غیرخطی، کیوبیت، انتقال درهم‌تنیدگی.

Entanglement transfer from entangled three-mode nonlinear coherent states to separable qubits

Azam Anbaraki[1], Davood Afshar[1,2]

[1] Department of physics, Faculty of science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

[2] Center for Research on Laser and Plasma, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

Azam_anbaraki@yahoo.com, Da_afshar@yahoo.com

Abstract: The field state is introduced as superposition of two three-mode nonlinear coherent states with π out of phase and its entanglement is studied using concurrence. Interaction between this field state and three-qubit system with all qubits in the ground state is considered under Jaynes-Cummings model. Then, entanglement evolution of the qubit system is studied using negativity after interaction. The entanglement of the qubit system has been observed to be maximized at specific times and a certain value of coherency parameter.

Keywords: nonlinear coherent states, qubits, entanglement transfer.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

کاربرد سیستم‌های کیوبیتی در فرآیندهای اطلاعات کوآنتومی تا کنون به کرات مورد بررسی قرار گرفته‌اند. اساس فرآیندهای اطلاعات کوآنتومی توزیع درهم‌تنیدگی بین گره‌ها در شبکه‌های کوآنتومی است؛ هر گره یک سیستم کوآنتومی است که اطلاعات کوآنتومی را درقالب بیت‌ها نگهداری کرده و با استفاده از گیت‌های کوآنتومی آن‌ها را پردازش می‌کند [۱،۲]. از این‌رو انتقال درهم‌تنیدگی بین سیستم‌های کیوبیتی و سیستم‌های متغیر-پیوسته نقشی اساسی در نظریهٔ اطلاعات کوآنتومی بازی می‌کند.

مدل جینز-کامینگز یک مدل نظری مهم در مطالعهٔ برهم‌کنش دو سیستم کوآنتومی نامتشابه است [۳]؛ یک سیستم کیوبیتی و یک میدان با متغیرهای پیوسته را می‌توان به‌عنوان دو سیستم نامتشابه در نظر گرفت و با استفاده از این مدل به بررسی برهم‌کنش آن‌ها پرداخت. یکی از ویژگی‌های جالب این مدل، تحول درهم‌تنیدگی هر دو سیستم در طول برهم‌کنش است. در این مقاله به مطالعهٔ برهم‌کنش میدانی در حالت همدوس غیرخطی سه مدی درهم‌تنیده با سیستمی سه کیوبیتی می‌پردازیم و انتقال درهم‌تنیدگی از میدان به سیستم کیوبیتی را بررسی می‌کنیم.

پیکربندی این مقاله در ادامه می‌آید: در بخش دوم حالت سه مدی درهم‌تنیده غیرخطی میدان، با در نظر گرفتن تابع غیرخطی مربوط به حالت‌های هماهنگ معرفی می‌شود. سپس در بخش سوم درهم‌تنیدگی این حالت بررسی خواهد شد و در بخش چهارم برهم‌کنش این حالت میدان با سه کیوبیت جداپذیر در حالت پایه تحت مدل جینز-کامینگز مطالعه می‌شود. در نهایت در بخش پنجم نتیجه‌گیری ارائه خواهد شد.

۲- حالت همدوس غیرخطی سه مدی درهم‌تنیده

در این بخش، به‌طور مشابه با حالت‌های همدوس دو مدی غیرخطی [۴،۵]، به تعریف حالت همدوس غیرخطی سه‌مدی می‌پردازیم. حالت همدوس غیرخطی سه‌مدی مورد مطالعه در این مقاله، متشکل از حالت‌های همدوس غیرخطی با اختلاف فاز π به‌صورت زیر می‌باشد:

$$|\Psi\rangle = N\left(|\alpha,f\rangle|\alpha,f\rangle|\alpha,f\rangle+|-\alpha,f\rangle|-\alpha,f\rangle|-\alpha,f\rangle\right) \quad (۱)$$

که در آن $|\alpha,f\rangle$ حالت همدوس غیرخطی و N ثابت بهنجاری است. تابع غیرخطی مورد استفاده در این مقاله متناظر با حالت‌های هماهنگ بوده و به‌صورت زیر تعریف می‌شود [۶]:

$$f(n)=\frac{1}{\sqrt{n}} \quad (۲)$$

۳-تعیین درهم‌تنیدگی حالت همدوس غیرخطی سه‌مدی درهم‌تنیده

جهت محاسبهٔ درهم‌تنیدگی حالت سه‌مدی، آن را به‌صورت یک حالت متشکل از دو زیر سیستم در نظر می‌گیریم که یک زیر سیستم شامل یک ذره و زیر سیستم دوم شامل دو ذره دیگر است. حالت سه‌مدی (۱)، متشکل از حالت‌های نامتعامد است بنابراین پیش از ارزیابی درهم‌تنیدگی، پایه‌های متعامد را معرفی و حالت (۱) را بر حسب این پایه‌ها بازنویسی می‌کنیم. پایه‌های راست هنجار زیرسیستم‌های مرتبط با حالت (۱) را می‌توان به‌صورت زیر تعریف کرد:

پایه‌های راست هنجار زیرسیستم اول:

$$|0\rangle_1=\frac{|\alpha,f\rangle+|-\alpha,f\rangle}{\sqrt{2\left(1+\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle\right)}}$$
$$|1\rangle_1=\frac{|\alpha,f\rangle-|-\alpha,f\rangle}{\sqrt{2\left(1-\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle\right)}} \quad (۳)$$

پایه‌های راست هنجار زیرسیستم دوم:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$|0\rangle_{2,3}=\frac{|\alpha,f\rangle|\alpha,f\rangle+|-\alpha,f\rangle|-\alpha,f\rangle}{\sqrt{2\left(1+\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle\right)}}$$
$$|1\rangle_{2,3}=\frac{|\alpha,f\rangle|\alpha,f\rangle-|-\alpha,f\rangle|-\alpha,f\rangle}{\sqrt{2\left(1-\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle\right)}} \quad (۴)$$

بنابراین حالت سه‌مدی (۱) را می‌توان به‌صورت زیر بر حسب پایه‌های راست هنجار بازنویسی نمود:

$$|\Psi\rangle=\Big(N\sqrt{1+\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle}\sqrt{1+\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle^2}|0\rangle_1|0\rangle_{2,3}$$
$$+\sqrt{1-\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle}\sqrt{1-\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle^2}|1\rangle_1|1\rangle_{2,3}\Big) \quad (۵)$$

برای محاسبهٔ درهم‌تنیدگی هر سیستم کیوبیتی دوبخشی، $|\Phi\rangle=a|0,0\rangle+b|0,1\rangle+c|1,0\rangle+d|1,1\rangle$، از سنجهٔ توافق با تعریف زیر می‌توان استفاده کرد:

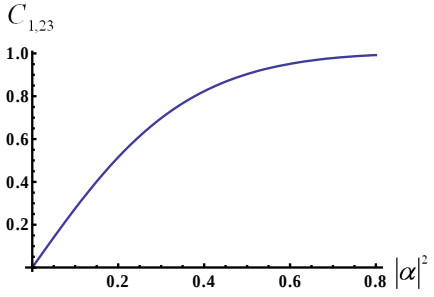
$$C=2|ad-bc| \quad (۶)$$

در رابطهٔ فوق $0\le C\le 1$ است که مقدار یک (صفر) آن مربوط به حالت‌های به‌طور بیشینه درهم‌تنیده (جداپذیر) است.

با استفاده از روابط (۵) و (۶)، سنجهٔ توافق حالت $|\Psi\rangle$، به‌صورت زیر محاسبه می‌شود [۷]:

$$C_{1,23}=2|N|^2\left|\sqrt{\left(1-\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle^2\right)\left(1-\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle^4\right)}\right| \quad (۷)$$

سنجهٔ توافق محاسبه شده در رابطهٔ (۷) در شکل (۱) بر حسب دامنهٔ همدوسی، α، به تصویر کشیده شده است. چنان‌چه این شکل نشان می‌دهد، سنجهٔ توافق حالت $|\Psi\rangle$ بسته به مقدار α مقداری بین صفر و یک دارد، به‌گونه‌ای که مقدار آن به‌طور یکنواخت با افزایش α افزایش یافته و به مقدار یک نزدیک می‌شود.



شکل (۱): نمودار سنجهٔ توافق حالت $|\Psi\rangle$ بر حسب $|\alpha|^2$.

۴- برهم‌کنش میدان-کیوبیت

جهت بررسی برهم‌کنش میدان و سیستم سه کیوبیتی، سه کیوبیت را در سه کاواک جداگانه و یکسان در نظر گرفته و حالت میدان سه‌مدی را وارد این کاواک‌ها می‌کنیم. هر مد میدان با کیوبیت واقع در کاواک خود تحت مدل جینز-کامینگز برهم‌کنش می‌کند. در راستای ساده سازی مسئله، جفتیدگی بین کیوبیت‌ها و مدهای میدان را مشابه در نظر گرفته و فرض می‌کنیم که فرکانس هر مد میدان تابشی نیز مشابه با فرکانس گذار هر کیوبیت باشد. بنابراین هامیلتونی برهم‌کنش هر مد میدان و هر یک از کیوبیت‌ها طبق مدل کوآنتومی جینز-کامینگز به‌صورت زیر است [۳]:

$$H=g\left(|e\rangle\langle g|a_i+a^{\dagger}{}_i|g\rangle\langle e|\right),\ i=1,2,3 \quad (۸)$$

که در آن a_i ($a_i^{\dagger}$) عملگر نابودی (آفرینش) هر مد میدان است و g ثابت جفتیدگی هر مد میدان با هر یک از کیوبیت‌هاست. $|g\rangle$ ($|e\rangle$) نیز حالت پایه (برانگیخته) هر یک از کیوبیت‌ها است.

عملگر تحول زمانی سیستم میدان-کیوبیت به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$U_T(t)=u_{1,f_1}(t)\otimes u_{2,f_2}(t)\otimes u_{3,f_3}(t) \quad (۹)$$

که در آن $u_{1(2)(3),f_1(f_2)(f_3)}(t)$ به‌صورت زیرتعریف می‌شود:

$$u_{1(2)(3),f_1(f_2)(f_3)}(t)=\exp(-iHt) \quad (۱۰)$$

اگر عملگر چگالی سیستم کیوبیتی ρ_q و عملگر چگالی میدان نیز ρ_f باشد، عملگر چگالی کل سیستم تحت تحول زمانی طبق رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید:

$$\rho(t)=U_T(t)\,\rho_q\otimes\rho_f U_T^{\dagger}(t) \quad (۱۱)$$

حال اگر فرض کنیم که سه کیوبیت ابتدا در حالت پایه باشند، عملگر چگالی سیستم کیوبیتی در لحظهٔ $t=0$ به‌صورت زیر است:

$$\rho_q=|ggg\rangle\langle ggg| \quad (۱۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

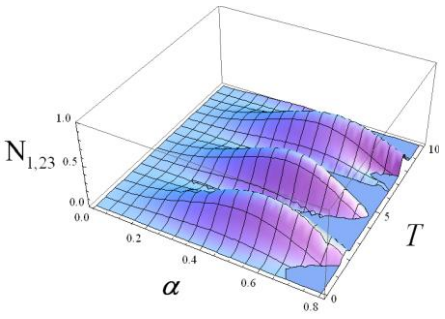
عملگر چگالی سیستم کیوبیتی بعد از برهم‌کنش با حالت میدان با استفاده از گرفتن رد روی حالت‌های میدان (۱۱) به‌دست می‌آید:

$$\rho_{1,2}(t)=Tr_{A,B}\left(U_T(t)\rho_{1,2}\otimes\rho_{A,B}U_T^{\dagger}(t)\right) \qquad (۱۳)$$

درهم‌تنیدگی حالت (۱۳) را با استفاده از سنجهٔ منفیت طبق تعریف زیر بررسی می‌کنیم:

$$N=-2\sum_i \mu_i \qquad (۱۴)$$

که در آن μ_iها ویژه‌مقادیر منفی ترانهادهٔ جزئی ماتریس چگالی کاهش یافته زیرسیستم کیوبیتی هستند. منفیت، مقداری بین صفر و یک داشته که مقدار یک آن متناظر با بیشینهٔ درهم‌تنیدگی و مقدار صفر آن مربوط به حالت‌های جداپذیر است. منفیت سیستم کیوبیتی (۱۳) را محاسبه و در شکل (۲) به تصویر کشیده‌ایم. چنان‌چه شکل (۲) نشان می‌دهد به ازاء مقادیر ثابتی از T با افزایش مقدار α، مقدار منفیت سیستم کیوبیتی افزایش یافته و پس از رسیدن به مقداری بیشینه مجدداً کاهش یافته تا به صفر برسد.



شکل (۲): منفیت سیستم سه کیوبیتی پس از برهم‌کنش با حالت همدوس غیرخطی سه‌مدی بر حسب α و $T=gt$.

۵- نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک حالت همدوس غیرخطی سه مدی درهم‌تنیده معرفی و سپس با در نظر گرفتن تابع غیرخطی مربوط به حالت‌های هماهنگ، درهم‌تنیدگی این حالت با استفاده از سنجهٔ توافق مورد بررسی قرار گرفت. سپس برهم‌کنش این حالت غیرخطی سه مدی با یک سیستم جداپذیر سه کیوبیتی که هر سه کیوبیت در حالت پایه قرار دارند مطالعه و تحول درهم‌تنیدگی سیستم کیوبیتی پس از این برهم‌کنش مورد ارزیابی قرار گرفت. بررسی درهم‌تنیدگی حالت همدوس غیرخطی سه مدی نشان داد که سنجهٔ توافق این حالت بسته به مقدار پارامتر همدوسی می‌تواند مقداری بین صفر تا یک داشته باشد. برهم‌کنش حالت همدوس غیرخطی سه مدی با سیستم سه کیوبیتی جداپذیر بررسی گردید و محاسبات نشان داد که سیستم کیوبیتی پس از این برهم‌کنش در بیشتر زمان‌ها و بیشتر مقادیر پارامتر همدوسی درهم‌تنیده است. همچنین درهم‌تنیدگی سیستم کیوبیتی در زمان‌های مشخصی و به ازاء مقدار خاصی از پارامتر همدوسی دارای بیشینهٔ درهم‌تنیدگی است.

منابع

[1] D. Loss, D. P. DiVincenzo, “Quantum computation with quantum dots”, Phys. Rev. A, Vol. 57, No. 1, pp. 120-126, 1998.

[2] J. I. Cirac, P. Zoller, “Quantum computations with cold trapped ions”, Phys. Rev. lett, Vol. 74, No. 20, pp. 4091-4094, 1995

[3] E. T. Jaynes, F. W. Cummings, “Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser”, Proceedings of the IEEE , Vol. 51, No. 1, pp. 89-109, 1963.

[4] D. Afshar, A. Anbaraki, “Nonclassical properties and entanglement of superposition of two-mode separable nonlinear coherent states”, J. Opt. Soc. Am. B,Vol. 33, No. 4, pp. 558-565, 2016..

[5] A. Anbaraki, D. Afshar, M. Jafarpour, “Entangled nonlinear coherent states of trapped ion motion and their non-classical properties”, Optik, Vol. 136, pp.36-43, 2017.

[6] E. C. G. Sudarshan, “Diagonal harmonious state representations”, Int. J. Theor. Phys., Vol. 32, No. 7, pp. 1069-1076, 1993.

[7] W. K. Wootters, “Entanglement of formation and concurrence”, Quantum Inf. & Comput., Vol. 1, No. 1, pp. 27-44, 2001.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تصویربرداری گوست محاسباتی از جسم متحرک با سرعت بالا

پوریا فرهادیان فرد، رضا خردمند، سهراب احمدی کندجانی

دانشگاه تبریز، پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی

چکیده - تصویربرداری گوست یک روش تصویربرداری غیر محلی ست .از کاربردهای تصویربرداری گوست می‌توان به تصویربرداری از جسم متحرک و سنجش از راه دور اشاره کرد. در این مقاله به صورت تئوری و تجربی با استفاده از بهبود نرم‌افزاری، افزایش سرعت الگوهای گزینشی و تصادفی و افزایش سرعت مدولاسیون توانسته‌ایم تصویر حاصل از جسم متحرک که با سرعت بالا در حرکت است را به روش گزینشی بازیابی کنیم. همچنین با استفاده از ردیابی مسیر حرکت و زمان تولید الگوها،سرعت جسم متحرک بدست آمده است.

کلید واژه- تصویربرداری گوست،تابع همبستگی، گوست گزینشی،سنجش از راه دور،سرعت مدولاسیون.

High Speed Computational Ghost Imaging of Moving Object

Pouria Farhadianfard, Reza Kheradmand, Sohrab Ahmadi Kandjani

Research Institute for Applied Physics and Astronomy (RIAPA), University of Tabriz, Tabriz

Abstract-Ghost imaging is a non-localized imaging method.The use of ghost imaging is the imaging form moving object and remote sensing. In this paper, theoretically and experimentally, using the improvement of software, increasing the speed of selective and random patterns and increasing the modulation speed, we have been able to retrieve the image of a moving object that moves at high speed with selective method. Also, the velocity of the moving object is obtained by tracking the movement path and the pattern production time.

Keywords: Ghost imaging, Correlation function, Selective ghost imaging, Remote sensing, Modulation speed.

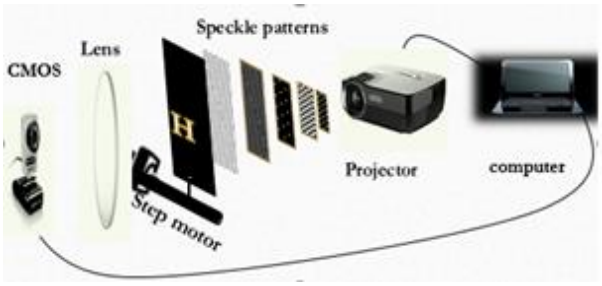
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

در تصویربرداری گوست با استفاده از دو باریکه همبسته فضایی که در دو مسیر متمایز حرکت می‌کنند تصویر جسم بازسازی می‌شود.به طوری که در یک مسیر که به بازوی جسمی معروف است، باریکه به جسم برخورد می‌کند و نور عبوری یا بازتابی از آن توسط یک آشکارساز تک پیکسل که فاقد تفکیک پذیری فضایی است آشکارسازی می شود.در مسیر دیگر که بازوی مرجع نام دارد،تنها از یک آشکارساز با قدرت تفکیک فضایی استفاده می‌شود.در نتیجه تصویر گوست با اندازه‌گیری تابع همبستگی متقابل شدت باریکه جسمی و باریکه مرجع به دست می‌آید[۱].

در سال ۱۹۹۵ پیتمن برای اولین بار توانست تصویر گوست را از باریکه های در هم تنیده بدست آورد[۲]. در سال ۲۰۰۲ بنینک و گروهش[۳] روش تصویر برداری گوست با استفاده از منبع کلاسیکی را پیشنهاد کردند.در سال ۲۰۰۸ شاپیرو به صورت تئوری روشی را مطرح کرد که در آن تنها از یک آشکارساز تک پیکسل استفاده می شد و نیازی به آشکارساز با قدرت تفکیک بالا و شکافنده پرتو نبود[۴].این روش که به تصویربرداری گوست محاسباتی معروف است،در سال ۲۰۰۹ توسط برومبرگ و گروهش[۵] به صورت تجربی به اثبات رسید.در سال ۲۰۱۱ برای اولین بار تصویربرداری گوست از جسم متحرک مورد بررسی قرار گرفت.لی و همکارانش[۶] با استفاده از الگوریتم همبستگی خطی شرایط لازم برای بدست آوردن تصویر گوست از جسم متحرک را مورد بررسی قرار دادند.در سال ۲۰۱۴ لی و همکارانش[۷] توانستند به صورت شبیه سازی و تجربی با استفاده از منبع نوری شبه حرارتی ،با تطبیق اطلاعات محاسباتی و اطلاعات ضبط شده سرعت نامشخص جسم را بدست آورند و تصویر جسم را بازسازی کنند. در سال ۲۰۱۶ در پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره-شناسی تبریز، سحر غلامی و همکارانش توانستند بصورت تئوری و تجربی از جسم متحرک،تصویربرداری به عمل آورند[۸]. در این کار نیز با استفاده از بازسازی مرحله به مرحله داده ها تصویر گوست از جسم متحرک با سرعت ۰/۷ میکرومتر در هر نمونه-برداری به دست آمده است. در سال ۲۰۱۷ ونگ و همکارانش [۹]دریافتند که سرعت تصویربرداری گوست محاسباتی توسط فرکانس مدولاسیون SLM محدود شده است.جهت برطرف سازی این محدودیت دریافتند که با کاهش تفکیک پذیری فضایی SLM می‌توان سرعت مدولاسیون را افزایش داد که موجب کاهش زمان بازیابی تصویر می‌شود.در ادامه به بررسی چیدمان آزمایش،مفاهیم ریاضی و بحث و نتیجه گیری درباره نتایج حاصل خواهیم پرداخت.

۲- چیدمان آزمایش



شکل ۱: چیدمان تجربی تصویربرداری گوست محاسباتی از جسم متحرک

در اینجا دستگاه پروژکتور،الگوهایی که توسط رایانه تولید شده‌اند را به سمت جسم ارسال می‌کند.سپس این الگوها با جسم برخورد کرده و توسط آشکارساز CMOS به ابعاد(۱۷۶×۱۴۴) پیکسل،بدون تفکیک‌پذیری فضایی ثبت می‌شوند.چیدمان تجربی آزمایش در شکل (۱) نشان داده شده است. جسم ما حرف H می‌باشد که بر روی یک موتور با دقت ۰،۰۵ میلیمتر قرار گرفته است و فاصله آن تا منبع ۳۰ سانتیمتر است.اگر فرض کنیم که $T_0(\rho)$ تابع عبور جسم باشد،میزان شدت دریافتی توسط آشکارساز CMOS به قرار زیر است :

$$B_i = \int I_i(\rho,t)T_0(\rho,t)\,d\rho \qquad (۱)$$

که در آن I_i الگوهای تولید شده و $\rho=(X_n,Y_n)$ مختصات عرضی الگوهای تولید شده در سطح جسم می‌باشند.در نهایت تصویر گوست توسط رابطه همبستگی مرتبه دوم بازسازی می‌شود:

$$G(\rho)=\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(B_i-\langle B_i\rangle)I_i(\rho) \qquad (۲)$$

که در آن N تعداد الگوها می‌باشد.در پارامترهای مربوط به تصویربرداری گوست، تباین تصویر یک کمیت بسیار مهم است که اختلاف نسبی بین نواحی روشن و تاریک تصویر را توصیف می‌کند و از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$V(G)\equiv\frac{\langle G(X_{in})\rangle-\langle G(X_{out})\rangle}{\langle G(X_{in})\rangle+\langle G(X_{out})\rangle} \qquad (۳)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

همچنین نسبت سیگنال به نویز که نسبت اطلاعات مفید به نویز را نشان می‌دهد از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$SNR(G)=\frac{\langle G(X_{in})\rangle}{\sqrt{1/2[\Delta^2 G(X_{in})+\Delta^2 G(X_{out})]}} \qquad (۴)$$

که در آن X_{in} و X_{out} به ترتیب موقعیت پیکسل‌ها را در داخل و خارج جسم نشان می‌دهد.

۳- نتایج شبیه سازی

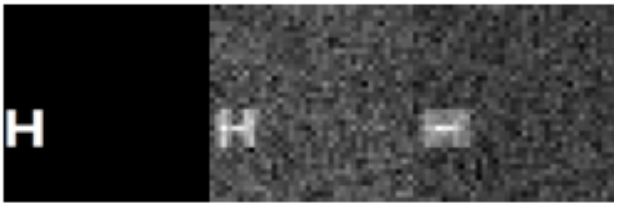


الف ب پ

شکل۲:تصویر گوست گزینشی با ۵۵ اندازه‌گیری در هر پیکسل.الف)تصویر اصلی.ب)تصویر گوست گزینشی بعد از ۲۰ پیکسل جابجایی.پ)تصویر گوست گزینشی بعد از ۴۰ پیکسل جابجایی

در شبیه سازی نیز از حرف H به عنوان جسم متحرک استفاده شده که از چپ به راست در حرکت است.نحوه تولید الگوهای گزینشی به این صورت است که در هر اندازه‌گیری تمامی درایه‌ها دارای مقادیر تصادفی می‌باشند.تنها به یک درایه مقدار ثابت تعلق می‌گیرد که بزرگتر از درایه‌های تصادفی است و در کل اندازه‌گیری‌ها، درایه‌های ماتریس را جاروب می‌کند[۱۰].در حالی که در روش معمولی در هر اندازه‌گیری از الگوهای تصادفی استفاده شده است.کلمه H در صفحه (شکل ۲)به اندازه ۴۰ پیکسل در مدت زمان ۱۳۶ ثانیه جابجا شده و در هر پیکسل ۵۵ اندازه‌گیری با روش گزینشی به عمل آمده است.در نتیجه سرعتی معادل ۰/۲۹ پیکسل بر ثانیه خواهد داشت.

اکنون به بررسی تصاویر حاصل از جسم متحرک با روش معمولی در شرایط کاملا یکسان نسبت به روش گزینشی خواهیم پرداخت.نتایج حاصل در شکل (۳) و جدول (۱) آمده است.



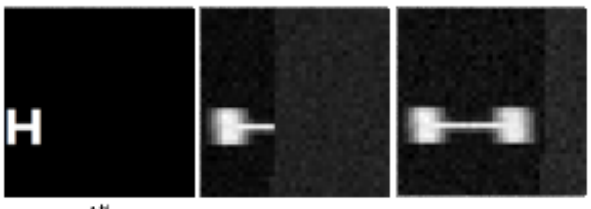
الف ب پ

شکل۳: تصاویر مربوط به شبیه‌سازی با روش معمولی و ۵۵ اندازه‌گیری در هر پیکسل.الف)تصویر اصلی.ب)تصویر گوست محاسباتی بعد از ۲۰ پیکسل جابجایی.پ)تصویر گوست محاسباتی بعد از ۴۰ پیکسل جابجایی.

جدول ۱:مقادیر نسبت سیگنال به نویز و تباین تصویربرداری گوست گزینشی و تصویربرداری گوست معمولی

Visibility	SNR	
۰/۸۶	۲/۰۸	شکل۲ قسمت (ب)
۰/۴۶	۰/۱۷	شکل۳ قسمت (ب)

بالاترین سرعتی که در شبیه‌سازی با روش گزینشی بدست آمده است ،(مطابق شکل ۴)معادل ۲۰۰ پیکسل جابجایی که در هر پیکسل ۵ اندازه‌گیری صورت گرفته است. اکنون با توجه به تعداد پیکسل‌های حرکتی و زمان تولید الگوهای گزینشی،می‌توان سرعت حرکت جسم متحرک را بازیابی کرد.



الف ب پ

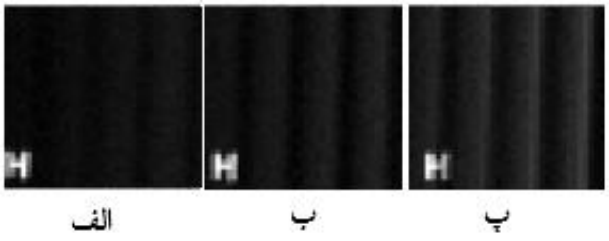
شکل۴:تصویربرداری گوست گزینشی با ۵ اندازه‌گیری در هر پیکسل.الف)تصویر اصلی.ب)تصویر گوست گزینشی بعد از ۱۰۰ پیکسل جابجایی.پ)تصویر گوست گزینشی بعد از ۲۰۰ پیکسل جابجایی

بنابراین سرعت جسم که ۲۰۰پیکسل را در مدت زمان ۸۸ ثانیه طی کرده است،۲/۲ پیکسل بر ثانیه خواهد بود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

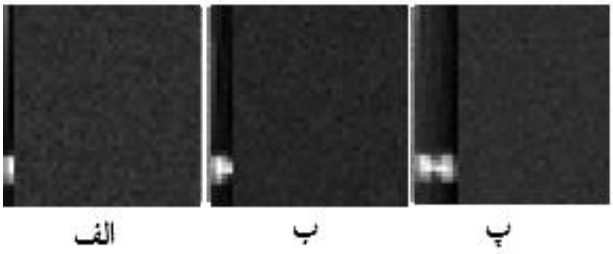
۴-نتایج تجربی

با استفاده از چیدمانی که در شکل(۱) نشان داده شده است و با استفاده از روش تصویربرداری گوست گزینشی، از جسم متحرک تصویربرداری صورت گرفته است.با توجه به شکل ۵ در قسمت(پ)مشاهده می‌شود که جسم معادل ۳ پیکسل حرکت کرده است و مدت زمان تولید الگوهای گزینشی برابر ۱۷۷ ثانیه می‌باشد.از آنجایی که طول هر پیکسل ۳ میلیمتر اندازه‌گیری شده است سرعت جسم متحرک ۰/۰۵۰ میلیمتر بر ثانیه می‌باشد.



شکل۵:تصویربرداری گوست گزینشی از جسم متحرک.الف)تصویرگوست گزینشی با ۱۴۴ اندازه‌گیری در آغاز حرکت.ب)تصویربرداری گوست گزینشی با ۱۶۵۶ اندازه‌گیری در مکان دوم.تصویربرداری گوست گزینشی با ۲۹۸۸ اندازه‌گیری در مکان سوم

در شکل (۶) نیز از جسم متحرک با بالاترین سرعت قابل محاسبه ،با استفاده از روش گزینشی،تصویربرداری شده است.در اینجا با کنار هم قرار دادن تصاویر بدست آمده از جسم در طول حرکت،تصویر نهایی بازیابی شده است (شکل(۶) قسمت(پ)).همانطور که در شکل مشاهده می‌شود ابعاد جسم در قسمت(پ) معادل ۹ پیکسل می‌باشد.با توجه به اینکه جسم ما طولی برابر ۴ پیکسل را در تصاویر بازیابی شده از جسم ساکن دارا می‌باشد،در نتیجه مسافت پیموده شده، ۵ پیکسل و مدت زمان تولید الگوها ۱۳ ثانیه می‌باشد. از آنجایی که طول هر پیکسل ۳ میلیمتر اندازه‌گیری شده است، سرعت جسم متحرک برابر ۱/۱۵ میلیمتر بر ثانیه محاسبه می‌گردد.



شکل۶:تصویربرداری گوست گزینشی از جسم متحرک.الف)تصویر گوست گزینشی با ۷۲ اندازه‌گیری.ب)تصویر گوست گزینشی با ۱۴۴ اندازه‌گیری.تصویر گوست گزینشی با ۲۸۸ اندازه‌گیری

۵-نتیجه‌گیری

در این مقاله توانستیم با استفاده از الگوهای گزینشی و افزایش تعداد الگوها در واحد زمان تصویر حاصل از جسم متحرک را که بصورت پیوسته با بالاترین سرعت ممکن در حرکت بوده است را بازیابی کنیم.با توجه به مشخص بودن ابعاد پیکسل‌ها،تعداد پیکسل‌های حرکتی و زمان تولید آنها، سرعت جسم متحرک بدست آمده است.

مراجع

[1] J. H. Shapiro, B. I. Erkmen, and A. Lvovsky, “Ghost imaging: from quantum to classical to computational,” in *AIP Conference Proceedings*, 2010, vol. 1110, no. 1, pp. 417–422.

[2] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, and A. V. Sergienko, “Optical imaging by means of two photon quantum entanglement,” *Phys. Rev. A*, vol. 52, no. 5, p. R3429, 1995.

[3] R. S. Bennink, S. J. Bentley, and R. W. Boyd, “‘Two-Photon’ Coincidence Imaging with a Classical Source,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, no. 11, p. 113601, 2002.

[4] J. H. Shapiro, “Computational ghost imaging,” *Phys. Rev. A*, vol. 78, no. 6, p. 61802, Dec. 2008.

[5] Y. Bromberg, O. Katz, and Y. Silberberg, “Ghost imaging with a single detector,” *Phys. Rev. A*, vol. 79, no. 5, p. 53840, May 2009.

[6] H. Li, J. Xiong, and G. Zeng, “Lensless ghost imaging for moving objects,” *Opt. Eng.*, vol. 50, p. 127005, 2011.

[7] E. Li, Z. Bo, M. Chen, W. Gong, and S. Han, “Ghost imaging of a moving target with an unknown constant speed,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 25, pp. 20–23, 2014.

[8] S. G. Milani, R. Kheradmand, and S. A. Kandjani, “Experimental and theoretical study of computational ghost imaging of moving object,” pp. 761–764.

[9] Y. Wang, Y. Liu, J. Suo, G. Situ, C. Qiao, and Q. Dai, “High Speed Computational Ghost Imaging via Spatial Sweeping,” *Sci. Rep.*, vol. 7, no. March, p. 45325, Mar. 2017.

[10] M. Zafari, R. Kheradmand, and S. Ahmadi-Kandjani, “Optical encryption with selective computational ghost imaging,” *J. Opt. (United Kingdom)*, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و شبیه سازی تزویج‌گر جهت‌دار خمیده 3dB با پهنای باند زیاد مبتنی بر موجبرهای پلاسمونیکی

مهسا بابایی و عباس ظریفکار

شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، بخش مخابرات و الکترونیک

zarifkar@shirazu.ac.ir m.babaei@shirazu.ac.ir

چکیده – در این مقاله، یک تزویج‌گر جهت‌دار خمیده با پهنای باند زیاد و مبتنی بر موجبرهای هایبرید پلاسمونیک ارایه شده است. ساختار این تزویج‌گر از موجبرهای خمیده و مستقیم پلاسمونیکی تشکیل شده است که سبب عدم وابستگی توان خروجی تزویج‌گر به طول موج و بهبود پهنای باند می‌شود. تزویج‌گر جهت دار طراحی شده با ابعاد 20 μm ×3 μm ، **دارای نرخ تقسیم تـوان** 3dB±1 **و پهنای باند حدود** 500nm **در طول موج مرکزی** 1600nm **می‌باشد که نشان دهنده بهبود قابل توجه پهنای باند تزویج‌گر نسـبت بـه تزویج‌گرهای مشابه پیشین است.**

کلید واژه- ساختار خمیده ، تزویج‌گر پهن باند، تزویج‌گر جهت‌دار، مقسم توان 3 دسی بل، موجبر هایبرید پلاسمونیک

Design and Simulation of a Broadband 3dB Curved Directional Coupler based on Plasmonic Waveguides

Mahsa Babaei and Abbas Zarifkar

zarifkar@shirazu.ac.ir m.babaei@shirazu.ac.ir

Abstract- In this paper, a broadband curved directional coupler based on plasmonic waveguides is presented. The proposed coupler consists of a combination of curved and straight coupled plasmonic waveguides which results in a wavelength-independent directional coupler with an improved bandwidth. The designed coupler with dimension of 20 μm ×3 μm shows a splitting ratio of 3 dB± 1 dB and a bandwidth about 500nm at the central wavelength of 1600 nm which denotes considerable improvement of the bandwidth compared to previously reported coupler structures.

Keywords:Broadband Coupler,Directional Coupler, Curved Structure,3dB Power Splitter,Hybrid Plasmonic Waveguide

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

1 مقدمه

تزویج‌گرهای نوری به عنوان ادواتی ضروری در سیستم-های مخابرات نوری محسوب می‌شوند. وظیفه یک تزویج-گر نوری، ترکیب یا جداسازی نور در این سیستم‌ها است. در مدارهای مجتمع فوتونیکی، تزویج‌گرهایی با ابعاد کوچک و عدم وابسته به طول موج، بسیار مطلوب بوده و به طور معمول در تداخل‌گرهای ماخ زندری (MZI) و برای ساخت ادواتی از قبیل سوییچ‌های نوری، تسهیم ساز بر اساس طول موج[1] (WDM) و فیلترها به کار می‌روند [1,2].

در ساختارهای ماخ زندر، مقسم‌های توان مهم‌ترین بخش-های ساختار بوده و تعیین کننده پهنای باند، نسبت تمایز[2] (ER) و هم‌شنوایی[3] می‌باشند و لذا با طراحی مناسب مقسم‌های توان، می توان به ادواتی با کارایی بالا دست یافت [3].

ساختارهای ممکن برای مقسم توان 2×2 می‌توانند تداخل‌گر چند موده[4] (MMI) [3,4]، تزویج‌گرهای آدیاباتیک[4,5]، تزویج‌گرهای پریودیک زیرطول‌موجی[5] (SWG) [4] و تزویج‌گرهای جهت دار[6] (DC) باشند [5].

در بین ساختارهای فوق، DCها به دلیل تلفات کم، مورد توجه بیشتری قرار گرفته‌اند اما به واسطه پاشندگی موجبر نوری، حساسیت زیادی به طول موج دارند[5] که به نوبه خود باعث محدودیت در پهنای باند آن‌ها می‌شود [2]. به منظور کاهش وابستگی نرخ تزویج به طول‌موج در بخش مقسم‌توان، می‌توان موجبرهای تزویج‌گرجهت‌دار را به صورت نامتقارن طراحی کرد [6]. از سوی دیگر در موجبرهای هایبرید پلاسمونیکی در مقایسه با موجبرهای SOI[7]، امواج نوری می‌توانند در مقیاس‌های زیر طول موج محدود شوند که این به نوبه خود سبب افزایش پهنای باند می‌شود [7-9].

در سال 2016، چن[8] و همکاران سوییچ نوری ماخ زندری مبتنی بر SOI و با تزویج‌گرهای خمیده طراحی کردند که دارای پهنای باند 140nm و تلفات کمتر از 1dB بود. با این حال، در این طراحی به دلیل فاصله کم بین دو موجبر، فرایند ساخت با مشکل رو به رو است و از طرفی با زیاد شدن این فاصله، طول تزویج و در نتیجه ابعاد کلی ساختار زیاد می‌شود [5].

در سال 2017، چن[9] و همکاران یک تزویج‌گر SOI با بخش‌های خمیده و مستقیم را طراحی کردند که با در نظر گرفتن این بخش مستقیم در ساختار تزویج‌گر موفق شدند یک پارامتر تنظیم پذیر برای بهبود مشخصات به ساختار اضافه نمایند. در ساختار پیشنهادی، پهنای باند 88nm حاصل شده است [4].

در سال 2017، جانجان و همکاران با بهینه سازی ابعاد، یک تزویج‌گر جهت‌دار پهن باند مبتنی بر ساختار هایبرید پلاسمونیک را ارایه دادند و با استفاده از ان در ساختار سوییچ ماخ زندری به پهنای باند 250nm دست یافتند[9].

در این مقاله با استفاده همزمان از ساختارهای خمیده و هایبرید پلاسمونیک (به صورت سیلیکون-پلیمر-فلز)، تزویج‌گری با پهنای باند بهبود یافته نسبت به ساختارهای پیشین ارایه شده است.

[1] Wavelength division multiplexing
[2] extinction ratio
[3] Cross talk
[4] Multi-mode interferometer
[5] Sub-Wavelength-Grating
[6] Directional coupler

[7] Silicon on Insulator
[8] S. Chen
[9] F. R. Chen

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

2 تزویج‌گر جهت‌دار خمیده مبتنی بر موجبرهای هایبرید پلاسمونیک

2.1 هندسه ساختار:

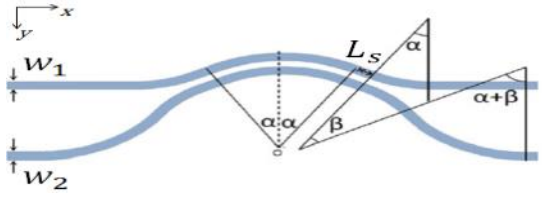
مطابق شکل 1-الف، تزویج‌گر جهت‌دار پیشنهادی شامل ناحیه تزویج با فاصله g بین دو موجبر است که از دو بخش مستقیم و خمیده تشکیل شده است. بخش‌های ورودی و خروجی تزویج‌گر که در آن‌ها موجبرها به هم نزدیک و از هم دور می‌شوند متقارن هستند. شکل 1-ب سطح مقطع ساختار در قسمت میانی تزویج‌گر را نشان می‌دهد. پارامترهای ساختاری اصلی این تزویج‌گر عبارتند از: شعاع موجبر خارجی (R_1)، شعاع موجبر داخلی (R_2)، عرض موجبر(W)، طول قسمت خمیده(L_c) و طول قسمت مستقیم (L_s). طول قسمت خمیده از رابطه زیر به دست می‌آید [4]:

$$L_c = 2\alpha.R_c \quad (1)$$

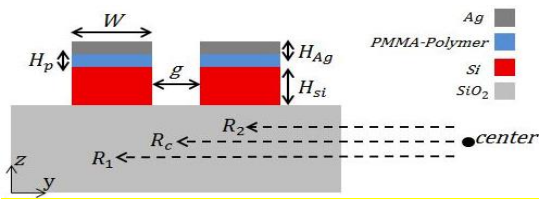
که در آن R_c فاصله مرکز o تا وسط gap بین دو موجبر بوده و از رابطه زیر به دست می‌آید [4]:

$$R_C = R_1 - (w_1 + g)/2 = R_2 + (w_2 + g)/2 \quad (2)$$

مطابق شکل 1-الف، α و β زوایای بخش‌های خمیدگی ساختار می‌باشند.



(الف)



(ب)

شکل 1: ساختار هندسی: الف) نمای بالا از تزویج‌گر جهت‌دار خمیده. W عرض موجبر، L_c طول بخش خمیده، L_s طول بخش مستقیم، α و β زوایای بخش‌های خمیده [4]. ب) سطح مقطع در بخش میانی تزویج‌گر. R_1 شعاع موجبرخارجی، R_2 شعاع موجبر داخلی، H_{si} ضخامت سیلیکون، H_p ضخامت‌پلیمر، H_{Ag} ضخامت نقره

2.2 شبیه سازی و نتایج:

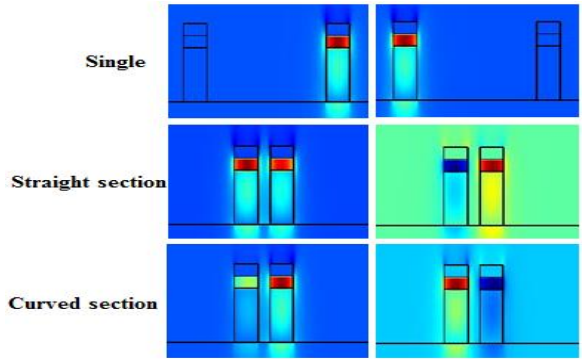
ابعاد ساختار به صورت، $w_1=w_2$=400nm، g=200nm، R_c=26μm، L_s=1.8μm، L_c=8.1μm و α=β در نظر گرفته می‌شود [4]. در ساختار هایبرید پلاسمونیکی پیشنهادی، یک لایه سیلیکون به ضخامت 220nm روی زیرلایه ای از جنس SiO_2 لایه نشانی شده است. ماده پلیمری PMMA[10] با ضریب شکست n=1.6، ثابت پاکلز r_{33}=200 pm/V و ضخامت 50nm بین سیلیکون و لایه فلزی از جنس نقره با ضخامت 50nm، استفاده شده است.

در طول مشخص L_{3dB}، نیمی از توان نور از یک موجبر به موجبر دیگر تزویج می‌شود[9]:

$$L_{3dB} = \lambda / 4(n_s - n_a) \quad (3)$$

n_s و n_a به ترتیب ضریب شکست موثر برای مود متقارن و نامتقارن تزویج‌گر است.

پروفایل میدان برای مودهای TM اول و دوم در نقاط مختلف در طول تزویج‌گر در شکل 2 نشان داده شده است. همانطور که دیده می‌شود، در بخش‌های خمیده و مستقیم که جزیی از ناحیه تزویج محسوب می‌شوند، مود اساسی به دو مود متقارن و نامتقارن تقسیم می‌شود.

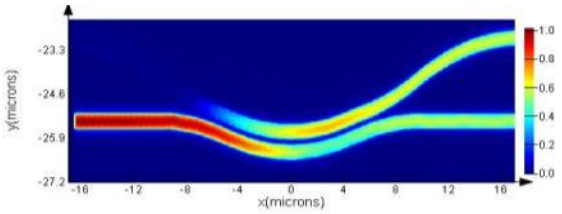


شکل 2: مود اول و دوم TM در طول موج 1600nm و در نقاط مختلف تزویج‌گر

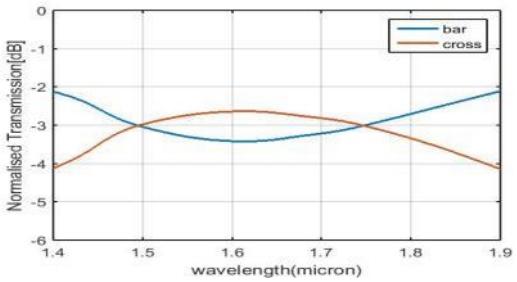
[10] polymethylmethacrylate

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

با شبیه سازی ساختار تزویج‌گر به روش 3D-FDTD[11]، پروفایل میدان در طول موج 1600nm در شکل 3 نشان داده شده است. شکل 4 طیف توان خروجی در پورت‌های bar و cross را در بازه طول موجی 1400-1900 nm نشان می‌دهد. مطابق شکل، توان خروجی وابستگی کمی به طول موج دارد به طوری که پهنای باند 3dB±1 حدود 500nm است. این مقدار پهنای باند به طور قابل ملاحظه‌ای از مقادیر گزارش شده در تحقیقات پیشین بزرگ‌تر است که به ویژگی نامتقارن و پلاسمونیکی بودن ساختار پیشنهادی برمی‌گردد.



شکل3: پروفایل میدان در تزویج‌گر 3dB در طول موج 1600nm



شکل4: طیف توان خروجی تزویج‌گر 3dB

در جدول ۱ مقایسه بین نتیجه به دست آمده در این کار با چندین تحقیق پیشین ارایه شده است. چنان که دیده می‌شود پهنای باند به طور قابل توجهی بهبود یافته است.

جدول۱. مقایسه نتایج با تحقیقات پیشین

Type	3dB ±1dB Bandwidth
Ref. [1]	75 nm
Ref. [2]	100 nm
Ref. [3]	85 nm
Ref. [4]	88 nm
Ref. [9]	250 nm
This work	500 nm

[11] Finite-difference time-domain

3 نتیجه‌گیری

در این مقاله نشان داده شد که استفاده از تزویج‌گرهای جهت دار خمیده پلاسمونیکی سبب عدم وابستگی توان خروجی به طول موج و در نتیجه افزایش پهنای باند تزویج‌گر می‌شود. مقسم توان 3dB طراحی شده دارای پهنای باند حدود 500nm می‌باشد که بهبود قابل توجهی را نسبت به ساختارهای قبلی نشان می‌دهد.

مرجع‌ها

[1] Z. Lu, H. Yun, Y. Wang, Zh. Chen, F. Zhang, A. F. Jaeger, and L. Chrostowski, "Broadband silicon photonic directional coupler using asymmetric-waveguide based phase control", Optics Express, vol.23, no.3, pp. 3795-3808, 2015

[2] P. Hang Fu,Y. Chou Tu, and D. Wei Huang, "Broadband optical waveguide couplers with arbitrary coupling ratios designed using a genetic algorithm", Optics Express, vol.24, no.26, pp. 30547–30561, 2016

[3] H. Wang, X. Li, M. Zhang and K. Chen, "Broadband 2 × 2 lithium niobate electro-optic switch based on a Mach–Zehnder interferometer with counter-tapered directional couplers", Applied Optics, vol.56, no.29, pp.8164-8168, 2017

[4] F. R. Chen, R. Ong, Y. L. Ang, Th. Lim, E. Png and T. H. Tan, "Broadband Silicon-On-Insulator directional couplers using a combination of straight and curved waveguide sections", Scientific Reports, vol.7, no.7246, 2017

[5] S. Chen , Y. Shi, S. He, and D. Dai, "Low-loss and broadband 2 × 2 silicon thermo-optic Mach–Zehnder switch with bent directional couplers ", Journal of Optics letters, vol. 41, no. 4, pp. 836-839, 2016

[6] Y. Luo, YuYu, Mengyuan Ye, Ch. Sun and X. Zhang, "Integrated dual-mode 3 dB power coupler based on tapered directional coupler", Scientific Reports, vol.6, 2016

[7] Q. Lu, D. Chen, G. Wu, "Low-loss hybrid plasmonic waveguide based on metal ridge and semiconductor nanowire", Optics Communications, pp.64-68, 2013

[8] R. F. Oulton, V. J. Sorger, D. A. Genov, D. F. P. Pile and X. Zhang, "A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation", nature photonic, vol.2, pp. 496-500, 2008

[9] B. Janjan, D. Fathi, M. Miri and M.Ghaffari, "Ultra-wideband high-speed Mach–Zehnder switch based on hybrid plasmonic waveguides", Applied Optics, vol.56, no.6, pp. 1717-1723, 2017

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی طیف عبوری تک گلبول قرمز در گذر زمان با استفاده از میکروسکوپ فراطیفی

مینا ملائی، احمد درودی* و پیمان سلطانی

گروه فیزیک دانشگاه زنجان

darudi@znu.ac.ir

چکیده - در این مقاله از میکروسکوپ فراطیفی برای بررسی طیف عبوری تک گلبول قرمز در غلظت مشخصی از سرم نمک در گذر زمان استفاده می‌شود. از سرم نمک به منظور نگهداری گلبول قرمز خون در محیط خارج بدن استفاده می‌شود. در عمل، نشان می‌دهیم که با گذر زمان، نسب طیف عبوری تک گلبول قرمز به دلیل اکسیداسیون آن تغییر پیدا می کند. برای این منظور میزان تغییرات طیف عبوری از گلبول قرمز در طول موج های مختلف در مدت ۳ ساعت بررسی می‌شود.

کلید واژه- دوربین فراطیفی، طیف عبوری، غلظت، گلبول های قرمز

Investigation of temporal evolution of red blood cell transmission spectrum by hyperspectral microscopy

Mina Mollaei, Ahmad Darudi and Peyman Soltani

Physics Department, University of Zanjan

darudi@znu.ac.ir

Abstract- In this paper, a hyperspectral microscopy was used to investigate the red blood cell spectrum in specified concentration of saline over time. The saline is used to keep red blood cells in outside of the body. In experiments we show that a red blood cell transmission intensity decrease by time. The changes in the spectrum of red blood cells over the course of different wavelengths are examined.

Keywords: Hyperspectral camera, spectrum, concentration, red blood cells

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

استفاده از روش‌های اپتیکی در زمینه‌های پزشکی و زیستی بسیار فراگیر شده است و برخلاف دیگر روش‌های اندازه‌گیری پیچیدگی و هزینه بالا نداشته ندارد. در این مقاله از میکروسکوپ فراطیفی برای مطالعه گلبول قرمز خون در محیط خارج از بدن استفاده می کنیم.

در تصاویر دوربین فراطیفی از یک نمونه برخلاف دوربین های RGB، هر پیکسل از تصویر شامل اطلاعات طیفی در صدها طول موج است، با داشتن جزئیات طیفی بیشتر می‌توان از آن به عنوان یک ابزار تشخیص استفاده شود. نتایج دقیق و سریع استفاده از دوربین فراطیفی موجب شده است که اخیرا استفاده از آن به صورت چشمگیری گسترش یابد.

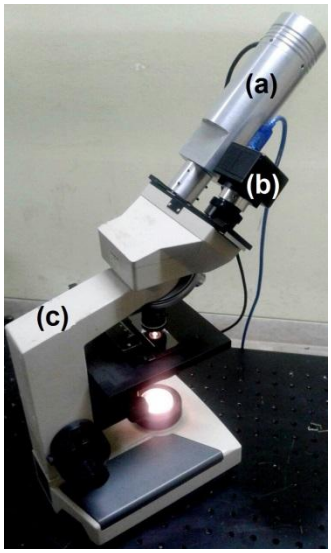
دوربین تصویربرداری فراطیفی برای اولین بار در اواخر دهه ۷۰ میلادی در ایالات متحده امریکا انجام شد و از سال ۱۹۸۹ مورد استفاده گسترده قرار گرفت. دوربین‌های فراطیفی بر خلاف دوربین‌های رنگی RGB امکان مشاهده و تجزیه و تحلیل طیفی از نمونه‌هایی در تصاویر دو بعدی را با تفکیک‌پذیری بالای طیفی فراهم می‌کنند. اثر طیفی مربوط به مواد مختلف منحصر به فرد است و در نتیجه از آن در شناسایی مواد کمک می‌گیرند [۱]. طیف‌سنج فراطیفی بر خلاف طیف‌سنجهای متداول به سادگی در روی ابزار اپتیکی مختلف قابل نصب است و امکان تحلیل طیفی تصاویر را فراهم میکند. در زمینه‌های زیست شناسی سلولی، تحقیقات بنیادی مطالعه بافت‌ها و باکتری‌ها، شناسایی هموگلوبین و چربی، اتوفلورسانس چشم، ارزیابی توزیع اندازه ذرات در فرمولاسیونهای دارویی، بررسی تغییرات کاربردی اعمال شده روی نانو ذرات و دیگر زمینه های علمی مورد استفاده قرار می‌گیرند [۲و۳].

در این مقاله دوربین فراطیفی بر روی میکروسکوپ نصب شده و مطالعه بر روی گلبول خون انجام شده است. طیف قابل مشاهده‌ی خون تازه دارای سه قله است که بزرگترین آن در ۴۱۵ نانومتر که گاما و دو قله دیگر در ۵۱۴ و۵۷۶ نانومتر که به ترتیب آلفا و بتا نام دارند. ۹۸ درصد گلبول-های قرمز را هموگلوبین و دو درصد مابقی را پروتئین‌ها، گلوکز، لیپیدها و نمک‌های معدنی بوجود می‌آورند که به دلیل وجود چنین ترکیباتی، طیف مشخص خود را دارند [۳]. هموگلوبین‌ها بصورتهای مختلفی وجود دارند که به آنها مشتقات هموگلوبین گفته می‌شود، در داخل بدن رفتاری متفاوت از خارج بدن دارد.Hbo2 هموگلوبین اکسیژن دار است که در خارج از بدن خیلی سریع با اکسیژن تماس پیدا می‌کند. تغییر طیفی در ناحیه بتا و آلفا به دلیل اکسیداسیون Hbo2 به met-Hb و HC میباشد [۵]. در سال ۲۰۱۳ در مقاله ای که توسط L.bi,et al منتشر شده بیان می کند که طیف لکه خون در گذر زمان دستخوش تغییر می‌شود و توسط آن می توان مدت زمانی که از وجود آن لکه خون می گذرد را محاسبه کرد [۴]. پژوهشی که در مرجع [۴] انجام شده بر روی یک لکه خون یا مجموعه‌ای از گلبول‌ها بوده و هدف ما در این مقاله بررسی و مقایسه رفتار تک گلبول قرمز در گذر زمان می‌باشد که این کار با استفاده از دوربین تصویربرداری فراطیفی امکان‌پذیر است. دوربین فراطیفی مورد استفاده ساخت شرکت دانش بنیان پرتو افزار صنعت است.

۲-چیدمان میکروسکوپ فراطیفی و نتایج تجربی

چیدمان آزمایشگاهی میکروسکوپ فراطیفی در شکل (۱) نشان داده شده است. بر روی یکی از چشمی‌های میکروسکوپ دوربین فراطیفی ساخت شرکت پرتوافزار صنعت مدل HSI-Visb-12bit نصب شده است، شکل.۲ و چشمی دیگر برای دوربین CCD جهت نمایش نمونه مورد استفاده قرار می‌گیرد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۱: چیدمان میکروسکوپ فراطیفی، (a) دوربین فراطیفی، (b) دوربین RGB جهت مشاهده نمونه و (c) میکروسکوپ.

دوربین نمایش نمونه اطلاعاتی نظیر این‌که از کدام قسمت نمونه طیف گرفته می‌شود ، در اختیار ما قرار می‌دهد. دوربین فراطیفی در ناحیه طول موجی ۴۰۰ تا ۸۰۰ ناتومتر با قدرت تفکیک ۲ نانومتر درا متداد یک خط از تصویر طیف ثبت می‌کند، شکل ۳. هدف اصلی در تصویر برداری فراطیفی بدست آوردن طیفی نمونه در هر پیکسل از تصویر نمونه است. تصویر فراطیفی متشکل از عکس‌های طیفی نمونه در طول‌موج‌های مختلف که به صورت لایه لایه کنار یکدیگر چیده شده اند می‌باشد که در اصطلاح به آن مکعب داده‌ها می‌گویند.

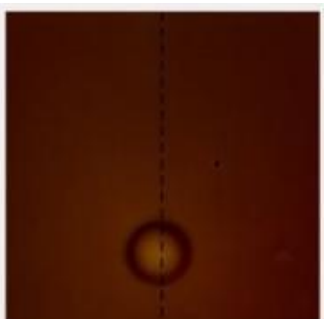
لامپ استفاده شده در این میکروسکوپ، لامپ هالوژنی است که عملکرد آن در دمای ۲۷۰۰ تا ۳۳۵۰ کلوین می‌باشد. لامپ هالوژنی مورد استفاده، دارای طیف پیوسته از بازه طول موجی ۴۵۰ تا ۶۵۰ نانومتر می‌باشد



شکل ۲: دوربین فراطیفی

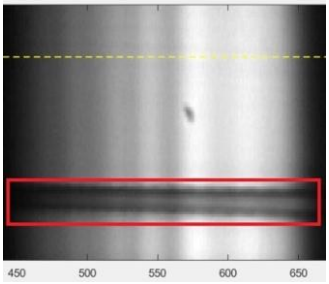
برای داشتن یک نمونه استاندارد آزمایشی، نمونه خونی یک داوطلب سالم گرفته شده و مورد بررسی قرار می‌گیرد. دو میلی لیتر از نمونه خون در محلول سرم نمک نگهداری می‌شود. رقیق سازی خون در محلول نمک، موجب پایداری گلبول قرمز شده و تکرارپذیری داده‌ها را ممکن می‌سازد [۲]. از سوی دیگر چون غلظت محیط خارجی سلول از محیط داخلی آن غلیظ‌تر است و طی پدیده ای آب تمایل به خروج از سلول را دارد تا زمانی که غلظت دو محیط باهم برابر شوند، نیاز به رقیق‌سازی نمونه در محلول نمک یک ضرورت است. طیف عبوری یک تک گلبول قرمز در غلظت مشخصی از سرم نمک در یک بازه‌ی زمانی مشخص، مورد بررسی قرار می‌گیرد.

پس از آماده کردن نمونه مورد نظر و قرار دادن آن زیر میکروسکوپ فراطیفی می توان تصویر گلبول مورد نظر را توسط دوربین نمایش نمونه در نرم افزار دوربین فراطیفی مشاهده کرد.



شکل ۳: نمایش نمونه در نرم افزار دوربین فراطیفی

با قرار دادن نمونه بروی خط نشان مشکی رنگ در شکل ۳ میتوان تصویر طیفی گلبول را در راستای آن مشاهده کرد، شکل ۴.



شکل ۴: تصویر طیفی از یک راستای گلبول

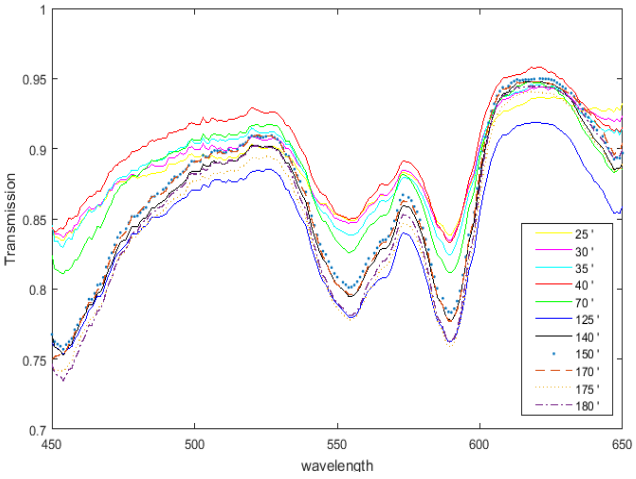
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

سپس می توان طیف هر نقطه دلخوا بروی گلبول را در قسمت پایین نرم افزار مشاهده کرد. نمودار طیفی شکل ۵، نشان می‌دهد که با گذر زمان، طیف عبوری تک گلبول قرمز، دست‌خوش تغییر می‌شود. با گذر زمان، ضریب عبور گلبول قرمز در برخی طول موجها کاهش و در مقابل جذب آن افزایش می‌یابد[۳].

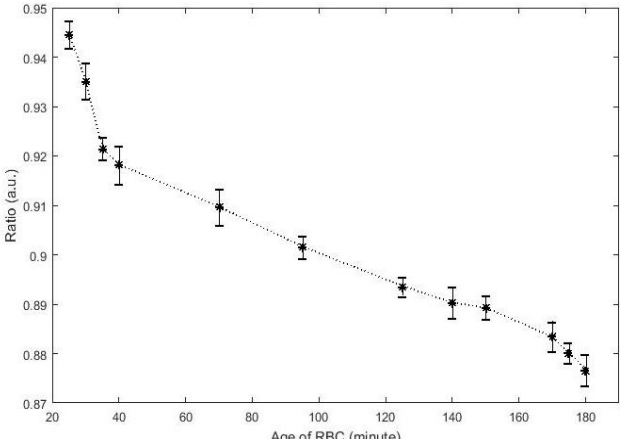
از نمودار شکل ۷، می‌توان این گونه استنباط کرد که گذر زمان بر روی رفتار تک گلبول قرمز تاثیر گذار است و می‌توان نسبت رفتار دو طول موج را در بازه زمانی مشاهده کرد[۴و۵]. این نشان می‌دهد که در گذر زمان و در محیط خارج سلولی، رفتار تک گلبول قرمز ثابت نبوده و تغییراتی را با خود به همراه دارد.

۳. نتیجه گیری

مطابق آزمایش انجام شده و نتایج بدست آمده از تک گلبول قرمز و تحلیل آن‌ها، می‌توان نتیجه گرفت رفتار تک گلبول و جمعی آنها تفاوتی ندارند و همچنین مشاهدات نشان می‌دهد بخشهای مختلف گلبول رفتار زمانی یکسانی نشان می‌دهند. به عنوان نمونه از کاربردی از تحقیق فوق تشخیص زمان فوت از تحلیل تصاویر فراطیفی امکانپذیر است.



شکل ۵: طیف عبوری تک گلبول قرمز



شکل ۶: بررسی تغییرات نسبت دو طول موج۵۵۰ و ۵۲۰ نانومتر

تقدیر و تشکر

از آقای دکتر علیرضا مرادی و خانم دکتر وحیده فرزام راد که ما را در تحلیل دادها و تهیه نمونه یاری دادند تقدیر و تشکر فراوان داریم.

مرجع‌ها

[1] Gao, L. and Smith, R.T., 2015. Optical hyperspectral imaging in microscopy and spectroscopy–a review of data acquisition. *Journal of biophotonics*, *8*(6), pp.441-456.

[2] Karpienko, K., Gnyba, M., Milewska, D., Wróbel, M.S. and Jędrzejewska-Szczerska, M., 2016. Blood equivalent phantom vs whole human blood, a comparative study. *Journal of Innovative Optical Health Sciences*, *9*(02), p.1650012.

[3] Vermaas, W.F., Timlin, J.A., Jones, H.D., Sinclair, M.B., Nieman, L.T., Hamad, S.W., Melgaard, D.K. and Haaland, D.M., 2008. In vivo hyperspectral confocal fluorescence imaging to determine pigment localization and distribution in cyanobacterial cells. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, *105*(10), pp.4050-4055.

[4] Li, B., Beveridge, P., O'Hare, W.T. and Islam, M., 2013. The age estimation of blood stains up to 30 days old using visible wavelength hyperspectral image analysis and linear discriminant analysis. *Science & Justice*, *53*(3), pp.270-277.

[5] Bremmer, R.H., Nadort, A., Van Leeuwen, T.G., Van Gemert, M.J. and Aalders, M.C., 2011. Age estimation of blood stains by hemoglobin derivative determination using reflectance spectroscopy. *Forensic science international*, *206*(1-3), pp.166-171.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

افزایش آستانه تخریب لیزری شیشه Nd:glass در اثر تابش لیزر CO_2

هاشم حجتی راد [۱و۲] ، سعید جلوانی [۱] ، سیدعلی هاشمی زاده عقدا [۲] ، سمیه پناهی بخش [۱]

[۱] پژوهشکده فوتونیک و فناوریهای کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای ، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران

[۲] گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور،تهران

چکیده – در این مقاله افزایش آستانه تخریب لیزری شیشه Nd:glass با استفاده از تابش لیزر CO_2 با طول موج ۱۰/۶ µm بررسی شده است. بدین منظور، نمونه های Nd:glass مورد تابش لیزر با پارامترهای متفاوت لیزری قرار گرفتند. سپس، طیف عبوری و طیف تفاضلی نمونه ها قبل و بعد از تابش مورد مقایسه قرار گرفت. پس از آن، ازیک سیستم لیزری نوسانگر-تقویت کننده سوئیچ Q با تپهای TEM_{00} تک مد طولی در طول موج ۱۰۶۴ nm برای آزمایش آستانه تخریب استفاده گردید. با بهینه کردن شرایط تابش پالس های لیزر CO_2 ، آستانه تخریب برای نمونه تابش شده حدود ۳/۱۰ برابرافزایش یافته است. نتایج این پژوهش با توجه به این که شیشه Nd:glass به عنوان محیط فعال و محیط تقویت کننده در لیزرهای پرقدرت استفاده می شود بسیار ارزشمند است.

کلید واژه- شیشه Nd:glass ، آستانه تخریب لیزری ، لیزر CO_2 ، برهمکنش لیزر با ماده

Increasing the Laser Induced Damage Threshold of Nd:glass by CO_2 Laser irradiation

Hashem Hojati Rad[1,2], Saeed Jelvani[1], Seyed Ali Hashemizadeh Aghda[2] , Somayeh Panahibakhsh[1]

[1] Photonics and Quantum Technologies Research school, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran
[2]Department of Physics, Payam Noor University, Tehran

Abstract- In this paper, increasing the laser induced damage threshold of Nd:glass by 10.6 µm CO_2 laser is investigated. For this purpose, Nd:glass samples were irradiated with different laser parameters. Then, transmission and differential absorption spectra of samples before and after the irradiation were compared. Next, a 1064 nm Q-switched oscillator-amplifier Nd:YAG laser system with single longitudinal mode TEM_{00} pulses was used for the damage threshold experiment. By optimizing CO_2 laser irradiation parameters, damage threshold for an irradiated sample was increased about 3.10 times. The results of this study are very important, considering that Nd: glass is used as an active medium and amplifier in high-power lasers.

Keywords: Nd:glass , Laser Induced Damage Threshold , CO_2 Laser

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

شیشه های Nd:glass به طور گسترده در سیستم های لیزری پرقدرت مورد استفاده می گیرند که دارای کاربردهای صنعتی، پژوهشی، پزشکی و گداخت لیزری هستند.

ویژگیهای طیفی جذب و فلورسانسی یونهای Nd^{3+} در میزبان شیشه و مشخصه های فیزیکی و شیمیایی و مکانیکی ماده میزبان، Nd:glass را نسبت به محیط های فعال لیزری حالت جامد دیگر متمایز می سازد[۱]. یکی از مشکلاتی که لیزرهای حالت جامد با آن مواجه هستند، تولید مقدار زیادی گرما در طی فرآیند دمش می‌باشد که این امر می تواند هم محدودیت افزایش شدت خروجی لیزر ایجاد کند و هم موجب تخریب محیط فعال و یا عناصر اپتیکی دیگر شود.

هنگامی که انرژی زیادی در محیط فعال شیشه ایجاد می‌شود و یا از عناصر اپتیکی عبور می کند می تواند شبکه ماده شیشه یا عناصر اپتیکی مورد نظر را تحت تاثیر قرار دهد که مکانیسم آسیب، متأثر از شدت انرژی لیزر می‌باشد.

مکانیسم هایی که باعث می شوند در مواد و عناصر اپتیکی آسیب ایجاد شود می تواند ناشی از شکست دی‌الکتریک ، جذب گرمایی و وضعیت ترمودینامیکی باشد. تخریب القایی لیزر در عناصر اپتیکی می تواند ناشی از قدرت میدان الکترومغناطیسی پرتو لیزر باشد که این امر باعث شکست دی الکتریک ماده می شود[۴].

در بعضی مواقع جذب با حضور ناخالصی ها، مراکز رنگ و غیره در شیشه تبدیل به اثرات حرارتی شده و در نتیجه باعث ذوب و شکست ناحیه ای که پرتو لیزر به آن تابیده شده، می شود و این موضوع در ناحیه UV و IR به دلیل شروع جذب الکترونی و مولکولی بسیار مهم می باشد.

در بلور و شیشه های با ساختار تقریباً ایده آل، جذب ناشی از ناخالصی‌ها، جابه جایی‌ها، و غیره بسیار کوچک هستند. حضور هر یک از ناخالصی‌ها، مراکز رنگ و غیره می توانند منجر به جذب غیرخطی ماده شوند.

در شدتهای پایین، انرژی جذب تک فوتونی با توجه به انرژی نوار گاف اتفاق می افتد اما در شدتهای بالا جذب می تواند به صورت جذب چند فوتونی (جذب همزمان دو فوتون، سه فوتون و بیشتر) انجام شود [۲]. هنگامی که در ناحیه کوچکی از ماده دما به اندازه کافی افزایش یابد و عمل یونیزاسیون صورت گیرد، ناحیه یونیزه شده انرژی بیشتری جذب می کند که این عمل منجر به ایجاد میکروپلاسما و ابر گرمایی موضعی به همراه آسیب سطح می‌گردد.

جذب در محیط فعال لیزری نه تنها منجر به اتلاف انتقال، کاهش بازده دمش و فشار شعاعی می شود بلکه در نهایت سبب خودکانونی سازی و ایجاد تخریب در عناصر اپتیکی می شود.

بنابراین می توان با کاهش جذب به افزایش بازدهی عناصر اپتیکی کمک کرد و از این طریق بازدهی کل سیستم را افزایش داد.

وضعیت ترمودینامیکی با توجه به اینکه پرتو لیزر یک منبع غیریکنواخت گرمایی است مطرح می شود و لذا اثرات حرارتی در عناصر اپتیکی می تواند به ایجاد ذوب شدگی ، ترک خوردن و اعوجاج در سیستم منجر شود.

برهمکنش لیزر با ماده می تواند موجب تغییر ساختار و خواص ماده مانند خواص اپتیکی، حرارتی، مکانیکی، شیمیایی و نظایر آن شود[۳].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

انتخاب پارامترهای مناسب لیزر مانند طول موج لیزر، شدت لیزر، تعداد تپهای تابشی در لیزرهای تپی، نرخ تکرار و شاریدگی لیزر در بدست آوردن تغییرات مورد نظر نقش مهمی دارد. بنابراین می توان با انتخاب مناسب پارامترهای لیزری به کاهش نقص‌ها در بلور یا شیشه‌ها دست یافت[۱].

در این پژوهش، اثر پارامترهای لیزر CO_2 به منظور کاهش جذب و همچنین افزایش آستانه تخریب در ماده محیط فعال (شیشه Nd:glass) بررسی شده است.

آزمایش و نتایج

در آزمایشات انجام شده از لیزر CO_2 با طول موج µm ۱۰/۶ استفاده شده است. سطح مقطع باریکه لیزر CO_2 مورد استفاده تقریباً به شکل مستطیل ۳×۱ سانتی‌مترمربع می باشد که با قرار دادن ماسک، به شکل دایره ای به قطر ۱ سانتی‌متر تغییر داده شد. نمونه های شیشه ای به طور عمود بر جهت انتشار پالس لیزر قرار داده شدند و قسمت مرکزی نمونه ها مورد تابش قرار گرفتند.

نمونه‌های شیشه ای استفاده شده در این آزمایشات نمونه‌های Nd:glass ، به صورت دیسک های نازکی به قطر ۲۰ mm و ضخامت ۱/۵mm وبا صافی سطح $\lambda/4 \leq$ می‌باشند.

کیفیت اپتیکی بالا موجب افزایش آستانه تخریب هر عنصر اپتیکی می شود و در این آزمایش از شیشه‌های Nd:glass با کیفیت اپتیکی بالا که به عنوان محیط فعال و تقویت کننده مورد نظر می باشند استفاده شد.

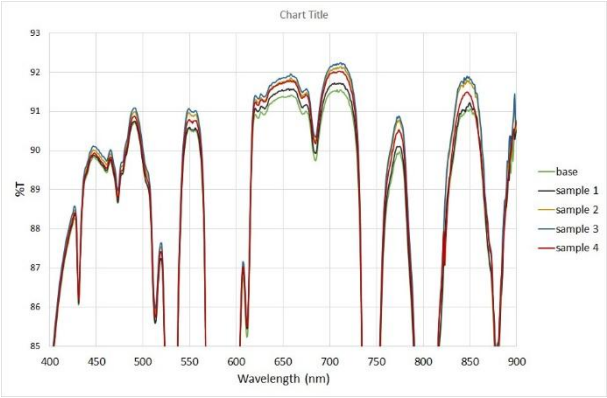
برای انجام برهمکنش غیر مخرب شاریدگی بسیار کمتر از شاریدگی آستانه کندگی انتخاب شد تا امکان تخریب سطح نمونه با تابش شمار زیادی از تپ لیزری از بین برود. برای این آزمایشها قبل و بعد از تابش، طیف سنجی UV-Vis به عمل آمد.

ابتدا ۴ نمونه شیشه Nd:glass انتخاب شدند و سپس تحت تابش لیزر CO_2 با طول موج µm ۱۰/۶، شاریدگی $۳۰mJ/cm^۲$ و نرخ تکرار یک هرتز و با تعداد تپ معین قرار گرفتند. تعداد تپ های لیزری تابش شده به نمونه های ۱ تا ۴ به ترتیب ۵۰، ۱۰۰، ۲۰۰و ۳۰۰ می باشد.

جدول ۱ - اثر تابش لیزر CO_2 با شاریدگی $۳۰mJ/cm^2$ و نرخ تکرار تپ ۱ هرتز در تعداد تپ های مختلف بر طیف عبور نمونه های Nd:glass

نمونه	تعداد تپ	افزایش/کاهش عبوردهی
۱	۵۰	افزایش
۲	۱۰۰	افزایش
۳	۲۰۰	افزایش
۴	۳۰۰	کاهش

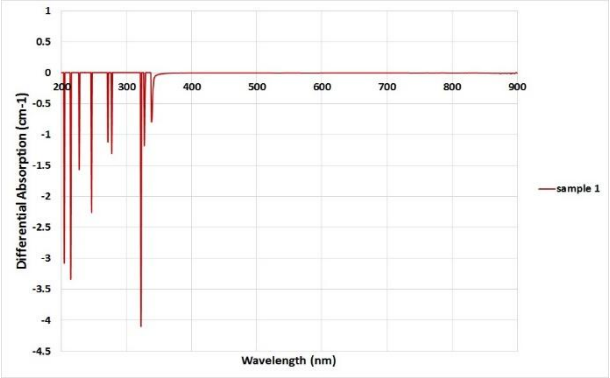
پس از اتمام تابش، از نمونه ها طیف سنجی UV-Vis به عمل آمد و نتایج ذیل مشاهده گردید:



شکل ۱- طیف عبوری نمونه شماره ۴-۱ تابش شده با لیزر CO_2 با بزرگنمایی و طیف نمونه قبل از تابش دهی.

طیف های شکل ۱ نشان می دهد که با افزایش تعداد تپ، افزایش درصد عبور مشاهده می شود، یعنی در تابش با تعداد تپ های ۵۰، ۱۰۰ و ۲۰۰، افزایش عبور اتفاق می افتد. همچنین، در تابش با تعداد ۳۰۰ تپ لیزری، کاهش عبور داریم که نشان از ایجاد نقص های جدید در شیشه مورد تابش می باشد.

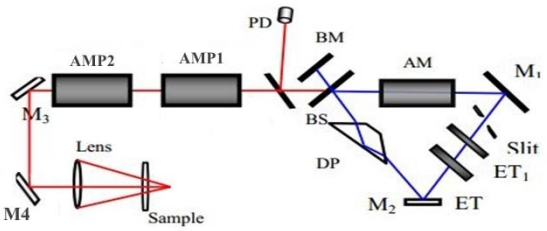
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲- طیف تفاضلی جذب نمونه شماره ۱بعد از تابش دهی

طیف تفاضلی جذب نمونه شماره ۱ نشان می دهد قله های جذبی منفی زیادی در طیف در ناحیه فرابنفش (UV) به وجود آمده اند که نشان از حذف نقص‌های شیشه می باشد.

نمونه ۳ که در اثر تابش دهی لیزر CO_2 ، بیشترین افزایش عبوردهی در کل طیف UV-Vis برای آن مشاهده شد برای انجام آزمایش آستانه تخریب LIDT انتخاب گردید. چیدمان تجربی آزمایش LIDT در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۳ - چیدمان تجربی آزمایش LIDT با سیستم نوسانگر-تقویت کننده لیزر Nd:YAG با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر،Mi آینه های سیتم با بازتاب کامل، ETi اتالون ها،PD فتودیود، ، BS شکافنده باریکه، DP منشور داو، BM آینه انتهایی، AM محیط فعال و AMP تقویت کننده است.

سیستم لیزری نوسانگر-تقویت کننده سوئیچ Q با تپهای TEM_{00} تک مد طولی در طول موج ۱۰۶۴ nmبرای آزمایش آستانه تخریب مورد استفاده قرار گفت. آزمایش آستانه تخریب با روش اندازه گیری استاندارد " S به ۱ " اجرا شد. اندازه گیری تخریب در شرایط محیطی آزمایشگاهی صورت گرفت. نتایج اندازه گیری شار آستانه تخریب برای نمونه اولیه و نمونه تابش شده شماره ۳ در جدول ۲ مشاهده می شود.

جدول ۲ - نتایج آزمایش LIDT

نمونه	LIDT(J/cm^2)
نمونه اولیه (بدون تابش دهی)	۵۵/۳۸
نمونه تابش داده شده با لیزر با تعداد تپ ۲۰۰	۱۷۲/۰۳

نتیجه گیری

با تغییر تعداد تپ‌های لیزرتابشی می‌توان به بهینه کاهش جذب در محیط فعال لیزری Nd:glass دست یافت که از این طریق به کاهش نقص‌ها در آن کمک کرد. با کاهش نقص‌ها اثرات غیرخطی ضریب شکست و ترمواپتیکی ماده Nd:glass بهبود می یابد. در این آزمایش با استفاده از لیزر CO_2 با طول موج ۱۰/۶ µm و با شاریدگی ۳۰ mJ/cm^2 در نرخ تکرار ۱ هرتز و تعداد تپ ۲۰۰، آستانه تخریب نمونه تابش شده حدود ۳/۱۰ برابر افزایش یافت.

مرجع‌ها

[1] S. Panahibakhsh ,S. Jelvani,M. Maleki , M.Mollabashi, M. Jaberi, “ Influence of XeCl laser irradiation on the laser damage threshold of the Nd:YAG crystal” , Optical and Quantum Electronics 47, No 5, pp 1101–1107

[2] Brown, D. C , “*High-Peak-Power Nd: Glass Laser Systems*”,first edition, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1981).

[۳] اوراسیو سولتو، اکبر حریری (مترجم)، "*اصول لیزر*" مرکز نشر دانشگاهی، ۴۸۵-۵۱۶

[۴] راجر ام وود، سید محمد عترتی خسروشاهی، مهدی کاظم زاده (مترجمین)، " *آسیب لیزری مواد اپتیکی*" ، انتشارات جهاد دانشگاهی امیرکبیر، ۱۳۸۱

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ساخت نانو رنگدانه سرامیکی آبی بر پایه آلومینات کبالت به روش حالت جامد و بررسی برخی خواص اپتیکی

اعظم امینی[۱]، محسن خواجه امینیان*[۱]، محمد خواجه مهریزی [۲]،حمید مطهری[۱] ،سید یوسف واصل نیا[۱]

[۱] آزمایشگاه نانورنگدانه‌ها و پوشش‌های سرامیکی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

[۲]دانشکده نساجی،دانشگاه یزد، یزد

*** Email: kh.aminian@yazd.ac.ir**

چکیده: در این مقاله نانو رنگدانه آبی‌رنگ $CoAl_2O_4$ توسط روش سرامیکی با استفاده از کلریدهای کبالت و اکسید آلومینیوم ساخته شد. پودر به‌دست‌آمده در دمای ۱۲۰۰ درجه سانتی گراد کلسینه شد و برخی خواص اپتیکی آن مورد بررسی قرار گرفته است. از نانو رنگدانه بدست آمده با استفاده از روش آسیاب کاری، جوهر چاپ بر روی کاشی تولید شد و بر روی کاشی چاپ گردید. شکل و اندازه ذرات نانو رنگدانه با استفاده از میکروسکوپ الکترونی روبشی(SEM)، ساختار بلوری نانو رنگدانه بوسیله پراش اشعه X و خواص اپتیکی نمونه با آزمون رنگ سنجی و طیف بازتاب ارزیابی شد. طیف XRD نانو رنگدانه، قله های مربوط به اکسید آلومینیوم و کبالت آلومینات را نشان می‌دهد. تصاویر SEM نشان می‌دهد، میانگین اندازه نانو رنگدانه ۲۳۷ نانومتر و میانگین اندازه رنگدانه چاپ شده بر روی کاشی ۱۱۵ نانومتر است. آزمون رنگ سنجی نمونه‌ها حاکی از آبی بودن نمونه به میزان ۴۹/۵ برای نانو رنگدانه و ۳۴/۳۷ برای نانورنگدانه چاپ شده می‌باشد.

کلید واژه: نانو رنگدانه، آبی، سرامیک، آلومینات کبالت، خواص اپتیکی

Synthesis of blue ceramic based on $CoAl_2O_4$ Nano pigment by solid state method and optical properties characterization

A. Amini[1], M. Khajeh Aminian[1], M. Khajeh Mehrizi[2], H. Motahari[1], S. Y. Vaselnia[1]

Abstract: In this paper cobalt aluminate ($CoAl_2O_4$) has been synthesized by ceramic method using $CoCl_2$ and Al_2O_3. The calcination process for pigment has been performed at 1200°C. The Nano-pigment has been dispersed in a solvent by a milling system and an ink is obtained. The ink is used for printing on the ceramic surface. The Nano pigments have been analyzed by XRD, SEM and CIE colorimetric system. XRD spectrum shows the pigments is composed of two crystal structure containing $CoAl_2O_4$ and Al_2O_3. SEM images show the average particle size for pigment is about 237 nm and the average particle size for pigments on the printed ceramic is about 115 nm. Color values of samples indicate the blue values of49.5 and 34.37 for nano pigment powder and printed respectively.

Keywords: Nano pigment, blue, ceramic, $CoAl_2O_4$, Optical properties

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱–مقدمه

ساختارهای اسپینلی در طی سال‌های اخیر نقش بسیار زیادی در صنایع الکتریکی، کاتالیزور و رنگ پیدا کرده‌اند [1]. یکی از متداول‌ترین رنگدانه‌های سرامیکی آبی اسپینل، آلومینات کبالت است که به آبی تنارد معروف است [2]. رنگدانه آبی $CoAl_2O_4$ جزء رنگدانه‌های ساختاری محسوب می‌شوند. در رنگدانه‌های ساختاری، عامل رنگزا جزئی از ساختار می‌باشد. به‌طور مثال عامل رنگزای کبالت به‌صورت اکسیدی با Al_2O_3 ساختاری تشکیل می‌دهند به نام اسپینل که ساختار اسپینل خود رنگی است[3]. فرمول کلی این ساختار به‌صورت AB_2O_4 است که به‌جای A یک یون دو ظرفیتی و به‌جای B یک یون سه‌ظرفیتی قرار می‌گیرد. معمولا یون دو ظرفیتی عامل ایجاد رنگ می‌باشد.

$CoAl_2O_4$ یک ترکیب اکسیدی است، که از دو ترکیب فلزی در یک ساختار اسپینل ساخته شده که در آن یون های Co^{2+} موقعیت‌های چهاروجهی و یون‌های Al^{3+} موقعیت‌های هشت‌وجهی را اشغال می‌کنند و به‌صورت $CoAl_2O_4$ نوشته می‌شود. برای ساختار AB_2O_4، سه نوع اسپینل نرمال، معکوس و ترکیبی وجود دارد[4,5]. ترکیب $CoAl_2O_4$ دارای خصوصیاتی همچون پایداری شیمیایی، پایداری رنگی، پایداری گرمایی، پایداری نوری، ضریب شکست بالا، کاربرد گسترده در صنعت چاپ است که همین امر آن را برای کاربردهای صنعتی مانند رنگ کردن سرامیک‌ها، شیشه، پلاستیک، رنگ، کاغذ و لامپ‌های تلویزیون رنگی و غیره مناسب می‌سازد[6]. روش آسیاب کاری یک روش بالا به پایین است که یکی از پرکاربردترین روش‌های تهیه نانو جوهرهای سرامیکی است. این روش شامل جوشکاری، شکستن و چرخاندن ذرات پودر در یک آسیاب گلوله‌ای با انرژی بالا است. روش کار برای تولید جوهر سرامیکی به این صورت است که ابتدا نانو رنگدانه موردنظر و حلال و دیسپرس کننده مناسب با نسبت معین درون محفظه ضد سایش ریخته می‌شود و محفظه درون آسیاب ماهواره‌ای قرار می‌گیرد، گلوله‌های مقاوم به سایش درون محفظه با یکدیگر، با محفظه و مخلوط ذرات داخل محفظه برخورد دارند. اعمال انرژی و ضربه مداوم توسط گلوله‌ها سبب خرد شدن و شکستن تدریجی ذرات شده و نانو جوهر نهایی حاصل می‌شود. عواملی همچون نوع مواد اولیه، اندازه گلوله‌ها، سرعت چرخش آسیاب، مدت زمان آسیاب، حلال و دیسپرس‌کننده بر اندازه ذرات و پایداری نانو جوهر نهایی تأثیر دارد [7]. هدف این پژوهش ساخت نانو رنگدانه آبی با پایداری حرارتی در دمای بالا و میزان سمی بودن کم با استفاده از پیش‌ماده‌های مناسب است. همچنین در ادامه نانو رنگدانه به جوهر مناسب برای چاپ تبدیل می‌شود. در این پروژه نانو رنگدانه آبی‌رنگ بر پایه‌ی ترکیبات آلومینات به روش سرامیکی حالت جامد ساخته می‌شود. سپس نانو جوهر مناسب با استفاده از روش آسیاب کاری تولید و در ادامه بر روی کاشی و سرامیک چاپ زده می‌شود.

۲– روش تجربی

مواد استفاده شده دراین پژوهش در جدول ۱ آمده است و در ادامه روش ساخت نانو رنگدانه توضیح داده خواهد شد. در این مقاله رنگدانه با استفاده از روش سرامیکی حالت جامد ساخته شد. در ابتدا مقداری کلرید کبالت به ۱۰ میلی‌لیتر آب مقطر اضافه شد و روی همزن مغناطیسی قرار گرفت تا کاملاً حل شود سپس درحالی‌که محلول روی همزن قرار دارد مقداری آلومینیوم و سدیم هیدروکسید به آن اضافه شد و به مدت ۱ ساعت هم خورد تا مواد با یکدیگر کاملاً مخلوط شدند. محلول به‌دست‌آمده در دمای ۱۱۰ درجه سانتی‌گراد درون منتل قرار گرفت تا به‌صورت ژله‌ای درآمد. در ادامه هم خوردن متوقف می‌شود و فرصت می‌دهیم تا کاملاً خشک شود و پودر جامد صورتی‌رنگ به دست آید. پودر خشک‌شده به مدت ۲ ساعت در دمای ۱۲۰۰ درجه سانتی‌گراد پخت شد و رنگدانه آبی ما تولید شد. در ادامه رنگدانه ساخته‌شده با حلال مناسب به مدت ۴-۲ ساعت درون آسیاب با شدت ۴۵۰ دور بر دقیقه همگن شد و جوهر آبی‌رنگ حاصل شد سپس با استفاده از دستگاه چاپ تخت بر روی کاشی چاپ شد و در کوره خط تولید پخت شد. برای بررسی ریزساختار رنگدانه قبل و بعد از چاپ بر روی کاشی از دستگاه SEM (VEGA3 TESCAN) و برای بررسی ساختار بلوری از دستگاه پراش اشعه ایکس مدل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

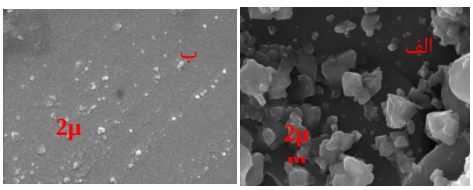
X'Pert Pro (40 kV, 30 mA) با تابش CuKα (λ= 1.5406A) استفاده شد. همچنین رنگ سنجی آن‌ها تحت استاندارد رنگ سنجی CIE LAB موردبررسی قرار گرفت.

جدول ۱: مواد استفاده شده برای ساخت نانو رنگدانه و جوهر آن

فرمول شیمیایی	جرم (گرم)	شرکت سازنده	درصد خلوص (درصد)
$CoCl_2$	۰,۷۰۸	Merck	97%
Al_2O_3	۱,۲۱۸	سامچون	96%
NaOH	۰,۰۵۷	Merck	97%
DELTA-DC3013	۰,۱۲	Swiss compound	98%

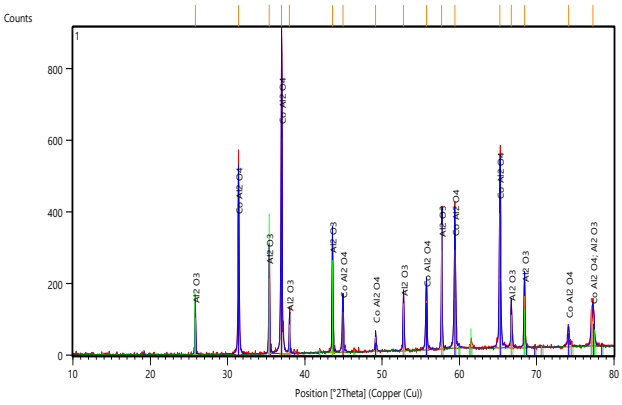
۳- نتایج و بحث

شکل ۱ تصویر SEM: الف) مربوط به رنگدانه پخت شده، ب) نمونه چاپ‌شده را نشان می‌دهد. با استفاده از تصویر SEM الف) میانگین اندازه ذرات حدود ۲۳۷ نانومتر محاسبه می‌شود. هرچند کلوخه‌هایی با اندازه ۵۰۰ نانومتر در تصویر دیده می‌شود. احتمالا این کلوخه‌ها به خاطر پخت در دمای بالا شکل‌گرفته‌اند. همچنین می‌توان دریافت که توزیع اندازه ذرات یکنواخت نیست. با استفاده از تصویر SEM نمونه چاپ‌شده ذرات رنگدانه با اندازه‌های ۱۱۵ نانومتر روی سطح کاشی قرار دارد. با مقایسه تصاویر SEM نمونه پودری و نمونه چاپ شده روی کاشی می‌توان گفت ذرات رنگدانه در حالت چاپ شده به میزان کمتری نسبت به حالت پودری کلوخه‌ای شده‌اند. زیرا در حالت چاپ شده ذرات روی سطح کاشی پخش شده‌اند و همچنین تعداد زیادی از ذرات هنگام حرارت دهی با ترکیبات لعاب مخلوط شده‌اند و در فاز شیشه‌ای لعاب نفوذ کرده‌اند. بدین ترتیب تماس ذرات روی سطح کاشی کمتر بوده در نتیجه شدت به هم چسبیدگی نانو ذرات در حالت چاپ‌شده کاهش‌یافته است.

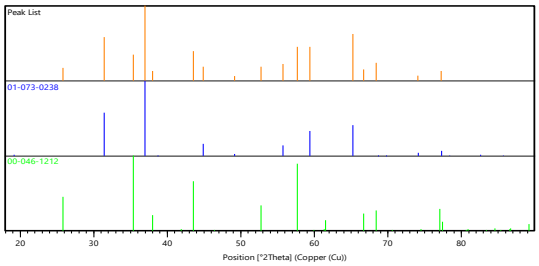


شکل ۱: تصاویر SEM الف) رنگدانه پخت شده، ب) رنگدانه چاپ شده روی کاشی

شکل ۲ طیف XRD مربوط به نانو رنگدانه سنتز شده در دمای ۱۲۰۰ درجه سانتی‌گراد را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می شود نمونه از دو فاز آلومینات کبالت و اکسید آلومینیوم تشکیل شده است هرچند درصد زیادی از ماده از ترکیب آلومینات کبالت تشکیل شده است. همچنان درصدی از ترکیب اکسید آلومینیوم در ساختار دیده می‌شود که به‌طور جداگانه تشکیل شده است. شکل ۳ مقایسه قله‌های رنگدانه سنتز شده با قله‌های مرجع را نشان می‌دهد. قله‌های این نمونه به‌طور کامل طیف‌های اکسید آلومینیوم و آلومینات کبالت را پوشش می‌دهد.



شکل ۲: طیف پراش پرتو X رنگدانه $CoAl_2O_4$



شکل۳: مقایسه قله‌های فاز مرجع با قله‌های نانو رنگدانه سنتز شده

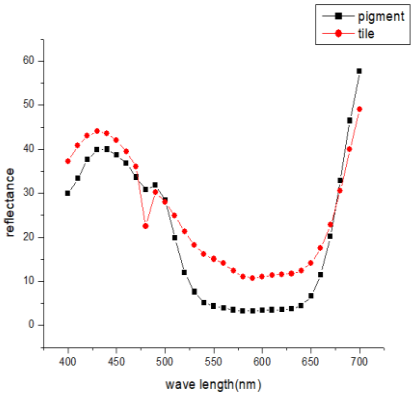
جهت تعیین خواص رنگی نانو رنگدانه پخت شده، مؤلفه‌های a*، b* و L* با استفاده از دستگاه طیف سنجی بازتاب اندازه‌گیری شد. بطوریکه a+ بیانگر میزان قرمزی، b+ بیانگر میزان زردی، a- میزان سبزی، b- میزان آبی و L نشانگر مقدار روشنایی رنگ است. بدین معنی که هر چه میزان b* منفی‌تر باشد، محصول دارای رنگ آبی مطلوب‌تری است. جدول۲ پارامترهای مربوط به رنگ‌سنجی نانو رنگدانه سنتز شده و چاپ آن بر روی کاشی مطابق با آزمون رنگ‌سنجی می‌باشد. با توجه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

به جدول ۲ می‌توان دریافت که نانو رنگدانه حاصل دارای مقدار آبی محسوسی است. علت رنگ آبی این رنگدانه با نوع ساختار اسپینل $CoAl_2O_4$ در ارتباط است. برای دماهای پخت بالاتر از ۱۰۰۰ درجه، ساختار اسپینل $CoAl_2O_4$ از نوع نرمال است [8]. پارامترهای رنگی نانو رنگدانه به‌دست‌آمده در جدول ۲ نشان داده‌شده است. شکل ۴ طیف بازتاب مربوط به نانو رنگدانه و چاپ نانو رنگدانه بر روی کاشی را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می شود طیف در ناحیه‌ی مرئی ۴۹۰-۴۵۰ نانومتر بیشترین بازتاب را دارد که نشان‌دهنده‌ی آبی بودن نمونه ساخته شده است همچنین با نتایج رنگ سنجی که در جدول ۲ آمده است و مقدار b*=-۴۹,۵ را نشان می‌دهد همخوانی دارد.

جدول ۲: پارامترهای رنگی مربوط به نانو رنگدانه و چاپ آن بر روی کاشی

نمونه	L*	a*	b*
رنگدانه	۳۸,۰۱	۴,۹۲	-۴۹,۵
چاپ	۴۹,۲۵	۲,۰۳	-۳۴,۳۷



شکل ۴: طیف بازتاب مربوط به رنگدانه ساخته‌شده و چاپ آن بر روی کاشی



شکل۵: تصویر نانو رنگدانه ساخته‌شده

۴- نتیجه گیری

در این پژوهش نانو رنگدانه آلومینات کبالت ساخته شده است. نتایج به‌دست‌آمده از آنالیز XRD نشان می‌دهد که ساختار نانو رنگدانه دوفازی می‌باشد و از دو فاز اکسید کبالت و آلومینات کبالت تشکیل شده است. میانگین اندازه ذرات در نانو رنگدانه ۲۳۷ نانومتر و برای نانو رنگدانه چاپ شده بر روی کاشی ۱۱۵ نانومتر است. با توجه به تصاویر SEM می‌توان دریافت ذرات رنگدانه در حالت چاپ شده به میزان کمتری نسبت به حالت پودری کلوخه‌ای شده‌اند، زیرا تماس ذرات روی سطح کاشی کمتر بوده و درنتیجه شدت بهم چسبیدگی نانو ذرات در حالت چاپ شده کاهش‌یافته است. پارامترهای رنگ سنجی نشان می‌دهد که رنگدانه به‌دست‌آمده از میزان آبی قابل‌توجهی برخوردار است.

سپاسگزاری

از شرکت کاشی مسعود و مهندس عباس اسماعیلی به دلیل همکاری در بخش صنعت تشکر و قدردانی می‌نماییم.

مراجع

[۱] Frankel, David S., *Model Driven Architecture: Applying MDA to Enterprise Computing*, OMG Press, Wiley Publishing, 2003.

[۲] R. K. Mason, “Use of cobalt colors in glazes”, *Am. Ceram. Soc Bull.*, 40, 5-6, 1961.

[۳] Chen Z., Shu E., Li W., Zhong Y.; *Mater. Lett* 55 (2002) 281-284.

[۴] J. Popović, E. Tkalčec, B. Gržeta, S.K Kurajica, B. Rakvin,'Inverse Spinel Structure of Co- Doped Gahnite', *Am. Mineral.*, 94(2009), 771-776.

[۵] V. D’Ippolito, G. B. Andreozzi, F. Bosi, U. Halenius,'Blue Spinel Crystals in the $MgAl_2O_4$-$CoAl_2O_4$ Series:Part I. Flux Growth and Chemical Characterization', *Am.Mineral.*, 97(2012), 1828-1833.

[۶] Peymannian M., Soleimani-Gorgania A., Ghaharib M., Najafic F.; "Production of a stable and homogeneous colloid dispersion of nano CoAl2O4 pigment for ceramic ink- jet ink", Journal of the European Ceramic Society 34 (2014) 3119–3126.

[۷] C. Suryanarayana , Mechanical alloying and milling, Progress in Materials Science 46(2011)1–184.

[8] Sh. Salem , Effect of calcination temperature on colorant behavior of cobalt-aluminate nano-particles synthesized by combustion technique 20 (2014) 818–823.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

محاسبه نیروی وارد بر نمونه‌ی پلیمری به وسیله تابش باریکه‌ی قطبیده با قطبش متغیر در فضا به روش محاسباتی

محمد یوسف الوندی[۱]، ابراهیم کریمی[۱-۲] و حمید رضا خالصی فرد[۱]
۱-دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان
۲-دانشکده فیزیک، دانشگاه اوتاوا، اوتاوا، کانادا
Yuseph.alvandi@iasbs.ac.ir, Ebi.karimi@gmail.com, khalesi@iasbs.ac.ir

چکیده – در این مقاله ما به بررسی نیروهای وارد شده بر نمونه‌ای از پلیمر PAAD-22 توسط باریکه‌های قطبیده با قطبش متغیر در فضا یا باریکه‌های برداری به روش شبیه‌سازی کامپیوتری می‌پردازیم، به این منظور از نرم افزار MATHEMATICA استفاده شده است. با توجه به نتایج شبیه‌سازی، برای نیروهای وارد شده به پلیمر و مقایسه آن با قطبش نور فرودی به دو نتیجه می‌رسیم؛ اول آن که در نیروی وارده به سطح پلیمر یک منطقه به اصطلاح گردابی وجود دارد که هم الگو با تکینگی در باریکه‌ی فرودی است و دوم این که به ازای هر مد، نیروی وارد شده به فیلم پلیمری با قطبش باریکه‌ی فرودی هم راستا است.

کلید واژه- باریکه‌های برداری ، باریکه‌های گردابی، پلیمر PAAD-22.

Calculating the force exerted on a Polymer Sample by a Space-varying Polarized Beam Using Simulation

Mohammad Yousef Alvandi[1], Ebrahim Karimi[1-2], and Hamid Reza Khalesifard[1]
1-Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran
2-Department of Physics, University of Ottawa, Ottawa, Canada.

Abstract- In this paper, we have calculated the force exerted on a polymer PAAD-22 sample by a Space-varying polarized beam or known as a vector beam, based on simulation. To do this we have used the MATHEMATICA. A Space-varying polarized beam is produced by superposition of two different modes of vortex beams. Comparing the graphs of forces exerted on the polymer sample and the graphs showing their polarization directions, we come to two different results; first, there is a singularity in the force exerted on the polymer. The singularity is correspondent to the vortex area located on the beam. Second, for every mode of the vector beams, the forces exerted are approximately in the direction of polarization of the impinging beam.
Keywords: PAAD-22, Vector beams, Vortex beams.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

فشار تابشی نور یکی از اثرات مهم برهم‌کنش نور و ماده است. این اثر می‌تواند در سطح ماده‌ای که در معرض تابش باریکه‌ی نوری قرار می‌گیرد تغییر شکل ایجاد کند. یکی از مدهای نوری که برهم‌کنش آن با ماده جالب توجه است باریکه‌های دارای تکینگی هستند. در سال‌های اخیر، این اثر بیشتر مورد توجه قرار گرفته است. در سال ۲۰۱۶، بارادا و همکاران [۱] به طور نظری به بررسی اثر تغییر شکل سطح فیلم Azo-polymer در برابر تابش باریکه‌ی گردابی پیوسته با بار توپولوژیکی و قطبش دلخواه پرداختند. در سال ۲۰۱۳، نرسیسیان و همکاران [۲] با استفاده از مواد هم‌خط ساز نوری[۱] با حساسیت نوری بالا، روش‌های موجود برای کورنوگرافی یا تفکیک اجسام آسمانی رصد شده به وسیله تیغه موج‌های گردابی را تا حد قابل ملاحظه‌ای بهبود بخشیدند. بیان و همکاران بر روی تغییر شکل فیلم‌های آزوبنزن که توسط لیزر گاوسی القا شده بود کار کردند و به طور تجربی از نتیجه تغییر شکل فیلم‌ها عکس برداری کردند [۳و۴].

در این اثر، ما به محاسبه‌ی نیروی وارد بر سطح نمونه‌ی پلیمری توسط باریکه‌هایی با قطبش متغیر در فضا می‌پردازیم. این دسته خاص از باریکه‌ها که با نام باریکه‌های نوری برداری نیز شناخته می‌شوند، نتیجه برهم‌نهی دو باریکه لاگر-گاوسی با بارهای توپولوژیکی و قطبش‌های متفاوت هستند.

بنیان نظری

ابتدا به معرفی باریکه‌های با قطبش متغیر در فضا می‌پردازیم. اما پیش از آن باید به معرفی امواج گردابی بپردازیم. با فرض این که معادله میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی به شکل زیر باشد:

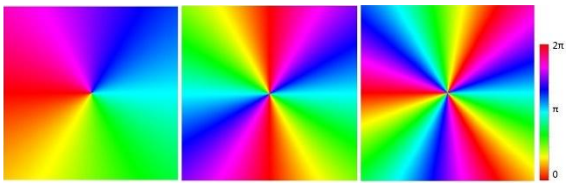
$$\vec{E} = A_{l,p}(r)\frac{(\hat{x}+i\sigma\hat{y})}{\sqrt{1+\sigma^2}}e^{i[kz-\omega t+l\varphi]} \quad (۱)$$

که در آن $\hat{x}$ و $\hat{y}$ نشان دهنده‌ی بردارهای عمود بر راستای انتشار، z فاصله در راستای انتشار، σ عددی صحیح و حقیقی است که نشان دهنده‌ی نوع قطبش باریکه است به نحوی که مقدار ۰، یک و منفی یک برای آن نشان دهنده‌ی به ترتیب قطبش خطی در راستای $\hat{x}$، قطبش‌های دایره‌ای چپگرد و راستگرد است، $A_{l,p}(r)$ شناسه‌ی عرضی میدان الکتریکی که وابستگی به فاصله‌ی عرضی r از محور انتشار دارد، k عدد موج تکفام، ω فرکانس زمانی موج، φ نشان دهنده‌ی زاویه‌ی سمتی که در صفحه عمود بر راستای انتشار قرار گرفته است واقع شده است، l عددی صحیح است که به آن بار توپولوژیکی باریکه گفته می‌شود. با در نظر گرفتن رابطه‌ی $\Delta\varphi = 2\pi = l\varphi$، می‌توان نتیجه گرفت که با طی زاویه‌ی سمتی $\varphi = \frac{2\pi}{l}$ در صفحه‌ی عمود بر راستای انتشار یک بار فاز از صفر تا π۲ تغییر می‌کند. بنابراین l نشان دهنده‌ی تعداد دفعاتی است که باریکه در صفحه‌ای عمود بر راستای انتشار، فاز از صفر تا π۲ را می‌پذیرد. این ویژگی امواج گردابی موجب وجود جبهه‌ی موج مارپیچی می‌شود. با توجه به این که فاز در مرکز جبهه‌ی موج روی محور انتشار تعریف نشده است، یک تکینگی در مرکز این نوع امواج داریم، و در نهایت p شناسه‌ی شعاعی میدان است که نشان دهنده‌ی تعداد دفعات تغییرات فاز با شناسه‌ی l در راستای شعاعی است. در شکل‌های (۱) و (۲)، به ترتیب تغییرات فاز در صفحه‌ای عمود بر راستای

[۱] Photoalignment materials

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

موج گردابی و تغییر شکل جبهه‌ی موج در راستای انتشار نمایش داده شده است.

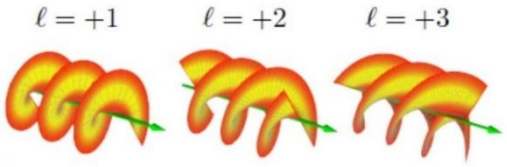


شکل ۱: تغییرات فاز در صفحه‌ای عمود بر راستای انتشار باریکه‌ی گردابی از چپ به راست برای بار توپولوژیکی ۱، ۲، و ۳.

با فرض برهمنهی دو موج گردابی مانند معادله شماره (۱) با قطبش‌ها و بارهای توپولوژیکی متفاوت و با ضرایب وزنی مختلف α و β به شکل زیر:

$$\vec{E}(r,\varphi,z,t)=\alpha E_o(\frac{\hat{x}+i\sigma_1\hat{y}}{\sqrt{2}})e^{i[kz-\omega t+l_1\varphi]}+\beta E_o(\frac{\hat{x}+i\sigma_2\hat{y}}{\sqrt{2}})e^{i[kz-\omega t+l_2\varphi]}. \quad (۲)$$

با انتخاب مقادیر مختلف برای l_1، l_2، σ_1، σ_2، α و β به مدهای مختلف باریکه‌های نوری می‌رسیم که قطبش آن‌ها در نقاط مختلف فضا متفاوت است.



شکل ۲: شکل جبهه‌ی موج برای امواج گردابی از چپ به راست برای بار توپولوژیکی ۱، ۲ و ۳.. [۵]

با فرض این که ماده‌ای که باریکه به آن فرود می‌آید دارای پذیرفتاری الکتریکی $\chi=\chi_r+i\chi_i$ باشد که در آن χ_r و χ_i به ترتیب نمایشگر ویژگی‌های انتشاری و اتلافی محیط باشند، نیروی تابشی متوسط وارد بر ذرات محیط با استفاده از نیروی لورنتس به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\vec{F}=\left\langle \rho_p\vec{E}+\vec{j_p}\times\vec{B}\right\rangle \quad (۳)$$

که در رابطه فوق ρ_p، $\vec{j_p}$ و $\vec{B}$ به ترتیب بار الکتریکی قطبشی، جریان قطبشی و چگالی شار مغناطیسی هستند و نماد $\langle\rangle$ نشان دهنده‌ی متوسط گیری زمانی است.

برای موجی گردابی با بار توپولوژیکی l، نمایه‌ی شعاعی p برابر صفر، نمایه‌ی قطبش σو در نظر گرفتن تقریب پیرامحوری $\partial A_l^2/\partial z^2\approx 0$ و با مقداری محاسبات ریاضی نیروی وارد بر ذرات قطبیده فیلم پلیمری با استفاده از رابطه (۳) به صورت زیر خواهد بود [۱]:

(۴)

$$\vec{F}(r,\varphi,z,t)=\frac{\varepsilon_0\chi_r}{4}[\frac{\sqrt{1-\sigma^2}}{2}\frac{\partial A_l^2}{\partial r}(-\cos\varphi\hat{e}_x+\sin\varphi\hat{e}_y)+(\frac{1}{2}\frac{\partial A_l^2}{\partial r}-l\sigma\frac{A_l^2}{r})\hat{e}_r]+\frac{\varepsilon_0\chi_i}{4}[l\sqrt{1-\sigma^2}\frac{A_l^2}{r}(\sin\varphi\hat{e}_x+\cos\varphi\hat{e}_y)+(l\sigma\frac{A_l^2}{r}-\frac{\sigma}{2}\frac{\partial A_l^2}{\partial r})\hat{e}_\varphi+2kA_l^2\hat{e}_z]$$

که در آن $\hat{e}_x$، $\hat{e}_y$، $\hat{e}_z$، $\hat{e}_r$، $\hat{e}_\varphi$ بردارهای یکه در راستاهای به ترتیب x، y، z، راستای شعاعی و راستای زاویه سمتی هستند.

شبیه‌سازی و روش انجام پژوهش

در این کار، ما به بررسی نیروی وارد بر نمونه‌ی پلیمری که در معادله (۴) به دست آمد برای باریکه‌ای با قطبش فضایی متغیر می‌پردازیم. ما از نرم افزار MATHEMATICA استفاده کردیم و به عنوان مشخصات نورشناختی ماده‌ی پلیمری، مشخصات پلیمر PAAD-22 را وارد کرده که بخش حقیقی ضریب شکست (n) و بخش موهومی ضریب شکست (k) آن برای طول موج ۴۰۵ نانومتر به ترتیب ۱,۶ و ۰,۲۵ و برای طول موج ۶۳۳ نانومتر به ترتیب ۱,۶۵ و ۰,۱۷ است.

در مدهای لاگر-گاوسی، مشخصه‌ی عرضی به صورت [۵]:

$$A_{l,p}=\sqrt{\frac{2^{|p|+1}l!}{\pi(l+|p|)!}}(\frac{i}{i+\zeta})^p(\frac{i-\zeta}{i+\zeta})^l\rho^{|p|}e^{-\frac{i\rho^2}{i+\zeta}}L_l^p(\frac{2\rho^2}{1+\zeta^2}), \quad (۵)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

معادله (۵) در مختصات بی بعد نوشته شده است که در آن $\zeta = z / z_0$ که z_0 طول ریلی است، $\rho = r / W_0$ که W_0 پهنای کمره‌ی باریکه است و L_l^p چند جمله‌ای لژاندر تعمیم یافته است.

مدهایی که ما با آن‌ها کار کرده‌ایم برآیندهای مختلف دو مد لاگر-گاوسی هستند؛

A- $LG_{0,+1}\hat{e}_L + LG_{0,-1}\hat{e}_R$, B- $LG_{0,+1}\hat{e}_L + e^{i\pi}LG_{0,-1}\hat{e}_R$,

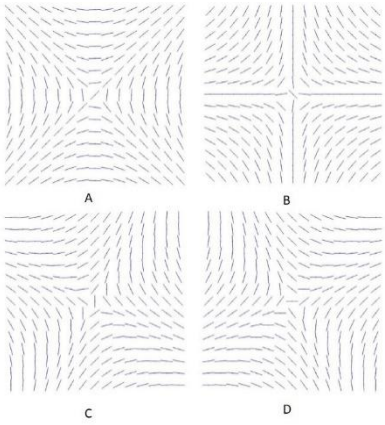
C- $LG_{0,+1}\hat{e}_L + e^{i\pi/2}LG_{0,-1}\hat{e}_R$, D- $LG_{0,+1}\hat{e}_L + e^{-i\pi/2}LG_{0,-1}\hat{e}_R$,

در معادلات بالا $\hat{e}_R$ و $\hat{e}_L$ به ترتیب بردارهای یکه در راستای قطبش دایره‌ای راستگرد و چپگرد هستند.

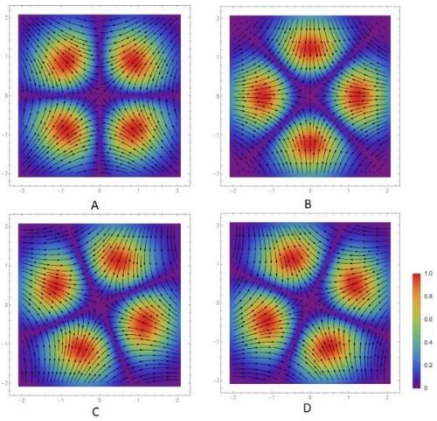
با استفاده از معادله (۵) و جانشانی آن در معادله مربوط به میدان الکتریکی، با استفاده از نرم‌افزار MATHEMATICA اولا به ترسیم خطوط میدان الکتریکی یا جهت قطبش باریکه‌هایی که از آن‌ها استفاده کرده‌ایم پرداختیم و سپس نمودار نیروهای وارد بر سطح مقطع نمونه‌ی پلیمری به ازای مدهای مذکور را به دست آوردیم که به ترتیب در شکل‌های (۳) و (۴) نشان داده شده‌اند.

نتیجه‌گیری

از مقایسه‌ی نتایج شبیه‌سازی می‌توان استنباط کرد که در خطوط میدان نیروی وارد شده بر فیلم پلیمری یک تکینگی وجود دارد که منطبق با تکینگی موجود در باریکه‌ی برداری فرودی است. علاوه بر آن، خطوط نیروی وارد شده به ماده پلیمری و خطوط میدان الکتریکی هم‌راستا هستند. به عنوان پژوهش آینده می‌توان این کار را به صورت تجربی انجام داد و با تولید باریکه‌های برداری در آزمایشگاه و تابش آن بر نمونه‌ی پلیمری، با استفاده از میکروسکوپی به بررسی اثر فشار تابشی بر آن پرداخت.



شکل ۳: خطوط میدان الکتریکی برای باریکه‌های با قطبش متغیر در فضا که در این اثر از آن‌ها استفاده شده است.



شکل ۴: نمودارهای نیروی وارد بر فیلم پلیمری. نمودارهای پیکانی نشان دهنده‌ی جهت نیرو و رنگ‌ها مقیاسی از شدت آن هستند.

مرجع‌ها

[1] Barada, D., Juman, G., Yoshida, I., Miyamoto, K., Kawata, S., Ohno, S., & Omatsu, T. (2016). “Constructive spin-orbital angular momentum coupling can twist materials to create spiral structures in optical vortex illumination”, Applied Physics Letters, 108(5), 051108, 2016.

[2] Nersisyan, Sarik R., et al. ”*Improving vector vortex waveplates for high-contrast coronagraphy*”, Optics express, 21.7 (2013): 8205-8213, 2013.

[3] Bian, S., et al. ”*Single laser beam-induced surface deformation on azobenzene polymer films*”, Applied Physics, Letters 73.13 (1998): 1817-1819, 1998.

[4] Bian, Shaoping, et al ”*Photoinduced surface deformations on azobenzene polymer films*”, Journal of Applied, Physics 86.8 (1999): 4498-4508, 1999.

[5] Karimi, Ebrahim. “ PhD Thesis”, Diss, Universite degli Napoli Federica, 2009.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بهبود ویژگی‌های نوری و الکتریکی سلول خورشیدی حساس شده با رنگدانه بر پایه نانو ذرات Zn_2SnO_4 به کمک اعمال میدان الکتریکی در فرایند پخت

محسن شجاعی فر، مرتضی عاصمی، عزالدین مهاجرانی و مجید قناعت شعار

ایران، تهران، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما

Shojaeifar.mohsen@gmail.com, e-mohajerani@sbu.ac.ir, asemi.physics@gmail.com, m-ghanaat@sbu.ac.ir

چکیده – سلول‌های خورشیدی نانو ساختار نسل سوم نظیر سلول‌های خورشیدی حساس شده با رنگدانه به دلیل هزینه ساخت پایین و بدون آلایندگی جایگزینی نسبت به سلول‌های خورشیدی سیلیکونی مطرح شده‌اند. سلول‌های خورشیدی حساس شده با رنگدانه مبتنی بر نانو ذرات Zn_2SnO_4 به دلیل ویژگی‌های بارز محبوبیت ویژه‌ای در بین پژوهشگران دارند. اما سطح موثر کم و تراز-های تله بسیار عوامل منفی هستند که عملکرد این نوع از سلول‌ها را محدود می‌کند. اعمال میدان الکتریکی در حین فرایند پخت به دلیل اثرات مثبت بر ویژگی‌های نوری و الکتریکی نانوساختار می‌تواند عملکرد این قطعات را ارتقا دهد. این تکنیک با تغییر در مورفولوژی نانو ذرات قادر است سطح موثر را در جهت افزایش جذب نور و از سویی با کاهش ترازهای تله و افزایش مقاومت بازترکیب ترابرد بار الکتریکی را تسهیل نماید. این روش در قطعات الکترواپتیکی فراوانی حاوی محیط نانو ساختار نظیر سلول‌های خورشیدی پروسکایت قابل استفاده است.

کلید واژه- سلول خورشیدی حساس شده با رنگدانه بر پایه نانو ذرات Zn_2SnO_4، اعمال میدان الکتریکی در حین فرایند پخت، مورفولوژی، سطح، طول عمر الکترون

Electro-optical enhancement of nonporous Zn_2SnO_4-based dye-sensitized solar cell by electric field assisted sintering

Mohsen Shojaeifar, Morteza Asemi, Ezeddin Mohajerani, Majid Ghanaatshoar

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- Third generation nanostructure-based solar cells such as dye-sensitized solar cells (DSSCs) are green and low-cost future substitute for silicon-based solar cells. Zn_2SnO_4-based DSSCs are attractive due to their interesting properties, but aggregated Zn_2SnO_4 nanoparticles with their limited surface and numerous trap states deteriorate DSSC performance. Electric field assisted sintering (EFAS) due to its outstanding impacts on optical and electrical characteristics can boost DSSC performance. EFAS could manipulate nanostructure matrix remarkably enhanced light harvesting further; this method helps to improve electron transportation by decreasing trap states and increasing recombination resistance. The reported strategy is applicable in numerous electro-optical devices including nanoporous medium such as perovskite solar cells.

Keywords: Zn_2SnO_4-based dye-sensitized solar cell, Electric field assisted sintering, morphology, surface area, electron lifetime

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

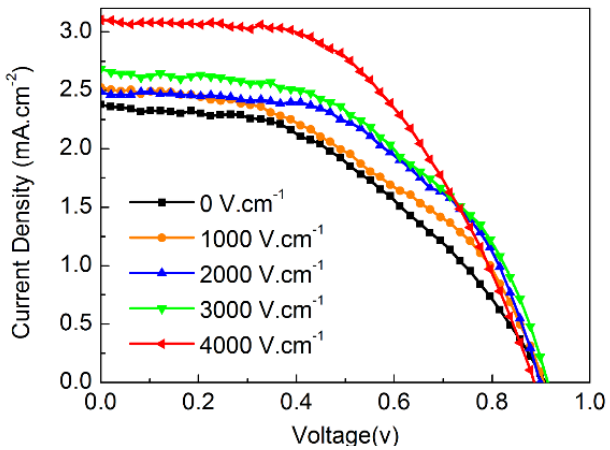
دی اکسید تیتانیوم به دلیل خواص الکترواپتیکی منحصر به فرد محبوبیت ویژه‌ای در بین پژوهشگران دارد، اما اکسیدهای فلزی دیگری از قبیل ZnO، SnO_2، Nb_2O_5 و Zn_2SnO_4 با مورفولوژی مختلف به وفور مورد بررسی قرار گرفته است [۱،۲]. Zn_2SnO_4 ویژگی‌های برجسته‌ای در مقایسه با TiO_2 دارد این ماده باندگپ (۳/۶ eV) و موبیلیتی ($cm^2\ V^{-1}\ S^{-1}$ ۱۵-۱۰) بزرگتری دارد [۳]. وجود چنین مشخصات بارزی سبب شده است محققان توجه ویژه‌ای در جهت افزایش راندمان این نوع از سلول-های خورشیدی داشته باشند. اما راندمان سلول‌های خورشیدی مبتنی بر این نوع از نیمه رسانا به دلیل ساختار کلوخیده و سطح موثر کم هنوز پایین است [۴]. با توجه به امکان تاثیر اعمال میدان الکتریکی[۵] بر سلول‌های خورشیدی حساس شده با رنگدانه‌ای بر پایه TiO_2 و بررسی بیشتر این پدیده، تکنیک اعمال میدان الکتریکی بر روی نانوساختارهای مبتنی بر Zn_2SnO_4 به کار گرفته شد. اگر چه راندمان گزارش شده در این پژوهش به بزرگی بهترین گزارشات مطرح در دنیا نیست اما این تکنیک پتانسیل استفاده در بهترین شرایط آزمایشی و ماده را دارد تا دست آوردهای شگرفی را ثبت نماید.

روش تهیه سلول

جهت سنتز نانو ذرات Zn_2SnO_4 ، ابتدا مقدار مشخصی از پودر ZnO و SnO2 به عنوان پیش مواد ترکیب شد و داخل آسیاب گلوله‌ای با ویال‌ها و گلوله‌های زیرکونیا قرار گرفت [۶]. شکل ۲ (و) تصویر میکروسکوپ الکترونی نانو ذرات را بعد از سنتز نشان می‌دهد. خمیر حاوی نانو ذرات بر روی زیر لایه پوشیده شده با FTO لایه نشانی شد. سپس زیر لایه ها در حین فرایند حرارت دهی تحت میدان الکتریکی قرار گرفتند در این مرحله سعی شد نمونه‌هایی با میدان الکتریکی ۰، ۱۰۰۰، ۲۰۰۰، ۳۰۰۰ و ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر تهیه شوند. در مرحله پخت، نمونه‌ها به مدت ۳۰ دقیقه در دمای ۵۰۰ درجه سانتی گراد قرار گرفتند. بعد از پخت با میدان های مختلف، نمونه‌ها به مدت ۲۴ ساعت درون محلول رنگدانه N719 قرار گرفتند سپس به منظور جدا کردن رنگینه های اتصال نیافته به سطح نانو ذرات، نمونه با اتانول بدون آب شستشو شدند. برای تشکیل کاتد لایه‌ای از خمیر پلاتین بر روی زیر لایه FTO به روش دکتر بلید لایه نشانی شده و در دمای ۴۶۰ درجه سانتی گراد به مدت ۱۵ دقیقه پخت شد. در مرحله بعد برای ساخت سلول، آند و کاتد به یکدیگر متصل شدند به نحوی که یک پلیمر ترموپلاستیک اطراف آند را پوشانده بود و به منظور اتصال و آببندی سلول به مدت ۹۰ ثانیه در آون با دمای ۱۵۰ درجه سانتی گراد قرار گرفت. سپس محلول حاوی الکترولیت ید از طریق یک سوراخ کوچک به داخل سلول تزریق شد و در نهایت سوراخ آببندی و اماده مشخصه یابی شد [۵].

نتایج و بحث

بعد از بستن سلول ابتدا اندازه‌گیری جریان-ولتاژ در مورد نمونه-های یاد شده انجام شد. شکل ۱ نمودار جریان-ولتاژ را در مورد نمونه‌های ساخته شده نشان می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد میدان الکتریکی توانسته است تاثیر چشمگیری بر عملکرد سلول خورشیدی حساس شده با رنگدانه بر پایه نانو ذرات Zn_2SnO_4 داشته باشد.



شکل ۱: نمودار جریان-ولتاژ سلول‌های خورشیدی حساس شده با رنگدانه مبتنی بر نانو ذرات Zn_2SnO_4 پخت شده در دمای ۵۰۰ درجه سانتی گراد و با میدان الکتریکی ۰، ۱۰۰۰، ۲۰۰۰، ۳۰۰۰ و ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر

بر اساس نتایج بدست آمده بازدهی از ٪۱ به ٪۱/۹ افزایش یافته است، که بیانگر بهبود ۹۰ درصدی راندمان است. چگالی جریان

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

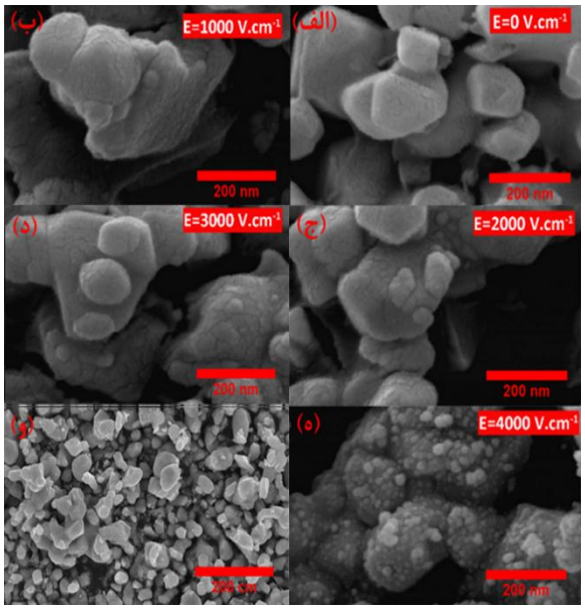
الکتریکی از ۲/۴ به ۳/۱ در مورد نمونه‌های C1 و C5 افزایش یافت نشان می‌دهد جریان الکتریکی ٪۲۹ ارتقا یافته است، همچنین فرایند اعمال میدان توانسته است فاکتور انباشت را از ۰/۴۵ به ۰/۶۳ به ترتیب در مورد نمونه‌های C1 و C5 افزایش دهد. بیشترین بهبود در مورد نمونه‌ای است که در حین ساخت تحت میدان الکتریکی ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر بوده است.

افزایش فاکتور انباشت در اثر اعمال میدان الکتریکی به دلیل کاهش اثرات مقاومتی در نانوساختار و مسدود کردن مسیر های جریان‌های بازترکیب در لایه رخ می‌دهد. تمامی نمونه‌ها ولتاژ مدار باز بالایی در حدود ۰/۹ ولت دارند. افزایش جریان سلول بیانگر افزایش سطح و جذب بیشتر رنگینه در فوتوآند و از سویی ارتقای مشخصات الکتریکی نظیر ضریب پخش است. جزئیات مشخصات جریان-ولتاژ سلول‌های مورد بررسی در جدول ۱ خلاصه شده است.

جدول۱: مشخصات الکتریکی سلول‌های خورشیدی حساس شده با رنگدانه مبتنی بر نانو ذرات Zn_2SnO_4 که فوتوآند آن‌ها در مرحله پخت تحت میدان الکتریکی ۰، ۱۰۰۰، ۲۰۰۰، ۳۰۰۰ و ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر بوده‌اند.

سلول	میدان الکتریکی ($V.cm^{-1}$)	راندمان(%)	فاکتور انباشت	چگالی جریان مدار کوتاه ($mA.cm^{-2}$)	ولتاژ مدار باز (V)
C1	۰	۱	۰/۴۵	۲/۴	۰/۹
C2	۱۰۰۰	۱	۰/۴۵	۲/۵	۰/۹
C3	۲۰۰۰	۱/۲	۰/۵۴	۲/۵	۰/۹
C4	۳۰۰۰	۱/۲	۰/۵۰	۲/۷	۰/۹
C5	۴۰۰۰	۱/۹	۰/۶۳	۳/۱	۰/۹

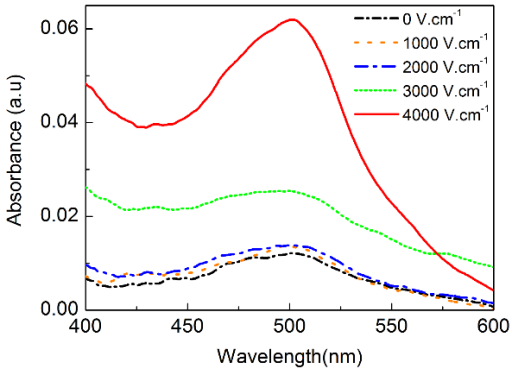
شکل ۲ تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی از نانو ذرات Zn_2SnO_4 را بعد از پخت و تحت میدان‌های الکتریکی ۰، ۱۰۰۰، ۲۰۰۰، ۳۰۰۰ و ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر نشان می‌دهد. بر اساس تصاویر میکروسکوپ الکترونی، اثر میدان الکتریکی بر مورفولوژی نانو ذرات به خوبی مشهود است. بر خلاف میدان‌های کوچک، میدان قوی توانسته است سطح نانو ذرات را به خوبی تحت تاثیر قرار دهد به نحوی که ذرات تاول گونه نانومتری بر سطح نانو ذراتی که تحت میدان ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر بوده اند، پدید آمده است. این پدیده به شدت به افزایش سطح نانوساختار کمک می‌کند تا بتواند جریان بیشتری در سلول تولید کند.



شکل ۲: تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) از نانو ذرات Zn_2SnO_4 موجود در لایه فوتوآند بعد از پخت به همراه اعمال میدان الکتریکی الف) ۰، ب) ۱۰۰۰، ج) ۲۰۰۰، د) ۳۰۰۰، ه) ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر و و) نانو ذرات بعد از سنتز

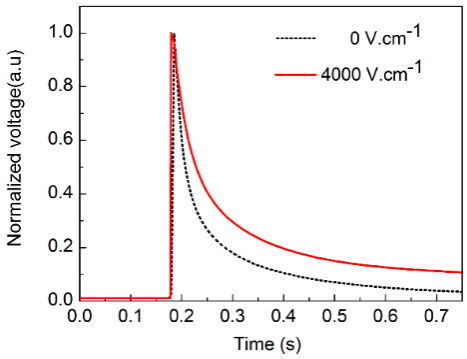
به منظور بررسی دقیق‌تر افزایش سطح موثر در نانو ساختار Zn_2SnO_4، آزمایش باز جذب رنگینه صورت گرفت. شکل ۳ نمودار جذب محلول رنگینه را در اثر حل شدن رنگینه نفوذی در ساختار Zn_2SnO_4 بعد از قرار گیری فوتوآند در محلول ۰/۱ مولار NaOH را نشان می‌دهد. این آزمایش در مورد فوتوآند-هایی که در حین فرایند پخت تحت میدان‌های مختلف بوده‌اند، تکرار شد. نتایج نشان می‌دهد، نمونه‌هایی که تحت میدان‌های قوی (۳۰۰۰ و ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر) قرار داشتند جذب رنگینه قابل توجهی در مقایسه با نمونه‌های دیگر از خود نشان داده‌اند. نتایج حاصل از آزمایش بازجذب کاملا با تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (شکل ۲) همخوانی دارند. بر اساس طیف جذب و قانون بیر لامبرت میزان جذب رنگینه در اثر اعمال میدان الکتریکی از مقدار $۱/۰\times۱۰^{-۸}$ $mol.cm^{-2}$ به $۵/۳\times۱۰^{-۸}$ $mol.cm^{-2}$ به ترتیب در مورد نمونه بدون و با میدان ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر افزایش یافته است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۳: نمودار جذب نور در ناحیه طیفی ۴۰۰-۶۰۰ نانومتر از محلول رنگینه N719 حل شده از فوتوآند بر پایه نانو ذرات Zn_2SnO_4 که تحت میدان الکتریکی ۰، ۱۰۰۰، ۲۰۰۰، ۳۰۰۰ و ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر بوده اند.

به منظور بررسی اثر میدان بر طول عمر الکترون و ترازهای تله، از آزمایش فوتو ولتاژ گذرای القای لیزری[1] استفاده شد. با کمک این روش می‌توان طول عمر الکترون را تخمین زد. در این آزمایش از طول موج ۵۳۲ نانومتر و طول پالس ۱۰ نانو ثانیه به منظور تولید فوتو الکترون‌ها در سلول خورشیدی حساس شده با رنگدانه استفاده شد. شکل ۴ منحنی افت ولتاژ مدار باز را در مورد سلول-های خورشیدی حساس شده با رنگدانه مبتنی بر نانو ذرات Zn_2SnO_4 با فوتوآندهای بدون و با میدان ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر را نشان می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد که سلول با فوتوآند پخت شده با میدان الکتریکی طول عمر بزرگتری دارد، میانگین طول عمر الکترون با کمک برازش تابع افت نمایی ($\exp(-t/\tau)$) بر داده‌های افت ولتاژ به صورت تقریبی قابل تخمین است. در این رابطه t، زمان و τ میانگین ثابت زمانی است که قبل از آن الکترون بازترکیب می‌شود. در نهایت طول عمر الکترون برابر با ۳ و ۵ میلی ثانیه به ترتیب در مورد نمونه بدون و با میدان ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر تخمین زده شد.



شکل۴: نمودار افت ولتاژ مدار باز مبتنی بر نانو ذرات Zn_2SnO_4 حاوی فوتوآند بدون و با میدان ۴۰۰۰ ولت بر سانتی متر در اثر تحریک نور لیزر پالسی

نتیجه گیری

اعمال میدان الکتریکی در حین فرایند ساخت می‌تواند با تغییر در مورفولوژی نانوساختار به افزایش سطح و جذب بیشتر نور کمک نماید از سویی با کاهش ترازهای تله و افزایش طول عمر الکترون ترابرد بار را در سلول‌های خورشیدی حساس شده با رنگدانه تسهیل کند.

مرجع‌ها

1. Pooya Tahay, Meysam Babapour, Ali Alavi, Zahra Parsa NS (2017) Inter-relation Between TiO2 Nanoparticles Size and Kind/Size of Dyes on the Mechanism and Conversion Efficiency of Dye Sensitized Solar Cells. Phys Chem Chem Phys 19:11187–11196. https://doi.org/10.1039/C7CP01159H
2. Zhang Q, Dandeneau CS, Zhou X, Cao G (2009) ZnO Nanostructures for Dye-Sensitized Solar Cells. Adv Mater 21:4087–4108. https://doi.org/10.1002/adma.200803827
3. Jaculine MM, Raj CJ, Das SJ (2013) Hydrothermal synthesis of highly crystalline Zn 2 SnO 4 nanoflowers and their optical properties. J Alloys Compd 577:131–137. https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2013.04.158
4. Asemi M, Ghanaatshoar M (2018) Minimizing the charge recombination rate at the FTO/Zn2SnO4 interface by metal oxide semiconductors in DSSCs. J Mater Sci 53:7551–7561. https://doi.org/10.1007/s10853-018-2092-z
5. Shojaeifar M, Mohajerani E (2018) The effect of temperature on electric field assisted sintering in dye-sensitized solar cells. J Mater Sci 1–11. https://doi.org/10.1007/s10853-018-2934-8
6. M. Asemi, M. Ghanaatshoar, Minimizing the charge recombination rate at the FTO/Zn2SnO4 interface by metal oxide semiconductors in DSSCs, J. Mater. Sci. 53 (2018) 7551–7561. doi:10.1007/s10853-018-2092-z.

[1] Laser-induced photo-voltage transient

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

پیاده‌سازی هم‌زمان گیت‌های منطقی XOR و XNOR سه ورودی با استفاده از موجبرهای پلاسمونی مبتنی بر گرافن

میر حمید رضایی و عبّاس ظریفکار

دانشگاه شیراز، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، بخش مخابرات و الکترونیک

چکیده – در این مقاله، یک ساختار پلاسمونی مبتنی بر گرافن برای پیاده‌سازی هم‌زمان گیت‌های منطقی XOR و XNOR سه ورودی ارائه شده است. در این ساختار، پلاسمون پلاریتون‌های سطحی (SPPs) در مرز لایه‌های گرافن و دی‌الکتریک، تحریک شده و انتشار آنها توسط منبع ولتاژ خارجی کنترل می‌شود. در گیت‌های پیشنهادی، سیگنال‌های ورودی از نوع الکتریکی بوده و سیگنال خروجی، نوری می‌باشد. نتایج به دست آمده از شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهد که نسبت تمایز (ER) برابر ۱۰/۳۳ دسی‌بل برای گیت‌های طراحی شده قابل حصول است. همچنین ابعاد ساختار پیشنهادی بسیار فشرده بوده و کمتر از ۱/۵ میکرومترمربع است. مطالعات صورت گرفته نشان می‌دهد که تاکنون ساختاری برای انجام هم‌زمان عملیات منطقی XOR و XNOR سه ورودی گزارش نشده است.

کلید واژه- تراهرتز، گرافن، گیت منطقی سه ورودی، موجبرهای پلاسمونی، نسبت تمایز

Simultaneous Implementation of Three-Input XOR and XNOR Logic Gates by Using Graphene-Based Plasmonic Waveguides

Mir Hamid Rezaei and Abbas Zarifkar

Department of Communications and Electronics, School of Electrical and Computer Engineering, Shiraz University

Abstract- In this paper, a graphene-based plasmonic structure is proposed for simultaneous implementation of three-input logical XOR and XNOR operations. In this structure, the surface plasmon polaritons (SPPs) are stimulated at the interface of graphene and dielectric layers and their transmission are controlled by an external voltage source. In the presented logic gates, the input signals are electrical and the output signal is optical. Simulation results demonstrate that the extinction ratio (ER) of 10.33 dB is achievable for the designed gates. Also, the footprint of the proposed structure is less than 1.5 μm^2. Our studies have shown that a structure for simultaneous three-input logical XOR and XNOR operations has not been reported so far.

Keywords: Extinction Ratio, Graphene, Three-Input Logic Gate, Plasmonic Waveguides, THz

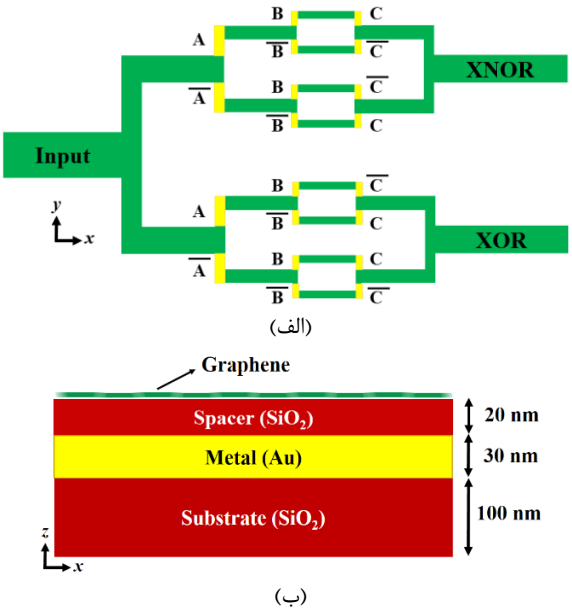
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱ – مقدمه

افزایش سرعت در انجام محاسبات، انتقال اطلاعات و همچنین مجتمع‌سازی مدارات از ضروریات دنیای پیش روست [۱]. لذا با توجه به محدودیت‌های ذاتی حوزه‌ی الکترونیک و سرعت بالای انتشار نور، محققین به استفاده از مدارات مجتمع نوری (PIC) روی آورده‌اند [۲]. با توجه به محدودیت انکسار نور، مجتمع‌سازی ادوات نوری با چالش‌هایی روبرو است که استفاده از ساختارهای پلاسمونی می‌تواند این مشکلات را حل کند [۳]. برای تحریک پلاسمون پلاریتون‌های سطحی (SPPs) می‌توان از فلزات نجیب برای محدوده‌ی فرکانسی نور مرئی و مادون قرمز نزدیک استفاده کرد. با این حال، این مواد به دلیل تلفات بالا، برای فرکانس‌های مادون قرمز دور و تراهرتز مناسب نیستند. گرافن با ساختار اتمی دوبعدی و ویژگی‌های الکتریکی و نوری منحصربفردی که دارد، می‌تواند به عنوان یک ماده‌ی پلاسمونی در محدوده‌ی فرکانسی مادون قرمز دور و تراهرتز به کار گرفته شود [۴]. ادوات مختلفی با استفاده از موجبرهای پلاسمونی مبتنی بر گرافن طراحی شده‌اند که مدولاتور [۵]، سوئیچ [۶]، تزویج‌کننده [۷] و گیت منطقی [۸] از جمله این قطعات می‌باشند. در این میان، گیت‌های منطقی از اهمیت ویژه‌ای در پیاده‌سازی مدارات محاسباتی و منطقی برخوردار هستند. در حوزه‌ی فوتونیک، می‌توان از ساختارهایی که در آنها سیگنال‌های ورودی به صورت الکتریکی و سیگنال خروجی به صورت نوری است، در پیاده‌سازی گیت‌های منطقی با چندین ورودی استفاده کرد. در سال‌های اخیر ساختارهای مختلفی برای گیت‌های سه ورودی گزارش شده‌اند که از آن جمله می‌توان به گیت‌های AND و OR سه ورودی مبتنی بر بلورهای فوتونی (PhC) [۹]، گیت XOR مبتنی بر PPLN [۱۰] و گیت AND-NOR با استفاده از اثر غیرخطی مدولاسیون بهره‌ی متقابل (XGM) [۱۱] اشاره نمود. هر سه ساختار فوق، دارای ابعاد بسیار بزرگی هستند. علاوه بر این، ساختارهای مبتنی بر PPLN نسبت به دما و قطبش حساس بوده و امکان تغییر قطبش به دلیل انعکاس در مسیر انتشار وجود دارد [۱۲]. گیت‌های منطقی مبتنی بر تقویت‌کننده‌های نوری نیمه‌هادی (SOA) نیز برای رسیدن به اثرات غیرخطی به پمپ‌هایی با توان بالا نیاز دارند؛ در نتیجه این نوع از گیت‌های منطقی نیز توان مصرفی بالایی دارند [۱۳]. در این مقاله، یک ساختار بسیار فشرده مبتنی بر موجبرهای گرافن-پلاسمونی برای پیاده‌سازی همزمان گیت‌های XOR و XNOR سه ورودی ارائه شده است.

۲ –معرفی ساختار

طرحواره‌ی ساختار پیشنهادی برای گیت‌های منطقی XOR و XNOR در شکل ۱ مشاهده می‌شود.



شکل ۱: (الف) موجبرهای گرافنی در صفحه‌ی *x-y* (نمای بالا) و الکترودهای فلزی برای اعمال سیگنال‌های ورودی و (ب) ترتیب چینش لایه‌های گرافن/ دی‌الکتریک/ فلز/ زیرلایه.

در این ساختار، موجبرهای گرافن بر روی یک لایه‌ی دی‌الکتریک (SiO_2) به ضخامت ۲۰ نانومتر قرار گرفته‌اند. همچنین یک لایه‌ی فلزی (Au) به ضخامت ۳۰ نانومتر بین دی‌الکتریک و زیرلایه به ضخامت ۱۰۰ نانومتر قرار

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

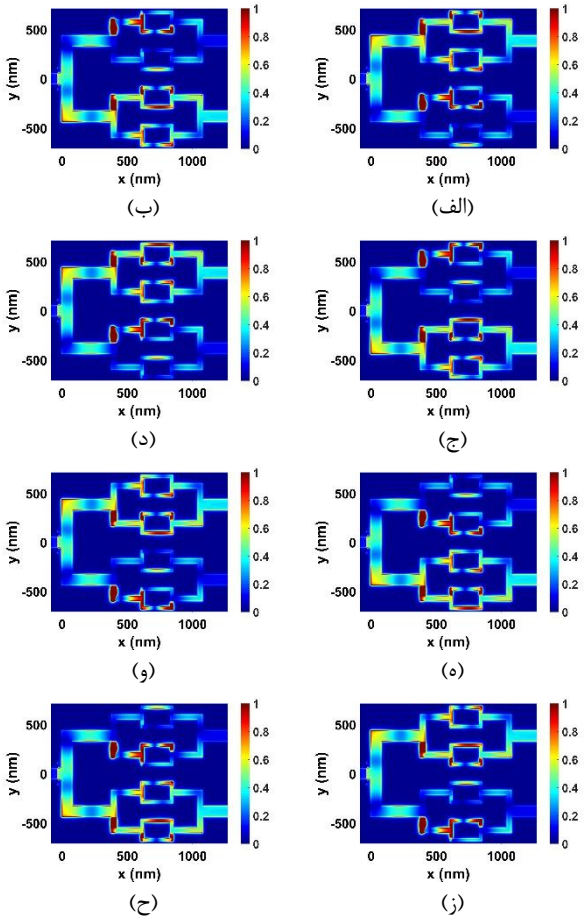
گرفته است. لایه‌ی فلز علاوه بر این که به عنوان الکترود عمل می‌کند، باعث افزایش حبس نور در لایه‌ی دی‌الکتریک بالایی نیز می‌شود. در این ساختار، موجبر خروجی بالایی، عمل منطقی XNOR و موجبر خروجی پایینی، عمل منطقی XOR را انجام می‌دهند. رسانایی سطحی گرافن توسط رابطه‌ی Kubo بیان می‌شود [۴].

$$\sigma(\omega,\Gamma,\mu_c,T)=\frac{ie^2}{4\pi\hbar}\ln\frac{2|\mu_c|-(\omega+i2\Gamma)\hbar}{2|\mu_c|+(\omega+i2\Gamma)\hbar}+\frac{ie^2k_BT}{\pi\hbar^2(\omega+i2\Gamma)}\left[\frac{\mu_c}{k_BT}+2\ln\left(1+e^{-\frac{\mu_c}{k_BT}}\right)\right] \quad (۱)$$

در این رابطه، پارامترهای ω، Γ، μ_c و T به ترتیب بیانگر فرکانس زاویه‌ای، نرخ پراکندگی، پتانسیل شیمیایی و دما هستند. همچنین e بار الکترون، $\hbar$ ثابت کاهش‌یافته‌ی پلانک و k_B ثابت بولتزمن می‌باشند. پتانسیل شیمیایی گرافن به راحتی توسط افزودن ناخالصی یا اعمال ولتاژ خارجی تغییر می‌کند [۴]. در این ساختار، نور ورودی با فرکانس ۷ تراهرتز (طول‌موج ۴۲/۸۲ میکرومتر) باعث تحریک SPPs می‌شود. همچنین مقادیر دما و نرخ پراکندگی به ترتیب برابر ۳۰۰ درجه‌ی کلوین و ۰/۶۵۸۲میلی‌الکترون‌ولت می‌باشند. با تغییر پتانسیل شیمیایی، رسانایی سطحی گرافن تغییر کرده و منجر به تغییر ضریب شکست مؤثر ساختار می‌شود. در نتیجه، می‌توان انتشار نور درون موجبر را کنترل نمود. در ساختار نشان داده شده در شکل ۱، سیگنال‌های ورودی از نوع الکتریکی هستند و پتانسیل شیمیایی قسمت‌های مختلف لایه‌ی گرافن را تغییر می‌دهند. به ازای پتانسیل شیمیایی گرافن برابر ۱ الکترون‌ولت، نور از موجبر عبور کرده و خروجی در حالت روشن قرار دارد. با تغییر پتانسیل شیمیایی به ۰/۱ الکترون‌ولت، نور اجازه‌ی عبور نداشته و در نتیجه خروجی در حالت خاموش قرار می‌گیرد. سیگنال‌های A، B و C، ورودی‌های اصلی ساختار بوده و سیگنال‌های $\bar{A}$، $\bar{B}$ و $\bar{C}$، ورودی‌های الکتریکی مکمل می‌باشند که ورودی‌های اصلی و مکمل متناظر (A و $\bar{A}$، B و $\bar{B}$، C و $\bar{C}$) توسط مدارمعکوس‌کننده به ساختار اعمال می‌شوند. لذا، به هنگان روشن بودن ورودی اصلی، ورودی مکمل در حالت خاموش قرار دارد و بالعکس.

۳ -نتایج شبیه‌سازی

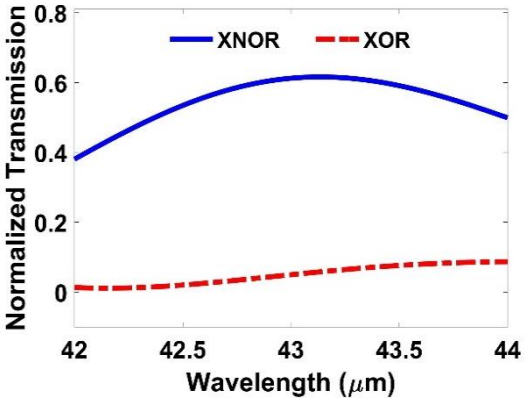
شبیه‌سازی‌ها با استفاده از روش تفاضل محدود در حوزه‌ی زمان (FDTD) انجام شده‌اند. نمایه‌ی میدان الکتریکی به ازای هشت حالت مختلف سیگنال‌های ورودی در شکل ۲ نشان داده شده که نشانگر عملکرد گیت‌های XOR و XNOR است.



شکل ۲: نمایه‌ی میدان الکتریکی به ازای حالت‌های مختلف ورودی (الف) $A=B=C=0$، (ب) $A=B=0$، $C=1$، (ج) $A=C=0$، $B=1$، (د) $A=0$، $B=C=1$، (ه) $A=1$، $B=C=0$، (و) $A=C=1$، $B=0$، (ز) $A=B=1$، $C=0$ و (ح) $A=B=C=1$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

طیف عبور دو موجبر خروجی XNOR و XOR به ازای سیگنال‌های ورودی برابر $A=B=C=0$ در شکل ۳ رسم شده است. ملاحظه می‌شود که در این حالت، به ازای طول‌موج ۴۲/۸۲ میکرومتر، طیف عبور گیت‌های XNOR و XOR به ترتیب برابر ۰/۶۱۵ و ۰/۰۵۷ می‌باشند.



شکل ۳: طیف عبور موجبرهای خروجی به ازای سیگنال‌های ورودی برابر $A=B=C=0$.

نسبت تمایز (ER) طبق رابطه‌ی (۲) تعریف می‌شود [۴].

$$ER_{(dB)} = 10\log\left(\frac{P_1}{P_0}\right) \qquad (۲)$$

در این رابطه، پارامترهای P_1 و P_0 به ترتیب بیانگر توان خروجی در حالت روشن و خاموش گیت منطقی می‌باشند. با توجه به این رابطه، نسبت تمایز برای ساختار معرفی شده برابر ۱۰/۳۳ دسی‌بل است. ابعاد کل ساختار نیز برابر ۱/۵ میکرومترمربع است که حاکی از اندازه‌ی بسیار فشرده‌ی ساختار است.

۴ -نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک ساختار پلاسمونی مبتنی بر گرافن برای پیاده‌سازی هم‌زمان گیت‌های منطقی XOR و XNOR سه ورودی ارائه شد. ساختار معرفی شده دارای نسبت تمایز برابر ۱۰/۳۳ دسی‌بل بوده و به دلیل ابعاد بسیار کوچک، گزینه‌ی مناسبی برای استفاده در مدارات مجتمع نوری می‌باشد.

مراجع

[1] T. Pan *et al.*, "Analysis of an electro-optic modulator based on a graphene-silicon hybrid 1D photonic crystal nanobeam cavity," *Optics express*, vol. 23, no. 18, pp. 23357-23364, 2015.

[2] J. Chovan and F. Uherek, "Photonic Integrated Circuits for Communication Systems," *Radio Engineering*, vol. 27, no. 2, p. 357, 2018.

[3] T. Birr, U. Zywietz, P. Chhantyal, B. N. Chichkov, and C. Reinhardt, "Ultrafast surface plasmon-polariton logic gates and half-adder," *Optics express*, vol. 23, no. 25, pp. 31755-31765, 2015.

[4] M. H. Rezaei, A. Zarifkar, and M. Miri, "Ultra-compact electro-optical graphene-based plasmonic multi-logic gate with high extinction ratio," *Optical Materials*, vol. 84, pp. 572-578, 2018.

[5] J. Gosciniak and D. T. Tan, "Graphene-based waveguide integrated dielectric-loaded plasmonic electro-absorption modulators," *Nanotechnology*, vol. 24, no. 18, p. 185202, 2013.

[6] R. Emadi, R. Safian, A. Z. Nezhad, and R. Emadi, "Analysis and design of graphene-based surface plasmon waveguide switch at long-wavelength infrared frequencies," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 23, no. 5, pp. 1-9, 2017.

[7] Z. Qi *et al.*, "Electrically tuneable directional coupling and switching based on multimode interference effect in dielectric loaded graphene plasmon waveguides," *Journal of Optics*, vol. 18, no. 6, p. 065003, 2016.

[8] K. J. Ooi, H. S. Chu, P. Bai, and L. K. Ang, "Electro-optical graphene plasmonic logic gates," *Optics letters*, vol. 39, no. 6, pp. 1629-1632, 2014.

[9] F. Martins ,J. Rodrigues, F. Neto, J. Nascimento, A. Coelho Jr, and W. Fraga, "Two and three-input all-optical logic gates on a planar three-core photonic crystal fiber," *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 154, pp. 516-523, 2018.

[10] J .Wang, J. Sun, X. Zhang, D. Huang, and M. Fejer, "Ultrafast all-optical three-input Boolean XOR operation for differential phase-shift keying signals using periodically poled lithium niobate," *Optics letters*, vol. 33, no. 13, pp. 1419-1421, 2008.

[11] A. Sharaiha, J. Topomondzo, and P. Morel, "All-optical logic AND–NOR gate with three inputs based on cross-gain modulation in a semiconductor optical amplifier," *Optics Communications*, vol. 265, no. 1, pp. 322-325, 2006.

[12] S. Kaur, R.-S. Kaler, and T.-S. Kamal, "All-Optical Binary Full Adder Using Logic Operations Based on the Nonlinear Properties of a Semiconductor Optical Amplifier," *Journal of the Optical Society of Korea*, vol. 19, no. 3, pp. 222-227, 2015.

[13] P. P. Baveja, Y. Xiao, S. Arora, G. P. Agrawal, and D. N. Maywar, "All-optical semiconductor optical amplifier-based wavelength converters with sub-mW pumping," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, no. 1, pp. 78-80, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی فعالیت غشاءهای لیپیدی چند جزئی با استفاده از طرح لک و پیس ها

شیوا ساسان، احمد درودی، وحیده فرزام راد

گروه فیزیک دانشگاه زنجان، زنجان

چکیده –غشاءهای لیپیدی مورد مطالعه با غشاءهای سلولی تشابه دارد. در این مقاله تحولات این غشاءهای لیپیدی را به کمک طرح لک و پیس‌ها مطالعه می‌کنیم. با بررسی تابع همبستگی برای هر تصویر، میانگین طول همبستگی بین لک و پیس‌ها بدست می‌آید. نمودار طول همبستگی بر حسب زمان را رسم می‌کنیم، روند صعودی نمودار نشانگر میزان زیاد فعالیت نمونه است و پس از ۲۵ ثانیه، نوسان طول همبستگی حول مقداری ثابت، حاکی از پایداری اندازه مناطق فازی و نظم بلند برد آنها است. در آخر با استناد به مرجع ۲، تشابه بین دو پژوهش را در به دست آوردن نتیجه یکسان بیان می‌کنیم.

کلید واژه- تفکیک فازی، طرح لک و پیس، طول همبستگی، غشاء لیپیدی، نظم بلند برد.

Investigation of dynamic multicomponent lipid membranes by means of speckle patterns

Shiva Sasan, Ahmad Darudi, Vahideh Farzam Rad

Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan

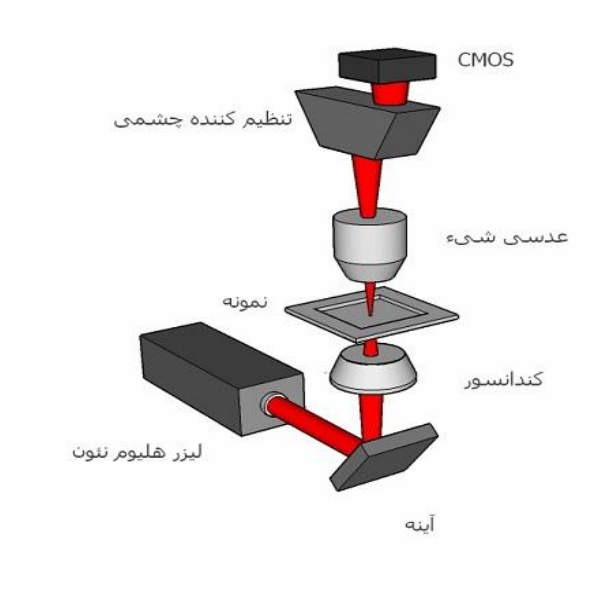
Abstract-The lipid membranes of the study are similar to cell membranes. .In this article, we study the evolution of this lipid membranes by means of speckle pattern. By investigation the correlation function for each image, the mean of the correlation length between the speckles is obtained. we drawing correlation length graph versus time, the upward trend in the graph indicates the high degree of sample activity and after 25 seconds, the oscillation of the correlation length around a constant is indicative of the stability of the size of phase domains and their long-range alignment. Finally, by referring to reference 2, we express the similarity between the two studies in obtaining the same result.

Keywords: phase separation, speckle pattern, correlation length, lipid membrane, long-range alignment.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

غشاء سلولی بیشتر ارگان‌های زنده و بسیاری از ویروس‌ها از لیپید ساخته شده است. طبق علم امراض برخی از بیماری‌های مهم بشر، همچون تصلب شرایین، آلزایمر و سرطان شامل مولفه‌هایی از نوع لیپیدی هستند. ساختار لیپیدی غشاء و سازوکار جذب پروتئین‌های غشایی، وابسته به هم هستند. این وابستگی نتیجه حضور فضاها و جفت‌شدگی‌های میان‌غشایی است؛ که اثر مستقیمی بر بیماری سخت‌شدگی بافت‌ها به سبب عدم حضور مایلین دارد. غشاءهای لیپیدی مورد مطالعه مشابه با ترکیب چند جزئی لیپیدها و پروتئین‌ها با فازهای تفکیک یافته، می باشند[2]. فازهای لیوتروپیک چندلایه متعلق به غشاءهای لیپیدی دولایه، سبب ایجاد نظم اسمکتیک مایع-کریستال می‌شوند. این فازها در میان نیروهای آبگریز و در اثر برهم کنش‌های آب-لیپید تولید می‌شوند. در میان نظم مایع-کریستال اسمکتیک، هرلیپید مجزا دارای درجه آزادی مشخصی برای انتقالات درون صفحه‌ای است؛ اما به دلیل محدودیت‌های موجود در ممانعت فضایی اتم‌ها با لایه‌های مجاور، از نوسانات موجی برون صفحه‌ای آنها جلوگیری می شود[3]. این عامل سبب کاهش آنتروپی(موسوم به هلفریچ) لیپید دولایه می شود، به دنبال آن برهم کنش های دافع میان لایه‌ای، عاملی برپایداری اسمکتیک یک بعدی(لیپید دولایه میان فازی) است[4]. کاربردهای ساختار منظم مایع-کریستال در زمینه ژن درمانی، زیست شناسی ترکیبی، فوتونیک و حسگرها، این ساختارها را در مرکز توجه قرار داده است[3]. در این کار، ما به بررسی فعالیت غشاءهای لیپیدی به کمک طرح‌های لک و پیس می‌پردازیم. سیر تحول نمونه و تشکیل مناطق به وسیله تفکیک فازی در لیپید چند جزئی مطالعه خواهد شد. غشاءهای چند جزئی بررسی‌های ما شامل مخلوطی از کلسترول(Chol)، اسفینگومایلین(Sm) و نوعی فسفولیپید اشباع نشده 1,2-dioleoyl-sn-glycero-3-phosphocholine (Dopc) است. از مهم ترین ویژگی‌های لیپید دولایه(غشاء منفرد) سیالیت ملکول‌های لیپید و تغییرات آن با دما است، که به عنوان رفتار فازی لیپید شناخته می‌شود. همه لیپیدها دارای یک دمای مشخص هستند که در آن دستخوش گذاری از فاز جامد(ژل) به مایع می‌شوند[5]. غشایی که شامل چند جزء لیپیدی متفاوت است، دارای دمای گذار ویژه‌ای می‌باشد. هنگامی که این غشاء در دمایی پایین تر از دمای گذارش قرار می گیرد، مخلوط لیپیدها به دو فازمایع تفکیک خواهد شد؛

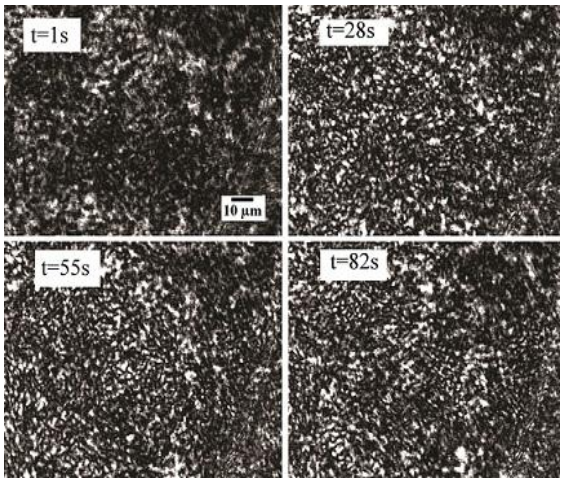


شکل ۱: نمایی از چیدمان آزمایش

یکی غنی از کلسترول و اسفینگومایلین به عنوان فاز Lo (liquid-ordered phase) و دیگری فاز Ld (liquid-disordered phase) که شامل Dopc اشباع نشده است. حالت غیر قابل اختلاط فازهای Lo و Ld در دولایه‌ها، وجود کشش خاصی را آشکار می کند، که ناشی از عدم تطابق زنجیره آبگریز ملکول‌ها در مناطق Lo و Ld است[3]. در توده ای از لیپیدها مناطق فازی تفکیک یافته، در یک راستا انباشته می‌شوند؛ و مجموع آنها در سراسر صدها لایه، مناطق هم راستای سه بعدی را تشکیل می دهد. مناطقی با فاز Lo (لیپید رفت‌ها) مسئولیت‌های

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مربوط به دریافت و انتقال پیام را بر عهده دارند. بنابراین هم راستایی مناطق باید کانال‌های یون را در یک ردیف قرار دهد تا عملکرد غشاء به درستی انجام شود. این همراستایی نتیجه‌ای است از اثر متقابل تفکیک فازی درون لایه‌ای و جفت شدگی‌های میان لایه‌ای که سبب تشکیل مناطق بزرگتر خواهد شد[3]. هنگامی که نورهمدوس را بر روی نمونه می‌تابانیم، پرتوهای عبوری، به کمک دوربین(CMOS) آشکار سازی می‌شوند، و طرح شدتی لک و پیس نمایان خواهد شد. به دست آوردن طرح لک و پیس‌ها، روشی غیر تهاجمی و غیر مخرب برای آشکار سازی تغییرات یک سطح است[1]. در سایر روش‌ها همچون بررسی با میکروسکوپی تمام‌نگاری، نمونه باید در حالت فوکوس مشاهده شود، سپس تحولات آن ثبت شوند. فیلم‌های ثبت شده حاوی اطلاعاتی در مورد دامنه و فاز پرتو تابشی هستند. در آخر با تجزیه و تحلیل داده‌ها، تغییرات فاز پرتو تابشی به دست می‌آید؛ اندازه مناطق فازی لیپیدی از این بررسی‌ها حاصل می‌شود. در روش پیشنهادی ما، طرح لک و پیس در حالت ناکانونی ثبت می شود و مورد بررسی قرار می‌گیرد.



شکل ۲: الگوی لک و پیس حاصل از تفکیک فازی در توده لیپیدهای دولایه، با غلظت کلسترول ۲۰٪ ؛ که تحولات لک و پیس‌ها را با زمان نشان می‌دهد.

آماده سازی نمونه

لیپیدها در حالت پودری از شرکت آوانتی خریداری شده اند؛ و از کلروفرم به عنوان حلال استفاده کرده‌ایم. محلول لیپیدی حاصل، شامل اسفینگومایلین و Dopc با نسبت حجمی یکسان و کلسترول با غلظت تغییر یافته، از ۱۰٪ تا ۳۰٪ است. ۲/۵ میکرو لیتر از محلول را بر روی اسلاید شیشه ای قرار دادیم. پس از این که حلال خشک شد؛ نمونه را به مدت ۴۸ ساعت تحت رطوبت ۹۸٪ در دمای ۵۸-۵۵ درجه سانتیگراد قرار دادیم. سپس با کاهش دمای نمونه تا حدود ۲۲ درجه سانتیگراد(دمای اتاق) به کمک آب، مناطق فازی مجزا، شکل می‌گیرند. این مرحله از کاهش دما در شرایطی انجام می‌شود که نمونه در زیر میکروسکوپ قرار گرفته باشد.

چیدمان آزمایش و روش کار

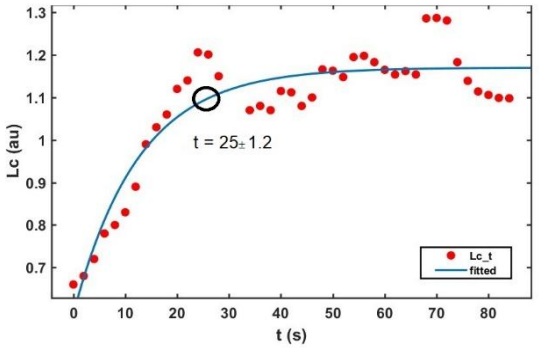
نمونه زیر میکروسکوپ (Olympus، سری CH-2)، با عدسی شیء (40x,Olympus) قرار می‌گیرد. پرتو لیزر هلیوم-نئون (632.8 nm,1mw) از میان نمونه عبور می کند، و به کمک دوربین(DCC1545M,Thorlabs) آشکار سازی می‌شود (شکل ۱). فیلم‌های ثبت شده با استفاده از نرم افزار به تصاویر متوالی تبدیل می‌شوند؛ و از روش عددی برای تجزیه و تحلیل طرح شدتی لک و پیس بهره خواهیم برد. فعالیت نمونه‌ها و ساختار پیچیده آنها، سبب تغییر فاز نور با زمان خواهد شد و یک تغییر در ساختار الگوی لک و پیس در چارچوب فضا-زمان آشکار می کند[1]. در لیپید دولایه ابتدا تفکیک فازی درون لایه‌ای در اثر کاهش دمای نمونه تا پایین‌تر از دمای گذار ویژه‌اش آغاز می‌شود، که مستقل از نظم مناطق فازی در لایه‌های مجاور شروع می‌شود؛ سپس جفت شدگی‌های میان لایه ای، نظم بلند برد مایع-کریستال را شکل می‌دهد[3]. در شکل ۲، تعدادی از تصاویر را که از مجموعه تصاویر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تبدیلی، انتخاب شده است، مشاهده می کنیم. تغییر موقعیت لک و پیس‌ها و اندازه آنها با زمان قابل توجه است.

بحث و نتیجه گیری

مناطق فازی تفکیک یافته و نظم بلند برد آنها را می توان با تحلیل تابع خود همبستگی(autocorrelation function) مطالعه کرد. تابع خود همبستگی شدت به صورت حاصل ضرب دو تابع شدتی با فاصله معین از هم تعریف می‌شود. این تابع برای بررسی داده‌های به دست آمده از فعالیت پراکننده‌های نور موجود در سطح نمونه استفاده می‌شود. تابع خود هبستگی، بیان کننده همبستگی(correlation) یک الگوی لک و پیس با کپی خودش است؛ به گونه‌ای که این کپی با فاصله همبستگی مشخصی نسبت به الگوی اصلی اعمال شود. طول همبستگی(Lc)، نوعی مقیاس طولی است که برای تخمین فاصله نقاطی با انحراف مشابه از میانگین شدت به کار می‌رود[6]. پس از محاسبه میانگین طول همبستگی برای هر تصویر(از طریق محاسبه خود هبستگی) از نمونه با غلظت کلسترول ۲۰٪، مقادیر آن را برحسب زمان مطابق شکل ۳ رسم می‌کنیم.



شکل ۳: طول همبستگی بر حسب زمان برای نمونه با غلظت کلسترول ۲۰٪، t زمان رسیدن به پایداری در اندازه مناطق فازی است، خطای محاسبه شده برابر با ۱٫۲± می باشد.

طول همبستگی با گذر زمان افزایش می‌یابد و سپس نوسان در اطراف مقدار ثابتی را نشان می‌دهد. تفکیک مناطق فازی که در هر غشاء رخ می‌دهد و سپس جفت شدگی‌های میان لایه‌ای سبب افزایش مقدار طول همبستگی با زمان می‌شوند. در انتهای بازه زمانی مقدار ثابت طول همبستگی به معنای دست یافتن به نوعی پایداری در اندازه مناطق فازی است. زیرا غشاءهای چندلایه از نظر ساختاری ستبر هستند و نظم بلند بردی را از خود نشان می‌دهند[3]. همچنین مقدار ثابت این طول را می‌توان میانگین اندازه منطقه‌های فازی نمونه دانست. نتایج حاصله از این مقاله با آنچه که در مرجع **[2]** به دست آمده مطابقت دارد. در مرجع **[2]** بررسی‌ها نشان می‌دهد که با گذشت زمان، مناطق بزرگتر می‌شوند اما به دلیل افزایش جرم مناطق، سرعت رشد آنها کاهش می‌یابد تا جایی که اندازه مناطق به پایداری می‌رسند. در هر دو مقاله بر رسیدن به پایداری در اندازه مناطق اشاره شده است و تنها تفاوت بین آنها، زمان رسیدن به این پایداری می‌باشد،که آن هم وابسته به شرایط آزمایش است. بررسی‌های بیشتری در حال انجام است، تا به کمک فاصله لک و پیس‌ها از هم و یا چگالی آنها نتایج دیگری را به دست آوریم؛ نتایجی که بتوان براساس آنها ضخامت لایه های لیپیدی را اندازه‌گیری کرد.

مرجع‌ها

[1] H.J. Rabal, R.A. Braga jr, *Dynamic laser speckle and applications*, CRC Press, 2009.

[2] V. Farzam Rad, A.R. Moradi, A. Darudi and L. Tayebi "Digital holographic microscopy of phase separation in multicomponent lipid membranes," Biomed. Opt, Vol. 21, pp.126016(1-6) ,2016.

[3] L. Tayebi, Y. Ma, D. Vashaee, G. Chen, S. K.Sinha and A. N.Parikh "Long-range interlayer alignment of intralayer domains in stacked lipid bilayers," Nat. Mater, Vol. 11, pp. 1074–1080, 2012.

[4] P. Sharma, "Entropic force between membranes reexamined," Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A, vol. 110, pp. 1976–1977, 2013.

[5] A. Johnson, L. Raff and R. Walter. (2005, October 17). *Molecular biology of the cell*, (4nd ed.) [Online]. Available: http://www.geocities.com/zrnet76/.

[6] J. Kim, Y.U. Nam, M. Lampert and Y.-c. Ghim "Reliability of the two-point measurement of the spatial correlation length from gaussian-shaped fluctuating signals in fusion-grade plasmas," Nucl. Eng. Des, Vol. 56, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

برپایی آزمایشگاهی و ساخت لیزر حالت جامد دمش جانبی Nd:YAG کلیدزنی Q شده با استفاده از مدولاتور آکستواپتیکی

محمد فولادی[۱]، محمد خان‌زاده[۱]، مراد دیده‌بان مهر[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ولی‌عصر (عج) رفسنجان، رفسنجان

[۲] گروه تحقیقاتی لیزر، شرکت دید افزار جنوب، شیراز

E-mail: mohammadfooladi1370@gmail.com

چکیده – در این پژوهش، یک لیزر پالسی Nd:YAG با طول‌موج خروجی ۱۰۶۴ nm به صورت آزمایشگاهی بر پا شده است. چیدمان موردنظر یک کاواک خطی به طول ۴۵/۵ cm می‌باشد که طول کاواک به صورت تجربی به دست آمده است. میله‌ی لیزری Nd:YAG به صورت جانبی و از سه طرف توسط آرایه‌های لیزر دیودی GaAlAs با طول‌موج خروجی ۸۰۸ nm و بیشینه توان خروجی ۸۰ W مورد دمش قرار گرفت. کلیدزنی Q با استفاده از یک مدولاتور آکستواپتیکی انجام شد و در نهایت کمترین پهنای پالس لیزر در نرخ تکرار ۲ KHz، ۵۰۰ نانوثانیه به دست آمد. در حالت پالسی و در توان دمشی ۸۰ W ، بیشترین انرژی در نرخ تکرار ۲ KHz، ۶/۲ mJ و بیشترین توان خروجی در نرخ تکرار ۲۰ KHz، ۱۶/۲ W به دست آمد.

کلید واژه- پهنای پالس لیزر، دمش جانبی، کلیدزنی Q، لیزر دیود GaAlAs، مدولاتور آکستواپتیکی.

Experimental set up and construction of the solid state side pumped Nd:YAG laser, Q switched by acousto-optic modulator

Mohammad Fooladi 1, Mohammad Khanzadeh 1, Morad Dideh Ban Mehr 2

1 Department of Physics, University of Vali-Asr rafsanjan, Rafsanjan
2 Laser Research Group, Did Afzar Jonoub, Shiraz

E-mail: mohammadfooladi1370@gmail.com

Abstract- In this research, The Nd:YAG pulsed laser with 1064 nm output wavelength has been considered experimentally. This setup is a linear cavity with 45.5 cm length that the length of the cavity is experimentally obtained. Nd:YAG laser rod has been sidely pumped and with three sides by GaAlAs diode laser arrays with 80 W maximum output power. The Q-switching was done by an Acousto-Optic Modulator (AOM) and finally, minimum laser pulse width was obtained 500 Nanosecond in 2 KHz repetition rate. In pulse mode and 80 W pumping power, maximum energy was obtained 6.2 mJ in 2 KHz repetition rate and the maximum output power was obtained 16.2 W in 20 KHz repetition rate.

Keywords: Laser pulse width, Side pumping, Q-switching, GaAlAs diode laser, Acousto-optic modulator.

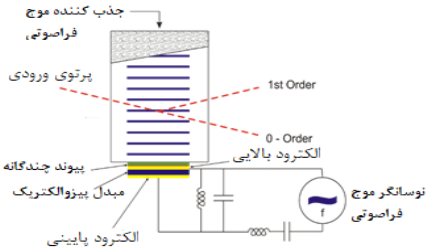
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱ -مقدمه

تولید لیزر با گستره‌ی طول‌موجی وسیع، از موضوعات مورد علاقه‌ی محققان بوده است. یک منبع لیزری با طول‌موج قابل تنظیم ابزار مفید و ایده‌آلی برای زمینه‌های مختلف پژوهشی و کاربردی می‌باشد. از لیزرهایی که قابلیت تنظیم‌پذیری بالایی دارند، می‌توان به لیزرهای حالت جامد اشاره کرد[۱]. لیزرهای حالت جامد پالسی با پهنای زمانی متفاوت، کاربردهای وسیعی در زمینه‌های مختلف پژوهشی و کاربردی از جمله در سامانه‌های بیناب نمایی، فاصله‌یابی، حسگر از راه دور، علم پزشکی و اپتیک غیرخطی ایفا می‌کند [۱و۲]. فرآیند تولید پالس‌های لیزری به دو روش فعال و غیرفعال انجام می‌شود. کلیدزنی Q آکستواپتیکی یکی از روش‌های کلیدزنی Q فعال است که همواره مورد توجه بوده است [۳]. در این پژوهش، ابتدا یک چیدمان لیزر پیوسته Nd:YAG برپا گردید. سپس با استفاده از یک مدولاتور آکستواپتیکی عمل کلیدزنی Q انجام شد.

۲- نظریه‌ی کلیدزنی Q فعال آکستواپتیکی

در اثر آکستواپتیک، ضریب شکست ماده در اثر برهمکنش با موج فراصوتی به صورت تناوبی تغییر می‌کند، این تغییرات با طول‌موج صوت برابر است. اثر این امواج صوتی، مانند یک توری پراش است که پرتوی نور را پراکنده می‌کند. یک سلول آکستواپتیکی متشکل از یک قطعه ماده‌ی شفاف اپتیکی است. با اعمال یک موج فراصوتی توسط یک مبدل پیزوالکتریکی به سلول آکستواپتیکی، توری دارای تناوبی برابر با طول‌موج آکوستیکی و دامنه‌ای متناسب با دامنه‌ی موج صوتی است. باریکه‌ی نوری که روی چنین توری بتابد، می‌تواند پراشیده شود، یعنی قسمتی از باریکه‌ی نور از مسیر اولیه‌ی خود منحرف شود. با انتخاب مناسب مشخصه و پارامترها، باریکه‌ی پراشیده شده می‌تواند از کاواک لیزر منحرف شود و بنابراین یک اتلاف در کاواک لیزر ایجاد نماید که برای کلیدزنی Q مناسب است. شکل ۱، نحوه‌ی عملکرد مدولاتور آکستواپتیکی را نشان می‌دهد. با قطع ولتاژ مبدل پیزوالکتریک، Qی کاواک، مقدار بالایی می‌گیرد و اتلاف کاهش پیدا می‌کند. بنابراین باریکه نور انحراف یافته، ناپدید می‌شود و پالس لیزر کلیدزنی Q حاصل می‌شود.



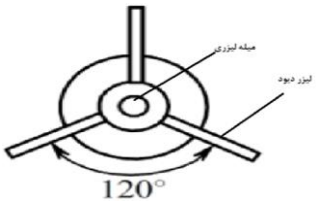
شکل ۱: نحوه‌ی عملکرد مدولاتور آکستواپتیکی [۴].

۳- برپایی آزمایشگاهی و نتایج تجربی

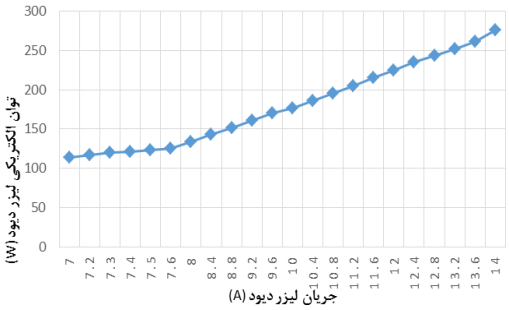
میله‌ی لیزری Nd:YAG، با قطر ۳ و طول ۶۵ میلی‌متر که هر دو سطح آن به صورت تخت است به عنوان محیط فعال لیزر استفاده شده است. همچنین میزان آلاییدگی میزبان YAG به یون Nd^{3+}، ۱ ٪ می‌باشد. به منظور دمش تمام سطح مقطع میله‌ی لیزر و برای دست‌یابی به یک هم‌پوشانی فضایی بالا بین تابش گسیلی منبع دمش و مدهای کاواک لیزر از یک ساختار دمش از پهلو استفاده شده است. دمش از سه طرف و با زاویه‌ی ۱۲۰ درجه بر روی میله‌ی لیزر انجام می‌شود که در هر ردیف ۳ عدد بار دیودی با طول‌موج خروجی ۸۰۸ نانومتر در کنار هم به طور موازی قرار گرفته‌اند و جمعا ۹ بار دیودی در دمش شرکت دارند. برای انتقال پرتوی منبع دمش به محیط فعال، روش جفت‌شدگی نزدیک مورد استفاده قرار گرفت. در این روش بدون دخالت قطعات اپتیکی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

و با نزدیک کردن لیزر دیود به میله‌ی لیزر، پرتوی دمش به محیط فعال انتقال می‌یابد [۵]. جریان لیزر دیود از ۰ تا ۱۴ آمپر تغییر می‌کند و بیشینه توان خروجی لیزر دیود در جریان ۱۴ آمپر برابر ۸۰ وات است. شکل ۲ و شکل ۳ به ترتیب، شماتیک نحوه‌ی دمش میله‌ی لیزر و زاویه‌ی قرار گرفتن لیزر دیودها و توان الکتریکی مصرفی لیزر دیود بر حسب جریان را در دمای بهینه‌ی ۲۰ °C نشان می‌دهد. طول‌موج خروجی لیزر دیودها به ازای هر ۱ ˚C، تقریبا nm ۰/۲۵ به سمت طول‌موج‌های بلند جابجا می‌شود [۲]. به همین منظور از سیستم خنک کننده‌ی آب برای تنظیم دمای لیزر دیودها و میله‌ی لیزر استفاده شد.

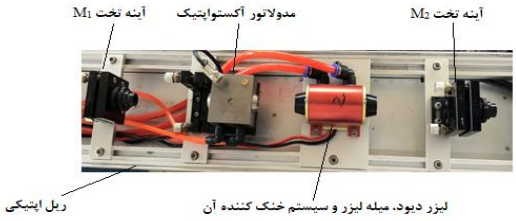


شکل ۲: شماتیک قرار گرفتن لیزر دیودها با زاویه‌ی ۱۲۰ درجه و دمش میله‌ی لیزر Nd:YAG.



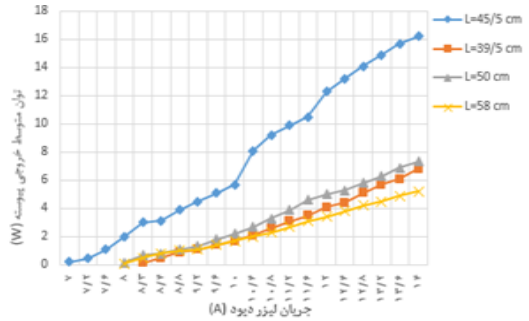
شکل ۳: توان الکتریکی مصرفی لیزر دیود بر حسب جریان در دمای بهینه ۲۰ ˚C.

در این پژوهش از یک مدولاتور آکستواپتیکی با فرکانس ۲۷/۱۲ MHz استفاده شده است. این نمونه مدولاتور استفاده شده نیز، همانند میله‌ی لیزر و لیزر دیودها با استفاده از سیستم گردش آب خنک می‌شود. چیدمان کاواک لیزر در شکل ۴ نشان داده شده است. کاواک خطی متشکل از دو آینه‌ی تخت است که آینه‌ی اول (M_1) به صورت ۱۰۰ ٪ بازتابنده و آینه‌ی دوم (M_2) که آینه‌ی خروجی لیزر نیز می‌باشد ۸۰ ٪ بازتاب و ۲۰ ٪ عبور در طول‌موج ۱۰۶۴ نانومتر دارند.



شکل ۴: چیدمان خطی لیزر Nd:YAG، به ترتیب از چپ به راست، آینه‌ی M_1، مدولاتور آکستواپتیک، لیزر دیود و میله‌ی لیزری به همراه خنک‌کننده‌ی آب و آینه M_2.

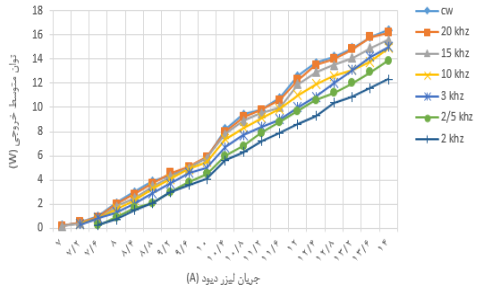
برای به دست آوردن طول بهینه‌ی کاواک لیزر، طول کاواک را از ۳۵ تا ۵۸ سانتی‌متر تغییر دادیم و توان خروجی لیزر در طول‌های مختلف کاواک را ثبت کردیم. شکل ۵ توان خروجی لیزر در حالت پیوسته برای چهار طول مختلف کاواک در دمای بهینه‌ی ۲۰ ˚C را نشان می‌دهد. بیشترین توان خروجی در طول ۴۵/۵ سانتی‌متر به دست آمد.



شکل ۵: توان خروجی پیوسته لیزر برای سه طول کاوک ۳۹/۵، ۴۵/۵، ۵۰ و ۵۸ سانتی‌متر در دمای بهینه ۲۰ ˚C.

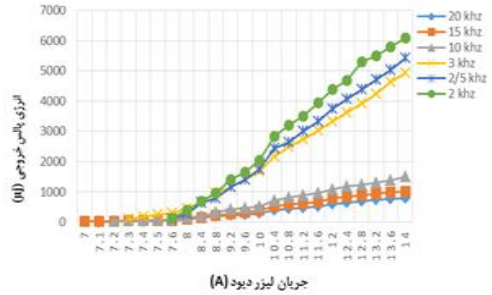
شکل ۶، توان خروجی لیزر در حالت پیوسته و در نرخ تکرارهای مختلف کلیدزنی Q را نشان می‌دهد. با توجه به شکل، با افزایش نرخ تکرار کلیدزنی Q، توان خروجی نیز افزایش می‌یابد. با توجه به توان خروجی ۱۶/۲ وات نسبت به توان دمشی ۸۰ وات، بازده‌ی خروجی لیزر در حالت پالسی برابر با ۲۰/۵ ٪ می‌باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



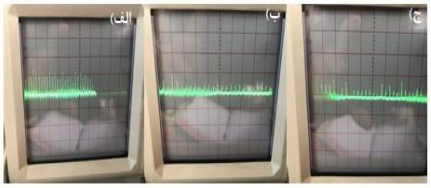
شکل ۶: توان خروجی لیزر در نرخ تکرارهای متفاوت در دمای بهینه ۲۰ °C.

شکل ۷ نیز، انرژی پالس‌های خروجی لیزر در نرخ تکرارهای مختلف در دمای ۲۰ °C را نشان می‌دهد.

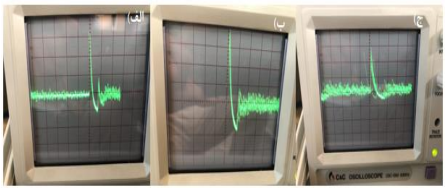


شکل ۷: انرژی خروجی پالس لیزر در دمای بهینه ۲۰ °C و نرخ تکرارهای متفاوت.

برای اندازه‌گیری پهنای پالس لیزر از فوتودیود سیلیکون با سرعت بالا، ساخت شرکت تورلب و با مدل DET 210 و اسیلوسکوپ ساخت شرکت cncinst که مدل آن OSC-1060 می‌باشد، استفاده کردیم. اندازه‌گیری‌ها برای سه نرخ تکرار ۲ KHz، ۲/۵KHz و ۳ KHz صورت گرفته است. شکل ۸ آستانه‌ی کلیدزنی Q لیزر و شکل ۹، پالس خروجی لیزر را در نرخ تکرارهای ۲ KHz، ۲/۵ KHz و ۳ KHz نمایش می‌دهند. کمترین پهنای پالس اندازه‌گیری شده ۵۰۰ نانوثانیه در نرخ تکرار ۲ KHz محاسبه شد.



شکل ۸: جریان آستانه‌ی کلیدزنی Q در نرخ تکرارهای الف- ۲ KHz، ب- ۲/۵ KHz و ج- ۳ KHz به ترتیب ۷/۱ A، ۷/۲ A و ۷/۶ A.



شکل ۹- نمایش پهنای پالس لیزر در نرخ تکرارهای الف- ۲ KHz، ب- ۲/۵ KHz و ج- ۳ KHz.

۴- نتیجه‌گیری

در این پژوهش، یک لیزر حالت جامد Nd:YAG دمش جانبی به صورت آزمایشگاهی برپا و با استفاده از یک مدلاتور آکستواپتیکی با فرکانس MHz ۲۷/۱۲، کلیدزنی Q شد. در نهایت در توان دمشی ۸۰ وات، بیشترین توان خروجی لیزر در حالت پیوسته و در نرخ تکرار ۲۰ KHz به ترتیب ۱۶/۴ W و ۱۶/۲ W به دست آمد. با توجه به نوع اسیلوسکوپ موجود در آزمایشگاه، کمترین پهنای پالس لیزر در نرخ تکرار ۲ KHz کلیدزن Q، ۵۰۰ نانوثانیه اندازه‌گیری شد. همچنین بیشترین انرژی در نرخ تکرار ۲ KHz برابر با ۶/۲ mj محاسبه شد.

مرجع‌ها

[1] W. Koechner, *Solid State Laser Engineering*, 6 th, Springer, New York, 2006.

[2] T.Y. Fan, “Diode-Pumped Solid State Lasers”, The Lincolon Labratoary Journal, Vol. **3**, No. 3, 413-421, 1996.

[3] S. C. Tidwell, J. F. Seamans, M. S. Bowers, A. K. Cousins, “Scaling CW Diode-End-Pumped Nd:YAG Lasers to High Average Powers”, Quant. Electron., Vol. 28, 997-1009, 1992.

[4] W. T. Rhodes, B. Raton, *Practical Opto-Electronics*, Springer, USA, 2014.

[5] Y.F. Chen, S. W. Tsai, “High-power diode-pumped Q-switched and mode-locked Nd:YVO_4 laser with a Cr^{4+}:YAG saturable absorber”, Optic. Lett., Vol. **25**, 1442-1444, 2000.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک وفوتونیک
ایران و یازدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر بازپخت بر رفتار اپتیکی لایه‌های اکسید روی(ZnO) نهشته شده با روش لایه نشانی لیزری

فائزه حسنی[۱]، مهرناز سیم‌دار[۱]، محمدامین بصام[۲]، سیده ثریا موسوی[۱]، بتول سجاد[۱]

۱-گروه فیزیک، دانشکده فیزیک شیمی، دانشگاه الزهرا
۲-دانشکده الکترونیک، دانشگاه صنعتی مالک اشتر

چکیده – اکسید روی ZnO یکی از مهم‌ترین اکسیدهای فلزی است که به دلیل داشتن ویژگی‌های منحصربه‌فرد در ابزارهای اپتیکی به ویژه در ادوات جذب و گسیل پرتو فرابنفش کاربرد فراوانی دارند. ویژگی لایه‌های نازک ZnO تا حد زیادی وابسته به روش لایه‌نشانی آن است. لایه‌نشانی لیزر پالسی یکی از روش‌های کارا برای تهیه‌ی انواع لایه‌های ZnO است. در این مقاله، رفتارهای اپتیکی لایه‌های نازک اکسید روی تهیه شده به روش لایه نشانی لیزر پالسی بدون بازپخت و پس از انجام عملیات حرارتی مورد مطالعه و بررسی قرار گرفتند. برای این منظور مشخصه‌های جذبی، عبوری و همچنین گاف اپتیکی لایه‌ها به کمک طیف‌سنجی فرابنفش-مرئی مورد ارزیابی قرار گرفت که مشاهده می‌شود پس از بازپخت میزان عبور در ناحیه فرابنفش ۲۰٪ بیشتر شده و گاف انرژی eV ۰/۳ افزایش یافته است . علاوه بر آن مشخصه‌های سطحی لایه‌ها با استفاده از تصاویر اپتیکی و میکروسکوپ الکترونی بررسی شده است، که مشخص می‌شود اندازه ذره‌ها پس از بازپخت افزایش می‌یابد.

کلید واژه- اکسید روی، لایه‌نشانی لیزر پالسی، گاف انرژی

Annealing Effects on Optical Properties Zinc Oxide (ZnO) Thin Films

Faezeh Hassani[1], Mehrnaz SimDar[1], Mohammad Amin Bassam[2], Seyedeh Soraya Mousavi[1], Batool Sajad[1]

1-Physics Department, Alzahra University
2- Electronics Department, Malek Ashtar University

Abstract- Zinc Oxide, as one of the most important metal oxides, has been widely applied in optical devices due to its unique properties. In fact, the specifications of the ZnO thin film depend thoroughly on the deposition method. Pulsed Laser Deposition (PLD) is one of the most efficient methods for preparing ZnO films. In this paper, the optical behavior of prepared ZnO thin films through PLD was investigated using two kinds of samples, as deposited layer and the annealed sample. For this aim, absorption, transmission and optical band gaps of the samples were measured by the use of UV-VIS spectroscopy. After annealing, the ultra-violet transmission rate was increased by 20% and the energy band gap was increased by 0.3 eV. Moreover, the surface morphology of the samples was studied using the optical and scanning electron microscopy images which ultimately showed an increase in the grain's size.

Keywords: band gap, pulsed laser deposition, Zinc oxide

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

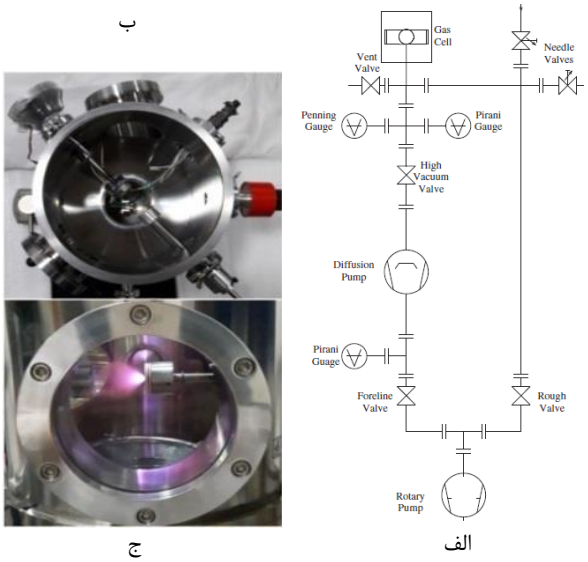
اکسید روی یک نیم‌رسانای با گاف انرژی مستقیم ۳/۳۷eV و انرژی اکسایتونی ۶۰meV است؛ که کاربردهای فراوانی در ساخت ابزارهای اپتیکی، الکترونیکی، اپتوالکترونیکی پیدا کرده است. علاوه بر این شفاف بودن، پاسخ دهی سریع و نشان دادن رفتاراپتیکی غیرخطی، اکسید روی را به ماده‌ای پر کاربرد در ساخت آشکارسازهای فرابنفش، صفحه‌های نمایش، حسگرهای گازی و سلول‌های خورشیدی تبدیل کرده است[۱-۲]. ویژگی‌های لایه نازک اکسید روی به شدت به روش لایه‌نشانی آن بستگی دارد. در میان روش‌های لایه‌نشانی، روش‌لایه‌نشانی لیزر پالسی (PLD) که برپایه نهشت بخار فیزیکی بنا شده، با توجه نرخ بالای لایه‌نشانی، کیفیت بالا، حفظ استوکیومتری لایه و سادگی اجرا، برای لایه‌نشانی انواع فلزها، نیم‌رساناها، مواد عایق و پلیمرها بکار گرفته شده است[۳]. این روش منحصر به فرد با قابلیت اجرا در فشارهای بالای گاز پس‌زمینه است و برای تهیه انواع لایه‌های آلاییده، ناآلاییده، تک‌کریستالی و پلی‌کریستالی ZnO، به کار برده شده است [۴].

در روش PLD پس از تخلیه محفظه لایه‌نشانی، باریکه‌ای از پالس‌های پرانرژی لیزر به سطح هدف برخورد کرده تا مواد کنده شده از آن وارد خلاء شود. ذره‌های کنده شده، یک پلوم پلاسمای نورانی مخروطی شکل تشکیل داده و به سمت زیرلایه که در فاصله مشخصی از هدف قرار دارد، کشیده می‌شود. سپس به صورت یک لایه نازک روی آن رسوب می‌کند.

بازپخت بعد از لایه‌نشانی، در صورتی که لایه رشد داده شده به گرما حساس نباشد، باعث تغییر در ساختار و نواقص شبکه می‌شود و ذره‌ها منظم‌تر در کنار هم قرار می‌گیرند. دمای انیل بین نیم تا یک‌سوم دمای ذوب ماده نهشته شده انتخاب می‌شود[۵].

در این مقاله، برپایی و راه‌اندازی لایه‌نشانی لیزری پالسی و به کارگیری آن برای تهیه یک لایه نازک ZnO بر شیشه گزارش شده است. سپس در فرآیند بهینه‌سازی لایه، اثر بازپخت بر رفتار اپتیک لایه مورد بررسی قرار گرفته است. ریخت‌شناسی سطح با تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM)، و جذب اپتیکی با طیف‌سنجی مرئی-فرابنفش مطالعه شده و با استفاده از رابطه تاک، گاف انرژی لایه‌ها محاسبه شده است.

چیدمان آزمایشگاهی و نحوه تهیه نمونه‌ها



شکل ۱: الف) طرحواره سیستم خلاء ب) تصویر محفظه لایه نشانی از بالا ج) تصویر پلوم مربوط به ZnO

برای رسیدن به خلاء مورد نیاز در فرایند لایه‌نشانی، چیدمان آزمایشگاهی شکل ۱-الف شامل یک پمپ دیفیوژن با توانایی خلاء نهایی، 10^{-6}mbar به همراه پمپ پشتیبان روتاری با توانایی خلاء نهایی حدود 10^{-3} mbar برپا شده است. برای اندازه‌گیری فشار نیز فشارسنج‌های پیرانی و پنینگ به کار برده شده است. یک محفظه شش پنجره‌ای (شکل ۱-ب) از جنس استنلس استیل با حجم ۲۱ litre به عنوان محفظه پرتودهی ساخته شده است. برای تهیه لایه‌های ZnO روی زیرلایه شیشه‌ای، قرص ZnO با خلوص بالا از نانوپودر اکسید

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

روی با خلوص ۹۹/۹۶٪ در فشار حدود 10^4 kPa ساخته شده است. زیرلایه شیشه‌ای روی نگهدارنده مخصوص در فاصله ۳/۵ cm از هدف نصب و پیش از پرتودهی تا دمای ۳۵۰ °C گرم شده است. هدف با یک لیزر Nd:YAG با طول موج ۱۰۶۴ nm و عرض پالس ۵ ns در فشار محفظه 9×10^{-5} mbar، پرتودهی شده است.

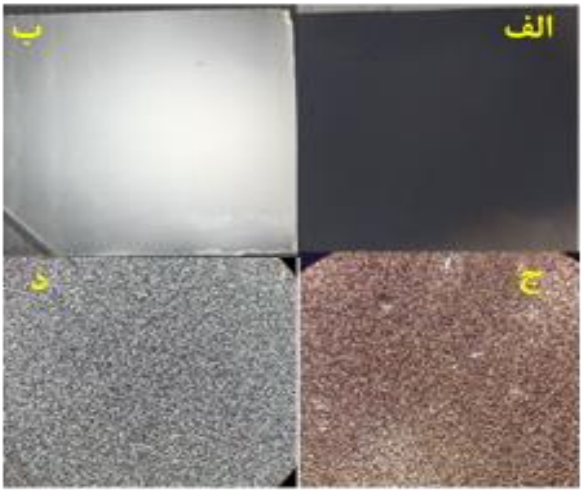
طیف‌سنجی نمونه‌ها نیز با استفاده از یک طیف‌سنج شرکت phystec انجام شده است.

برای بررسی اثر بازپخت، شرایط پرتودهی نمونه‌ها یکسان و به شرح جدول ۱ انجام شده است:

جدول ۱: پارامترهای پرتودهی برای لایه نشانی

شاریدگی (J/cm^2)	تعداد پالس	نرخ تکرار (Hz)
۱/۰۲	۱۰۰۰۰	۵

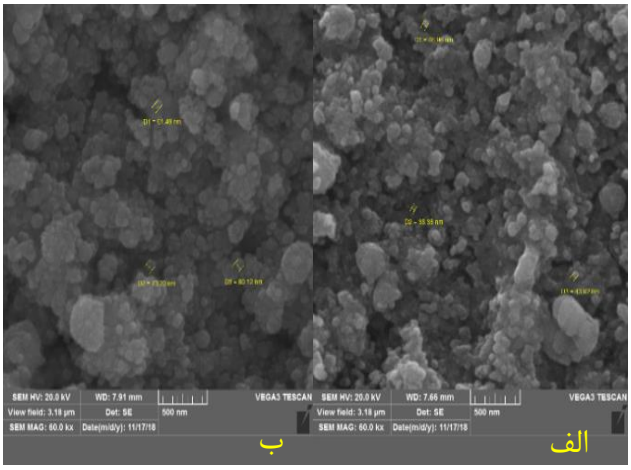
به منظور بررسی اثر بازپخت بر لایه‌ها، یکی از آنها، به مدت نیم ساعت با دمای ۴۰۰°C بازپخت شده است. همان‌طور که در شکل ۲ دیده می‌شود لایه پس از لایه‌نشانی کاملا سیاه رنگ بوده، که به نظر می‌رسد سیاهی ناشی از سوختن بخارهای داخل محفظه است؛ پس از بازپخت سیاهی لایه به طورکامل برطرف شده است.



شکل ۲: تصویر لایه‌هایZnO ؛ (الف) بازپخت نشده، (ب) بازپخت شده، تصویر میکروسکوپی لایه: (ج) بازپخت نشده؛ (د) بازپخت شده

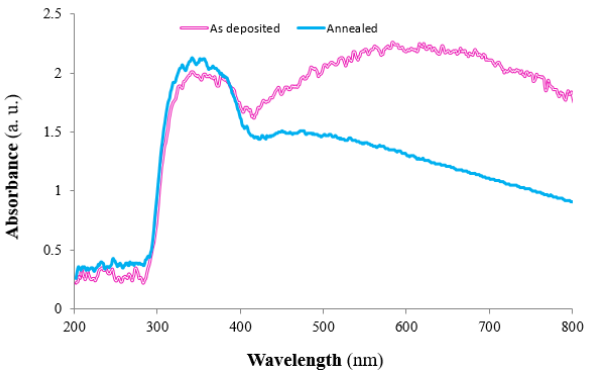
تحلیل و مشخصه‌یابی نمونه‌ها

برای بررسی ریخت‌شناسی سطح لایه از تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) استفاده شده است. همان‌طور که در شکل ۳ مشاهده می‌شود، بازپخت سبب انباشتگی یکنواخت‌تر ذره‌ها روی هم شده است. اندازه ذره‌ها نیز از حدود ۴۰nm به حدود ۸۰nm افزایش یافته است.



شکل۳: تصویر میکروسکوپ الکترون روبشی الف) لایه بدون بازپخت؛ ب)لایه بازپخت شده

طیف جذب نمونه‌های ZnO نیز در شکل ۴ نشان داده شده است. بیشترین جذب در طول موج حدود ۳۵۰ nm، معادل گاف انرژی ۳/۳ eV، رخ داده است. جذب فرابنفش برای نمونه بازپخت شده افزایش یافته است. هم‌چنین انتقال آبی که موجب افزایش گاف انرژی لایه نیز می‌شود، نشان دهنده بهبود کیفیت کریستالی و انسجام بلورک‌ها است.



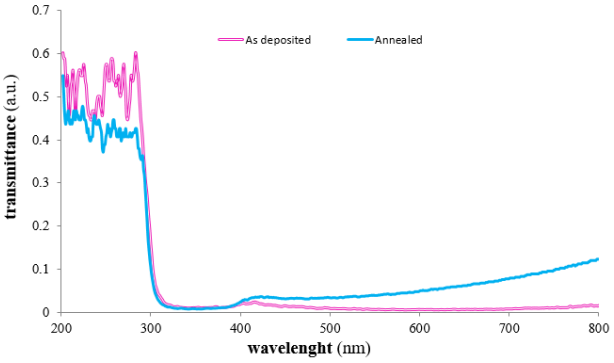
شکل ۴ :طیف جذب UV-VIS لایه‌ها

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

برای بررسی خواص اپتیکی نمونه‌ها، طیف عبوری آنها در بازه طول موجی ۲۰۰ تا۸۰۰ با استفاده از از رابطه زیر محاسبه و در شکل ۵ ترسیم شده است[۶].

$$T = 10^{-A} \qquad (۱)$$

که T و A میزان عبور و جذب اپتیکی است. از آنجا که بازپخت باعث افزایش شفافیت لایه می‌شود تراگسیل در ناحیه مرئی برای لایه بازپخت شده حدود ۱۰٪ بیشتر شده اما بدلیل چگال‌تر شدن، تراگسیل در ناحیه فرابنفش ۲۰٪ کاهش یافته است. افزایش جذب و کاهش عبور لایه‌های بازپخت شده با گزارش‌های قبلی مشابه که لایه نازک به روش‌های دیگر تهیه شده[۶] نیز سازگار است.



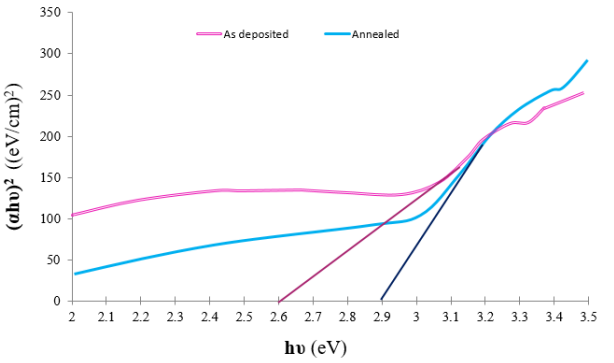
شکل ۵: نمودار طیف گسیلی لایه‌ها

ضریب جذب و گاف انرژی نمونه‌ها به ترتیب، از رابطه‌های ۲ و ۳ (رابطه تاک) تعیین شده است [۷].

$$T = e^{-\alpha t} \qquad (۲)$$

$$\alpha h\nu = A\left(h\nu - E_g\right)^n \qquad (۳)$$

که t ضخامت لایه‌ها، α ضریب جذب، E گاف انرژی نمونه‌ها و hν انرژی فوتون فرودی است.



شکل۶: نمودار تغییر $(\alpha h\nu)^2$برحسب hν برای نمونه‌های ZnO

با استفاده از نمودار $(\alpha h\nu)^2$ بر حسب hν و محل تقاطع خط مماس بر آن با نمودار افقی، گاف انرژی قابل محاسبه است (شکل ۶). به این ترتیب، گاف نمونه بازپخت نشده برابر eV ۲/۶ و نمونه بازپخت شده eV ۲/۹ به دست می‌آید.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، اثر بازپخت بر ویژگی‌های لایه‌های تهیه شده با PLD بررسی شده است. دو نمونه مشابه ZnO در فشار 10^{-5}mbar محفظه، و با پرتودهی لیزر Nd:YAG (۱۰۶۴nm) تهیه و سپس یکی از لایه‌ها تا دمای ۴۰۰°C بازپخت شده است. براساس نتایج به دست آمده، بازپخت سبب افزایش گاف انرژی و نیز یکنواختی بیشتر و بزرگتر شدن ذرات شده است. هم‌چنین بازپخت منجر به افزایش جذب و کاهش عبور در ناحیه UV و افزایش تراگسیل در ناحیه مرئی شده است. انتقال آبی مشاهده شده نیز نشان‌دهنده رابطه مستقیم بین گاف انرژی و کیفیت ساختار کریستالی است.

مرجع‌ها

[1] A. Janotti, & C. G. Van de Walle, “Fundamentals of zinc oxide as a semiconductor”, *Reports on progress in physics*, *72*(12), 126501, 2009.
[2] A. Vincze, J. Bruncko, M. Michalka, & D. Figura, “growth and characterization of pulsed laser deposited ZnO thin films”, *Open Physics*, *5*(3), 2007.
[3] R. Eason, Pulsed laser deposition of thin films: applications-led growth of functional materials, wiley, 2007.
[4] J. B. Franklin, *Pulsed laser deposition of zinc oxide thin film for optoelectronic applications*, **Ph.D.** dissertation, Dept. Material. Eng., Imperial College London, London, 2012.
[5] S. Ma, H. Liang, X. Wang, J. Zhou, L. Li, & C.Q. Sun, “Controlling the band gap of ZnO by programmable annealing”, *The Journal of Physical Chemistry C*, *115*(42), 20487-20490, 2011.
[6]S. Sanjeev, & D. Kekuda, “Effect of annealing temperature on the structural and optical properties of zinc oxide (ZnO) thin films prepared by spin coating process”, In IOP. Conference Series: Materials Science and Engineering, Vol. 73, No. 1, 2015.
[7] k. Panda & C. Jacob, “Preparation of transparent ZnO thin films and their application in UV sensor devices”, *Solid-state Electronics*, *73*, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی مقدار رس و کربنات‌کلسیم خاک با استفاده از طیف بازتابی در ناحیه فروسرخ نزدیک

ناصر مطلوبی باران، عزالدین مهاجرانی

دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما

Nasser_matloubi@yahoo.com ; **e-mohajerani@sbu.ac.ir**

چکیده – طیف‌سنجی بازتابی یکی از روش‌های غیرمخرب و سریع بر پایه اصول اپتیکی است. محدوده طیفی استفاده‌شده در این پژوهش مربوط به ناحیه فروسرخ نزدیک می‌باشد. بیشتر ترکیبات آلی و بخشی از ترکیبات معدنی در این بازه دارای جذب می‌باشند. ۲۷ نمونه از خاک‌هایی که در آزمایشگاه‌های خاک شناسی مورد تجزیه و تحلیل شیمیایی قرار گرفته‌اند را مورد آزمایش طیف‌سنجی قرار داده‌ایم. درون برنامه متلب بر روی طیف‌های به‌دست آمده از فرآیند بازتابی، عمل حذف پیوستار انجام داده و روش‌های پیش‌پردازش بر آن‌ها اعمال نموده‌ایم و در انتها با مقایسه طیف‌های نهایی و مقدار غلظت رس و کربنات کلسیم موجود در نمونه‌ها به یک الگو خاص رسیده‌ایم که می‌تواند به ما در اندازه‌گیری این دو ویژگی خاک در نمونه‌های جدید با استفاده از طیف‌سنجی بازتابی کمک کند.

کلید واژه- حذف پیوستار، رس، طیف‌سنجی بازتابی، کربنات‌کلسیم

Investigating the amount of clay and calcium carbonate by using a reflection spectrum in the near infrared region

Nasser Matloubi-Baran, Ezeddin Mohajerani

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University

Nasser_matloubi@yahoo.com ; **e-mohajerani@sbu.ac.ir**

Abstract- Reflection spectroscopy is a non-destructive and fast technique based on optical principles. The spectral range used in this study is in the near infrared region. Most of the organic compounds and part of the mineral compounds absorb the frequencies in the infrared region. We perform a spectroscopy experiment on 27 samples of the soils which have been chemically analysed in the soil labs. In a MATLAB program, we use a continuum removal on the spectra from the reflection process, perform pre-processing techniques, and reach a particular pattern by comparing the resultant spectra and the concentration of clay and calcium carbonate in the samples. The pattern can help measure the above two soil properties in the new samples using reflection spectroscopy.

Keywords: calcium carbonate, clay, continuum removal, reflection spectroscopy

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

با توجه به این که طبق گزارش‌های سازمان‌های معتبر جهانی، جمعیت جهان تا سال ۲۰۵۰ میلادی به اندازه ۷۰ درصد جمعیت فعلی خود افزایش خواهد یافت، توجه به صنعت کشاورزی و افزایش تولید محصولات کشاورزی بیش از پیش حائز اهمیت می‌شود. در کشاورزی نوین به منظور برداشت محصول با کیفیت مناسب‌تر و با مقدار بیشتر نیازمند به‌دست آوردن خصوصیات مهم خاک و نیز عناصر تشکیل دهنده آن به صورت دقیق و در زمان کم می‌باشیم[1]. از اواخر دهه ۱۹۸۰ میلادی توجه به روش طیف‌سنجی بازتابی جهت بررسی ویژگی‌های خاک افزایش یافت زیرا این روش علاوه بر داشتن مزیت‌هایی چون سرعت، دقت و کم هزینه بودن، امکان انجام آزمایشات خاک را هم در آزمایشگاه و هم به صورت آنلاین بر روی زمین کشاورزی فراهم می‌آورد[2]. ما در این تحقیق برآنیم تا با استفاده از روش طیف‌سنجی بازتابی، تجزیه و تحلیل مناسبی را بر روی مهم‌ترین عناصر خاک از جمله رس و کربنات کلسیم به دلیل اهمیتی که در بحث کشاورزی دارند،انجام دهیم و اطلاعات مفیدی را از مقدار آنها استخراج کنیم.

روش شیمیایی

نمونه خاک‌های استفاده شده در این پژوهش مربوط به زمین-های کشاورزی استان البرز می‌باشد. در جمع‌آوری این نمونه‌ها سعی بر آن بوده که از بخش‌های مختلف استان نمونه‌برداری شود تا یک الگو منظم و طبقه‌بندی شده داشته باشیم و بتوانیم به این نمونه‌ها استناد کنیم.

برای به‌دست آوردن غلظت‌های رس و کربنات‌کلسیم، این نمونه‌ها در آزمایشگاه خاک‌شناسی مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته‌اند.این آزمایش‌ها شیمیایی بوده و برای این منظور نمونه‌ها را باید آماده‌سازی کنند. بدین صورت که ابتدا نمونه خاک‌ها را ابتدا از توری هایی به قطر ۲میلی‌متر عبور می‌دهند و سپس در دمای ۱۰۵ درجه سانتیگراد به مدت ۲۴ ساعت خشک می‌کنند. برای به‌دست آوردن رس خاک از دو روش هیدرومتر یا پیپت استفاده می‌کنند و برای به‌دست آوردن غلظت کربنات‌کلسیم نیز از روش حجم‌سنجی استفاده می‌شود و آن بدین صورت است که با توجه به اسیدی شدن با HCL و مقدار انتشار دی‌اکسیدکربن، کربنات‌کلسیم را تعیین می‌کنند. داده‌های دو پارامتر مورد نظر توسط نرم افزار MINITAB 16 در جدول۱ جمع‌آوری شده است. در قسمت بعد با استفاده از همین نمونه‌ها و بدون هیچ تغییری آزمایش طیف‌سنجی انجام می‌دهیم.

جدول۱: خلاصه داده‌های گردآوری شده

معیار	متغیرها	
	کربنات-کلسیم	رس
اندازه نمونه	۲۷	۲۷
میانگین	۲۰/۳۸	۳۲/۹۹
انحراف معیار	۷/۷۶	۱۱/۸۵
واریانس	۶۰/۲۵	۱۴۰/۵۳
کمترین	۷	۱۵
میانه	۲۰/۵	۳۲
بیشترین	۳۳	۶۰/۶

روش طیف‌سنجی بازتابی

محدوده طیفی استفاده شده در این آزمایش مربوط به ناحیه NIR می‌باشد. این تابش بخشی از تابش IR است که در محدوده طول موجی 780-2500 nm یا عدد موجی cm^{-1} ۱۲۸۰۰-۴۰۰۰ از طیف الکترومغناطیس، بلافاصله بعد از ناحیه ی مرئی قرار دارد. ناحیه‌های جذب تابش NIR، می‌تواند به دلیل اورتون‌ها و شیوه‌های ترکیبی ارتعاش‌های اصلی گروه‌های عاملی X-H (N-H, C-H ,O-H) باشد[3]. در این بازه طول موجی ارتعاش مولکولی موجب ایجاد انرژی گذار به حالت‌های برانگیخته می‌شود و تنها پیوندهایی که دارای گشتاور دوقطبی هستند می‌توانند تابش در این ناحیه را جذب کنند.

طیف سنجی بازتابی NIR روشی است مبتنی بر ارتعاش مولکولی و اکثر ترکیبات آلی و برخی از مواد معدنی در این ناحیه قابلیت جذب دارند. به دلیل اینکه سطح خاک ناهموار و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

اندازه ذرات نیز از طول موج تابش بزرگتر است بازتاب پخشی رخ می‌دهد که ناشی از پراکندگی چندگانه می‌باشد[4].

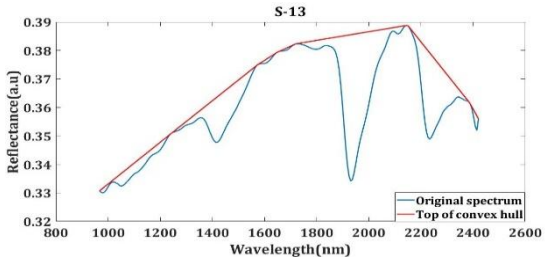
برای انجام این آزمایش بر روی نمونه‌ها از دستگاه طیف‌سنج مدل NIRQUEST 512- (Ocean Optics, Inc . USA) 2.5 استفاده شده‌است که محدوده‌ی طیفی آن ۲۵۰۰-۹۰۰ نانومتر می‌باشد. به این طیف‌سنج یک کره بازتابی متصل می‌شود. کره‌ی مورد استفاده در این تحقیق مدل - Ava Sphere (Avantes)50-LS-HAL-12V بوده و یک وسیله‌ی ارزشمند برای طیف‌سنجی بازتابی می‌باشد که می‌تواند نور را تا ۱۶۰ برابر بیشتر برای اندازه‌گیری طیفی NIR برای مواد کدر یا کم‌بازتاب‌دهنده فراهم کند. این وسیله، ترکیبی از یک کره و یک منبع نور هالوژن می‌باشد که باعث می‌شود نور هالوژن بدون تلفات به نمونه بتابد.

پس از رعایت اصول و چیدمان دستگاه و قبل از شروع نمونه‌گیری، توجه به مراجع تیره و روشن بسیار با اهمیت است. خوانش اطلاعات کسب شده در کامپیوتر توسط نرم‌افزار طیف سنج (Spectra Suite) انجام می‌شود. این نرم افزار طبق رابطه‌ی (۱) قادر به محاسبه‌ی طیف بازتابی از نمونه است.

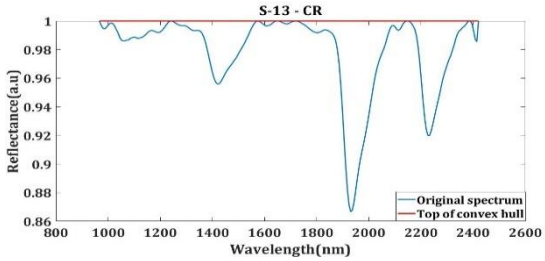
$$R(\lambda) = \frac{S(\lambda)-D(\lambda)}{Sref(\lambda)-D(\lambda)} \qquad (۱)$$

$R(\lambda)$ میزان بازتاب نور در طول موج λ ؛ $S(\lambda)$ شدت نور خروجی از نمونه در طول موج λ؛ $D(\lambda)$ شدت نور خروجی از مرجع تیره در طول‌موج λ می‌باشد که میزان بازتاب نور ورودی صفر بوده و $Sref(\lambda)$ شدت نور خروجی مرجع سفید در طول‌موج λ می‌باشد که میزان نور ورودی صد درصد است. بنابراین با توجه به رابطه بالا پر واضح است که شدت بازتاب از هر نمونه خاک مورد آزمایش مابین $D(\lambda)$ و $Sref(\lambda)$ قرار می‌گیرد.

در بدو امر، قسمتی از ابتدا و انتها طیف را به دلیل نویز قطع می‌کنیم به طوری که بازه طیف بین ۹۶۰ تا ۲۴۲۰ نانومتر می‌شود. سپس برای بهتر شدن نتایج، نویز طیف را تا حدی که به ساختار و نتایج طیف آسیب نزند، برطرف و در ادامه به وسیله‌ی نرم‌افزار متلب، طیف‌ها را حذف پیوستار می‌کنیم. حذف پیوستار در طیف‌سنجی برای بهبود تخمین خواص خاک استفاده می‌شود و یکی از روش‌های پیش‌پردازش می‌باشد که می‌تواند ویژگی‌های جذب خاصی را در طیف‌های بازتابی توزیع شده بر روی خاک‌ها جداسازی نماید و همچنین ویژگی‌های جذب را بر اساس یک خط پایه‌ی مشترک مقایسه کند[5]. در شکل ۱ طیف اصلی و در شکل ۲ طیف نهایی که حذف پیوستار بر آن اعمال شده است مشاهده می‌شود.



شکل ۱: طیف بازتابی اصلی



شکل ۲ : طیف بازتابی حذف پیوستارشده

برای درک بهتر، طیف‌های بازتابی را طبق معادله ۲ به طیف جذب ظاهری تبدیل می‌کنیم.

$$A(\lambda) = - \text{Log } R(\lambda) \qquad (۲)$$

با توجه به طیف نهایی درمی‌یابیم که در نزدیکی طول موج ۱۴۰۰ و همچنین در نزدیکی طول موج ۱۹۰۰ نانومتر به دلیل باند کششی OH و در نزدیکی طول موج ۲۲۰۰ نانومتر به دلیل باند خمشی AL-OH، رس خاک در این نواحی دارای جذب می‌باشد. رس از کانی‌های مختلفی از جمله الیت، اسمکتیت، کائولین و غیره تشکیل شده‌است که دارای مقادیر جذب متفاوتی در نواحی ذکر شده می‌باشند و می‌توانند شرایط جذب رس را تغییر دهند. در حوالی طول موج ۲۳۵۰ نانومتر نیز به دلیل باند CO_3، کربنات‌کلسیم داری جذب می‌باشد. با توجه به شرایط ذکر شده و همچنین به دلیل اینکه در ناحیه NIR باندها دارای همپوشانی هستند و به خاطر این‌که در این طیف‌سنجی پراکندگی رخ می‌دهد، تفسیر طیف مقداری پیچیده می‌شود اما می‌توان همبستگی خوبی بین داده‌های آزمایشگاه خاک‌شناسی و همچنین آزمایش طیف‌سنجی برقرار کرد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

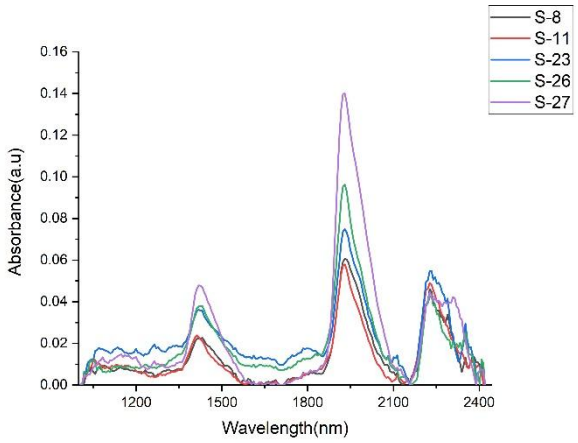
نتایج و جمع بندی

بعد از اینکه پیش‌پردازش بروی طیف ۲۷ نمونه از خاک‌ها اعمال شد و طیف نهایی بدست آمد، به مقایسه طیف این نمونه‌ها با غلظت رس و کربنات‌کلسیم آنها می‌پردازیم. به دلیل اینکه تعداد نمونه‌ها زیاد می‌باشند و برای بهتر نشان دادن طیف و مقایسه آنها، از پنج نمونه استفاده کرده ایم. جدول شماره ۲ حاوی اطلاعات مربوط به غلظت رس نمونه‌ها است.

جدول ۲: مقدار رس نمونه‌ها

نمونه	مقدار رس(درصد)
۲۷	۶۰/۶
۲۶	۴۶
۲۳	۴۰
۸	۱۹/۵
۱۱	۱۵

با توجه به شکل ۳ و جدول ۲ مشاهده می‌شود که بین مقدار رس نمونه‌ها و همچنین مقدار جذب آن‌ها در طول موج‌های یاد شده ارتباط قابل ملاحظه‌ای وجود دارد و همان‌طور که مشخص است این ارتباط به طور ویژه در نزدیکی طول موج‌های ۱۴۰۰ و ۱۹۰۰ نانومتر قوی‌تر می‌باشد.



شکل ۳: طیف جذبی نمونه‌ها با مقدار مختلف رس

فرآیند تحلیل طیف برای کربنات‌کلسیم نیز مانند رس است با این تفاوت که کربنات‌کلسیم همانند رس دارای پیک تیز نمی‌باشد. دیتاهای مربوط به طیف نمونه‌ها در طول موج نزدیک ۲۳۵۰ و مقایسه آنها با مقدار غلظت کربنات‌کلسیم نمونه‌ها می‌توان به این نتیجه رسید که با افزایش میزان غلظت کربنات کلسیم مقدار جذب این نمونه‌ها نیز افزایش می‌یابد. با تحلیل مقادیر داده‌های آزمایشگاه خاک‌شناسی و مقادیر جذب در طول موج ذکر شده که در جداول ۳ و ۴ گردآوری شده است، می‌توان به یک الگوی واحد رسید.

جدول ۳: مقدار غلظت کربنات‌کلسیم

نمونه	مقدارکربنات کلسیم(درصد)
۱۹	۳۰/۵
۲۶	۳۰
۴	۲۲/۸
۲	۱۴/۷
۲۴	۸/۷

جدول ۴: مقدار جذب در طول موج ۲۳۵۰ نانومتر

نمونه	مقدار جذب
۱۹	۰/۰۲۵۰۷
۲۶	۰/۰۲۵۱۳
۴	۰/۰۲۱۶۵
۲	۰/۰۱۸۶
۲۴	۰/۰۱۰۵۵

در پایان ذکر این نکته مهم می‌باشد که با استفاده از طیف-سنجی بازتابی و داشتن یک الگو مناسب و با یک تقریب خوب می‌توان مقادیر مواد معدنی خاک مانند رس یا کربنات‌کلسیم را به‌دست آورد و دیگر نیازی به استفاده از روش‌های وقت‌گیر و پرهزینه شیمیایی نخواهد بود.

مرجع‌ها

[1] William Isaac, Abdullah Na, on-the-go Soil Nitrogen Sensor Based On Near Infrared Spectroscopy, International conference on information technology (InCITe), The Next Generation IT Summit, 2016, Aligarh, UP, India.

[2] Stevens, A. Nocita, M. Tóth, G. Montanarella, L. van Wesemael, PLoS ONE, 8(2013) 25-32

[3] P. Larkin., Inferared and Raman Spectroscopy, Elsevier, London, (2011).

[4] T.R.Jaya Chandra Lekha, C.Saravana Kumar, “NIR Spectroscopic Algorithm Development for Glucose Detection”, ICIIECS'15, 2015.

[5] Viscarra Rossel, R.V. Cattle, S. Ortega, A. Fouad, Geoderma, 150 (2009) 253–266

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مطالعه دوپایداری نوری در سیستم های چاه کوانتومی سه ترازه

فاطمه تقدیر، محمد جواد کریمی، حسن پاکارزاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده: ***دراین مقاله دوپایداری نوری در یک کاواک حلقوی شامل یک سیستم چاه کوانتومی سه ترازه مطالعه شده است. اثرات فرکانس واکوکی میدان کنترلی و پارامتر اشتراکی بر روی دوپایداری نوری تحقیق شده است. نتایج نشان می دهند که رخداد دوپایداری نوری با تنظیم فرکانس واکوکی و پارامتر اشتراکی قابل کنترل است.***

کلیدواژه: دوپایداری نوری، چاه کوانتومی، رهیافت ماتریس چگالی

Study of the optical bistability in three-level quantum well systems

Fatemeh Taghdir, Mohammad Javad Karimi, Hassan Pakarzadeh

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract: In this paper, the optical bistability in a ring cavity containing a three-level quantum well system is studied. The impacts of the frequency detuning of the control field and the cooperative parameter on the optical bistability are investigated. Results show that the appearance of the optical bistability can be controlled by adjusting the frequency detuning and the cooperative parameter.

Keywords: Optical bistability, Quantum well, Density matrix approach

مقدمه

فیزیک اتمی- مولکولی طی چند دهه‌ی گذشته پیشرفت-های چشمگیری در زمینه‌های مختلف مانند اپتیک غیرخطی و اطلاعات کوانتومی داشته است[۱]. یکی از پدیده‌های مهم در فیزیک اتمی- مولکولی پدیده‌ی تداخل کوانتومی می‌باشد که اولین بار در سال ۱۹۶۱ توسط فانو در سیستم‌های اتمی مورد بررسی قرار گرفت. در سال‌های اخیر تعداد زیادی از پدیده‌های اپتیک کوانتومی بر پایه همدوسی و تداخل کوانتومی مورد توجه محققان این رشته بوده است. از جمله آنها می توان به لیزرزایی بدون جمعیت، شفافیت القایی الکترومغناطیسی، حذف جذب، دوپایداری نوری و اثر غیرخطی کر اشاره کرد. سایدل در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

سال ۱۹۶۹ اولین کسی بود که به طور رسمی دوپایداری نوری را ثبت کرد[۲]. پدیده دوپایداری نوری در محیط-های اتمی و نانوساختارهای حالت جامد از پدیده‌های مهم و قابل توجه اپتیک کوانتومی غیرخطی است. در این زمینه لی و همکارانش دوپایداری نوری در چاههای کوانتومی دوگانه و سه گانه را بررسی کردند . وانگ و همکارانش در سال ۲۰۱۳ دوپایداری نوری از طریق شفافیت القایی الکترومغناطیسی در چاه‌های کوانتومی جفت شده را بررسی کردند. کومار و همکارانش در سال ۲۰۱۶ سوئیچ-زنی و دو پایداری نوری در سیستم‌های اتمی چند ترازه را تحقیق کردند [۳-۹]. ما در این مقاله می‌خواهیم پدیده دوپایداری نوری در یک سیستم چاه کوانتومی سه ترازه را بررسی کنیم.

تئوری

برای مطالعه دو پایداری نوری، یک کاواک حلقوی که متشکل از چهار آینه و یک نمونه از چاه کوانتومی است مطابق شکل ۱ در نظر می گیریم. آینه‌های ۳ و۴ بازتاب کننده‌های کلی هستند. ضرایب عبور(T) و انعکاس(R) آینه‌های ۱ و ۲ یکسان است به طوریکه $R+T=1$ است. میدان رانشی $E=E_c e^{i\omega_c t}+c.c$ که از طریق آینه ۱ وارد می‌شود و با نمونه برهمکنش می‌کند بوسیله‌ی آینه ۲ منعکس می‌شود و سپس با انعکاس از آینه‌های ۳ و ۴ در کاواک می‌چرخد. فرض می‌کنیم سیستم چاه کوانتومی یک سیستم سه ترازه نردبانی است(شکل۲). میدان E_c با گذارهای سیستم نردبانی برهمکنش می‌کند. در رهیافت ماتریس چگالی و تحت تقریب دو قطبی و تقریب موج چرخان عناصر ماتریس چگالی به صورت زیر بدست می-آیند [۱۰] .

$$\dot{\rho}_{ij}=<i|\dot{\rho}|j>=-\frac{i}{\hbar}\sum_k\left(H_{ik}\rho_{Kj}-\rho_{ik}H_{kj}\right)-\frac{1}{2}\sum_k\left(\Gamma_{ik}\rho_{kj}+\rho_{ik}\Gamma_{kj}\right) \qquad (۱)$$

آهنگ گذار برای همدوسی اتمی که با فرایندهای خودبخودی بیان می‌شود به صورت زیر است:

$$\Gamma_{ij}=\frac{1}{2}\sum_k(\gamma_{ki}+\gamma_{kj}) \qquad (۲)$$

در نتیجه،

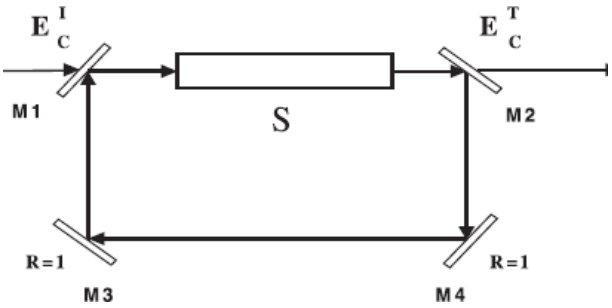
$$\begin{aligned}
&\dot{\rho}_{11}=-\gamma_1\rho_{11}+i\Omega_1\rho_{21}-\Omega_1\rho_{12}\\
&\dot{\rho}_{22}=\gamma_1\rho_{11}-\gamma_2\rho_{22}-i\Omega_1\rho_{21}+\\
&i\Omega_1\rho_{12+}i\Omega_2\rho_{32-}i\Omega_2\rho_{23}\\
&\dot{\rho}_{12}=-(\gamma_{12}/2+i\Delta_1)\rho_{12}+i\Omega_1(\rho_{22}-\rho_{11})\\
&-i\Omega_2\rho_{13}\\
&\dot{\rho}_{23}=-(\gamma_{23}/2+i\Delta_2)\rho_{23}+i\Omega_2(\rho_{33}-\rho_{22})\\
&+i\Omega_1\rho_{13}\\
&\dot{\rho}_{13}=-(\gamma_{13}/2+i\Delta_3)\rho_{13}+i\Omega_1\rho_{23}-i\Omega_2
\end{aligned} \qquad (۳)$$

که برای عناصر ماتریس چگالی داریم

$$\sum_{i=1}^{3}\rho_{ii}=1, \qquad \rho_{ij}=\rho_{ji}^{*} \qquad (۴)$$

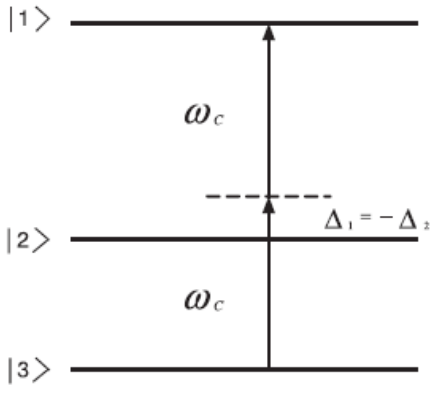
فرکانس رابی Ω_1 و Ω_2 حقیقی هستند و فرکانس‌های واکوکی بصورت زیر تعریف می‌شوند.

$$\Delta_1=\omega_{12}-\omega_c,\Delta_2=\omega_{23}-\omega_c,\Delta_3=\Delta_2+\Delta_1 \qquad (۵)$$



شکل۱: کاواک حلقوی با چهار آینه و نمونه ای از چاه کوانتومی S به طول L و میدان عبوری E_c^T و ورودی E_c^I .

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲: سیستم سه ترازه نردبانی با فرکانس ω_c .

از آنجا که میدان رانشی E_c در کاواک می‌چرخد تحول آن بوسیله معادلات ماکسول بیان می‌شود[۱۱]:

$$\frac{\partial E_c}{\partial t} + c\frac{\partial E_c}{\partial z} = 2\pi i\omega_c N(\mu_{12}^2\rho_{12} + \mu_{23}^2\rho_{23}) \qquad (۶)$$

که μ_{ij} عناصر ماتریس گشتاور دو قطبی و N تعداد حامل‌های بار می‌باشند. میدان ورودی E_c^I و میدان عبوری E_c^T و میدان‌های $E_c(L)$ و $E_c(0)$ در دو انتهای نمونه از شرایط مرزی زیر پیروی می‌کنند[۱۲]:

$$E_c(L) = \frac{E_c^T}{\sqrt{T}}, \quad E_c(0) = \sqrt{T}\,E_c^I + RE_c(L)$$

(۷)

که L طول نمونه چاه کوانتومی است. ما حالت پایا را در نظر می‌گیریم که در آن تمام مشتقات زمانی صفر می باشند. ابتدا معادلات ماتریس چگالی را برای حالت پایا بصورت تحلیلی حل می‌کنیم و عناصر ρ_{12} و ρ_{23} را بدست می‌آوریم. سپس با در نظر گرفتن شرایط مرزی و با شرط $\mu_{12} = \mu_{23} = \mu$ و تعریف پارامترهای $x = \mu E_P^T / \hbar\sqrt{T}$ و $y = \mu E_P^I / \hbar\sqrt{T}$ و پارامتر اشتراکی $C = LN\omega_c\mu^2 / 2\hbar Tc\gamma\varepsilon_0$ رابطه‌ی بین میدان‌های ورودی و خروجی را بدست می‌آوریم که بصورت زیر است:

$$y = x - iC(\rho_{12}(x) + \rho_{23}(x)) \qquad (۸)$$

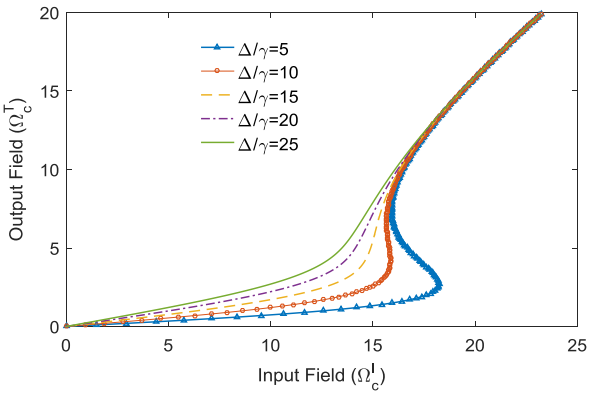
نتایج

ما برای شبیه‌سازی دو پایداری نوری، پارامترها را بصورت زیر در محاسبات در نظر می‌گیریم[۱۳]:

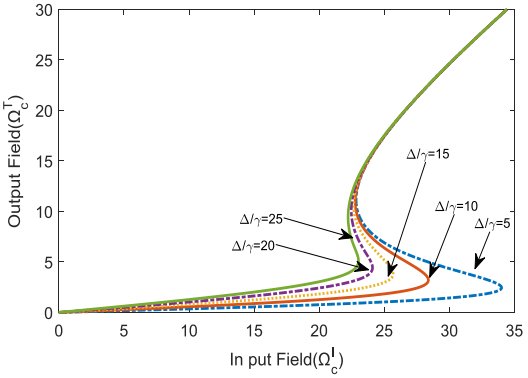
$$\gamma_1 = \gamma_2 = 2\gamma = 1.3mev \ , \ \Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_c$$

$$\gamma_{12} = \gamma_{23} = \gamma_{13} = 5mev \ , \ \Delta_1 = -\Delta_2 = \Delta$$

در شکل (۳) میدان ورودی – خروجی برای یک کاواک حلقوی با پارامتر $C = 100$ و چند مقدار $\frac{\Delta}{\gamma}$ رسم شده است. این شکل نشان می‌دهد که برای مقادیر $\frac{\Delta}{\gamma} > 11$ دوپایداری نوری دیده نمی‌شود. اما برای مقدار $\frac{\Delta}{\gamma} < 11$ دوپایداری نوری مشاهده می‌شود.

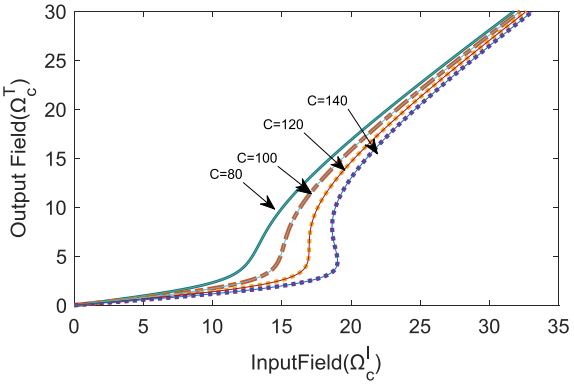


شکل۳: میدان خروجی بر حسب میدان ورودی برای مقادیر مختلف $\frac{\Delta}{\gamma}$ و $C = 100$.



شکل۴: میدان خروجی بر حسب میدان ورودی برای مقادیر مختلف $\frac{\Delta}{\gamma}$ و $C = 200$.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۵: میدان خروجی بر حسب میدان ورودی برای مقادیر مختلف C و $\frac{\Delta}{\gamma} = 15$.

شکل (۴) مشابه شکل (۳) برای حالت $C = 200$ رسم شده است که دیده می‌شود برای همه مقادیر $\frac{\Delta}{\gamma}$ دوپایداری نوری مشاهده می‌شود.

درشکل (۵) میدان ورودی- خروجی برای $\frac{\Delta}{\gamma} = 15$ و مقادیر مختلف C رسم شده است. این شکل نشان می‌دهد که یک مقدار حداقل برای C نیاز است تا دوپایداری نوری مشاهده شود. اگر C افزایش یابد ما می توانیم دوپایداری نوری برای مقادیر بیشتر $\frac{\Delta}{\gamma}$ را مشاهده کنیم.

نتیجه گیری

در این مقاله رفتار دوپایداری نوری در کاواک متشکل از یک سیستم چاه کوانتومی سه ترازه بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهند که با کاهش فرکانس واکوکی و افزایش پارامتر اشتراکی C پدیده دوپایداری نوری مشاهده می‌شود. پارامتر C را می‌توان با تغییر مشخصات سیستم چاه کوانتومی و در نتیجه تغییر گشتاورهای دوقطبی الکتریکی کنترل کرد.

مرجع‌ها

[1] H.M. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light*, University of Arizona, Tucson. 1985.

[2] H.M. Gibbs, S.L. McCall, T.N.C. Venkatesan, “Differential gain and bistability using a sodium-filled Fabry-Perot interferometer”, Phys. Rev. Lett. 36, 1135, 1976.

[3] S.H. Asadpour, M. Jaberi, H. Rahimpour Solemani, “Phase control of optical bistability and multistability via spin coherence in a quantum well waveguide”, J. Opt. Soc. Am. B, 30, 1815-1820, 2013.

[4] R. Nasehi, M. Sahrai, “Optical bistability and multi-stability via voltage-controlled and the rate of incoherent pump in a quantum dot nanostructure”, J. Lumin. 132, 2302–2306, 2012.

[5] H. Jafarzadeh, M. Sahrai, K. Jamshidi, “Controlling he optical bistability in a Λ -type atomic system via incoherent pump field”, Appl. Phys. B, 117, 927-933, 2014.

[6] J-H. Li, “Coherent control of optical bistability in tunnel-coupled double quantum wells”, Opt. Commun. 274, 71–3. 2007.

[7] J-H. Li, “Controllable optical bistability in a four-subband semiconductor quantum well system”, Phys. Rev. B 75, 155329, 2007.

[8] Z. Wang, B. Yu, “Optical bistability via dual electromagnetically induced transparency in a coupled quantum-well nanostructure”, J. Appl. Phys. 113, 113101, 2013.

[9] P. Kumar, S. Dasgupta, “Optical switching and bistability in four-level atomic systems”, Phys. Rev. A 94. 023851, 2016.

[10] M. Scully, M. Suhail Zubairy, “*Quantum Optic*”, Cambridge University Press, 1997.

[11] G.B. Serapiglia, E. Paspalakis, C. Sirtori, Vodopyanov K.L. Phillips, Phys. Rev. Lett. 84, 1019, 2000.

[12] A. Joshi, M. Xiao, “Optical bistability in a three-level semiconductor quantum-well system”, Appl. Phys. B 79, 65–69, 2004.

[13] K.L. Vodopyan, V. Chazapis, C.C. Phillips, B. Sung, J.S. Harris, “Intersubband absorption saturation study of narrow III-V multiple quantum wells in the $\lambda = 2.8 - 9\ \mu m$ spectral range, Semicond”, Sci. Technol. 12, 708-714, 1997.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی اثرات حرارتی بر روی میکرو تشدیدگر فابری پرو هیبریدی ساخته شده با تار نوری سوخته

فاطمه حامدی[۱] ، امیدرضارنجبرنائینی[۱] ،امیرحیدری آذر[۱] ، حمید لطیفی[۱و۲]

[۱]پژوهشکده لیزرپلاسما،دانشگاه شهیدبهشتی ، تهران ، ایران

[۲]دانشکده فیزیک،دانشگاه شهیدبهشتی ، تهران ، ایران

در این مقاله حسگر فیبرنوری هیبریدی براساس تداخل سنج فابری_پرو ارائه شده است. حسگر از دوکاواک فابری_پرو مجزا تشکیل شده است: کاواک هوا و کاواک هواوسیلیکا.که هر یک حساسیت متفاوتی دارند. با جوش دادن فیبر تک مد و فیبر آسیب دیده براثر سوختگی(fused fiber) یک میکروکاواک درناحیه مغزی فیبر ایجاد می شود. حساسیت دمایی ۹pm/C و ۱۳pm/Cدربازه دمایی ۶۰ تا ۹۰ درجه سانتی گرادبا استفاده از تبدیل فوریه و تفکیک فرکانس فضایی مربوط به کاواک بدست آمده است. ازویژگی های این حسگر می‌توان به ساخت ساده ، مقرون به‌صرفه ،اندازه کوچک ،محکم بودن وحساسیت دمایی بالا اشاره نمود.

کلید واژه- حسگردما، حسگرکاواک فابری_پرو، فیبر سوخته

The Investigation of temperature response of the Hybrid Fabry_perot micro cavity sensor fabricated with Catastrophic fuse effect

Fatemeh Hamedi [1], Omid R Ranjbar-Naeini[1], Amir Heidariazar[1], Hamid Latifi[1]

[1] Laser & Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

[2]Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

latifi@sbu.ac.ir

The fabrication of a Hybrid Fabry Perot microcavity with a fiber destroyed by the catastrophic fuse effect is reported here. The sensor consists of two different cavities; an air cavity and the combination of the air and the silica cavity. Different cavity responses are extracted by using the Fast Fourier transform Method. temperature response of each individual cavity is also analyzed separately. The temperature sensitivity of ~ 9pm/^{o}C and ~13pm/^{o}C are obtained for hybrid and air cavity interferometer respectively in the temperature range of 60 to 90 °C. the sensor possesses some intrinsic properties such as simple fabrication procedure, cost-effective commodity, small size, solidity and high temperature sensitivity that makes it a good candidate for simultaneous measurement applications.

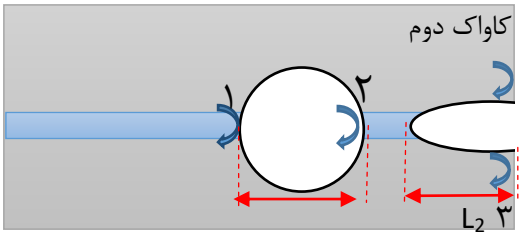
Keywords: Fabry Perot cavity, fused fiber, temperature sensor

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

امروزه اندازه گیری دما توسط انواع مختلفی از حسگرهای تار نوری انجام می شود. در این میان، حسگر FBG بسیار مورد مطالعه قرار گرفته است که دارای حساسیت دمایی ~ 10pm/^{0}C می‌باشد [1]. اخیرا، تداخل سنج فیبری با هندسه چندمغزی برای اندازه گیری حساسیت دمایی گزارش شده است که ازانواع آنها می‌توان تداخل‌سنج چندمد[2]،فیبرهای نازک شده [3]،فیبربا مغزی نازک[3] را نام برد. هر چند این ساختارها ساده هستند ولی حساسیت دمایی و تکرارپذیری کم وحساسیت به تنش بالایی دارند که منجربه همپوشانی حساسیت ها می‌شود. دراین میان حسگر دمایی برپایه تداخل سنج فابری‌پرو مطالعه شده است که به واسطه ساختار ساده، انعطاف‌پذیری بالا، ابعاد کوچک و توانایی همزمان سنجی پارامترهای فیزیکی و شیمیایی مختلف مورداستفاده قرارمی‌گیرد.حسگرهای تداخل سنج فابری‌پرو باتکنیک های مختلف ساخته شده مثل حسگرفابری_پروداخلی خورده شده باهیدروکلریک اسید[4] ،قراردادن دو FBG ،فیبرهای فوتونیک کریستال [5]یا فیبربدون هسته که بین دوفیبرتک مد ساندویچ شده‌اند[5].که دراین موارد افزایش حساسیت و یا اندازه-گیری دمای بالا را دارد ولی استفاده از فیبرهای مخصوص هزینه بالا،قابلیت ساخت دوباره کم بخاطر دقت بالا درحین ساخت لازم دارد و مراحل ساخت پیچیده ازمعایب این حسگرها ست.

دراین مقاله با استفاده از روشی جدید، ساده ومقرون به-صرفه حسگر فابری_پرو از فیبرسوخته ساخته شده است. این حسگر دارای یک کاواک هوا و یک کاواک هیبریدی



شکل ۱) شماتیک حسگر

می‌باشدکه حساسیت هرکدام جداگانه در این مقاله بررسی شده است.

تئوری حسگر

حسگر کاواک فابری_پرودرتصویر (شکل ۱) نشان داده شده است دارای سه سطح بازتابنده که عبارتند از فصل مشترک سیلیکاهوا(سطح اول)،سطح مشترک هوا سیلیکا (سطح دوم)و سطح مشترک سیلیکاهوا(سطح سوم) می-باشد. نور پس از برخورد به سطح ۱ بر اثر بازتاب فرنل به درون مغزی برگشت داده می شود و در ادامه ۹۶/۵٪باقی مانده وارد کاواکی با طول ۸۲میکرومتر می شود، و به سطح ۲برخوردکندو دوباره ۹۶/۵٪ازآن وارد کاواک دوم می‌شودوبعدازبرخورد به سطح ۳ ، ۳/۵٪ازآن بازتابیده و۹۶/۵٪آن ازسطح ۳خارج می‌شود. شدت بازتابی کل جمع شده به درون فیبر نوری به صورت زیراست[6] :

$$I_{Rtotal} = \left|\frac{E_r}{E_0}\right|^2 = R_1 + (1-\alpha_1)^2(1-R_1)^2 R_2 +$$
$$(1-\alpha_1)^2(1-\alpha_2)^2(1-R_1)^2(1-R_2)^2 R_3 +$$
$$2\sqrt{R_1R_3}(1-\alpha_1)(1-\alpha_2)(1-R_1)(1-R_2)\cos[2(\phi_1+\phi_2)] +$$
$$2\sqrt{R_2R_3}(1-\alpha_1)^2(1-\alpha_2)(1-R_1)^2(1-R_2)\cos(2\phi_2)$$
$$+2\sqrt{R_1R_2}(1-\alpha_1)(1-R_1)\cos(2\phi_1)$$

$$\phi_1 = \frac{4\pi n_{air} L_1}{\lambda} \qquad \phi_2 = \frac{4\pi n_{effective} L_2}{\lambda} \qquad (1)$$

اختلاف فاز ایجادشده، α_1 و α_2 ضریب اتلاف عبوری،n ضریب شکست درون کاواک ،k_0 ثابت انتشار است.با توجه

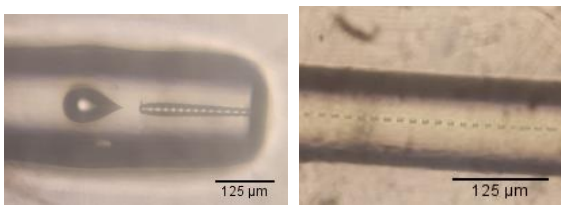
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

به معادلات فرنل ضرایب بازتاب ازهر سه سطح (R_1 و R_2 و R_3)۰,۰۳۵ است که به دلیل کوچک بودن ضریب بازتاب فقط بازتاب مرتبه اول را درنظر می‌گیریم واز بازتاب های مرتبه بالاتر چشم‌پوشی می‌کنیم.تغییرات دمایی محیط اطراف حسگر ازطریق تغییر ضریب شکست و تغییر طول کاواک برروی طیف طول موج اثر می‌گذارد که این میزان وابسته به ضریب ترمواپتیک و ضریب انبساط دمایی است. رابطه(۲) شیفت طول موجی برحسب تغییرات دمایی را بیان می‌کند. برای سیلیکا ضریب انبساط دمایی K^{-1} ۱۰$^{-۶}$×۰,۵۵ و ضریب ترمواپتیک K^{-1} ۱۰$^{-۶}$×۸,۶ می‌باشد. اثرتغییر ضریب شکست بر اثر دما بیشتر از اثر انبساط دمایی است.برای هوا ضریب انبساط دمایی k^{-1} ۱۰$^{-۶}$×۰,۵۵ وضریب ترمواپتیک K^{-1} ۱۰$^{-۶}$×۰/۹- می باشد [7]

$$\Delta\lambda_0 = \lambda_0(\alpha_{TO} + \alpha_{TE})\Delta T \qquad (۲)$$

ساخت حسگر

پدیده سوختگی در فیبرنوری برای لیزرهای توان بالاتراز 1W اتفاق می‌افتد که براثر خم شدگی فیبر یا کثیف بودن سر اتصالگرفیبر ، نور از فیبر خارج می‌شود و باعث افزایش دمای نقطه ای تا ۱۰۰۰درجه سانتی گراد می‌شود. پلاسمای ایجادشده منجر به تبخیر مغزی فیبر می شود وباسرعت چندمتربرثانیه به سمت منبع حرکت می‌کند در نهایت مغزی فیبردچارآسیب می‌شود وحباب های تناوبی بسته به میزان توان اولیه با فاصله های µm ۱۲تا۱۶ دربازه توان اولیه ۲تا۳/۶وات تشکیل می‌شود.[9,8] در ساختار حسگر ازفیبر سوخته و فیبرتک مد استفاده می‌کنیم.با دستگاه جوش فیبر نوری یک فیبر تک مد را با فیبر سوخته جوش می‌دهیم که در آن حباب ها باهم تشکیل کاواکی با طول µm ۸۲ بیشترین عرضµm۸۰ می‌دهند(شکل ۲(الف)).درمرحله بعد، درفاصله چندمیکرومتر بعداز کاواک اول با استفاده از دستگاه جوش فیبرنوری، کاواک دوم ساخته می شود (شکل ۲(ب))طول کاواک نهایی ۳۵۰ میکرومتراست. به منظور بررسی پاسخ دمایی، حسگر درون کوره دمایی قرار داده شده است که در آن دما تا۹۰ درجه سانتی گراد افزایش می یابد و سپس رفتار کاهشی دما مورد بررسی قرار می گیرد. در محدوده تغییرات دمایی ۳۰ درجه سانتی گراد طیف حسگر با دستگاه braggmeter مشاهده و ثبت شده است.



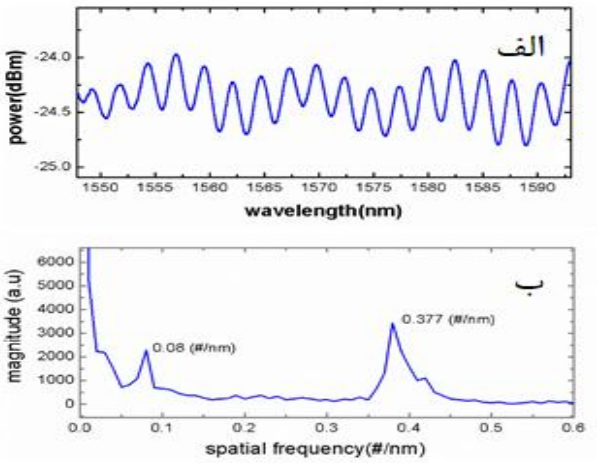
الف ب

شکل ۲) الف) فیبرسوخته ب)کاواک نهایی که از یک کاواک هوا به طول طول µm۸۲ و بیشترین عرضµm۸۰ و کاواک هیبریدی با طولµm۳۵۰

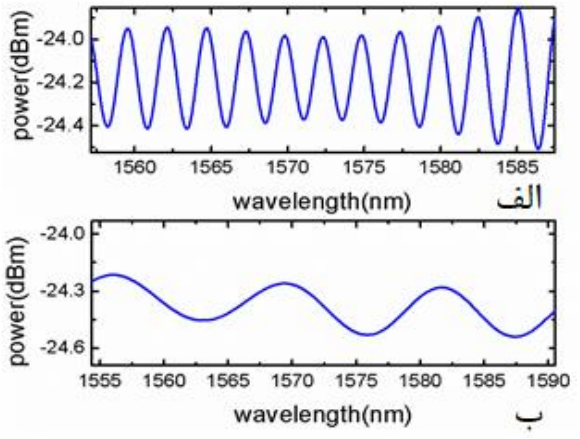
تحلیل طیف حسگردرپاسخ دمایی

برای تحلیل طیف درمقابل تغییرات دمایی ابتدا از طیف طول موج تبدیل فوریه می‌گیریم.(شکل ۳)درادامه بااستفاده از فیلترمیان گذرنمودارمربوط به دو کاواک راجدامی‌کنیم و حساسیت هرکدام راجداگانه بررسی می‌کنیم. باتوجه به رابطه(۲)مقدارحساسیت pm/C۱۴/۲برای سیلیکا ومقدارحساسیت pm/C۰/۵۴-برای هوا انتظار می رود که منجر به حساسیت pm/C ۱۳/۷ می شود. بارسم نمودارشیفت طول موجی حسگر برحسب دما برای کاواک اول حساسیت pm/C۱۳و کاواک بزرگتر حساسیت pm/C ۹/۸ بدست آمده است.(شکل ۴)

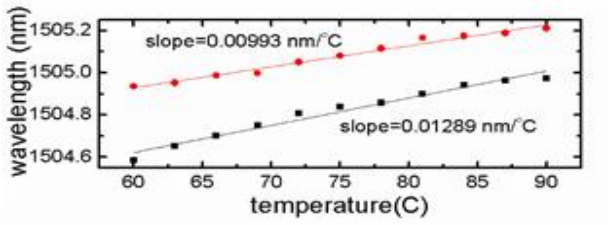
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۳) الف) طیف طول موج حسگر ب) FFTطیف طول موج



شکل۴) اعمال فیلترمیان‌گذربرای جداکردن طیف طول موج دو کاواک الف)کاواک ۳۷۰ µm ب)کاواک ۸۰µm



شکل ۵) نمودار شیفت طول موج برحسب تغییردما.داده های قرمز مربوط به کاواک دوم ودارای حساسیت ۹،۸pm/C داده های مشکی مربوط به کاواک اول باحساسیت ۱۳ pm/C است

نتیجه گیری

در این مقاله روش جدید ساخت حسگر کاواک فابری_پروهیبریدی بررسی شد. اساس کاراین حسگرمیکروکاواک که بااستفاده از فیبر سوخته ساخته شده درون مغزی فیبر می‌باشد که درادامه با فیلترکردن طیف وتحلیل دو کاواک به طورجداگانه به حساسیت های ۱۳pm/C و ۹/۸ pm/Cدربازه ۶۰تا۹۰درجه سانتی گراد دست یافتیم. کاواک دوم حساسیت کمتری نسبت به کاواک داخلی اول دارد و برای اندازه گیری هم‌زمان می‌توان ازکاواک دوم به دلیل حساسیت کمتر برای اندازه‌گیری پارامترهایی همچون ضریب شکست و فشار استفاده کرد.

مرجع ها:

[1] Arregui, Francisco J. "Simultaneous measurement of humidity and temperature by combining a reflective intensity-based optical fiber sensor and a fiber Bragg grating." *IEEE Sensors Journal* 2.5 (2002): 482-487.

[2] Li, Enbang, Xiaolin Wang, and Chao Zhang. "Fiber-optic temperature sensor based on interference of selective higher-order modes." *Applied physics letters* 89.9 (2006): 091119.

[3]Frazão, O., et al. "Fabry-Perot refractometer based on an end-of-fiber polymer tip." *Optics letters* 34.16 (2009): 2474-2476**.**

[4] Gong, Yuan, et al. "Fiber-optic Fabry–Perot sensor based on periodic focusing effect of graded-index multimode fibers." *IEEE Photonics Technology Letters* 22.23 (2010): 1708-1710.

[5] Domingues, M. F. "Enhanced sensitivity high temperature optical fiber FPI sensor created with the catastrophic fuse effect." *Microwave and Optical Technology Letters* 57.4 (2015): 972-974.

[6] Rong, Qiangzhou. "A miniature fiber-optic temperature sensor based on a Fabry–Perot interferometer." *Journal of optics* 14.4 (2012): 045002.

[7] André, Ricardo M "Simultaneous measurement of temperature and refractive index using focused ion beam milled Fabry-Perot cavities in optical fiber micro-tips." *Optics Express* 24.13 (2016): 14053-14065.

[8] Todoroki, Shin-ichi. "Origin of periodic void formation during fiber fuse." *Optics Express* 13.17 (2005): 6381-6389.

[9] Antunes, Paulo FC, et al. "Optical fiber microcavity strain sensors produced by the catastrophic fuse effect." *IEEE Photonics Technology Letters* 26.1 (2014): 78-81.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

حسگر پلاسمونی مبتنی بر تولید هارمونیک سوم توسط نانوروزنه های طلا

فرحناز سعیدی[۱]، مصطفی قربان زاده[۲] و محمدکاظم مروج فرشی[۱]

[۱]دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، هسته پژوهشی نانو پلاسمو فوتونیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

[۲]دانشکده مهندسی برق وکامپیوتر، دانشگاه حکیم سبزواری، خراسان رضوی، ایران

چکیده – در این مقاله یک حسگر پلاسمونی مبتنی بر تولید هارمونیک سوم متشکل از آرایه‌ای از نانوروزنه‌های مستطیلی در لایه‌ای از طلا به ضخامت ۱۰۰ نانومتر، پیشنهاد شده است. در ساختار پیشنهادی با استفاده از حل عددی معادلات ماکسول به روش تفاضل متناهی حوزه زمان نشان داده ایم که به دلیل اثرات غیرخطی لایه طلا، با تابش نور به طول موج ۱۵۷۰ نانومتر، هارمونیک سوم به ازای دامنه منبع ورودی بیشتر از $۳/۱\times۱۰^{۸}$ ولت بر متر تولید می شود. به منظور بررسی قابلیت حسگری ساختار پیشنهادی، نشان داده ایم که تغییر ضریب شکست محیط از ۱ تا ۱/۳ شدت نسبی توان هارمونیک سوم را ۱۲۰۰۰ برابر می کند در حالی که این تغییرات برای هارمونیک اصلی تنها به میزان ۵۰ برابر است. ساختار پیشنهادی می تواند به عنوان یک حسگر مجتمع با کاربردهای آزمایشگاه روی تراشه مورد استفاده قرار گیرد.

کلید واژه- اپتیک غیرخطی، تولید هارمونیک سوم، نانوروزنه، حسگر پلاسمونی

Plasmonic Sensor based on the Third Harmonic Generated by an Array of Gold Nano-apertures

Farahnaz Saeidi[1], Mostafa Ghorbanzadeh[2], Mohammad Kazem Moravvej-Farshi[1]

[1] Faculty of Electrical and Computer Engineering, Nano Plsmo-Photonic Research Group, Tarbiat Modares University, P. O. Box 14115-194, Tehran 1411713116, Iran

[2]Faculty of Electrical and Computer Engineering, Hakim Sabzevari University, P. O. Box 397, Sabzevar 9617976487, Iran.

Abstract-We are proposing a plasmonic sensor based on the third harmonic generation from an array of rectangular nano-apertures in a 100-nm thick gold film. In the proposed structure, using the Finite difference time domain method, we show that due to the nonlinearity of the patterned gold film the third harmonic can be generated when the magnitude of the incident source (λ=1570 nm) is more than 3.1×10^{8} V/m. To investigate the sensibility of the proposed structure, we show that by varying the optical properties (refractive index) of the surrounding medium from 1 to 1.3, the relative output power of the generated third harmonic increases for about 12000 times, while for the same conditions the fundamental mode increases just about 50 times. The proposed sensor can be used as an integrated sensor especially for lab-on-a-chip applications.

Keywords: Nonlinear optics, third harmonic generation, nanoaperture, Plasmonic sensor

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

اپتیک غیرخطی شاخه ای از اپتیک است که تغییر خاصیت نوری مواد در حضور نور شدید را توصیف می‌کند [۱]. این شاخه از اپتیک در حوزه‌هایی مانند مخابرات، پردازش اطلاعات و پزشکی کاربرد دارد. به منظور مشاهده‌ی اثر غیرخطی در متامتریال ها، نیاز به منبع نوری به اندازه‌ی کافی شدید است. اپتیک غیرخطی در افزاره‌های نوری غیرخطی استفاده می شود و در بسیاری از تکنیک‌های مورد استفاده‌ی مهندسان و محققان از جمله سوییچینگ نوری، تبدیل طول موج و تصویربرداری میدان نزدیک کاربرد دارد. شروع گستره‌ی اپتیک غیرخطی را کشف تولید هارمونیک دوم[۱] توسط فرانکن[۲] در سال ۱۹۶۱، کمی پس از کارکرد موفقیت‌آمیز نخستین لیزر توسط مایمن[۳] در سال ۱۹۶۰ می‌دانند.

انواع مختلفی از رفتارهای غیرخطی در نانوپلاسمونیک مورد بررسی قرار گرفته که یکی از این اثرات غیرخطی تولید هارمونیک سوم (THG)[۴] است. اخیرا [۲] برای دستیابی به بیشترین بازده تولید هارمونیک سوم ، ساختاری متشکل از آرایه‌ای از نانوروزنه‌ها[۵] طراحی شده است. از مزیت‌های وجود نانوروزنه‌ها در لایه‌های فلزی، متمرکزسازی میدان الکترومغناطیسی و کاهش دمای لایه طلا (تولید شده به دلیل برهمکنش نور و لایه طلا) است و به همین علت این ساختارها به طور چشمگیری مورد استفاده قرار می‌گیرند [۳، ۴].

در این مقاله، توان خروجی برای ساختاری متشکل از آرایه‌ای از نانوروزنه‌های مستطیلی در لایه‌ای از طلا با ضریب نفوذپذیری غیرخطی بررسی می‌شود. محیط شبیه‌سازی با مواد مختلف به ضریب شکست‌های متفاوت در نظر گرفته شده و از آنجا که پارامترهای مختلفی روی شدت هارمونیک سوم تاثیرگذار هستند انتظار داریم که با تغییر ضریب شکست محیط، شدت هارمونیک سوم نیز تغییر کند.

روابط ریاضی

وِیژگی‌های غیرخطی نوری یک ماده می‌تواند با استفاده از یک منبع نور مطالعه شود. این منبع معمولا یک لیزر پالس است که مقداری انرژی را در کسر کوچکی از زمان گسیل می کند و باعث ایجاد قطبش[۶] الکتریکی می‌شود. این قطبش القایی از رابطه (۱) محاسبه می‌شود:

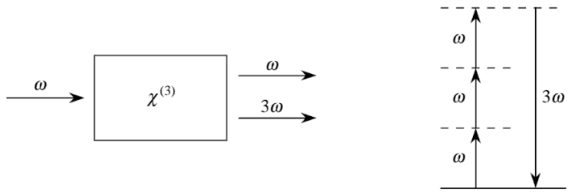
$$\mathrm{P} = \varepsilon_0\left[\chi^{(1)}\boldsymbol{E} + \chi^{(2)}\boldsymbol{E}^2 + \chi^{(3)}\boldsymbol{E}^3 + \cdots\right] = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) \qquad (1)$$

در این رابطه ε_0 ضریب گذردهی الکتریکی خلا $\chi^{(1)}$، $\chi^{(2)}$ و $\chi^{(3)}$ ضرایب نفوذپذیری مرتبه اول، دوم و سوم ماده هستند. $\boldsymbol{E}$ میدان الکتریکی تابشی و $P^{(1)}$ (t) ، (t) $P^{(2)}$ و $P^{(3)}(t)$ به ترتیب قطبش مرتبه اول (خطی)، مرتبه دوم و مرتبه سوم می‌باشند. هنگامی که شدت میدان تابشی به اندازه کافی بزرگ نباشد، مرتبه‌های بالاتر

[1] Second harmonic generation
[2] Franken
[3] Meiman
[4] Third harmonic generation
[5] Nanoaperture
[6] polarization

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

قابل صرف‌نظر هستند. شکل ۱ فرآیند تولید هارمونیک سوم را نشان می‌دهد:



شکل ۱: فرآیند تولید هارمونیک سوم[۵]

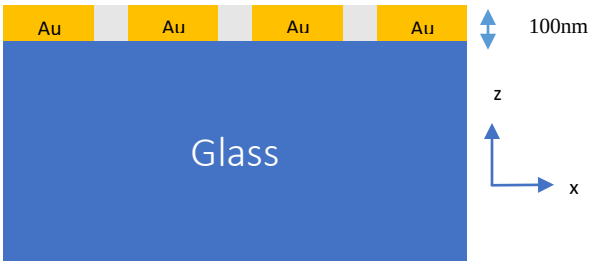
سیگنال هارمونیک سوم با رابطه (۲) تخمین زده می‌شود:

$$THG \propto \int_{gold} \chi^{(3)}_{gold}\ \boldsymbol{E}_{3\omega} \cdot \boldsymbol{E}^3_{\omega} \qquad (۲)$$

$\boldsymbol{E}_{3\omega}$ میدان الکتریکی هارمونیک سوم و $\boldsymbol{E}_{\omega}$ میدان الکتریکی تابشی است.

ساختار و روش شبیه‌سازی

ساختار مورد نظر از دولایه ماده مختلف با ضریب شکست متفاوت تشکیل شده است. همانطور که در شکل ۲ نشان داده شده، آرایه‌ای از نانوروزنه‌های مستطیلی در لایه‌ای از طلا به ضخامت ۱۰۰ نانومتر که بر روی بستری از جنس شیشه قرار گرفته، ایجاد شده است.



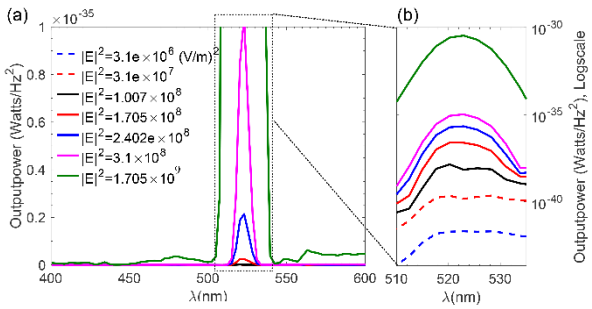
شکل ۲: نمای دوبعدی ساختار

در شبیه‌سازی ساختار، یک منبع موج صفحه ای با قطبش مغناطیسی TM به طول موج اصلی ۱۵۷۰ نانومتر و دامنه مشخص به صورت عمودی از بالا به نانوروزنه‌ها تابانده می‌شود و درسمت دیگر ساختار توان خروجی اندازه‌گیری می‌شود. از یک مانیتور صفحه‌ای در ناحیه دی‌الکتریک برای مشاهده سیگنال هارمونیک سوم استفاده شده است.

برای محاسبه سیگنال هارمونیک سوم تولید شده درآرایه‌ای از نانوروزنه‌ها و همچنین بررسی تغییر آن در محیط‌های مختلف از معادلات مربوط به تولید استفاده می‌شود، برای نیل به این هدف از روش عددی تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) استفاده شده است.

نتایج شبیه‌سازی

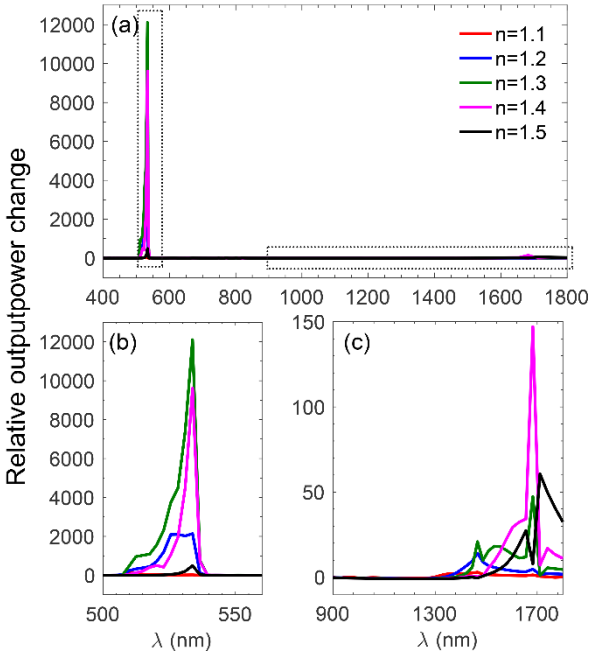
در ساختارهای غیرخطی، مقدار دامنه منبع باید به قدری باشد تا بتواند اثرات غیرخطی را ایجاد کند. برای این منظور شبیه‌سازی‌های متعددی به ازای مقادیر مختلف دامنه انجام شد که نتایج آن در شکل ۳ آمده است. کمترین مقدار آن برای تولید هارمونیک سوم در لایه طلا به ضخامت ۱۰۰ نانومتر، $۳/۱\times۱۰^{۸}$ ولت برمتر است. هر چه مقدار دامنه بیشتر می‌شود، توان خروجی نیز افزایش می‌یابد.



شکل ۳ : مقدار توان خروجی به ازای مقادیر مختلف دامنه ورودی

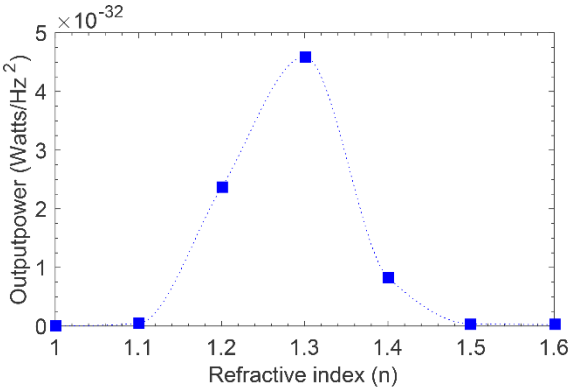
از آن‌جا که برانگیختگی پلاسمون‌ها بسیار حساس به تغییرات ضریب شکست خود ماده و محیط اطراف آن است بنابراین با تغییر ضریب شکست محیط داخل نانوروزنه و همچنین بالای ساختار مقدار توان خروجی نیز تغییر می‌کند. شکل ۴ تغییرات نسبی شدت سیگنال هارمونیک سوم را به‌ازای محیط‌های مختلف و هوا، نشان می‌دهد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



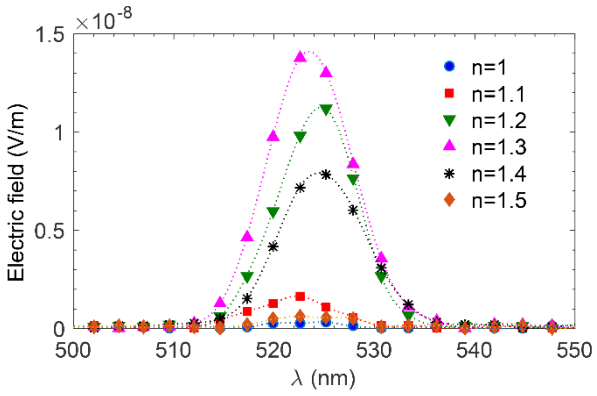
شکل ۴ : تغییرات نسبی توان خروجی نسبی

با توجه به شکل مشهود است که میزان شدت هارمونیک سوم برای محیط‌های غیر از هوا بیشتر است. اگر شدت هارمونیک سوم به ازای ضریب شکست‌های مختلف را رسم کنیم، شکل ۵ را خواهیم داشت که این نمودار نیز موید نتایج پیشین، می‌باشد.



شکل ۵: مقایسه شدت هارمونیک سوم به ازای ضریب شکست‌های مختلف محیط

شکل ۶ شدت میدان الکتریکی ثبت شده توسط یک مانیتور در مرز طلا و دی‌الکتریک را نشان می‌دهد که همان‌طور که انتظار می‌رود، میدان الکتریکی مشاهده شده برای حالتی که داخل نانوروزنه و محیط، ضریب شکست برابر با یک (هوا) است از همه کمتر است.



شکل ۶: مقایسه میدان الکتریکی

نتیجه‌گیری

با استفاده از آرایه‌ای از نانوروزنه‌های مستطیلی ایجاد شده در لایه طلا به ضخامت ۱۰۰ نانومتر و تغییر ضریب شکست محیط داخل نانوروزنه، مقایسه‌ای بین شدت هارمونیک سوم انجام شد که در همه حالات مقدار این کمیت‌ها، بیشتر از شرایطی است که هوا وجود دارد و برای ضریب شکست برابر با ۱/۳ بیشترین مقادیر حاصل شده است.

مرجع‌ها

[1] E. Origins and T. G. Transformation, “Ook Eview,” Soc. Thought, vol. 29, no. April 2009, pp. 14–17, 2001.

[2] M. S. Nezami and R. Gordon, “Localized and propagating surface plasmon resonances in aperture-based third harmonic generation,” vol. 23, no. 25, pp. 32006–32014, 2015.

[3] H. Search, C. Journals, A. Contact, M. Iopscience, L. Phys, and I. P. Address, “Single nano-hole as a new effective nonlinear element for third-harmonic generation,” vol. 75901, 2013.

[4] H. Search, C. Journals, A. Contact, M. Iopscience, and I. P. Address, “Giant optical transmission of sub-wavelength apertures : physics and,” vol. 429, 2002.

[5] Boyd, R. W. Nonlinear Optics; Academic Press, 2003

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی آزمایشگاهی تابش دهی پرتو لیزر بر ترکیبات رسوبات آسفالتین

رقیه ایزن[۱]، محمدعلی حداد [۱،۲]و عباس بهجت [۱،۲]

[۱]دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی: ۸۹۱۹۵-۷۴۱
[۲] گروه پژوهشی فوتونیک، آزمایشگاه تحقیقاتی بیناب‌نگاری لیزری، دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد،

Roghaye.izan2017@yahoo.com, mahaddad@yazd.ac.ir, abehjat@yazd.ac.ir.

چکیده - مشـــکلات ناشی از رسوبات آسفالتین با ادامه روند تولید نفت از میادین نفتی در حال افزایش است. روش‌های گوناگونی در رفع و جلوگیری از رسوبات آسفالتین در چاه‌های نفتی بکار برده می‌شوند. در این مقاله، به منظور امکان‌سنجی استفاده از مزیت‌های پرتوی لیزر برای رفع و تسریع فرآیند رسوب‌زدایی در چاه‌های نفتی، نمونه‌هایی از آسفالتین جامد تهیه شده از میادین جنوب غربی ایران با اســتفاده از پرتو لیزر پالســی Nd:YAG با توان‌های تابشــی متفاوت تابش‌دهی شده‌اند. نشان داده شده است که میانگین اندازه نمونه‌های خوشه‌ای آسفالتین پس از تابش‌دهی به ذراتی با میانگین اندازه در مرتبه نانومتر تبدیل شده‌اند. همچنین اثر توان های تابشی متفاوت نیز در تشکیل ساختارهای نانومتری مورد مطالعه قرار گرفته شده است.

کلید واژه- رسوبات آسفالتین، تابش‌دهی لیزری، ساختارهای نانومتری، نانوذرات.

Experimental investigation of Laser beam radiation on asphaltene sediments

Roghaye Izan[1], Mohammad Ali Haddad[1, 2] and Abbas Behjat[1, 2]

[1] Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 89195-741.
[2] Photonic Research Group, Laser Spectroscopy Research Laboratory, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 89195-741.

Roghaye.izan2017@yahoo.com, mahaddad@yazd.ac.ir, abehjat@yazd.ac.ir

Abstract- Asphaltene precipitation and deposition are known serious problems during oil production. This problem significantly influences the productivity and yield of oil wells. Various methods are commonly applied for the removal and prevention of asphaltene depositions meantime, laser-based methods have been considered rarely compared to the other methods for this purpose. In this report, the results of intense laser beam radiation on asphaltene clusters are tentatively studied. It is shown that in the presence of laser radiation, nano- structure of asphaltene are produced and their average size reduces by increasing of the power of laser beam.

Keywords: Asphaltene sediments, Laser radiation, Nanometer structures, Nano particles.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

رسوب آسفالتین سبب بروز مشکلات زیادی در مراحل استخراج از خطوط لوله‌های انتقال و پالایش نفت می‌شود [۱]. رسوبات آسفالتین سنگین‌ترین اجزای نفت خام هستند که دارای حلقه‌های آروماتیکی با وزن بالا و همچنین حاوی گوگرد، اکسیژن و نیتروژن می‌باشند و عناصر فلزی مانند نیکل ،آهن و وانادیم نیز به میزان کمتری در رسوبات آسفالتین یافت می‌شوند[۳-۲].

رسوبات آسفالتین در چاه‌های نفتی به علت تغییر در شرایط دما، فشار و سایر کمیت‌های مخزنی در چاه‌های تولیدی رسوب و ته‌نشین می‌شوند و باعث انسداد کامل لایه‌ی تولیدی شده و در ادامه موجب کاهش شاخص بهره‌دهی تولید چاه می‌گردد و منجر به خسارت‌های زیادی در صنعت نفت می‌شوند. درایران مخازن متعددی دچار مشکل رسوبات آسفالتین می‌باشند.

روش‌های زیادی از جمله روش‌های شیمیایی، مکانیکی، حرارتی و روش پدیده مافوق صوت (آلتراسونیک) و استفاده از فناوری نانو و غیره برای رفع و جلوگیری از رسوبات آسفالتین در دنیا انجام شده است[۶-۴]. این روش‌ها به همراه مزایای خود، برای رفع رسوبات آسفالتین محدودیت-هایی در سیال نفتی، لوله‌های چاه، آلودگی محیط زیست و همچنین فرایند بازگشت پذیری را منجر می‌شوند.

امروزه بهره‌گیری از روشهای لیزر- پایه در صنعت پالایش به منظور فائق آمدن بر مشکلات ناشی از رسوبات آسفالتین که در بالا به آن اشاره شده است، مورد توجه قرا گرفته است. در این پژوهش، سعی بر آن بوده است که تابش لیزری بر تغییر ساختارهای گوناگون رسوبات آسفالتین مورد مطالعه قرارگیرد. بدین منظور اثر تابش لیزر بر روی رسوبات آسفالتین، چهار نمونه آسفالتین جامد از بخش‌های مختلف یکی از میادین نفتی جنوب غربی ایران که این میادین دارای مشکل جدی تشکیل رسوبات آسفالتین می‌باشد، نمونه برداری شده‌اند. تأثیر تابش‌دهی پرتو لیزر در پراکندگی ذرات رسوبات آسفالتین و تغییر اندازه ذرات آسفالتین پس از تابش‌دهی با توان‌های متفاوت لیزر مقایسه و بررسی شده است.

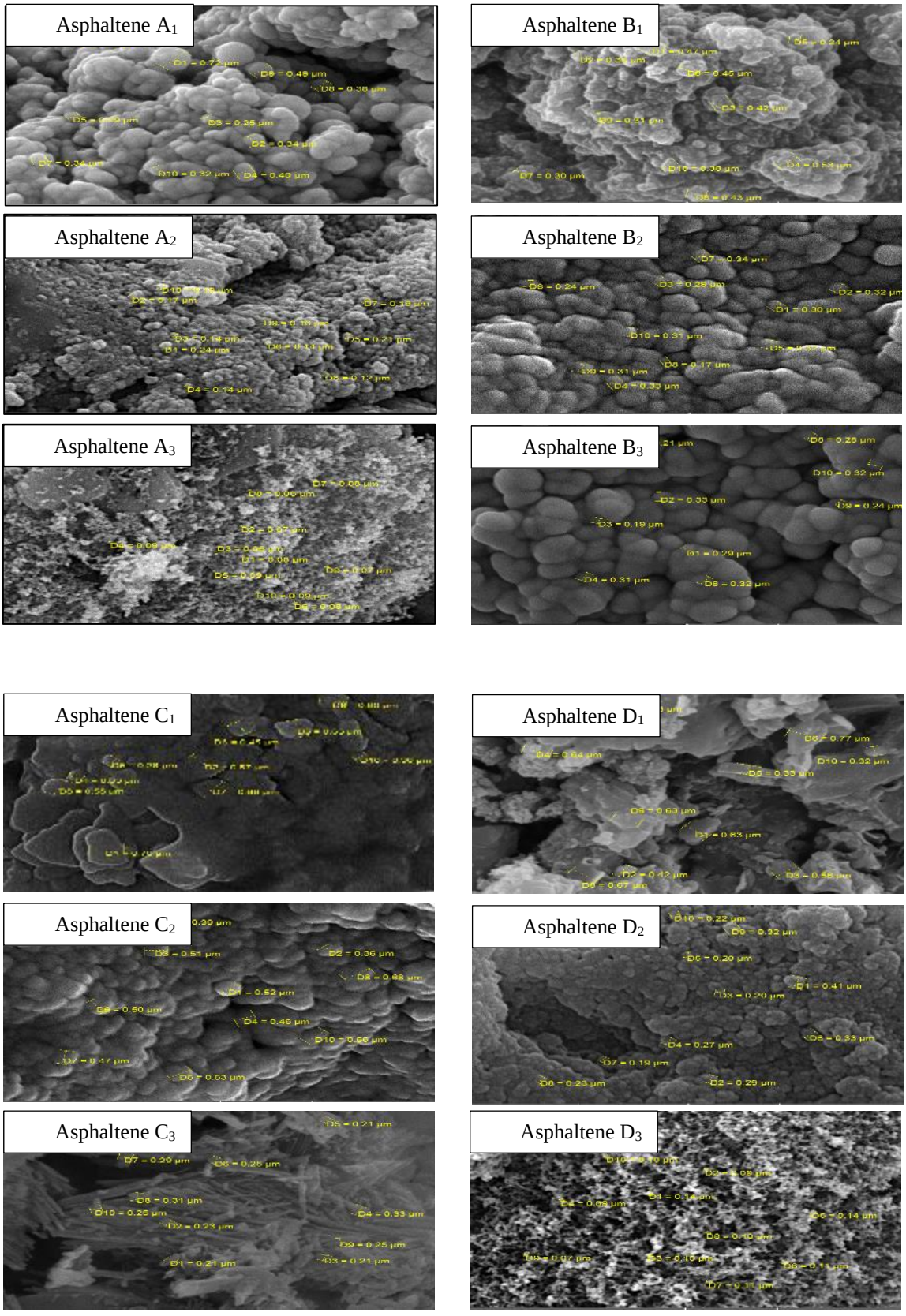
روش انجام آزمایش

به منظور مطالعه اثر تابش لیزر بر روی نمونه‌های نفتی آسفالتین، چهار نمونه آسفالتین از بخش‌های متفاوت یکی از مخازن نفتی جمع آوری شده‌اند. نمونه‌های آسفالتین از ناحیه تحت پمپ درون‌چاهی، روی لوله قرارگرفته در ده شاخه بالاتر از پمپ، دهانه ورودی پمپ و محل بیرونی لوله قرارگرفته در ده شاخه بالاتر از پمپ جمع آوری شده‌اند. در این مقاله این نمونه‌ها به نام‌هایA، B، C و D نامگذاری شده‌اند. برای انجام آزمایش، هر کدام از خوشه آسفالتین کلوخه شده جامد با ۱۰۰ پالس لیزری با لیزر Nd:YAG مدل (PIM3115) با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر و نرخ تکرار ۷ هرتز در سه توان میانگین تابشی ۴، ۱۰ و ۱۵ وات با قطر پرتوی ۱ میلیمتر تابشدهی شده‌اند. سپس اندازه ذرات پراکنده شده از سطح آسفالتین پس از تابش‌دهی با لیزر توسط دستگاه میکروسکوپ الکترونی (SEM) با مدل (VEGA3 TESCAN) مورد بررسی قرار گرفت.

بحث و نتایج

شکل (۱) تصاویر SEM پس از تابش‌دهی با لیزر برای چهار نمونه آسفالتین را نشان می‌دهد. با توجه به تصاویرSEM، اندازه سایز ذرات آسفالتین پراکنده شده پس از تابش‌دهی با لیزر با توان‌های متفاوت به ذراتی با میانگین اندازه در مرتبه نانومتر تبدیل شده‌اند. در شکل (۲) میانگین اندازه ذرات آسفالتین پس از تابش‌دهی برحسب تغییرات توان لیزر برای هر چهار نمونه آسفالتین نشان داده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

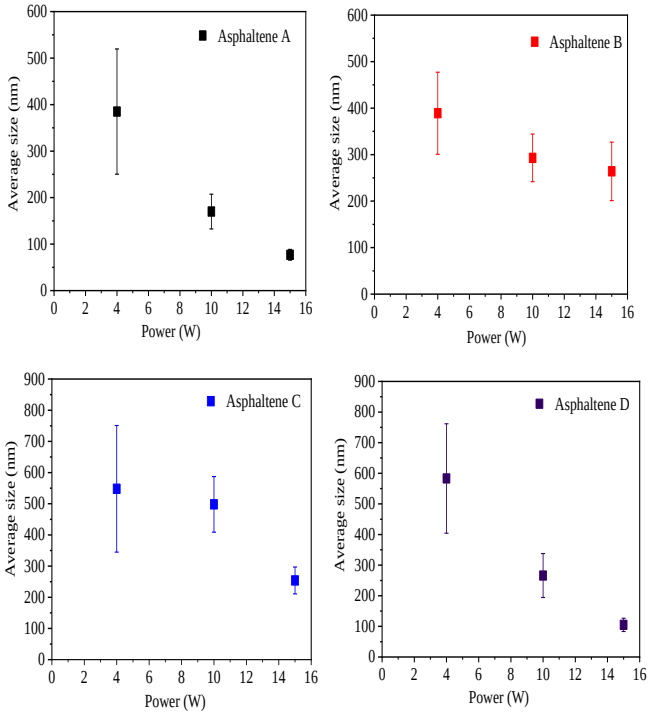


شکل ۱: تصاویر SEM پس از تابش‌دهی با لیزر نمونه‌هایA_1, A_2, A_3 به ترتیب مربوط به توان‌های لیزر۴، ۱۰، ۱۵ وات و نمونه‌های B_1, B_2, B_3 به ترتیب مربوط به توان‌های لیزر ۴، ۱۰، ۱۵ وات .نمونه‌هایC_1, C_2, C_3و نمونه‌های D_1, D_2, D_3 به ترتیب مربوط به توان‌های لیزر۴، ۱۰، ۱۵ وات.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

جدول ۱: مشخصات لیزر در هرتابش‌دهی و نتایج میانگین اندازه ذرات نمونه‌های آسفالتین پس از تابش دهی با لیزر.

نمونه آسفالتین	توان میانگین (W)	میانگین اندازه ذرات (nm)
A_1	۴	۳۸۵±۱۳۵
B_1	۴	۳۸۹ ±۸۸
C_1	۴	۵۴۸±۲۰۳
D_1	۴	۵۸۳± ۱۷۹
A_2	۱۰	۱۷۰±۳۸
B_2	۱۰	۲۹۳±۵۱
C_2	۱۰	۴۹۸±۸۹
D_2	۱۰	۲۶۶±۷۲
A_3	۱۵	۷۷±۱۲
B_3	۱۵	۲۶۴±۶۳
C_3	۱۵	۲۵۴±۴۳
D_3	۱۵	۱۰۵±۲۲



شکل ۲: نمودارهای تغییرات میانگین اندازه ذرات آسفالتین برحسب تغییرات توان لیزر برای هر چهارنمونه آسفالتین.

با توجه به نمودارهای شکل (۲)، میانگین اندازه ذرات پراکنده شده از سطح خوشه آسفالتین پس از تابش‌دهی با افزایش توان‌های لیزر کاهش یافته‌اند.

نتیجه گیری

با توجه به یافته‌های اصلی مقاله، اندازه ذرات آسفالتین پس از تابش‌دهی با لیزر برای هر چهار نمونه آسفالتین در مقیاس نانومتر بودند. همچنین با افزایش توان لیزر، میانگین اندازه ذرات آسفالتین کاهش یافت. با توجه به این که رسوبات آسفالتین در مقیاس یک میکرومتر در چاه‌های نفتی شروع به کلوخه شدن و رسوب می‌کنند و در این مطالعه اندازه ذرات پس ازتابش‌دهی با لیزر کمتر از یک میکرومتر و در مرتبه نانومتر بودند. به نظر می‌رسد استفاده از لیزر به عنوان روشی تکمیلی به همراه استفاده از محلولهای شیمیایی در تسریع و افزایش بازه رسوب‌زدایی بسیار موثر خواهد بود و برای رفع و جلوگیری از کلوخه شدن رسوبات آسفالتین در چاه‌های نفتی روشی مفید و کارآمد باشد.

سپاسگزاری

بدینوسیله نویسندگان از همکاری شرکت ملی مناطق نفت خیز جنوب ایران در انجام این پروژه تشکر می‌نمایند.

مراجع

[1]. E. Hong and P.Watkinson, “A study of asphaltene solubility and precipitation,” *Fuel*, vol. 83, no. 14-15, pp. 1881–1887, 2004.
[2]. T. Tavassoli, S. M. Mousavi, S. A. Shojaosadati, and H. Salehizadeh, “Asphaltene biodegradation using microorganisms isolated from oil samples”, Fuel 93: 142-148, 2012.
[3]. H. Groenzin and O. C. Mullins, “Molecular size and structure of asphaltenes from various sources,” Energy and Fuels, 677–684, 2000.
[4]. K. Karan, A.Hammami, M. Flannery, A.B.Stankiewicz, “Evaluation of Asphaltene Instability and a Chemical Control during Production of Live Oils”, Petroleum Science and Technology, 21,629-645, 2003.
[5]. R. B.DeBoer, K. Leerlooyer, M. Eigner R.P, A.R.D van Bergen., “Screening of Crude Oils for Asphalt Precipitation: Theory, Practice, and the Selection of Inhibitors.” SPE Prod. Facil, 55-61, 1995.
[6]. S. A. Shedid, “An ultrasonic irradiation technique for treatment of asphaltene deposition”. *Journal of petroleum science and engineering*, *42*(1), 57-70, 2004.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مخابرات کوانتومی با استفاده از حالت‌های ترکیبی قطبش-تکانه زاویه‌ای مداری فوتون

محدثه مداحی[1]، فرناز فرمان[2] و علیرضا بهرامپور[3]

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

رایانامه: 1 madahi.tm@gmail.com

2 farnaz_farman@yahoo.com 3 bahrampour@sharif.edu

چکیده – تکانه زاویه‌ای مداری نور یکی از درجات آزادی نور در فضای هیلبرت نامتناهی‌البعد است که در ارتباطات کوانتومی و توزیع کلید کوانتومی استفاده می‌شود. در این مقاله با کدکردن اطلاعات بر روی حالت‌های ترکیبی قطبش و تکانه زاویه‌ای مداری فوتون روشی جهت پیاده سازی پروتکل BB84 در ابعاد بالاتر ارائه‌می‌دهیم. نشان می‌دهیم در این روش نیازی به همترازی دستگاه‌های مرجع فرستنده و گیرنده نیست.

کلید واژه- تکانه زاویه‌ای مداری نور، توزیع کلید کوانتومی، درهم‌تنیدگی

Quantum communication using polarization-orbital angular momentum of photon hybrid states

***Mohaddeseh Maddahi*[1]*,Farnaz Farman*[2]*, Alireza Bahrampour*[3]**

Departemant of Physics, Sharif University of Technology,Tehran
Emails: 1 madahi.tm@gmail.com
2 farnaz_farman@yahoo.com 3 bahrampour@sharif.edu

Abstract- Orbital angular momentum (OAM) is one of the photon's degrees of freedom in infinite-dimensional Hilbert space, which is used in quantum communication and quantum key distribution. In this paper we propose a method for implementing BB84 protocol in higher dimensions by encoding information on hybrid states of OAM and spin of photons. It has been shown that this method does not need for alignment of the transmitting and receiving frames.
Keywords: Orbital angular momentum, Quantum key distribution, entanglement

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

تکانه زاویه‌ای مداری[1](OAM) نور یکی از درجات آزادی نور است که می‌تواند به عنوان بستر مناسبی جهت انتقال اطلاعات به صورت کلاسیکی و کوانتومی مورد استفاده قرار گیرد. تکانه زاویه‌ای نور به دو بخش قطبش نور S و تکانه زاویه‌ای مداری نور L تقسیم می‌شود(J=L+S). در مخابرات نوری کوانتومی از قطبش فوتون به وفور استفاده‌می‌شود. هر تک فوتون دارای قطبش دایروی راست‌گرد یا چپ‌گرد، به ترتیب دارای تکانه زاویه‌ای اسپینی $+\hbar$ یا $-\hbar$ است. در این حالت به فوتون‌های حامل اطلاعات کیوبیت می‌گویند که هر یک حامل یک بیت اطلاعات هستند. چنانچه بخواهیم ظرفیت انتقال اطلاعات توسط فوتون را بالا ببریم، باید از تکانه زاویه‌ای مداری نور استفاده‌کنیم[1]. عملگر تکانه زاویه‌ای مداری نور دارای تعداد نامتناهی ویژه‌حالت با ویژه‌مقدار $l\hbar$ است که lعدد صحیح می‌باشد. اندازه l نشان‌دهنده میزان و علامت آن نشان‌دهنده جهت پیچش جبهه فاز است. بسته به اینکه از چه تعداد از این حالت‌های عمود بر هم برای انتقال اطلاعات استفاده‌کنیم، ظرفیت کانال بالا می‌رود و به $\log_2 d$ می‌رسد که dبعد فضای OAM مورد استفاده‌است. در این حالت به فوتون‌های حامل اطلاعات کیودیت گفته می‌شود. از مزایای دیگر استفاده از تکانه زاویه‌ای مداری نور، بالابردن امنیت در پروتکل‌های رمز نگاری کوانتومی است. پروتکل BB84 اولین و معروف‌ترین پروتکل[2]QKD است که هم اکنون نیز بسیار کاربرد دارد[2]. یکی از روش‌های پیاده‌سازی این پروتکل در فضای آزاد مخصوصا ارتباطات ماهواره‌ای استفاده از قطبش فوتون است. در این روش فرستنده و گیرنده که به آلیس و باب مشهور هستند باید مرجع مختصات یکسانی داشته‌باشند در غیر این‌صورت گیرنده نمی‌تواند اطلاعات را به درستی دریابد و مقدار خطا افزایش‌می‌یابد. بنابر این فرستنده علاوه بر اطلاعات فوتون، مشخصات مرجع مختصات را نیز باید برای گیرنده بفرستد که منجر به گرفتن پهنای باند کانال شده نرخ ارسال اطلاعات را کاهش‌می‌دهد. در سال ۲۰۱۲ گروهی از محققین روشی جهت انتقال اطلاعات بر روی قطبش فوتون پیشنهاد دادند که مستقل از زاویه مراجع آلیس و باب نسبت به هم بود[3]. آنها با استفاده از OAM نور مشکل همراستا نبودن مراجع آلیس و باب را حل‌کرده موفق به ارسال یک بیت اطلاعات در هر بار ارسال فوتون شدند. در سال ۲۰۱۵ محققین پروتکل BB84 را با استفاده از OAM نور در فضای ۷ بعدی پیاده‌سازی‌کردند [4]. با استفاده از دو دسته پایه نامتوازن [3] موفق به ارسال $\log_2 7$ بیت اطلاعات در هر بار ارسال فوتون شدند. چنانچه دو عملگر در فضای d بعدی داشته‌باشیم که با هم جابجا نشوند و تمام ویژه‌حالت‌های آنها نسبت به هم $\forall i, j\in\{1,..,d\}, |\langle a_i|b_j\rangle|^2=1/d$ باشد. به آنها پایه‌های نامتوازن گفته می‌شود. در این مقاله قصد داریم با استفاده از حالت‌های ترکیبی قطبش-تکانه زاویه‌ای مداری فوتون روشی جهت پیاده سازی پروتکل BB84 در ابعاد بالاتر ارائه دهیم. در این روش تنها از یک دسته پایه OAM و دو دسته پایه نامتوازن نسبت به قطبش نور استفاده‌می‌کنیم. نشان می دهیم که آلیس و باب احتیاج به همراستاکردن مراجع خود نداشته و ظرفیت کانال نیز افزایش می‌یابد.

مبانی نظری

یکی از مشکلات ارسال اطلاعات توسط قطبش فوتون همراستاکردن دستگاه‌های مرجع آلیس و باب است. با استفاده از حالت‌های ترکیبی مستقل از چرخش می‌توان بر این مشکل غلبه‌کرد. برای تولید حالت‌های ترکیبی قطبش-تکانه زاویه‌ای مداری از کیوپلیت‌ها استفاده‌می کنیم[5]. این صفحات که از کریستال مایع دوشکستی ساخته شده‌اند، قطبش و تکانه زاویه‌ای مداری نور را به هم

[1] Orbital Angular Momentum
[2] Quantum Key Distribution
[3] Unbiased

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تبدیل‌می‌کنند. کیوپلیت مورد استفاده در اینجا دارای بار توپولوژیکی $q = 1/2$ و $\delta = \pi$ است. (δ تاخیر فاز دوطرفه کیوپلیت است.) ماتریس جونز آن به صورت زیر است: (1) $M(r,\varphi)=i\begin{pmatrix}\cos\varphi & \sin\varphi \\ \sin\varphi & -\cos\varphi\end{pmatrix}$

اثر کیوپلیت بر روی حالت $E_{in}(r,\varphi) = E_0(r)\binom{1}{\pm i} e^{im\varphi}$ بصورت $E_{out}(r,\varphi)=iE_{0(r)}\binom{1}{\mp i}e^{i(m\mp1)\varphi}$ است. در اینجا $\binom{1}{+i}e^{im\varphi}$ بردار جونز مربوط به حالتی با قطبش چپگرد و تکانه زاویه‌ای مداری m است. اگر فرض کنیم بین مراجع آلیس و باب به اندازه θ اختلاف فاز وجود داشته باشد، اثر آن بر روی قطبش فوتون در دو دستگاه بصورت $|R\rangle \rightarrow e^{-i\theta}|R\rangle$ است. اثر اختلاف زاویه دو مرجع بر روی ویژه‌حالت‌های OAM نیز به صورت $|m\rangle \rightarrow e^{im\theta}|m\rangle$ خواهدبود. با استفاده از این اثرها می‌توان کیودیت‌های مستقل از چرخش طراحی‌کرد. به عنوان مثال اگر آلیس بخواهد حالت ورودی $|H,0\rangle$ را برای باب بفرستد آن را از یک کیوپلیت عبورداده و وارد خط انتقال می‌کند:

$$|H,0\rangle \xrightarrow{\text{Q_plate}} \frac{1}{\sqrt{2}}(|L,-1\rangle + |R,1\rangle) \qquad (۲)$$

باب نیز پس از دریافت این حالت کیوپلیت خودش را روی آن اثر می‌دهد که اثرش به صورت زیر است:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|L,-1\rangle + |R,1\rangle) \xrightarrow{Q_plate} |H,0\rangle \qquad (۳)$$

این روابط با در نظرگرفتن زاویه بین دو مرجع آلیس و باب به‌دست‌آمده‌اند. به این ترتیب باب علی‌رغم همراستانبودن با آلیس می‌تواند اطلاعات قطبش_تکانه زاویه‌ای مداری فوتون را به صورت دقیق استخراج‌کند.

نحوه پیاده‌سازی پروتکل BB84

برای پیاده‌سازی پروتکل BB84 به دو دسته پایه نامتوازن نیاز داریم. در اینجا فرض‌می‌کنیم آلیس قصددارد یکی از ۶ عدد مختلف را در هر بار ارسال فوتون برای باب بفرستد. او برای ارسال بیت‌های کلاسیکی از شماره ۰ تا ۵ دو دسته پایه نامتوازن را در اختیار دارد.

$Z=\{|H,0\rangle, |H,1\rangle, |H,-1\rangle, |V,0\rangle, |V,1\rangle, |V,-1\rangle\}$

و $X=\{|R,0\rangle, |R,1\rangle, |R,-1\rangle, |L,0\rangle, |L,1\rangle, |L,-1\rangle\}$

که در آن $|H\rangle$ و $|V\rangle$ نمایان‌گر قطبش افقی و عمودی، $|L,R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle \pm i|V\rangle)$ نمایان‌گر قطبش دایروی چپ‌گرد و راست‌گرد و $|1\rangle$، $|0\rangle$، $|-1\rangle$ به ترتیب نمایانگر تکانه زاویه‌ای مداری 1، 0 و ۱- هستند. آلیس از قبل طبق قرارداد با باب به هر حالت یک بیت کلاسیک نسبت داده است: $0\rightarrow |R,0\rangle,\ |H,0\rangle$ $\quad 3\rightarrow |L,0\rangle,\ |V,0\rangle$

$1\rightarrow |R,1\rangle,\ |H,1\rangle$ $\quad 4\rightarrow |L,1\rangle,\ |V,1\rangle$

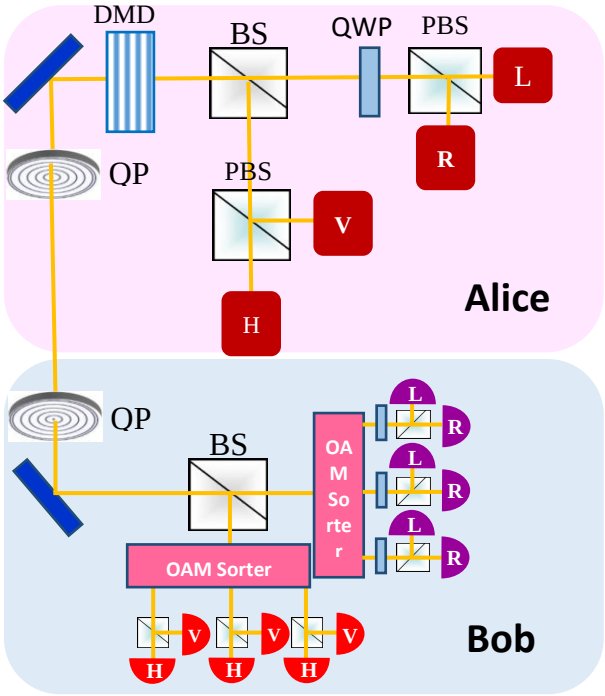
$2\rightarrow |R,-1\rangle,\ |H,-1\rangle$ $\quad 5\rightarrow |L,-1\rangle,\ |V,-1\rangle$

آلیس به طور تصادفی اطلاعات خود را در یکی از دو پایه اولیه به وسیله چهار لیزر با قطبش‌های مختلف و آیینه‌های میکرونی دیجیتالی[۴](DMD) کد کرده با استفاده از کیوپلیت خودش به حالت ترکیبی مستقل از چرخش تبدیل می‌کند. سپس آن را برای باب می‌فرستد. باب با استفاده از کیوپلیتی در دستگاه مرجع خودش حالت ترکیبی را مشابه روابط(۲) و (۳) علی رغم وجود اختلاف زاویه دو مرجع به حالت اولیه‌ای که در دست آلیس بوده تبدیل کرده و توسط ادوات نوری آن را اندازه‌گیری می‌کند (شکل ۱). به همین ترتیب محاسبات برای تمام حالت‌های ممکن ورودی نشان می‌دهد که وجود اختلاف زاویه بین دو مرجع اثری در نتایج باب ندارد و باب بطور دقیق می‌تواند اطلاعات آلیس را استخراج‌کند. پس در نتیجه آلیس و باب نیازی به همترازی مراجع خود با یکدیگر ندارند. پس از اینکه مقدار قابل‌توجهی معمولا در حدود ۱۰۰۰۰ فوتون (بسته به ظرفیت حافظه موقت آلیس و باب) منتقل شد این روند متوقف شده آلیس و

[۴] Digital Micro Mirror

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

باب از طریق شبکه کلاسیکی با هم ارتباط برقرارمی‌کنند. به این ترتیب که آلیس اطلاع‌می‌دهد هر فوتونی را از کدام دسته پایه انتخاب کرده‌بوده است.



شکل ۱. نمایی شماتیک از پیاده‌سازی پروتکل. آینه‌های DMD جهت تولید فوتون با OAMهای ۱و۰و-۱ به کار می‌روند.

همین‌طور باب اعلام‌می‌کند در کدام پایه اندازه‌گیری انجام‌داده‌است. آن‌ها تنها اطلاعاتی که مربوط به فوتون‌هایی است که در پایه مشترک تولید و اندازه گیری شده‌اند را نگاه داشته بقیه را دور می‌ریزند که به این عمل غربالگری[۵] گفته می‌شود. پس از انجام این کار آلیس و باب یک رشته هماهنگ دارند که البته ممکن است ایو نیز به مقداری از اطلاعات دسترسی‌داشته‌باشد. چنانچه ایو به کانال حمله‌کند رد پای خود را به‌جامی‌گذارد که قابل تشخیص توسط آلیس و باب است. ظرفیت کانال در اینجا $\log_2 6$ است که می‌توان با زیادکردن حالت‌های تکانه زاویه‌ای مداری نور آن را افزایش‌داد. برای مثال می توان از حالت های $|+2\rangle، |-2\rangle، |+3\rangle، |-3\rangle$ و ... نیز برای کد کردن اطلاعات استفاده‌کرد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله نشان‌دادیم با استفاده از حالت‌های ترکیبی قطبش-تکانه زاویه‌ای مداری فوتون می‌توان روشی جهت پیاده‌سازی پروتکل BB84 پیشنهاد داد. در این روش تنها از یک دسته پایه OAM و دو دسته پایه نامتوازن قطبش نور استفاده‌کردیم. نشان‌دادیم که آلیس و باب با استفاده از کیوپلیت حالت‌های ورودی را به حالت‌های مستقل از چرخش قطبش-تکانه زاویه‌ای تبدیل‌کرده و به این ترتیب احتیاج به همراستاکردن مراجع خود ندارند. به علاوه با استفاده از OAM نور، می‌توان ظرفیت کانال را جهت ارسال اطلاعات نیز افزایش داد.

مرجع‌ها

[1] Farman, Farnaz, Bahrampour, Alireza. Journal of the Optical Society of America B, Vol. 35, No. 10,(2018).

[2] Bennett, C.H, Brassard, G, in Workshop on the Theory and Application of Cryptographic Techniques (Springer, 1984), pp. 475–480.

[3] D'ambrosio, Vincenzo, et al. Nature communications 3 (2012): 961.

[4] Mirhosseini, Mohammad, et al. New Journal of Physics 17.3 (2015): 033033.

[5] Vallone, Giuseppe, et al. Physical review letters113.6 (2014): 060503.

[۵] sifting

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تاثیر پارامترهای دمش بر عملکرد یک لیزر کلیدزنی Q شده و قفل شده مد Nd:GdVO4

سید حسام رجائی، غلامرضا هنرآسا و علیرضا کشاورز

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز
H.Rajae@sutech.ac.ir

چکیده – در این مقاله با استفاده از معادلات نرخ جفت شده، رفتار یک لیزر $Nd:GdVO_4$ کلید زنی Q و قفل شده مد با جاذب اشباع پذیر $Cr^{4+}:YAG$ شبیه سازی شده است. به این منظور معادلات نرخ از رهیافت افت وخیز حل و توان متوسط و انرژی تپ خروجی محاسبه شده است. همچنین تاثیر توان دمش و پهنای میانگین پرتو دمش بر عملکرد لیزر بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد با افزایش توان دمش و پهنای میانگین پرتو دمش، انرژی تپ خروجی افزایش می‌یابد.

کلید واژه- لیزر $Nd:GdVO_4$، جاذب اشباع پذیر $Cr^{+4}:YAG$، قفل شدگی مد، کلیدزنی Q،

The Effect of Pump parameters on the performance of a Nd:GdVO4 Q-Switched and Mode-Locked Laser

Seyed Hessam Rajaee, Gholamreza Honarasa and Alireza Keshavarz

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract-In this paper, the behavior of a Q-switched and mode-locked $Nd:GdVO_4$ laser with Cr^{4+}:YAG saturable absorber is simulated by using the coupled rate equations. For this purpose, the rate equations are solved by fluctuation mechanism and the average output power and pulse energy are calculated. Also, the impact of the incident pump power and average radius of the pump beam on the performance of the laser is investigated. The results show that as the incident pump power and average radius of the pump beam are increased, the pulse energy is increased.

Keywords: $Nd:GdVO_4$ Laser, Cr^{+4}:YAG Saturable absorber, Mode locking, Q-switching

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

استفاده همزمان از کلیدزنی Q و قفل شدگی مد می‌تواند تپ های لیزر با توان قله‌ی بالا و پهنای تپ فوق کوتاه (پیکو ثانیه‌ای) که برای کاربردهای زیادی مورد نیاز است را فراهم کند و باعث می‌شود یکی از موضوعات مورد توجه در زمینه لیزر باشد. کلیدزنی Q و قفل شدگی مد هم زمان یک راه ساده را برای افزایش توان قله در مقایسه با روش قفل شدگی مد موج پیوسته فراهم می‌کند[۱]. با استفاده از این روش می‌توان برای لیزرهای حالت جامد پر کاربرد ناخالصی سازی شده با یون نئودیوم و لیزر های حالت جامد فرکانس دو برابر شده درون کاواک با مدت زمان تپ فوق سریع و توان قله بالا استفاده کرد. از جمله کاربردهای این لیزرها می‌توان به پردازش مواد، میکرو ماشین، سنجش از راه دور، چشم پزشکی، ذخیره‌سازی اطلاعات، ارتباطات همدوس تشخیص های پزشکی، هولوگرافی و صنعت اشاره کرد[۲].

بلور $Nd:GdVO_4$ یک ایزوتوپ $Nd:YVO_4$ است و به عنوان ماده فعال در لیزر های دمش دیودی استفاده می‌شود. بلور $Nd:GdVO_4$ دارای پهنای باند بالا و هدایت گرمایی بالا است و مناسب تر از بلور $Nd:YVO_4$ برای عملکرد در حالت قفل شدگی مد است[۱].

بلور $Cr^{+4}:YAG$ به علت خصوصیات گرمایی و مکانیکی مناسب، به طور گسترده به عنوان جاذب اشباع پذیر برای تولید تپ های کلید زنی Q و قفل شده مد استفاده می‌شود. زمانی که شدت درون کاواک لیزر کم باشد بیشتر یون‌های Cr^{+4} در $Cr^{+4}:YAG$ در تراز پایه قرار دارند و جذب تراز برانگیخته ناچیز است. در این حالت $Cr^{+4}:YAG$ می‌تواند لیزر های ناخالصی سازی شده با Nd^{+3} را کلید زنی Q کند اما در این حالت از قفل شدگی مد جلوگیری می‌شود. اما اگر شدت درون کاواک به اندازه کافی باشد، تمام یون‌های Cr^{+4} به سرعت به اولین تراز برانگیخته می‌روند و برانگیختگی بیشتر به وسیله‌ی جذب تراز برانگیخته قوی باعث تجمع یون های Cr^{+4} در ترازهای مجازی بالاتر می‌شود. از آنجا که زمان استراحت ترازهای بالای مجازی تا اولین تراز برانگیخته زیر نانوثانیه است، این امکان وجود دارد که تپ‌های کلید زنی Q و قفل شده مد همزمان دریافت شود به شرطی که شدت درون کاواک لیزر به اندازه کافی برای اشباع جذب تراز برانگیخته بزرگ باشد. بنابراین جذب تراز برانگیخته اشباع شده‌ی قوی بلور $Cr^{+4}:YAG$ به عنوان مکانیزم فیزیکی تولید تپ‌های قفل شده مد در نظر گرفته شده است[۳].

مبانی نظری

از رهیافت افت و خیز برای توصیف تپ‌های پیکوثانیه ای در لیزر کلید زنی Q و قفل شده مد همزمان با یک جاذب اشباع پذیر استفاده می شود. بر اساس این رهیافت، دو مرحله برای تشکیل تپ فوق کوتاه وجود دارد: مرحله خطی و مرحله غیر خطی. در حالی که مرحله غیر خطی شامل جذب غیر خطی و تقویت غیر خطی می شود. در مرحله‌ی خطی، نوسانات شدت به علت تداخل تعداد زیادی از مدها که دارای توزیع فاز تصادفی هستند به وجود می‌آید. بنابراین تابش متشکل از یک مجموعه بی نظم از قله های فوق کوتاه است. در مرحله غیرخطی، قله های نوسان قوی‌تر، سریعتر از قله های ضعیف‌تر، فشرده و تقویت می‌شوند[۴].

با استفاده از رهیافت افت و خیز و در نظر گرفتن توزیع فضایی گاوسی فوتون‌های درون کاواک، شکل شدت میانگین فوتون ها به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود[۱]:

$$\phi(r,t)=\sum_{k=0}\phi_k f(t-t_k)\exp(-\frac{2r^2}{\omega_l^2}) \qquad (۱)$$

که در آن r مختصات شعاعی، ϕ_k شدت در k امین رفت و برگشت، t_k زمان رفت و برگشت کاواک، ω_l شعاع عرضی میانگین مد TEM_{00} در کاواک و $f(t)$ تپ های قفل شده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مد تکامل یافته از نویز است که برای بازسازی تپ‌های قفل شده مد در زیر پوشش کلید زنی Q شده به کار گرفته شده است. تابع $f(t)$ معمولا به صورت زیر تعریف می‌شود[۱]:

$$f(t)=\frac{1}{2\sigma c\tau_p}\sec h^2(\frac{t}{\tau_p}) \qquad (۲)$$

که در آن c سرعت نور، σ سطح مقطع گسیل القایی ماده فعال، τ_p وابسته به FWHM مدت زمان تپ قفل شده مد τ در طول موج پایه است $\tau=1.76\tau_p$ است. بنابراین شکل گاوسی شدت میانگین فوتون ها در رفت و برگشت k ام به صورت زیر خواهد بود[۱]:

$$\phi_k(r,t)=\phi_k f(t)\exp(-\frac{2r^2}{w_l^2}) \qquad (۳)$$

معادلات نرخ

معادلات نرخ لیزر، کلیدزنی Q و قفل شده مد همزمان با در نظر گرفتن توزیع فضایی گاوسی شدت فوتون درون کاواک، به صورت زیر است[۵]:

$$\begin{aligned}\frac{d\phi}{dt}=\frac{2}{\pi\omega_l^2}\int_0^{\infty}\frac{1}{t_r}\{&2\sigma n(r,t)l\varphi_g(r,t)\\&-2\sigma_g n_{s1}(r,t)l_s\phi_s(r,t)\\&-2\sigma_e[n_{s0}-n_{s1}(r,t)]l_s\varphi_s(r,t)\\&-[L+\ln(\frac{1}{R})]\varphi(r,t)\}2\pi dr\end{aligned} \qquad (۴)$$

$$\frac{dn(r,t)}{dt}=R_{in}(r)-\sigma cn(r,t)\phi_g(r,t)-\frac{n(r,t)}{\tau} \qquad (۵)$$

$$\frac{dn_{s1}(r,t)}{dt}=\frac{n_{s0}-n_{s1}(r,t)}{\tau_s}-\sigma_g cn_{s1}(r,t)\phi_s(r,t) \qquad (۶)$$

که در آن φ چگالی فوتون درون کاواک، r مختصات شعاعی، ω_1 شعاع میانگین مد (TEM_{00}) در کاواک، σ سطح مقطع گسیل القایی ماده فعال، σ_g سطح مقطع جذب تراز پایه جاذب اشباع پذیر، σ_e سطح مقطع جذب تراز برانگیخته جاذب اشباع پذیر، t_r زمان رفت و برگشت کاواک، l_s طول جاذب اشباع پذیر، l طول ماده‌ی فعال، $n(r,t)$ چگالی جمعیت وارون میانگین، $n_{s1}(r,t)$ چگالی جمعیت وارون تراز پایه جاذب اشباع پذیر، c سرعت نور، n_{s0} چگالی جمعیت کل جاذب اشباع پذیر، L ضریب اتلاف، R ضریب بازتاب آینه‌ی خروجی لیزر، R_{in} نرخ پمپ، τ طول‌عمر نشر القایی ماده فعال، τ_s طول عمر تراز برانگیخته جاذب اشباع پذیر، $\varphi_g(r,t)$ چگالی فوتون در ماده فعال، $\varphi_s(r,t)$ چگالی فوتون در جاذب اشباع پذیر است.

شبیه سازی

برای شبیه سازی لیزر، معادلات نرخ لیزر کلیدزنی Q و قفل شده مد همزمان به وسیله‌ی جاذب اشباع پذیر را با استفاده از جایگذاری رابطه (۱) درآنها و انتگرال گیری مستقیم حل می کنیم و ϕ_kرا به‌دست می‌آوریم و توان خروجی متوسط از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید[۱]:

$$P(t)=\frac{h\nu A}{4\sigma p}\sum_{k=0}^{\infty}\phi_k\sec h^2(\frac{t-t_k}{\tau p}) \qquad (۷)$$

که در آن A سطح مقطع مد، h ثابت پلانک و ν فرکانس لیزر است. همچنین انرژی تپ‌های قفل شده مد و کلید زنی Q شده از رابطه‌ی زیر به‌دست می آید:

$$E=\frac{h\nu A}{4\sigma}\sum_{k=0}^{\infty}\phi_k \qquad (۸)$$

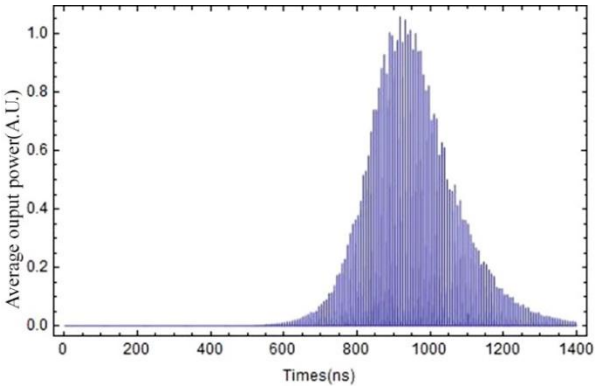
به منظور انجام شبیه‌سازی از مقادیر جدول ۱ استفاده شده است. در شکل ۱ توان خروجی متوسط بر حسب زمان رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود قطار تپ های قفل شده مد در زیر پوش تپ کلیدزنی Q شده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

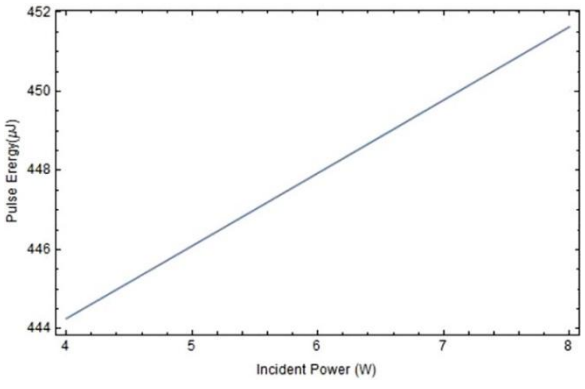
مشاهده می‌شود. در شکل ۲ انرژی تپ برای مقادیر مختلف توان پمپ ورودی رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود با افزایش توان پمپ انرژی پالس خروجی نیز افزایش می‌یابد.

جدول۱: مقادیر استفاده شده در شبیه‌سازی[۱]

پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار
σ	$1.2\times10^{-19}cm^2$	τ_s	$3.2\mu s$
σ_g	$4.3\times10^{-18}cm^2$	ω_1	$220\mu m$
σ_e	$8.2\times10^{-19}cm^2$	L	0.08
τ	$90\mu s$	R	0.94



شکل ۱: شدت تپ کلید زنی Q شده بر حسب زمان.

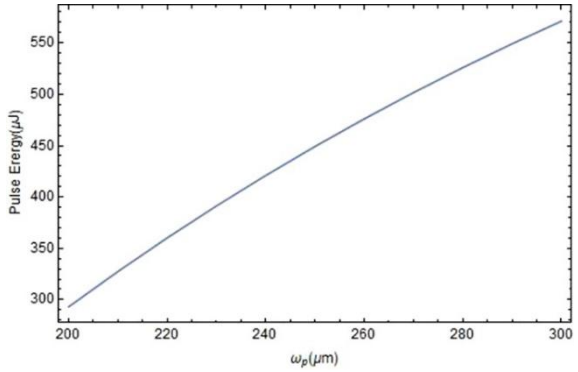


شکل ۲: تغییرات انرژی تپ خروجی برحسب توان پمپ ورودی.

انرژی تپ خروجی برای مقادیر مختلف شعاع میانگین پرتو پمپ در شکل ۳ رسم شده است. در اینجا نیز با افزایش شعاع پرتو پمپ، انرژی تپ خروجی افزایش می یابد.

نتیجه‌گیری

دراین مقاله عملکرد یک لیزر کلیدزنی Q و قفل شده مد Nd:GdVO4 با استفاده از حل معادلات نرخ بررسی شده است. این بررسی نشان می‌دهد که با استفاده از جاذب پذیر مناسب می‌توان به تپ‌های قفل شده مد با پوش تپ کلید زنی Q شده دست یافت. همچنین با افزایش توان دمش و پهنای میانگین پرتو پمپ، انرژی تپ خروجی افزایش می‌یابد.



شکل ۳: تغییرات انرژی تپ خروجی برحسب شعاع میانگین پرتو پمپ.

مرجع‌ها

[1] Li M., Zhao S., Yang K., Li G., Li D., Wang J. and An J., "Diode-Pumped Passively Q-Switched Mode-Locked c-Cut Nd:GdVO4 Laser with Cr:YAG Saturable Absorber" , Jpn. J. Appl. Phys., Vol .45, No. 10A, pp.7713-7718, 2006.

[2] Zhao S. and Li G., "Numerical simulation of dual-loss-modulated Q-switched and mode-locked laser with an acousto-optic and Cr^{+4}:YAG Saturable Absorber" , Appl. Opt., Vol. 49, pp. 1802-1808, 2010

[3] Chen Y.F., Tsai S.W., "Simultaneous Q-Switching and Mode-Locking in a Diode-Pumped Nd :YVO4–Cr^{4+} :YAG Laser" , IEEE. J. Qut. Elc,Vol. 37,No. 4, pp. 580-586, 2001

[4] Kryukov P.G, Letokhov V.S., "Fluctuation Mechanism of Ultrashort Plus Generation by Laser With Saturable Absorber", IEEE. J. Quantum Electron, Vol. Qe-8, No. 10, pp. 766-782, 1972

[5] Li G., Zhao S., Zhao H., Yang K., Ding S., "Rate Equation And Solution of a Laser-Diode-end-pumped passively Q-switched intracaity doubling laser by taking into account spatial distribution" , Opt. Comm. Vol. 347, pp. 321-328, 2004

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

حل دقیق معادله‌ی انتقال شدت با کمک حسگر جبهه‌ی موج هارتمن روی تراشه

مهدی سودی، احمد درودی و پیمان سلطانی

mahdi_soudi@znu.ac.ir

گروه فیزیک دانشگاه زنجان

استفاده از حل معادله انتقال شدت (TIE) یک روش ساده، غیر تداخل سنجی و با توان تفکیک فضایی بالا برای اندازه‌گیری فاز جبهه‌ی موج است. در شرایطی که نمی‌توان از روش‌های تداخل سنجی به دلیل همدوسی کم چشمه‌ی نور و یا وجود ارتعاش در سیستم اپتیکی برای اندازه‌گیری جبهه‌ی موج استفاده کرد، می‌توان از این روش بهره برد. تا کنون محاسبه‌ی فاز به روش حل معادله‌ی انتقال شدت به دلیل وابستگی آن به مقدار فاصله‌ی دو صفحه‌ی ثبت شدت از هم (Δz)، همواره با خطا همراه بوده است. بنابراین تعیین مقدار بهینه برای Δz برای حل دقیق معادله‌ی انتقال شدت ضروری است. از این رو در این مقاله قصد داریم با تلفیق روش TIE با روش شاک هارتمن مقدار مناسب برای Δz ارائه دهیم.

کلید واژه- توان تفکیک فضایی، حسگر شاک- هارتمن، معادله انتقال شدت.

Accurate solution of the transport of intensity equation by the Hartmann wavefront sensor

Mahdi Soudi, Ahmad Darudi and Peyman Soltani
Physics Department, University of Zanjan

The TIE is a simple, Non-Interferometric method with high spatial resolution to measure the phase of the wavefront. In situations that interferometry methods can not be used TIE can be applied such as: low-coherency of light source or the presence of vibration in the optical system for measuring the wavefront. The accuracy of the reconstructed wavefront by the TIE depends on amount of Δz. In this paper, we intend to find optimum Δz by merging the TIE and the Shack-Hartmann method.

Keywords: high spatial resolution, Shack-Hartman wavefront sensor, Transport of Intensity Equation, TIE

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱.مقدمه

اندازه‌گیری جبهه‌ی موج امروزه به دلیل اهمیت آن در زمینه‌های مختلف به خصوص آزمون سطوح اپتیکی مورد توجه بسیاری قرار گرفته است. برای اندازه‌گیری جبهه‌ی‌موج روش‌های مختلفی وجود دارد که عبارت‌اند از: روش‌های تداخل سنجی و حسگر جبهه‌ی موج هارتمن. اما در شرایطی خاص مثل همدوسی کم چشمه‌ی نور یا وجود ارتعاش در سیستم اپتیکی، نمی‌توان از روش‌های تداخل سنجی استفاده کرد. بنابراین ضرورت وجود جایگزینی مناسب با توان تفکیک بالا برای روش‌های تداخل سنجی برای شرایطی که نمی‌توان از این روش ها استفاده کرد، پیداست. از جمله روش‌هایی که می‌توان به عنوان جایگزین از آن‌ها استفاده کرد، روش حل معادله‌ی انتقال شدت است. بازسازی فاز با استفاده از روش معادله انتقال شدت اولین بار توسط تیگو و استریبل ارائه شده و رودایر طراحی تجربی از بازسازی فاز بر اساس این معادله را گزارش داده است [۱]. در چند سال اخیر روش‌های متفاوتی برای حل معادله‌ی انتقال شدت مثل روش‌های محاسباتی بر پایه‌ی تابع گرین[3]، روش بسط چند جمله‌ای‌های زرنیکه[4,5]، ارائه شده است. همچنین می‌توان به روش‌هایی که در نتایج مطالعاتمان در دهه‌ی اخیر که عبارت‌اند: آزمون سطوح غیر کروی با استفاده از معادله‌ی انتقال شدت[6]، آزمون سطوح اپتیکی با استفاده از معادله‌ی انتقال شدت[7]، آزمون دقیق سطوح کروی با استفاده از معادله‌ی انتقال شدت[8]، به دست آمده، اشاره کرد. امروزه معادله انتقال شدت به صورت گسترده برای انجام عمل حسگری در نجوم، دید سنجی ، آزمون اپتیکی ابزارآلات، اندازه‌گیری پارامترهای اپتیکی مثل ضریب شکست و ... به کار برده می شود.

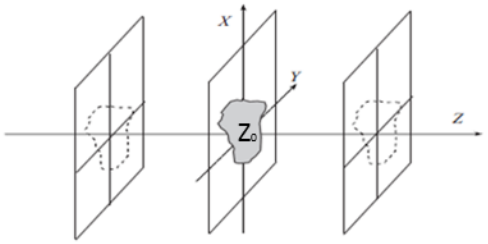
در این روش ابتدا شدت را در دو صفحه در فاصله‌ی Δz از هم ثبت می‌کنیم، سپس با استفاده از مشتق شدت ثبت شده فاز را محاسبه می‌کنیم. در طی این فرایند به دلیل اهمیت مقدار Δz در محاسبه‌ی مشتق شدت و همچنین به دلیل عدم وجود مقدار مناسبی برای Δz محاسبه‌ی دقیق فاز همواره با خطا همراه بوده است. بنابراین در صورتی که بتوان مقدار مناسبی برای Δz تعیین کرد می‌توان TIE را جایگزین مناسب برای روش‌های تداخل سنجی برای شرایطی که نمی‌توان از این روش‌ها استفاده کرد، دانست. حسگر هارتمن که در سال ۱۹۰۰ توسط هارتمن برای آزمون عدسی های نازک ابداع گردید، از آرایه‌ای از روزنه‌ها برای اندازه گیری جبهه موج استفاده می کرد، سپس شیک و پلات در سال ۱۹۷۱ به جای آرایه‌ی روزنه ها از آرایه‌ی عدسی‌های ریز استفاده کردند [۲]. مهمترین مزیت هارتمن نسبت به روش‌های تداخل سنجی این است که از شیب جبهه‌موج به جای اختلاف راه‌نوری (OPD) در اندازه‌گیری جبهه‌موج استفاده می‌کند، از این رو دقت این روش بالاست اما در مقابل توان تفکیک فضایی آن کم است. امروزه از این حسگر برای آزمون قطعات و سطوح اپتیکی، تنظیم چیدمان‌های آزمایشگاهی و به طور عمده در اپتیک تطبیقی استفاده می شود [۲]. بنابر مطالبی که گفته شد روش حل معادله‌ی انتقال شدت به دلیل عدم وجود مقدار مناسب برای Δz با خطا همراه است. از این رو در این مقاله قصد داریم از حسگر جبهه‌ی هارتمن استفاده کنیم تا بتوانیم مقدار مناسبی برای Δz پیش بینی کنیم.

۲. بازسازی جبهه‌ی موج به روش معادله‌ی انتقال شدت

مفهوم ساده‌ای که تیگو برای اولین بار برای اندازه‌گیری به روش TIE ارائه کرده است بر پایه تغییرات شدت در انتشار موج اپتیکی است . بنا به پراش فرنل تغییرات شدت در جهت انتشار جبهه موج با شدت فضایی و فاز جبهه موج مرتبط است . در روش TIE با استفاده از اندازه‌گیری تغییرات شدت موج اپتیکی در دو صفحه عمود بر جهت انتشار(شکل ۱)، به‌وسیله حل معادله دیفرانسیل زیر:

$$\nabla^2\varphi = -\left(\frac{k}{I}\right)\frac{\partial I}{\partial z}.$$

به بازسازی فاز پرداخته می شود. از این روش معمولاً زمانی که نیاز به توان تفکیک فضایی بالایی است، استفاده می‌شود [۹].



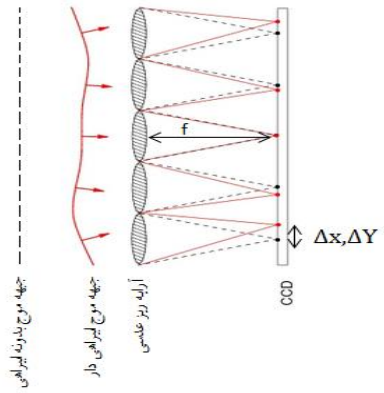
شکل۱- صفحات ثبت شدت موج برای بازسازی فاز

مهمترین پارامتر در معادله‌ی انتقال شدت فاصله‌ی بین صفحات ثبت شدت موج است . دقت باز سازی فاز با استفاده از روش TIE به طور عمده بستگی به دقت تقریب فاصله بین دو تصویر شدتی (Δz) دارد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۳.حسگر شاک هارتمن

حسگر شاک-هارتمن ترکیب یک آرایه ریزعدسی با آشکارسازی مانند CCD است. آرایه ریزعدسی مجموعه‌ای از عدسی‌های محدب است که دارای قطر و فاصله کانونی کوچک می‌باشند و CCD دقیقا در صفحه کانونی آرایه ریزعدسی قرار دارد. روش کلی عمل حسگر شاک-هارتمن در شکل ۲ نشان داده شده است.

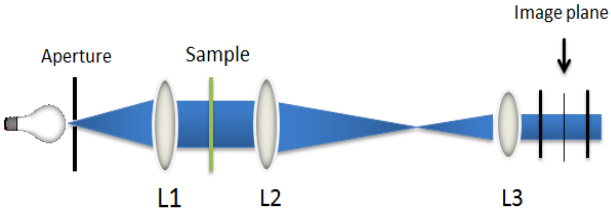


شکل۲ - طرح واره حسگر شاک-هارتمن

لازم به ذکر است برای اندازه‌گیری جبهه‌ی موج به روش هارتمن، از حسگر جبهه‌ی موج هارتمن روی تراشه، (HWS-AP20) ساخت شرکت دانش بنیان پرتو افزار صنعت که از یک عنصر پراشی که بر روی تراشه‌ی دوربین لایه نشانی شده است، استفاده می‌کنیم. عنصر پراشی کاری مشابه با آرایه‌ی ریز عدسی انجام می‌دهد.

۴.چیدمان آزمایش و نتایج تجربی

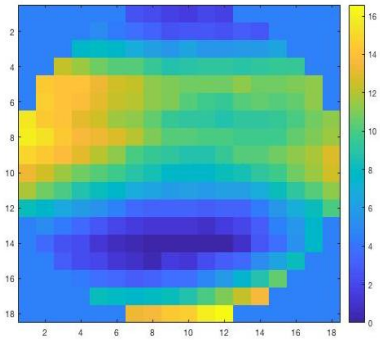
به منظور اندازه‌گیری ابیراهی جبهه‌ی موج عبوری از نمونه از چیدمان آزمایشگاهی زیر استفاده می‌کنیم.



شکل ۳- طرح واره چیدمان تجربی

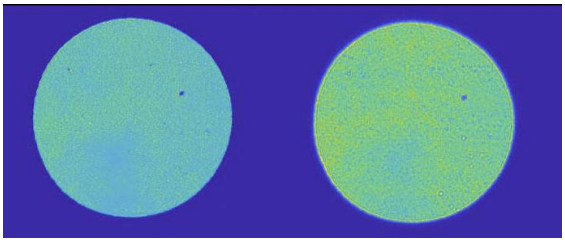
در شکل ۳ چیدمان تجربی نشان داده شده است. در این چیدمان از یک منبع LED با طول موج 550 نانومتر به عنوان منبع نور استفاده کرده‌ایم. پرتو نور LED پس از عبور از یک روزنه توسط عدسی L1 موازی شده و از سطح نمونه عبور می کند. نمونه‌ای که از آن برای انجام این آزمایش استفاده کرده‌ایم، یک تیغه‌ی شیشه‌ای به ضخامت ۳ میلی‌متر و ضریب شکست ۱,۵ است. تصویر جبهه موج عبوری از نمونه توسط عدسی های L2 و L3 در صفحه z_0 تشکیل می‌شود.

در بازسازی فاز به روش هارتمن، حسگر جبهه‌ی موج در صفحه‌ی تصویر (z_0) قرار داده می‌شود. در چیدمان حسگر هارتمن ابتدا باید لکه‌های مرجع‌ها ثبت می‌شود و سپس با قرار دادان نمونه مقدار جابجایی لکه ها محاسبه می‌شود و در نتیجه‌ی آن فاز باز سازی شود. سپس از روش TIE برای باز سازی فاز جبهه‌ی موج استفاده می‌کنیم . برای این منظور از یک CCD که دارای 1280×960 پیکسل است که بروی یک میکرومتر نصب شده است و می‌توان آن را با دقت ۰,۰۱ میلیمتر بر روی محور اپتیکی جابه‌جا کرد، استفاده می‌کنیم.



شکل ۴- نمایه فازی سطح نمونه که با استفاده از روش حسگری هارتمن روی تراشه بدست آمده.

با تغییر مکان CCD در امتداد محور اپتیکی می‌توان تصاویر شدتی مورد نیاز برای حل معادله انتقال شدت را در فواصل مختلف در دو طرف محل صفحه تصویر ثبت کرد و از حل معادله انتقال شدت توزیع فاز سطح نمونه را محاسبه کرد. شکل ۵ تصاویر شدتی است که در فاصله 3 میلیمتر در دو سمت صفحه تصویر گرفته شده است .



شکل ۵- تصاویر شدتی از سطح نمونه در دو سمت صفحه تصویر

با استفاده از این توزیع‌های شدت می‌توان تابع سیگنال را تشکیل داد :

$$S = \frac{2k}{\Delta z}\,\frac{I\left(x,y,z_0+\frac{\Delta z}{2}\right)-I\left(x,y,z_0-\frac{\Delta z}{2}\right)}{I\left(x,y,z_0+\frac{\Delta z}{2}\right)+I\left(x,y,z_0-\frac{\Delta z}{2}\right)}$$

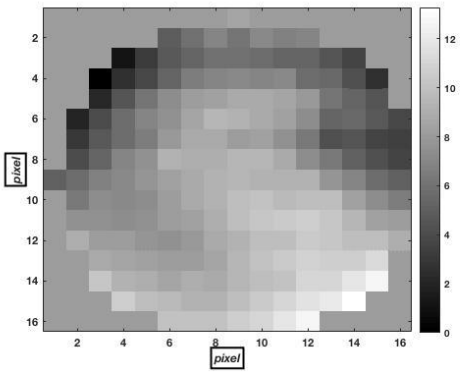
معروف ترین روشی که برای حل معادله‌ی انتقال شدت از آن

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

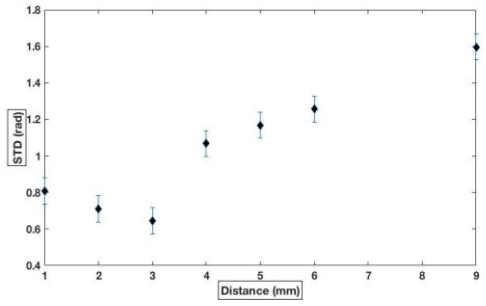
استفاده می‌شود روشی است که توسط رودایر و همکارانش ارائه شده و بر پایه روش تکرار فوریه است. برای محاسبه فاز از لاپلاسین فاز با استفاده از فوریه به صورت زیر عمل می‌کنیم:

$$\varphi = IFT\{\frac{1}{q_x^2+q_y^2}[FT(S)]\}$$

که FT و IFT به ترتیب تبدیل فوریه دو بعدی تابع سیگنال و معکوس فوریه دو بعدی است. q_x, q_y نیز فرکانس‌های فوریه در دو بعد هستند. بعد از بازسازی فاز به روش TIE ، تعداد درایه‌های فاز بازسازی شده را به روش دورن یابی به تعداد درایه‌های فاز بازسازی شده توسط حسگر جبهه‌ی موج هارتمن کاهش می‌دهیم. سپس اختلاف فازهای بازسازی شده توسط دو روش را یک به یک تعیین می‌کنیم(شکل ۶) و با محاسبه انحراف معیار (standard deviation) برای هر کدام و رسم نمودار ، مقدار بهینه‌ی فاصله‌ی دو صفحه‌ی ثبت شدت (Δz) به دست می‌آید.

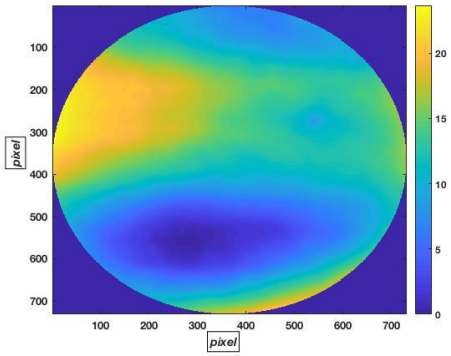


شکل۶- اختلاف فاز باز سازی شده به روش حل معادله‌ی انتقال شدت در فاصله‌ی انتشار ۳ میلی‌متر و هارتمن



شکل ۷- نمودار فاصله‌ی (Δz) دو صفحه‌ی ثبت تصویر شدت بر حسب انحراف معیار

با توجه به نتیجه شکل.۷، فاصله‌ی بهینه‌ی برای دو صفحه‌ی ثبت تصویر شدت 3 میلیمتر خواهد بود که فاز باز سازی شده در این فاصله در شکل ۸ نشان داده شده است. برای گزارش دقت، در روش حل معادله‌ی انتقال شدت برای چند بار متوالی در یک فاصله انتشار معین توزیع شدت را ثبت می‌کنیم و بعد از باز سازی فاز انحراف معیار را محاسبه کرده و دقت را گزارش می‌کنیم. برای گزارش دقت برای روش حسگر جبهه‌ی موج هارتمن، ابتدا یک فاز را بازسازی می‌کنیم و آن را به عنوان مرجع قرار می‌دهیم سپس در فواصل زمانی مختلف به بازسازی فاز پرداخته و بعد از محاسبه‌ی انحراف معیار دقت را گزارش می‌کنیم.



شکل ۸- نمایه فازی سطح نمونه که با استفاده از حل معادله انتقال شدت با دقت ± 0.14 رادیان به دست آمده.

نتیجه‌گیری

مقایسه شکل.۸ و شکل.۴ نشان می‌دهد فاز بازسازی شده توسط روش حل معادله‌ی انتقال شدت دارای رزولوشن بالاتری نسبت به هارتمن و دقت نسبتا خوب حدود ± 0.14 رادیان است. با توجه به محاسبات انجام شده دقت بدست آمده برای هارتمن درحدود ± 0.045 است. بنابراین با این روش می‌توان مقدار مناسبی برای Δz به منظور حل معادله‌ی انتقال شدت پیش‌بینی کرد.

مرجع‌ها

[1] M. R. Teague, "Irradiance moments: their propagation and use for unique retrieval of phase", J. Opt. Soc. Am. 72, 1199- 1209, (1982).

[2] D. Malacara," *optical shop testing*", Wiley-Interscience A John Wiley & Sons, Inc., Publication, (2007).

[3] M. R. Teague, "Deterministic phase retrieval: a Green's function solution," J. Opt. Soc. Am. 73, 1434–1441 (1983).

[4] T. E. Gureyev, A. Roberts, and K. A. Nugent, "Phase retrieval with the transport-of-intensity equation: matrix solution with use of Zernike polynomials," J. Opt. Soc. Am. 12, 1932–1941 (1995).

[5] S. V. Pinhasi, R. Alimi, L. Perelmutter, and S. Eliezer, "Topography retrieval using different solutions of the transport intensity equation," J. Opt. Soc. Am. A 27, 2285–2292 (2010).

[6] شمالی، رامین؛ احمد درودی؛ سعدالله نصیری قیداری و امیر اصغر شرقی بناب، ۱۳۹۰، آزمون سطوح غیر کروی با معادله‌ی انتقال شدت ، دومین همایش ملی مهندسی اپتیک و لیزر ایران، اصفهان، دانشگاه صنعتی مالک اشتر

[7] A. Darudi, J. Amiri, P. Soltani and G. Nehmetallah "Experimental Verification of Reconstruction of Two Interfering Wavefronts Using the Transport of Intensity Equation" Proc. of SPIE Vol. 9489 948904-1(2015)

[8] P. Soltani, A. Darudi, G. Nehmetallah and J. Amiri "Accurate testing of aspheric surfaces using the transport of intensity equation by properly selecting the defocusing distance" applied optics, Vol. 55, No. 35 (2016)

[9] C. Dorrer and J. D. Zuegel., *"Optical testing using the transport-of-intensity equation"*, J. Opt. Soc. Am., Vol. 15, No. 12, (2007).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تاثیر نانوذرات طلا بر ویژگی های اپتیکی سلول های سرطانی مغز رده ی سلولی U87MG

بهاره خاکسار جلالی[۱]، سیده سبا موسوی فرد[۱]، سمیه سلمانی شیک*[۱و۲]، محمد حسین مجلس آرا [۱و۲]، محمد نبیونی[۳]

[۱] آزمایشگاه فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، کرج

[۲] پژوهشکده علوم کاربردی، دانشگاه خوارزمی، کرج

[۳] گروه زیست سلولی مولکولی، دانشکده علوم زیستی، دانشگاه خوارزمی، تهران

چکیده – در این مقاله به منظور شناخت ویژگی های اپتیکی سلول های سرطانی مغز انسان رده ی سلولی *U87MG*، نانوذرات طلا *۲۰ nm* با غلظت های مختلف به چهار نمونه سلولی افزوده شده و با تکنیک زد اسکن ضریب شکست غیر خطی *(cm^2/ W)* × ۱۰ $^{-۷}$ (۰/۲۹۴، ۱/۳۵، ۱/۷۲ و ۴/۸۵) بدست آمده اند و همچنین ضریب جذب خطی نیز برای همه ی نمونه ها محاسبه شده است.

کلید واژه- تکنیک زد- اسکن، سلول سرطانی رده ی *U87MG*، ضریب شکست غیرخطی، گلیوبلاستومای مولتی فرم، نانوذرات طلا

The effect of gold nanoparticles on the optical properties of U87MG, brain cancer cells

Bahareh Khaksar Jalali[1], Seyedeh Saba mousavifard[1], Somayeh Salmani Shik*[1,2], Mohammad Hossein Majles Ara[1,2], Mohammad Nabiuni[3]

[1] Photonic lab, Department of physics, Kharazmi University, Karaj, Iran

[2] Applied Sciences Research Center, Kharazmi University, Karaj, Iran

[3] Department of Cell and Molecular Biology, Faculty of Biological Sciences, Kharazmi University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, in order to recognize the optical characteristics of human brain cells of the *U87MG* cell line, by adding 20 *nm* gold nanoparticles at different concentrations to four cell samples, and by *Z*-scan technique, the nonlinear refractive index (0/294, 1/35, 1/72 and 4/85) × 10^{-7} *(cm^2/W)* have been obtained and also linear absorption for all samples have been calculated.

Keywords: Glioblastoma multiform, Gold nanoparticles, *U87MG* cancer cell line, Nonlinear refractive index, *Z* - Scan technique.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

سرطان یک بیماری بسیار شایع در دنیا است. سرطان ها توسط یک سری جهش های متوالی در ژن های انسان اتفاق می افتند [۱]. یکی از شایع ترین انواع سرطان مغز، گلیوبلاستومای مولتی فرم نام دارد که پزشکان به آن تومور هشت پا می گویند. این نوع از سرطان به ۴ درجه دسته بندی می شود که درجه ی ۲ تا ۴ آن به عنوان مهاجم ترین نوع تومورهای مغزی، توسط سازمان *WHO* تشخیص داده شده است. اگرچه این سرطان نادر است و آمار جهانی نشان می دهد که کمتر از ۱۰ نفر در هر ۱۰۰,۰۰۰ نفر به آن مبتلا می شوند اما در عوض هر فرد تنها پس از تشخیص این بیماری، ۱۵-۱۴ ماه زنده می ماند. بیشترین رنج سنی مبتلایان به این بیماری بین ۶۰-۵۵ سال است و در بین مردان شایع تر از زنان می باشد [۲].

هر ساله بیش از ۱۰ میلیون مورد جدید سرطان و بیش از ۵ میلیون مرگ ناشی از عدم تشخیص سرطان گزارش می‌شود. تشخیص سریع سرطان سبب افزایش تاثیر درمان می گردد. به همین دلیل نیاز به ورود فناوری جدیدی در حوزه پزشکی احساس می شود تا تشخیص و درمان سریع و دقیق سرطان ممکن شود. در این میان فناوری نانو، راهکارهای مفید و ارزنده ای را در پیش روی بشریت گشوده است [۳].

نانوذرات پلاسمونیک طلا (*AuNPs*) یکی از موادی هستند که در حیطه ی تشخیص و درمان سرطان کاربرد دارند. این نانوذرات در اشکال مختلفی شامل نانو میله، نانو پوسته و ... وجود دارند که زیست سازگار اند و از نظر شیمیایی پایدار بوده، به آسانی قابل سنتز هستند و به راحتی عامل دار می شوند[۴].

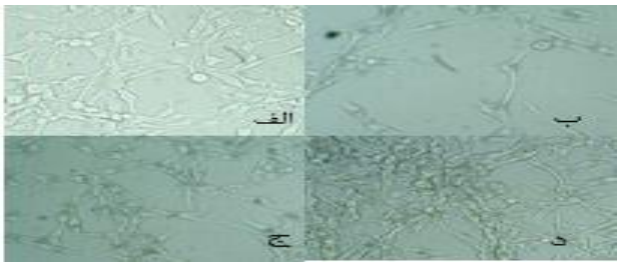
از این رو در این مقاله از نانوذرات پلاسمونیک طلا ۲۰*nm* کروی برای تیمار سلول های سرطانی استفاده شده است. یکی از روش های مناسب برای تعیین ویژگی های اپتیکی مواد، تکنیک زد اسکن است، که در این مقاله با استفاده از این تکنیک، ویژگی های اپتیکی سلول های سرطانی رده ی سلولی *U87MG* را بررسی کرده ایم.

مواد و روش ها

کشت سلول و آماده سازی نمونه ها

سلول های سرطانی نمونه ی مغز انسان رده ی سلولی *U87MG* از بانک سلولی انستیتو پاستور تهیه شد و در محیط کشت *DMEM* (محیط مغذی و مناسب برای رشد سلول ها) در انکوباتور ۵٪ دی اکسید کربن با دمای ۳۷ درجه ی سانتیگراد نگهداری شدند، در ادامه پس از شمارش سلولی به تعداد $۲/۴\times۱۰^{۴}$ سلول به یک پلیت شش خانه که در هر چاهک آن یک لامل استریل شده قرار داشت، انتقال داده، آنگاه پلیت را به مدت ۲۴ ساعت انکوبه کرده تا زمان مناسبی برای رشد و تکثیر سلول ها فراهم شود (شکل۱- الف). در این مرحله نمونه های سلولی برای تیمار با نانوذرات آماده شدند. به این منظور ۱ *ml* محلول شامل نانوذره و محیط کشت به هر چاهک اضافه گردید که غلظت های هر نمونه عبارتند از: ۰ (کنترل) ۲۵ و۵۰ و ۱۰۰$\mu g/ml$ (شکل۱- ب، ج و د).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۱: (الف) سلول های سرطانی پس از ۲۴ ساعت نگهداری در انکوباتور، سلول های سرطانی تیمار شده با نانو ذرات طلا در غلظت های (ب) $\mu g/ml$ ۲۵، (ج) $\mu g/ml$ ۵۰، (د) $\mu g/ml$ ۱۰۰ با بزرگنمایی $250x$.

روش اپتیکی زد اسکن با دریچه ی بسته

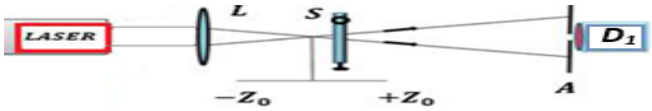
با استفاده از یک لیزر پیوسته $Nd:YAG$ سبز رنگ با طول موج $532\ nm$ و توان $100\ mW$ و یک چیدمان ساده، طبق قانون بیر- لامبرت که در معادله ی (۱) آمده است، ضریب جذب خطی را بدست آورده ایم:

$$I = I_0 e^{-\alpha L} \qquad (1)$$

که I_0 شدت اولیه، L طول نمونه و α ضریب جذب خطی نمونه می باشد. سپس نمونه ها را در چیدمان زد-اسکن دریچه بسته قرار داده و رفتار غیر خطی آنها مورد بررسی قرار داده شد. همانطور که درشکل ۲ نشان داده شده است باریکه ی لیزر پر شدت از میان یک عدسی با فاصله کانونی بزرگ عبور کرده و کانونی می شود. نمونه ی مورد آزمون در محدوده ی کانون باریکه ی کانونی شده حرکت کرده و اصطلاحا محور را جاروب می نماید [۵و ۶]. در این چیدمان با جابجایی نمونه حول نقطه کانون، میزان شدت پالس های رسیده به نمونه بصورت تابعی از z تغییر می کند. در نهایت توان عبوری از نمونه برحسب مکان قرارگیری نمونه ثبت می گردد و ضریب شکست غیرخطی از معادله ی (۲) بدست می آید [۷] :

$$n_2 = \frac{\lambda \Delta T_{P-V}}{2\pi L_{eff}(0.406)(1-s)^{0.25} I_0} \qquad (2)$$

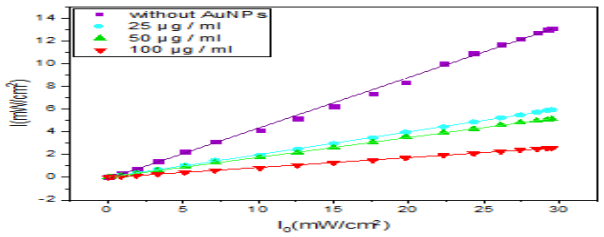
که λ طول موج لیزر، ΔT_{P-V} اختلاف بیشینه-کمینه‌ی توان عبوری بهنجار شده، I_0 شدت در نقطه ی کانون و $L_{eff} = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha}$ طول موثر نمونه می باشد. از طرفی $S = 1-\exp(\frac{-2r_a^2}{w_a^2})$ کسری از شدت نور ورودی در غیاب نمونه است که از دریچه عبور می نماید. r_a شعاع دریچه و w_a شعاع پرتو گاوسی در صفحه ی دریچه است [۶].



شکل۲: چیدمان زد-اسکن برای ارزیابی رفتار غیرخطی سلول های سرطانی $U87MG$، L عدسی، S نمونه، A روزنه، D_1 آشکار ساز ۱.

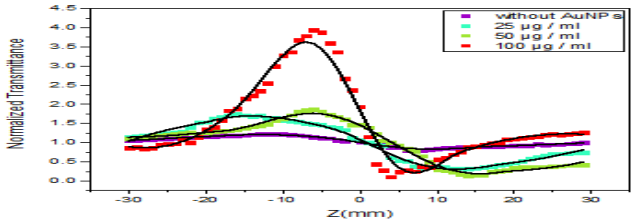
نتایج تجربی

بر اساس آنچه در شکل ۳ آمده است، شدت عبوری از نمونه های تیمار شده با نانوذره نسبت به نمونه ی کنترل کمتر است، بنابر این جذب خطی برای نمونه ها با افزایش غلظت به ترتیب افزایش یافته است.



شکل۳: توان خروجی بر حسب توان ورودی برای نمونه ی کنترل و نمونه های تیمار شده با نانوذره با غلظت های ۲۵، ۵۰ و $\mu g/ml$ ۱۰۰.

نمودار میزان شدت عبوری از نمونه ها بر حسب مکان در شکل ۴ آمده است که افزایش قله و دره ی نمودار های مربوط به هر نمونه قابل مشاهده است.



شکل۴: نمودار جاروب محوری (زد- اسکن) دریچه بسته برای نمونه ی کنترل و نمونه های تیمار شده با نانو ذره ۲۰ nm طلا در غلظت های ۲۵، ۵۰ و $\mu g/ml$ ۱۰۰.

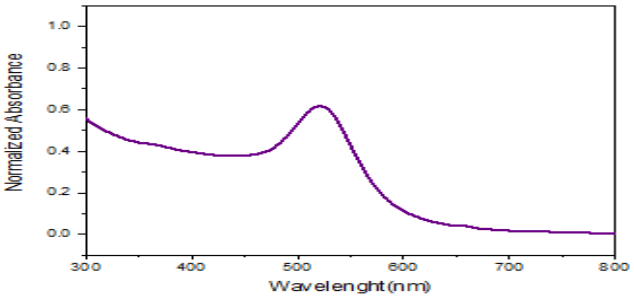
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بر اساس نتایج شکل ۳ و ۴، برای هر چهار نمونه ی مورد مطالعه ضریب جذب خطی و ضریب شکست غیرخطی محاسبه شده و نتایج در جدول ۱ گزارش گردیده است.

جدول ۱: مقایسه ی ضریب جذب خطی و نیز ضریب شکست غیر خطی در غلظت های مختلف نانوذرات طلا ۲۰ *nm*.

غلظت µg/ml	α (۱/cm)	n2 ×۱۰^-۷ (cm2/W)
بدون نانوذره	۸,۰۷	۰,۲۹۴
۲۵	۱۶,۰۹	۱,۳۵
۵۰	۱۷,۴۸	۱,۷۲
۱۰۰	۲۴,۴۱	۴,۸۵

در این جدول مشاهده می شود که با افزایش غلظت نانوذرات در نمونه های سلولی سرطانی تهیه شده، ضریب شکست غیرخطی به ترتیب نسبت به نمونه ی کنترل افزایش می یابد. که این افزایش را می توان با انطباق پیک طیف جذب نانوذرات پلاسمونیک طلا ۲۰ *nm* کروی با طول موج لیزر *Nd:YAG* توجیه کرد.



شکل۵ : طیف جذب نانوذرات کروی ۲۰ *nm* طلا با غلظت *µg/ml* ۱۵۰.

نتیجه گیری

در این مقاله نانوذرات پلاسمونیک طلا ۲۰ *nm* کروی به سلول های سرطانی رده ی *U87MG* وارد شده و برای نمونه های سلولی با غلظت ۰، ۲۵ *µg/ml*، ۵۰ و ۱۰۰*µg/ml*، ضریب جذب خطی به ترتیب *(1/cm)* ۸/۰۷، ۱۶/۰۹، ۱۷/۴۸و ۲۴/۴۱ و ضریب شکست غیرخطی به ترتیب (cm^2/W) (۰/۲۹۴ ، ۱/۳۵ ، ۱/۷۲ و ۴/۸۵) بدست آمده است، که در هر دو روند افزایشی مشهود است؛ و به دلیل نزدیکی طول موج پیک طیف جذب نانوذرات پلاسمونیک طلا در ۵۲۰*nm* و طول موج لیزر *Nd:YAG* سبز رنگ در ۵۳۲ *nm* به یکدیگر می باشد.

سپاسگزاری

از کمک های شایان سرکار خانم لطیفه کریم زاده مسئول آزمایشگاه تحقیقاتی سلولی تکوینی دانشگاه خوارزمی که ما را در انجام کارها یاری نمودند، کمال تشکر را دارم.

مرجع‌ها

[۱] پارسا. (۲۰۱۲). اساس سلولی و مولکولی سرطان در انسان، مقاله مروری. *مجله سلول و بافت (Tissue & Cell Journal)*, ۲, ۳۶۵-۳۷۶.

[2] Hanif, F., Muzaffar, K., Perveen, K., Malhi, S. M., & Simjee, S. U. (2017). Glioblastoma multiforme: A review of its epidemiology and pathogenesis through clinical presentation and treatment. *Asian Pacific journal of cancer prevention: APJCP*, *18*(1), 3.

[۳] صالح زاده, نوروزیان, پرهام, &عباسعلی پورکبیر. (۲۰۱۵). استفاده از نانو ذرات در تشخیص و درمان سرطان سینه: یک مطالعه مروری. مجله علمی پژوهان, ۱۳(۲), ۱-۱۲.

[4] Jain, P. K., El-Sayed, I. H., & El-Sayed, M. A. (2007). Au nanoparticles target cancer. *nano today*, *2*(1), 18-29.

[5] Kuzyk, M. G., & Dirk, C. W. (1998). Characterization techniques and tabulations for organic nonlinear optical materials. Marcel Dekker.

[6] Sheik-Bahae, M., Said, A. A., & Van Stryland, E. W. (1989). High-sensitivity, single-beam n 2 measurements. *Optics letters*, *14*(17), 955-957.

[7] Sheik-Bahae, M., Said, A. A., Wei, T. H., Hagan, D. J., & Van Stryland, E. W. (1990). Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. *IEEE journal of quantum electronics*, *26*(4), 760-769.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بلور فوتونی تک بعدی تشدیدی تنظیم پذیر بر پایه نقاط کوانتومی InAs

سپهر رازی[۱]، مهدی خلیلی هزار جریبی[۲]

[۱] دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی ارومیه، ارومیه، ایران ,sepehr.razi@gmail.com
[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران

چکیده - ساختار بلور فوتونی تشدیدی نقص دار جدید با قابلیت پاسخ دهی اپتیکی در ناحیه فروسرخ پیشنهاد گردیده است. این بلور متشکل از تناوبی از لایه‌های شامل نقاط کوانتومی InAs و سدهای از جنس GaAs می‌باشد. رهیافت ماتریس انتقال به منظور مطالعه مشخصه‌های اپتیکی ساختارهای پیشنهادی مورد استفاده قرار گرفته و برای افزایش دقت شبیه سازی، برخلاف مطالعات قبلی تاثیر اختلالات ناشی از افت و خیز اندازه نقاط کوانتومی و لایه‌ها نیز در محاسبات وارد گردیده است. نتایج نشان می‌دهند که از بین بردن نظم ساختاری بلور، منجر به خلق یک مد نقص در باند توقف طیف بازتاب آن می‌گردد. با توجه به کاربردهای وسیعی که ساختار نقص دار در ادوات فوتونیکی همچون سویچ‌ها و فیلترهای تمام نوری می‌تواند داشته باشد، تنظیم پذیری پاسخ اپتیکی آن با توجه به دمای بلور، زاویه تابش پرتو به بلور و همچنین با استفاده از یک باریکه کنترل بیرونی مورد مطالعه قرار گرفته است.

کلید واژه- بلور فوتونی تشدیدی، نقاط کوانتومی، باند توقف، مد نقص، تنظیم پذیری

Tunable resonant 1D photonic crystal based on InAs Quantum dots

Sepehr Razi [1], Mahdi Khalili hezarjaribi [2]
[1] Faculty of Electrical Engineering, Urmia University of Technology, sepehr.razi@gmail.com
[2]Faculty of physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

Abstract- New defective resonant photonic crystals with optical response in infrared frequency range is proposed. This crystals is composed of periodic layers of slabs containing InAs quantum dots (QDs) and GaAs as barriers. Transfer matrix approach is utilized for investigation of the optical features of the proposed structures and in order to increase the simulation accuracy, despite of the previous studies, the effect of the disorders caused by fluctuations of the sizes of the layers/QDs are considered. Results show that disrupting the structural order of the crystal causes a defect mode generation in the band gap of the reflection spectrum. Due to the possible potentials of the defective structures in photonic devices such as optical filters/switches, tunability of its optical response is also investigated with taking into consideration of the crystal temperature, light incident angle and using an external control wave.

Keywords: resonant photonic crystal, quantum dot, stop band, defect mode, tunability

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

امروزه به خوبی اثبات گردیده است که طیف پیوسته یک موج الکترومغناطیسی در حین عبور از یک بلور فوتونی بصورت جدی تحت تاثیر قرار می‌گیرد و نواحی که تحت عنوان باندهای توقف شناخته می‌شوند در طیف عبور بلور تشکیل می‌گردند. در دو دهه اخیر انواع مختلفی از بلورهای فوتونی یک، دو و سه بعدی پیشنهاد گردیده اند که اغلب آن‌ها از لایه‌های متناوب مواد نیمه‌رسانا، دی-الکتریک و یا ترکیبی از این دو تشکیل شده‌اند[۱]. در سال‌های اخیر نسل جدیدی از بلورهای فوتونی پیشنهاد شده‌اند که به بلورهای تشدیدی فوتونی معروف هستند. دراین ساختارهای منحصر به فرد که دارای توانایی بالایی برای ساخت المان‌های مختلف فوتونیکی از جمله سویچ‌ها و فیلترهای تمام نوری می‌باشند، از مواد با دوقطبی فعال استفاده می‌گردد. بنابراین این بلورها علاوه بر اینکه دارای مشخصه‌های اپتیکی همانند دیگر بلورهای فوتونی هستند، بنا به امکان بالای کوپلاژ با نور تابیده، احتمال تحقق گذارهای تشدیدی نیز در آن‌ها کاملا ممکن است. در سال های اخیر رهیافت های با ارزشی برای توصیف و بررسی این ساختارها پیشنهاد گردیده است. با این‌حال عمده پژوهش‌های انجام یافته بر روی بلورهای متشکل از چاه-های کوانتومی بوده است[۲]. بنابراین بنظر می‌رسد که انجام پژوهش‌های مرتبط با بلورهای تشدیدی نقص‌دار که تا به حال کمتر مورد توجه بوده‌اند از دیدگاه علم و مهندسی می‌تواند حائز اهمیت باشد.

رهیافت ریاضی

میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در دو سمت یک لایه از ساختار متناوب را می‌توان با ماتریس‌های انتشار و دینامیکی برای هر لایه و استفاده از رهیافت ماتریس انتقال به یکدیگر ربط داد [۳]:

$$M_{unitcell} = M_b^{1/2} M_\rho M_d\, M_\rho^{-1} M_b^{1/2}, \quad M_b^{1/2} = \begin{pmatrix} e^{i\varphi_b/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_b/2} \end{pmatrix} \qquad (۱)$$

در این رابطه $M_b^{1/2}$ نشانگر ماتریس انتقال برای نصف سد بوده و $\varphi_b = \omega n_b L_b \cos\theta_b / c$ می‌باشد. M_ρ ماتریس پراکندگی موج الکترومغناطیسی در فصل مشترک لایه-های مجاور است. ماتریس انتقال برای لایه نقاط کوانتومی InAs بصورت زیر تعریف می‌گردد[۳]:

$$M_d = \begin{pmatrix} e^{i\varphi_d}[1-iS(\omega)] & -iS(\omega) \\ iS(\omega) & e^{-i\varphi_d}[1+iS(\omega)] \end{pmatrix} \qquad (۲)$$

در اینجا $S(\omega)$ پذیرفتاری اکسایتون است. در محاسبات ما پهن شدگی ناهمگن که ناشی از نوسانات فرکانس گذار اکسایتون به علت وجود ناخالصی‌ها و یا ناهمگنی در اندازه لایه‌ها و نقاط کوانتومی در طول رشد می‌باشد نیز لحاظ شده است. متوسط پذیرفتاری نسبت به تابع توزیع فرکانس اکسایتون بصورت زیر در نظر گرفته شده است:

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma_0}{\hbar\omega - (E_0 + \Delta E + \Delta E_s) + i\gamma} G(\Delta E / E_0)\, d(\Delta E / E_0) \qquad (۳)$$

انرژی حالت پایه اکسایتون در تقریب کروی می‌تواند بصورت زیر تعیین گردد:

$$E_0 = E_g + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 m_{eh} a^2} \qquad (۴)$$

m_{eh} و a به ترتیب جرم کاهیده الکترون و حفره سنگین و شعاع نقاط کوانتومی می باشند. بنابراین با در نظر گرفتن مقدار متوسط شعاع نقاط بصورت a_0 رابطه بین انحراف معیار انرژی و تغییرات در اندازه بصورت مقابل خواهد بود:

$$\sigma = \frac{m_{eh} a_0{}^2 e E_0}{\hbar^2 \pi^2} \sigma_E \qquad (۵)$$

شیفت استارک و نرخ واهلش غیر تابشی γ که مترادف با پراکندگی فونون – حامل در نقاط کوانتومی می‌باشد با استفاده از روابط زیر قابل محاسبه می باشند[۴]:

$$\Delta E_S = -\beta F^2 \qquad (۶)$$

$$\gamma = \gamma_0 + \gamma_{AC} T + \frac{\gamma_{LO}}{\exp(\Delta E_{ph} / k_B T) - 1}$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

γ_0 و $\gamma_{AC}T$ به ترتیب نرخ واهلش تابشی و پهن شدگی فونون آکوستیکی می‌باشند و β قطبش پذیری اکسایتون است. ماتریس انتقال کل توصیف کننده تحول میدان در طول بلور متشکل از N تناوب از لایه ها می‌تواند بصورت زیر توصیف گردد:

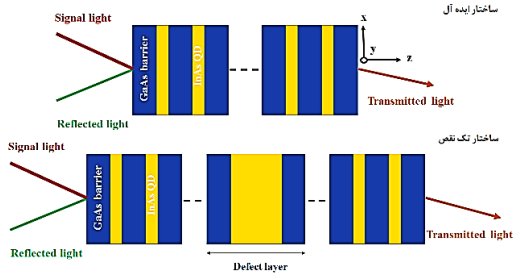
$$M(\omega)=M_b^{1/2}(M_{unit\,cell})^N M_b^{1/2}=\begin{pmatrix}M_{11}(\omega) & M_{12}(\omega)\\ M_{21}(\omega) & M_{22}(\omega)\end{pmatrix} \quad (۷)$$

بازتابندگی را می‌توان از رابطه زیر استخراج کرد:

$$R(\omega)=\left|\frac{r_{01}+r(\omega)}{1+r_{01}r(\omega)}\right|^2,\quad r(\omega)=-\frac{M_{21}(\omega)}{M_{22}(\omega)} \quad (۸)$$

$$r_{01}=-(n_b\cos\theta_b-\cos\theta_a)/(n_b\cos\theta_b+\cos\theta_a)$$

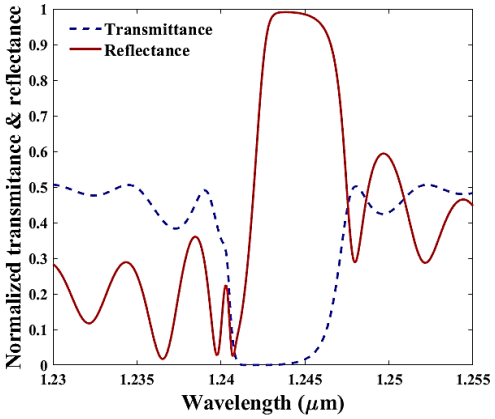
مقادیر عددی بکار گرفته شده در طول شبیه سازی عبارتند از: E_0=0.999 eV, γ_0=12 μeV, γ_{AC}=0.8 μeV/K, γ_{LO}=47meV, ΔE_{ph}=36 meV, L_b=179.5 nm, L_d=8 nm, n_b=3.302, n_d=3.5.



شکل۱. بلور فوتونی ایده‌آل شامل لایه های متناوب GaAs و لایه متشکل از نقاط کوانتومی InAs و ساختار دارای یک نقص در وسط بلور، نقص شامل لایه نقاط کوانتومی با ضخامت متفاوت می‌باشد.

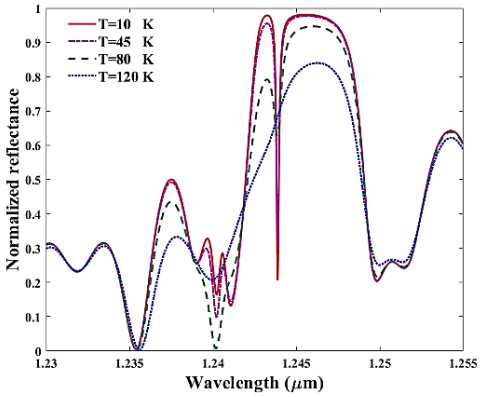
نتایج و بحث

شماتیک ساختارهای پیشنهادی در شکل ۱ نمایش داده شده اند. محیط اطراف بلور هوا انتخاب شده و زاویه تابش پرتو به بلور نسبت به عمود بر سطح سنجیده می‌شود. شکل ۲ طیف‌های بازتاب و عبور بلور ایده‌آل را نمایش می‌دهد که در آن تعداد تناوب لایه‌ها، دمای بلور و زاویه تابش به ترتیب ۲۴۰، ۱۰K و ۵ ^{o} انتخاب گردیده‌اند. نتایج نشان می‌دهند که بازتاب تا حد تقریبا ۱۰۰٪ در ناحیه باند توقف طیف قابل مشاهده می‌باشد.



شکل۲. طیف بازتاب و عبور نرمالیزه شده برای بلور ایده‌آل.

این رفتار می‌تواند کاربردهای قابل توجهی در ساخت آینه-های ایده‌آل در این ناحیه طیفی داشته باشد. با از بین بردن تقارن ساختاری بلور در میانه آن، یک مد نقص تشدیدی در باند توقف بلور ظاهر می‌گردد.

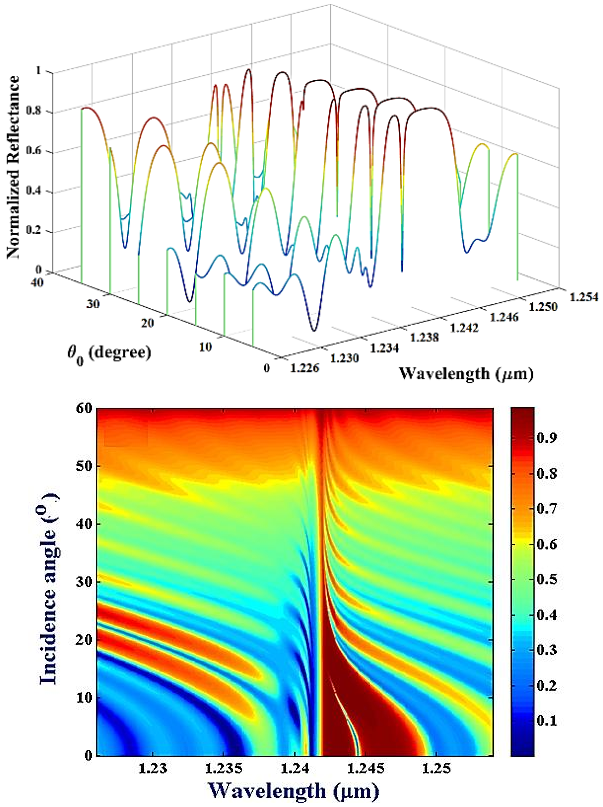


شکل۳. طیف بازتاب بلور تک نقص برای چهار دمای مختلف. زاویه تابش ۵ درجه در نظر گرفته شده است.

علیرغم اینکه نقص ایجاد شده در بلور دقیقا در مرکز آن قرار دارد، مد تشدیدی القا شده توسط آن در فاصله متقارنی از دو لبه باند توقف ظاهر نمی‌گردد. نتایج نشان می‌دهند که با افزایش دمای بلور بازتابندگی ناحیه باند توقف کاهش یافته و به تبع آن شدت (عمق) پیک تشدیدی نیز کمتر می‌گردد، شکل۳. در دمای ۱۲۰ K این ناحیه، شکل مربعی خود را از دست می‌دهد. با این حال در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

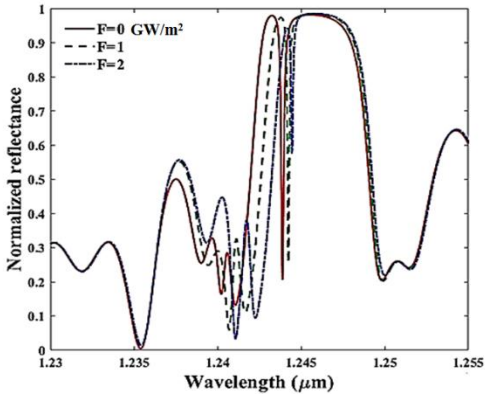
حد فاصل دماهای ۱۰ الی ۸۰ کلوین فرکانس مرکزی و پهنای مد نقص تفاوت چشمگیری نمی‌کنند.



شکل ۴. وابستگی بازتابندگی بلور تک نقص به زاویه تابش. نمودار رنگی بازتابندگی بر حسب طول موج برای زاویه های مختلف را نمایش می‌دهد. دمای بلور k ۱۰ در نظر گرفته شده است.

به منظور بررسی دقیق‌تر تنظیم پذیری پاسخ اپتیکی ساختار، وابستگی طیف بازتاب به زاویه تابش نور مورد بررسی قرار گرفت. بنابه نتایج شکل ۴، با افزایش زاویه تابش، پهنای ناحیه باند توقف کاهش یافته و بعد از حدود ۳۰ درجه ناحیه باند توقف به کل از بین می‌رود. از طرف دیگر با افزایش زاویه پهنای مد نقص کاهش یافته و به سمت طول موج‌های کوتاه‌تر شیفت می‌یابد و در ۱۵°~ از بین می‌رود.

در نهایت، تنظیم پذیری مشخصه های اپتیکی ساختار نقص دار با بهره مندی از یک تابش کنترل خارجی مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهند که با تابش عمود این باریکه خارجی،شدت پیک تشدیدی کاهش یافته وبه طول موج بالاتر شیفت می‌یابد. این رفتار در شدت‌های بالاتر هرچه بیشتر قابل مشاهده است.



شکل۵. طیف بازتاب بلور تک نقص برای شدت های مختلف باریکه کنترل خارجی

نتیجه‌گیری

ساختار بلور فوتونی تشدیدی نقص دار جدید با پاسخ دهی اپتیکی تنظیم پذیر پیشنهاد گردیده‌است که در ساختار آن از نقاط کوانتومی InAs استفاده شده است. نتایج توانایی خوب این ساختارها در خلق باند توقف در ناحیه فروسرخ نزدیک را نشان می‌دهند که می‌توانند کاربردهای خوبی در مباحث مخابراتی داشته باشند. باند توقف و مد نقص موجود در طیف بلور نقص دار بعد از ۱۲۰K از بین رفته و با افزایش زاویه تابش، پهنای باند کاهش یافته و بعد از ۳۰° از بین می‌رود. این ساختار با استفاده از یک تابش کنترل بیرونی نیز قابل تنظیم است.

مرجع‌ها

[1] X.Dai, "thermally tunable omnidirectional terahertz photonic bandgap in theone-dimensional photonic crystals containing semiconductor InSb", J. Appl. Phys. Fund. Vol. 109, pp. 053104, 2011.

[2] L. I. Deych, M. V. Erementchouk, "Effects of inhomogeneous broadening on reflection spectra of Bragg multiple quantum well structures with a defect", Phys. Rev. B. Vol. 69. PP. 075308, 2004.

[3] T. Wang, “The theoretical investigation of all-optical polarization switching based on InGaAs(P) Bragg-spaced quantum wells”, Opt. Express, Vol.16, pp. 127, 2008.

[4] Zh. Hu, "Controllable transmission photonic band gap and all-optical switching behaviors of 1-D InAs/GaAs quantum-dot photonic crystal", Opt. Mater. Vol.62, pp. 419, 2016

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اندازه‌گیری ضرایب اپتیکی خطی و غیرخطی لایه‌ی نازک شامل نانومیله‌های اکسید مولیبدن رشدیافته به روش الکتروشیمی

عباس قاسم‌پور اردکانی[۱]، نیلوفر صادقی[۱]، هانیه حقیقی[۱] و زهرا حسینی[۱]

[۱]ایران، شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده‌ی علوم، بخش فیزیک، aghasempour@shirazu.ac.ir

چکیده – در این مقاله لایه‌ای شامل نانو میله‌های اکسید مولیبدن با استفاده از روش الکتروشیمیایی بر روی زیرلایه‌ی FTO رشد داده می‌شود. سپس برای مشخصه‌یابی نمونه‌ی مورد نظر از آنالیزهایی مانند اندازه‌گیری طیف عبور، پراش اشعه‌ی ایکس و تصویربرداری میکروسکوپ الکترونی استفاده می‌شود. در ادامه با رسم منحنی توان خروجی بر حسب توان ورودی، ضریب جذب غیرخطی نمونه بدست آورده می‌شود. در نهایت با استفاده از روش جاروب z روزنه بسته و باز، ضریب شکست غیر خطی و ضریب جذب غیرخطی نمونه را اندازه‌گیری می‌کنیم.

کلید واژه- نانو میله اکسید مولیبدن، روش الکتروشیمی، روش جاروب z، خواص اپتیک غیرخطی.

Measurement of linear and nonlinear optical properties of a thin film including Molybdenum Oxide nanorods grown by electrochemical deposition method

Abbas Ghasempour Ardakani[1], Niloufar sadeghi[1], Hanieh Haghighi[1], Zahra Hoseini[1]

**[1]Physics Department, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran,
aghasempour@shirazu.ac.ir**

Abstract- In this paper, a layer including Molybdenum oxide nanorods is grown on a FTO substrate. Then for sample characterization analyses such as transmission spectrum, x-ray diffraction and scanning electron microscopy are applied. Furthermore, the linear absorption coefficient is obtained by plotting the output power versus input power. Finally, we measure the nonlinear refractive index and nonlinear absorption coefficient using the closed and open aperture z-san technique.

Keywords: Molybdenum oxide nanorod, electrochemical method, z-scan technique, nonlinear optical properties.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

اکسید مولیبدن به عنوان اکسید یک فلز واسطه و به دلیل داشتن ویژگی‌های الکترونیکی و اپتیکی قابل توجه، کاربردهای فراوانی در بسیاری از موضوعات از جمله حسگرهای گازی، مواد نگهدارنده، کاتالیزورها، باتری‌ها، مواد الکتروکرومیک و غیره دارد. همچنین از آن به دلیل ذخیره بار در شبه خازن‌ها، به عنوان ماده آند یا کاتد در خازن‌های آبی استفاده می‌شود [۱]. اکسید مولیبدن یک نیمه رسانای نوع n با گاف پهن می‌باشد [۱]. در سال ۲۰۰۵، پاتیل و همکارانش به ساخت و بررسی خواص اپتیکی لایه‌های نازک اکسید مولیبدن پرداختند [۲]. این لایه‌ها را می‌توان به روش‌های مختلفی از جمله تبخیر در خلاء، اسپاترینگ، لایه نشانی بخار شیمیایی و الکتروشیمی تهیه کرد که از بین آنها با روش الکتروشیمی می‌توان لایه‌های بزرگ نازک و یکنواختی ساخت که مقرون بصرفه تر نیز می‌باشد و همچنین در این روش امکان کنترل ضخامت لایه‌ها با تغییر بار الکتریکی جابجا شده وجود دارد [۳].

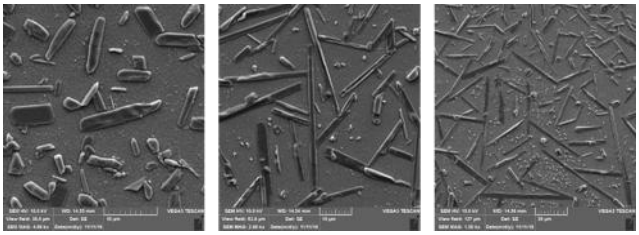
اپتیک غیر خطی به مطالعه پدیده‌هایی می‌پردازد که در اثر تغییر و اصلاح ویژگی‌های نوری مواد در واکنش به نور رخ می‌دهد [۴]. بررسی خواص غیر خطی و اندازه‌گیری پذیرفتاری مرتبه سوم $\chi^{(3)}$ و در نتیجه ضرایب اپتیکی غیرخطی n_2 و β، به دلیل داشتن کاربردهای فراوان در تابش غیرخطی در فیبرها، کلیدزنی نوری، محدود کنندگی نوری، حسگرها و غیره، از اهمیت خاصی برخوردار است. ضرایب شکست (n_2) و جذب غیرخطی (β)، دو فاکتور مهم در تعیین رفتار ماده است که برای اندازه‌گیری آنها می‌توان از روش‌هایی مانند روش جاروب z، ترکیب چهار موج تبهگن، تداخل غیرخطی، اعوجاج پرتو و غیره استفاده کرد. از بین آنها روش جاروب z که در سال ۱۹۸۹ توسط شیخ بهایی و همکارانش توسعه داده شد، بر پایه‌ی تبدیل واپیچش فاز به واپیچش دامنه در حین انتشار پرتو، روشی برای اندازه‌گیری مستقیم n_2 و β و تعیین علامت آنها ارائه می‌دهد [۵]. در این روش یک پرتو لیزر توسط یک عدسی کانونی شده، با قرار دادن نمونه و جابجا کردن آن حول نقطه‌ی کانون عدسی و در امتداد محور کانونی شدن پرتوی لیزر، می‌توان تغییرات تراگسیلندگی عبوری از نمونه را به دلیل تغییر شدت فرودی پرتو بر آن مشاهده کرد که در نتیجه نمونه مانند یک عدسی عمل خواهد کرد. به این حالت جاروب z روزنه باز گفته می‌شود و می‌توان با برازش منحنی تراگسیلندگی بهنجار بر حسب مکان نمونه، با نمودار نظری، ضریب جذب غیر خطی را بدست آورد. همچنین با قرار دادن یک روزنه کوچک در فاصله‌ی دور بعد از نمونه می‌توان جاروب z روزنه بسته را ایجاد و تغییر در توزیع شدت در صفحه‌ی شکاف را مشاهده کرد و با برازش منحنی بدست آمده ضریب شکست غیر خطی را بدست آورد. برحسب اینکه نمونه، پرتوی لیزر را واگرا یا همگرا کند، علامت ضرایب متفاوت خواهد بود. در این مقاله، نانومیله های اکسید مولیبدن به روش لایه نشانی الکتروشیمیایی رشد داده می‌شوند. سپس با استفاده از روش جاروب z، ضرایب شکست و جذب غیر خطی و پذیرفتاری مرتبه‌ی سوم برای این نانوساختارها اندازه گیری خواهد شد.

۲- روش رشد الکتروشیمیایی لایه‌ی نازک شامل نانومیله‌ها

لایه نشانی به روش الکتروشیمیایی توسط یک دستگاه پتانسیواستات دارای یک سلول سه الکترودی انجام شد که در آن از آلیاژ Ag/AgCl به عنوان الکترود مرجع، یک سیم پلاتین به عنوان الکترود شمارشگر و یک شیشه لایه نشانی شده‌ی نازک با قلع آلاییده به فلور (FTO) به عنوان الکترود کار استفاده شده است. در این آزمایش، سلول الکتروشیمیایی شامل ۱۰ میلی‌لیتر محلول الکترولیت از نمک های Na_2MoO_4 با غلظت ۰/۲ مولار، Na_2So_4 با غلظت ۰/۱ مولار و آب دیونیزه می‌باشد. لایه نشانی در دمای ۶۸ درجه سانتی‌گراد، ولتاژ ۱/۱- ولت و مدت زمان ۱۲۰ ثانیه انجام شد. در نهایت نمونه رشد داده شده در کوره با دمای ۵۰۰ درجه سانتی گراد به مدت ۲ ساعت قرار گرفت. شکل ۱، تصویر میکروسکوب الکترونی روبشی (SEM) گرفته شده از لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن را نشان می‌دهد. در این تصویر نانومیله‌ها با اندازه‌های

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

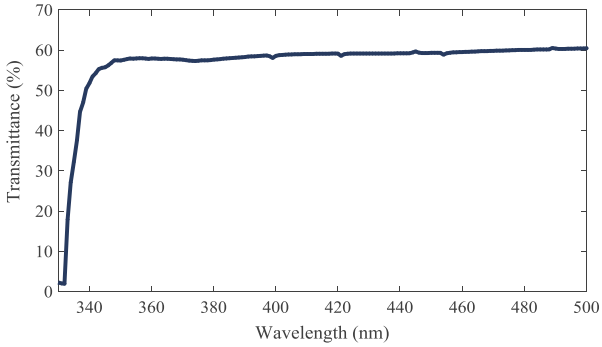
متفاوت قابل مشاهده است. لازم به ذکر است که میزان غلظت محلول الکترولیت به‌کار رفته و زمان لایه نشانی تعیین کننده‌ی ابعاد و شکل این نانو میله ها می‌باشند.



شکل ۱: تصویر SEM از لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن رشد یافته با استفاده از روش الکتروشیمی. خط مقیاس به ترتیب از سمت چپ، ۱۰،۱۰ و ۲۰ میکرون است.

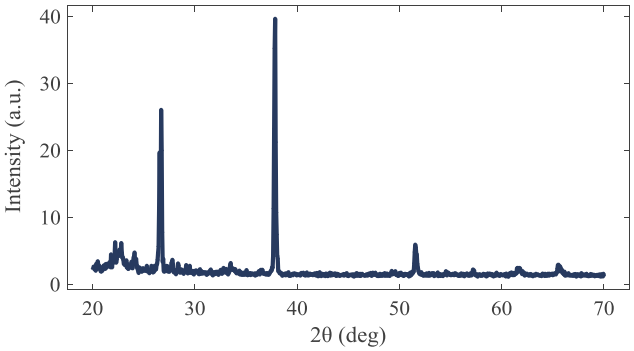
۳-بحث و نتایج

شکل ۲، منحنی طیف عبور از لایه‌ی نازک رشد یافته را در بازه‌ی طول موجی ۳۰۰ تا ۵۰۰ نانومتر نشان می‌دهد. از منحنی بدست آمده می‌توان مشاهده کرد که لبه‌ی جذب در طول موج ۳۴۰ نانومتر رخ داده است که درنتیجه برای طول موج‌های کمتر از آن، نمونه نور فرودی را جذب خواهد کرد، بنابراین لایه‌ی نازک ساخته شده دارای گاف نواری بسیار پهن حدود ۶۵/۳ الکترون ولت می‌باشد.



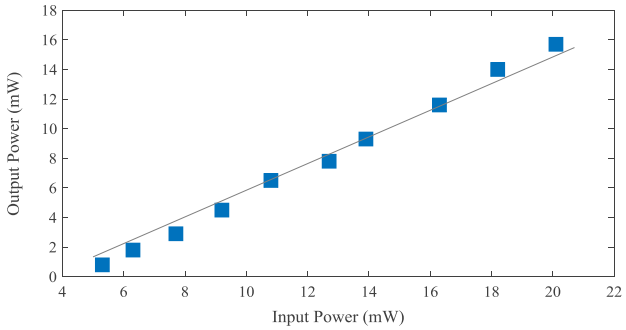
شکل ۲: منحنی طیف عبور برای لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن.

درشکل ۳ می‌توان منحنی مربوط به الگوی پراش اشعه x (XRD) لایه‌ی نازک را مشاهده کرد که بر الگوی مربوط به اکسید مولیبدن منطبق است. در شکل ۴، نمودار توان خروجی بر حسب توان ورودی لایه‌ی نازک مشاهده می‌شود. اگر داده‌های این منحنی را با رابطه تئوری بیر لامبرت برازش کنیم، ضریب جذب خطی نمونه بدست می‌آید که مقدار آن در جدول ۱ نوشته شده است.



شکل ۳: الگوی پراش اشعه x (XRD) برای لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن.

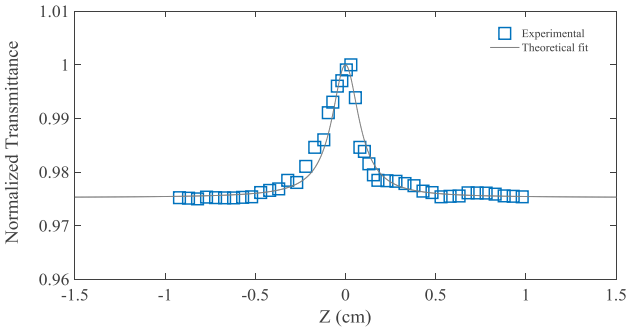
در این آزمایش، روش جاروب z با استفاده از یک لیزر Nd-YAG پیوسته با طول موج ۵۳۲ نانومتر و توان اولیه ۲۰ میلی‌وات و همچنین یک عدسی با فاصله کانونی ۵/۲ سانتی‌متر انجام شده است.



شکل ۴: منحنی توان خروجی برحسب توان ورودی برای لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن.

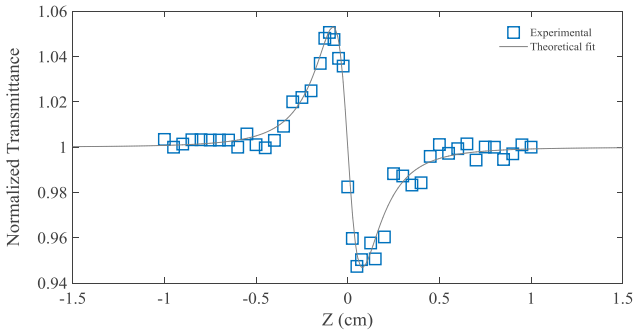
شکل ۵، نمودار روزنه باز جاروب z را نشان می‌دهد. مقدار تراگسیلندگی در کانون افزایش یافته و یک قله به‌وجود آمده است که این نشان دهنده‌ی جذب اشباع در لایه نازک رشد یافته و منفی بودن ضریب جذب غیر خطی می‌باشد. با برازش داده‌های این منحنی با روابط تئوری می‌توان ضریب جذب غیر خطی را بدست آورد [۵]، که مقدار آن در جدول ۱ نوشته شده است. همچنین در شکل ۶، می‌توان نمودار روزنه بسته جاروب z را مشاهده کرد. در این منحنی ابتدا یک افزایش (قله) و به دنبال آن یک کاهش (دره) در تراگسیلندگی رخ داده است که این نشان دهنده رفتاری شبیه به عدسی منفی و ویژگی خود واکانونی بودن لایه نازک می‌باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۵ : منحنی تراگسیلندگی بهنجار شده جاروب z روزنه باز برای لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن.

با برازش داده‌های این منحنی با روابط تئوری ضریب شکست غیر خطی بدست آمده [۵] و در جدول ۱ نوشته شده است. این مقدار از مرتبه $۱۰^{-۱۰}$ (cm^2/W) می‌باشد که این امر مکانیزم جذب اشباع اتمی را نشان می‌دهد [۴] و همانطور که از شکل منحنی انتظار می‌رفت علامت آن منفی است.



شکل ۶: منحنی تراگسیلندگی بهنجار شده جاروب z روزنه بسته برای لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن.

با استفاده از مقادیر بدست آمده برای ضرایب غیر خطی و رابطه ۱ می‌توان پذیرفتاری اپتیکی مرتبه سوم لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن را محاسبه کرد که مقدار قدر مطلق آن نیز در جدول ۱ نوشته شده است.

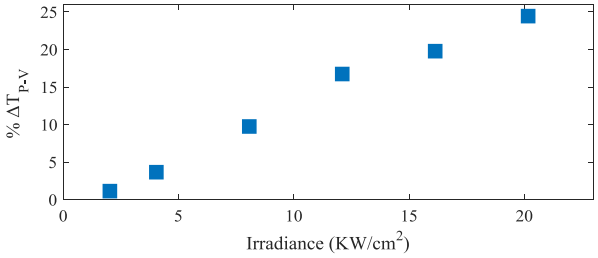
جدول۱: ضرایب اپتیک خطی و غیرخطی لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن.

α (cm^{-1})	n_2 (cm^2/W)	β (cm/W)	$\lvert\chi^{(3)}\rvert$
۵۳/۰	$-۷۳/۹ \times ۱۰^{-۱۰}$	$-۸/۳ \times ۱۰^{-۵}$	$۲۴/۲ \times ۱۰^{-۷}$

$$Im(\chi^{(3)})(esu) = 10^{-2}\left(\varepsilon_0 c^2 n_0^2 \lambda/_{4\pi^2}\right)\beta(cm/_W) \quad (۱)$$

$$Re(\chi^{(3)})(esu) = 10^{-4}\left(\varepsilon_0 c^2 n_0^2/_{\pi}\right)n_2(cm^2/_W)$$

همچنین با تغییر شدت پرتو ورودی، فاصله بین قله و دره منحنی روزنه بسته جاروب z نیز اندازه‌گیری شد که نتایج در شکل ۷ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود با افزایش شدت، این فاصله نیز افزایش یافته است [۵].



شکل ۷: نمودار فاصله قله-دره منحنی روزنه بسته جاروب z برحسب شدت پرتو ورودی.

۴-نتیجه‌گیری

در اینجا لایه‌ی نازک متشکل از نانومیله‌های اکسید مولیبدن بر روی زیر لایه‌ی FTO لایه نشانی شد. مقدار گاف نواری ساختار ۶۵/۳ الکترون ولت اندازه‌گیری شد که نشاندهنده شفافیت آن در ناحیه اپتیکی است. همچنین با استفاده از روش جاروب z خواص غیر خطی نمونه‌ی ساخته شده اندازه‌گیری شد.

مرجع‌ها

[1] Y. Zhao, J. Liu, Y. Zhou, Z. Zhang, Y. Xu, H. Naramoto, and S. Yamamoto, “Preparation of MoO3 nanostructures and their optical properties”, J. Phys. Condens. Matter, Vol. 15, No. 35, pp. L547, 2003.

[2] R.S. Patil, M.D. Uplane, and P.S. Patil, “Structural and optical properties of electrodeposited molybdenum oxide thin films”, Appl. Surf. Sci. Vol. 252, No. 23, pp. 8050-8056, 2006.

[3] A. Guerfi, R.W. Paynter, and L.H. Dao, “Characterization and stability of electrochromic MoO3 thin films prepared by electrodeposition”, J. Electrochem. Soc. Vol. 142, No. 10, pp. 3457-3464, 1995.

[4] R.W. Boyd, *Nonlinear optics*, Elsevier, pp. 211, 2003.

[5] M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T.-H. Wei, D.J. Hagan, and E.W. Van.Stryland, “Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam”, IEEE J. Quantum Electron. Vol. 26, No. 4, pp. 760-769, 1990.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ساخت لیزرهای تصادفی با فیدبک رزونانسی بر اساس لایه‌ی نازک شامل نانومیله‌های اکسید مولیبدن رشدیافته به روش الکتروشیمی

عباس قاسم‌پور اردکانی[۱]، نیلوفر صادقی[۱]

[۱]ایران، شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده‌ی علوم، بخش فیزیک، aghasempour@shirazu.ac.ir

چکیده –در این مقاله ابتدا لایه‌ای شامل نانومیله‌های اکسید مولیبدن با استفاده از روش الکتروشیمی رشد داده می‌شود. سپس یک لیزر تصادفی بر اساس این نانوساختار و رنگدانه‌ی آلی رودامین بی ساخته می‌شود. همچنین آستانه‌ی دمش را برای این لیزر اندازه گیری می‌کنیم. نتایج تجربی ما نشان می‌دهد که با افزایش انرژی دمش قله‌های بسیار نازکی در طیف گسیلی ظاهر می‌شود و فیدبک لیزر تصادفی پیشنهاد شده از نوع رزونانسی می‌باشد. علاوه بر این، اثر تغییر ناحیه‌ی دمش بر طیف تابشی را مطالعه می‌کنیم.

کلید واژه- لیزرهای تصادفی، اکسید مولیبدن، فیدبک رزونانسی

Fabrication of random lasers with a resonant feedback based on a thin film including Molybdenum Oxide nanorods grown by electrochemical method

Abbas Ghasempour Ardakani[1], Niloufar sadeghi[1]

[1]Physics Department, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran, aghasempour@shirazu.ac.ir

Abstract- In this paper, first a layer of Molybdenum oxide including nanorods is grown using electrochemical method. Then a random laser is fabricated based on this nanostructure and rhodamin B organic dye. Furthermore, we measure the pumping threshold for this laser. Our experimental results show that narrow peaks appear in the emission spectrum with increasing the pumping energy and the feedback of the proposed random laser is resonant. In addition, we study the effect of changing the pumping region on the emission spectrum.

Keywords: random lasers, Molybdenum Oxide, resonant feedback

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

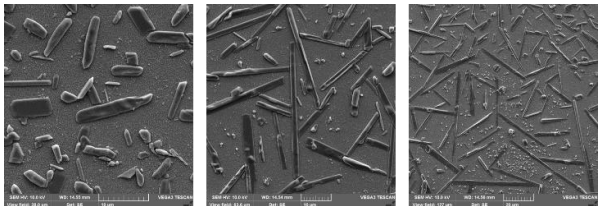
لیزرهای تصادفی برای اولین بار و بصورت تئوری توسط لتوخوف در سال ۱۹۶۸پیش بینی شد و بعد از آن اولین لیزر تصادفی همدوس بصورت تجربی در سال ۱۹۹۸ توسط کائو و همکارانش مشاهده گردید [۱]. در این لیزرها بازخورد اپتیکی توسط مراکز پراکننده کاتوره‌ای موجود در محیط فعال فراهم می‌شود. به این صورت که فوتون‌ها بعد از وارد شدن در محیط نامنظم، بصورت پی‌درپی توسط این مراکز پراکنده شده و به دلیل وجود محیط فعال، فرآیند تقویت نیز صورت می‌گیرد. این لیزرها از نظر مکانیزم بازخورد به دو دسته‌ی لیزرهای تصادفی همدوس و غیرهمدوس تقسیم می‌شوند. در لیزرهای تصادفی غیرهمدوس، طیف تابشی پهن بوده و در محیط‌هایی که میزان بی‌نظمی ضعیف است رخ می‌دهد. اما در لیزرهای تصادفی همدوس، به دلیل بی‌نظمی بیشتر، نور بعد از چند پراکندگی متعدد به مکان اول خود برگشته، درون محیط جایگزیده شده و به این صورت یک مسیر بسته برای نور درون ساختار تشکیل می‌دهد، که اصطلاحا به آن کاواک لیزری کاتوره‌ای و به این فرآیند جایگزیدگی اندرسون نوری می‌گویند. این لیزرها به دلیل ویژگی‌های ساختاری مناسب مثل امکان ساخت راحت و کم هزینه، ساده و در دسترس بودن، همدوسی مکانی پایین، جهتمند نبودن و غیره، دارای کاربردهای فراوانی در تشخیص سرطان، باتری-های اپتیکی، بارکدهای فوتونیکی، نمایشگرهای کاملا تخت، تراشه‌های نوری، حسگرها و غیره دارند. اکسید فلزات واسطه از جمله موادی هستند که از تنوع ویژگی های قابل توجه برخوردار می‌باشند. از بین آنها اکسید مولیبدن به عنوان یک نیمه رسانای نوع n با گاف پهن، به دلیل داشتن ویژگی‌های الکترونیکی و اپتیکی، مورد توجه زیادی در بسیاری از موضوعات از جمله حسگرهای گازی، باتری‌ها، سیستم‌های الکتروکرومیکی، کاتالیزورها، مواد نگهدارنده و غیره، قرار گرفته است. در سال ۲۰۰۵، پاتیل و همکارانش، به ساخت و بررسی خواص اپتیکی لایه‌های نازک اکسید مولیبدن پرداختند [۲]. این لایه‌ها را می‌توان به روش‌های مختلفی از جمله اسپاترینگ، تبخیر در خلاء، لایه نشانی بخار شیمیایی و الکتروشیمی تهیه کرد که از بین آنها، روش الکتروشیمی قابلیت کنترل ضخامت لایه‌ها با تغییر بار الکتریکی جابجا شده را دارد و همچنین با این روش می‌توان لایه‌های بزرگ نازک و یکنواختی ساخت که مقرون بصرفه تر نیز می‌باشد.

۲-روش رشد الکتروشیمیایی لایه‌ی نازک شامل نانومیله‌ها

در این آزمایش، با استفاده از یک دستگاه پتانسیواستات، لایه نشانی به روش الکتروشیمیایی انجام شد. این دستگاه دارای یک سلول سه الکترودی با آلیاژ Ag/AgCl به عنوان الکترود مرجع، یک سیم پلاتین به عنوان الکترود شمارشگر و یک شیشه لایه نشانی شده‌ی نازک با قلع آلاییده به فلور (FTO) به عنوان الکترود کار می‌باشد. درون سلول از ۱۰ میلی‌لیتر محلول الکترولیت شامل نمک های Na_2MoO_4 با غلظت ۲/۰ مولار، Na_2So_4 با غلظت ۱/۰ مولار و آب دیونیزه، استفاده شد. لایه نشانی با ولتاژ ۱/۱- ولت، دمای ۶۸درجه سانتی‌گراد و مدت زمان ۱۲۰ ثانیه صورت گرفت و در آخر نمونه‌ی بدست آمده به مدت ۲ ساعت، در کوره با دمای ۵۰۰ درجه سانتی گراد قرار گرفت.در شکل ۱، تصویر میکروسکوب الکترونی روبشی (SEM) گرفته شده از لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن را نشان می‌دهد که در آن رشد نانومیله‌ها بصورت کاملا کاتوره‌ای و با اندازه‌های متفاوت قابل مشاهده است. در این شکل قطر متوسط نانو میله ها حدوداً ۱ میکرون است. لازم به ذکر است که ابعاد و شکل این نانو میله ها وابسته به مدت زمان لایه نشانی و میزان غلظت محلول الکترولیت به-کار رفته می‌باشد. با توجه به نتایج گزارش شده در مرجع [۶]، نانوساختارهای اکسید مولیبدن تولید شده به روش بالا دارای گاف نواری حدودا ۶۵/۳ الکترون‌ولت هستند بنابراین این نانوساختارها در ناحیه‌ی مرئی دارای جذب ناچیزی بوده و بنابراین می‌توانند به عنوان مراکز پراکننده در لیزرهای تصادفی مورد استفاده قرار گیرند. گاف نواری بدست آمده نسبت به مقادیر ذکر شده برای لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن بیشتر است [۴]. با توجه به آنکه نانومیله‌های قرار گرفته بر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

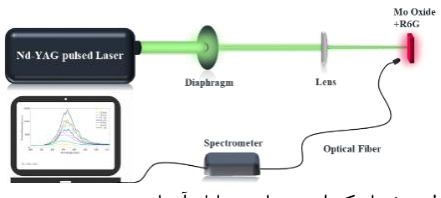
روی سطح تخت زیر لایه دارای یک ضخامت مشخص هستند، امکان تشکیل مسیرهای بسته‌ی موازی سطح زیر لایه برای فوتون‌ها در اثر پراکندگی وجود دارد.



شکل۱: تصویر SEM از لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن رشد یافته با استفاده از روش الکتروشیمی. خط مقیاس به ترتیب از سمت چپ، ۱۰،۱۰ و ۲۰ میکرون است.

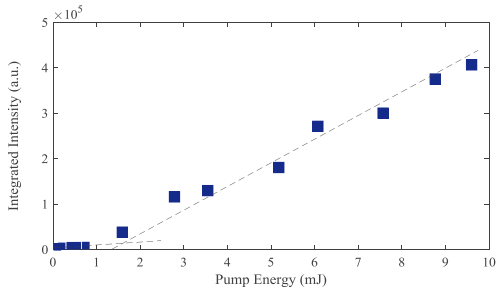
۳-بحث و نتایج

در شکل ۲ طرح واره‌ای از چیدمان وسایل آزمایش مشاهده می‌شود. در آن از هارمونیک دوم لیزر پالسی Nd-YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر و پهنای زمانی ۱۰ نانوثانیه و نرخ تکرار ۱۰هرتز استفاده کردیم. با قرار دادن یک دیافراگم بعد از لیزر، اندازه‌ی لکه پمپ بر روی نمونه و سطح ناحیهٔ برانگیختگی را کنترل کرده و سپس پرتو لیزر توسط عدسی بر روی نمونه متمرکز شده است. در اینجا لایه‌ی نازک رشد داده شده توسط محلولی ارغوانی رنگ شامل ۷ میلی گرم رنگدانه‌ی رودامین B و ۲ سی‌سی اتیلن گلیکول،پوشیده می‌شود. سپس نمونه‌ی ساخته شده را مقابل هارمونیک دوم لیزر Nd-YAG قرار داده و طیف تابشی آن توسط یک فیبر نوری به اسپکترومتر منتقل شده و در نهایت طیف حاصل از آن را توسط کامپیوتر ثبت کردیم. در اینجا از لایه اکسید مولیبدن به عنوان مراکز پراکننده و از رنگدانه‌ی رودامین B به عنوان ماده بهره استفاده می‌کنیم.



شکل۲: طرح شماتیک ازچیدمان وسایل آزمایش.

به منظور محاسبه انرژی دمش آستانه، گسیل حاصل از نمونه به ازای انرژی دمش‌های متفاوت ثبت شده و سپس منحنی انتگرال شدت بر حسب انرژی دمش رسم شده و در شکل ۳ نشان داده شده است.

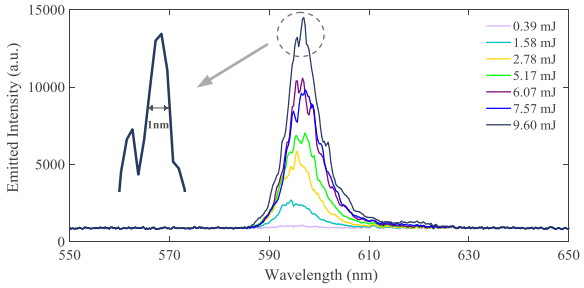


شکل۳: منحنی انتگرال شدت بر حسب انرژی دمش.

همانطور که مشاهده می‌شود، با افزایش انرژی دمش به حالتی می‌رسیم که ناگهان از انرژی مشخصی به بعد، انتگرال شدت با شیب بیشتری افزایش خواهد یافت که به آن انرژی دمش آستانه گفته می‌شود و مقدار آن ۳/۱ میلی ژول بدست آمده است. این مقدار آستانه با مقادیر گزارش شده در مقالات منتشر شده با در نظر گرفتن میزان غلظت رنگدانه قابل مقایسه است [۵]. در این حالت می‌توان گفت که به دلیل تأمین شدن بهره‌ی کافی در محیط، شرط نوسان لیزری برآورده می شود. منحنی طیف تابشی حاصل از نمونه بر حسب طول موج به ازای انرژی‌های مختلف دمش بدست آمده و در شکل ۴ نشان داده شده است. با توجه به منحنی مشاهده می‌شود که با افزایش انرژی دمش، شدت قله‌های تابشی افزایش می‌یابد. کاهش شدت تابشی با تغییر انرژی پمپ از ۰۷/۶ میلی ژول به ۵۷/۷ میلی ژول می‌تواند به علت اثر اشباع بهره و رقابت بین مدها باشد. همچنین با افزایش انرژی پمپ، قله‌های باریکی با پهنای حدود یک نانومتر در طیف تابشی ظاهر می‌شود. لازم به ذکر است که قبلا لایه - FTO آغشته به این محلول نیز بررسی شده و طیف گسیلی حاصل از آن پهن و فاقد قله رزونانسی بوده است [۳]. لذا وجود لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن باعث ظاهر شدن قله‌های تابشی و تولید نوسان لیزری شده است. نکتهٔ قابل توجه آن است که، در لیزرهای تصادفی همدوس، در صورت کافی بودن بهره در محیط، گسیل القایی و لیزردهی در مدهای رزونانسی صورت گرفته و در نتیجه قله‌های بسیار باریکی ناشی از این مدها در طیف تابشی بوجود می‌آیند که این پدیده در شکل ۴ به وضوح قابل مشاهده است. درنتیجه دراینجا می‌توان گفت که، در لیزر تصادفی ساخته شده بر

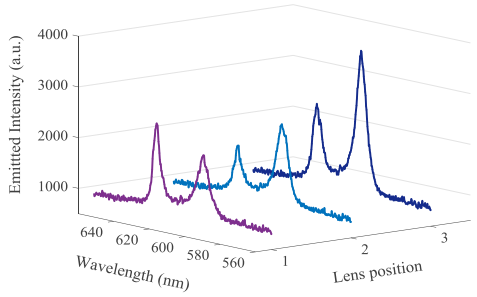
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

اساس لایه‌ی نازک اکسید مولیبدن، نوع فیدبک رزونانسی است. در این لیزرها هرچه میزان بی‌نظمی بیشتر باشد ضریب کیفیت کاواک‌های محلی تشکیل شده بیشتر بوده و آستانه‌ی لیزردهی کمتر می‌باشد. با تنظیم پارامترهای موجود در رشد الکتروشیمیایی، می‌توان میزان بی‌نظمی در ساختارهای اکسید مولیبدن تولید شده را کنترل کرد. علت رزونانسی بودن فیدبک فراهم شده توسط نانومیله‌های اکسید مولیبدن، تباین ضریب شکستی بالای بین این نانوساختارها و حلال رنگدانه از یک طرف، و سطع مقطع پراکندگی بالای آن‌ها از طرف دیگر می‌باشد.



شکل۴: طیف گسیل تابشی بر حسب طول موج به ازای انرژی دمش‌های متفاوت.

همچنین در این آزمایش، با تغییر ناحیه‌ی دمش بر روی نمونه متوجه شدیم که در طیف تابشی دو قله مشاهده می‌شود. علت ظاهر شدن دو قله‌ی لیزری این است که در این ناحیه‌ی خاص که تحت تابش پمپ قرار گرفت است، با توجه به تفاوت ضریب کیفیت کاواک‌های تصادفی موجود، شرط لیزردهی فقط برای دو تا از مدهای رزونانسی برآورده می‌شود. همانگونه که در شکل ۵ نشان داده شده است، برای موقعیت ۱ هنگامی‌که عدسی در فاصله‌ی معینی نسبت به نمونه قرار دارد دوقله با طول موج‌های مرکزی ۵۹۹ و ۶۲۴ نانومتر در طیف مشاهده می‌شود. حال اثر تغییر فاصله‌ی عدسی نسبت به نمونه را بر روی طیف تابشی بررسی می‌کنیم. با نزدیک کردن عدسی به نمونه (موقعیت ۲ در شکل ۵)، مشاهده می‌شود که طول موج قله‌های تابشی تغییر چندانی نمی‌کند ولی شدت قله با طول موج کمتر، افزایش می‌یابد. دلیل این امر، افزایش شدت موج پمپ بر روی نمونه است. علت کاهش و افزایش قله با طول موج بیشتر، می‌تواند اثر رقابت بین مدی باشد. با نزدیک کردن بیشتر عدسی به نمونه و قرار دادن آن در موقعیت ۳ مطابق شکل ۵، شدت قله‌های تابشی نسبت به موقعیت ۲ بیشتر شده ولی همچنان قله سمت راست دارای شدت بیشتری است. همچنین طول موج قله‌ها در موقعیت ۳ نسبت به موقعیت ۱و ۲ تغییر چندانی نمی‌کند.



شکل۵: طیف گسیل تابشی بر حسب طول موج به ازای موقعیت‌های مکانی متفاوت عدسی.

۴-نتیجه‌گیری

دراینجا لایه‌ای از نانومیله‌های اکسید مولیبدن بر روی FTO با استفاده از روش الکتروشیمی لایه نشانی شد. سپس از این نانو ساختارها به عنوان مراکز پراکننده در یک لیزر تصادفی استفاده شد. در طیف تابشی قله‌هایی با پهنای حدوداً یک نانومتر مشاهده می‌شود که حاکی از رزونانسی بودن فیدبک در لیزر ساخته شده است. همچنین با تغییر ناحیه دمش مشاهده کردیم که طیف تابشی دو قله‌ای می شود و با تغییر فاصله‌ی عدسی از نمونه می‌توان شدت قله ها را کنترل نمود.

مرجع‌ها

[1] H. Cao, Y. G. Zhao, S. T. Ho, E. W. Seelig, Q. H. Wang, R. P. T.Chang, “Random Laser Action in Semiconductor Powder”, Phys.Rev. Lett., Vol. 82, pp. 2278-2281, 1998.

[2] R.S. Patil, M.D. Uplane, and P.S. Patil, “Structural and optical properties of electrodeposited molybdenum oxide thin films”, Appl. Surf. Sci. Vol. 252, No. 23, pp. 8050-8056, 2006.

[3] A. G.Ardakani and P. Rafieipour, “Fabrication of Random lasers based on Zinc oxide nanosheets grown by electrochemical deposition”,24th ICOP & ICPET. pp. 293-296, 2018.

[4] M. Anwar and C.A. Hogarth, “Optical properties of amorphous thin films of MoO3 deposited by vacuum evaporation”, Phys. Status Solidi A, Vol. 109, No. 2, pp. 469-478, 1988.

[5] J. Kitur, G.Zhu, M. Bahoura, and M.A. Noginov, “Dependence of the random laser behavior on the concentrations of dye and scatterers”, J. Opt. Vol. 12, No. 2, pp. 024009, 2010.

[6] عباس قاسم‌پور اردکانی، نیلوفر صادقی، هانیه حقیقی، زهراحسینی. اندازه‌گیری ضرایب اپتیکی خطی و غیرخطی لایه‌ی نازک شامل نانومیله‌های اکسید مولیبدن رشد یافته به روش الکتروشیمی. پذیرفته شده در بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، ۱۳۹۷.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه سازی و تحلیل لیزر سالیتونهای کاواک گسسته با در نظر گرفتن جمعیت حاملین و بررسی تأثیر اعمال نوفه بر آنها

احمد مطهری‌نیا[۱]، کیوان محمود اقدمی[۲]، رضا خردمند[۱]

[۱] پژوهشکده فیزیک کاربردی دانشگاه تبریز، گروه فوتونیک مخابرات
Motahhary@tabrizu.ac.ir, r_kheradmand@ tabrizu.ac.ir
[۲] گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، صندوق پستی ۳۶۹۷-۱۹۳۹۵، تهران
K_aghdami@yahoo.com

چکیده - در این مقاله شرایط تشکیل، دینامیک و کلید زنی سالیتونهای فضایی روشن و تاریک پایه در آرایه‌ای از کاواکهای فعال جفت شده به همدیگر در شرایط عملکردی بالای آستانه که توسط یک پرتوی نگهدارانهٔ خارجی دمش می‌شوند، بررسی شده است. علاوه بر این انواع مختلفی از لیزر سالیتونهای کاواک گسسته نیز تولید و پایداری آنها در مقابل اعمال نوفه به سیستم تحلیل شده است.

کلید واژه- اپتیک غیر خطی، دوپایایی، لیزر سالیتون، کاواک گسسته فعال.

Simulation and analysis of active coupled cavity soliton lasers in presence of population inversion with noise analysis

Ahmad Motahharynia[1]; Keivan Mahmoud Aghdami[2] and Reza Kheradmand[1]

[1] **Photonics Group, Research Institute for Applied Physics and Astronomy, University of Tabriz, 51665-163 Tabriz, Iran,**
Motahhary@tabrizu.ac.ir, r_kheradmand@ tabrizu.ac.ir

[2] **Department of Physics, Payame Noor University, P.O. Box: 19395-3697, Tehran, Iran.**
K_aghdami@yahoo.com

Abstract- The existence, dynamics and switching of basic dark and bright spatial soliton in coupled active cavities array above lasing threshold, driven by an external holding beam is assessed here. Different types of discrete cavity soliton lasers are introduced. Their stability against noises is analyzed.

Keywords: Bistability, Discrete active cavity, Laser solitons, Nonlinear optics.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

امواج نور در حین انتشار در هر محیطی ذاتاً تمایل به واگرا شدن دارند که این واگرایی ناشی از پراش یا پاشندگی نور است. با حذف این پهن شدگی طبیعی با استفاده از پدیده‌های غیر خطی، بسته موج پایدار خود جایگزیده‌ای شکل خواهد گرفت که به سالیتون فضایی نوری معروف است که در سالهای اخیر، به دلیل کاربردهای متعددشان بسیار مورد توجه بوده‌اند. [۱]. به موازات سالیتونها، انتشار نور در ساختارهای گسسته نیز در سالهای اخیر به دلیل استفاده در مباحث کلیدزنی نوری موضوع تحقیقات بسیار گسترده‌ای بوده است [۲]. در چند دهۀ اخیر تلفیق این دو حوزه، منجر به سالیتونهای کواک گسسته (DCS) شده که به حالتهای غیر خطی ایستای جایگزیده در ساختارهای آرایه‌ای از موجبرهای نوری می‌پردازد که جفت شدگی ضعیفی بین موجبرهای این آرایه‌ها وجود دارد. سالیتونهای گسسته به طور بسیار کارآمدی کلیدزنی غیر خطی چند درگاهی را در سیستمی متشکل از چندین موجبر جفت شده کنترل می‌کنند [۳ و ۴]. سالیتونهای کواک کاربردهای بالقوه‌ای در حافظه‌های نوری دارند چرا که این ادوات نوری، بستگی شدیدی به پراش دارند و سطح این پراش را به خوبی می‌توان با استفاده از سالیتونهای کواک در سیستمهای غیر خطی کنترل نمود [۵]. وقتی یک موج تخت (پرتوی نگهدارنده P) آرایه‌ای از کواکهای جفت شده را تحت تابش قرار می‌دهد، سالیتونهای کواک به صورت دامنه‌های جایگزیده‌ای در فضا، به شکل حفره‌ای تاریک روی یک زمینۀ روشن (سالیتون تاریک) یا قله‌ای روشن روی یک زمینۀ تاریک (سالیتون روشن) ظهور پیدا می‌کنند. در هر دو حالت، پایۀ تشکیل سالیتونها، زمینه‌ای دوپایا است که وضعیت تشکیل سالیتونها را مشخص می‌کند[۶].

معرفی مدل و شبیه‌سازی

سالیتونهای کواک گسسته (DCS)، اغلب در کواکهای غیر فعال شبیه‌سازی شده[۵-۱] و به ندرت تشکیل این سالیتونها در کواکهای فعال با استفاده از تقریب بی دررو برای جمعیت حاملین بررسی شده است [۱۰-۷]. اخیراً نوع دیگری از سالیتونها، تحت عنوان سالیتون لیزری کواک گسسته (DCSL) معرفی شده است [۶ و۱۱]. اهمیت DCSL در این است که شرط لازم برای تشکیل سالیتون، برقراری توازن دقیق بین پراش و اثرات غیر خطی است. وقتی سیستم مورد مطالعه سیستمی فعال باشد که در هر نقطه غیر خطیت محیط بر اساس شدت میدان در آن نقطه تغییر می‌کند، تشکیل سالیتون، اهمیت فوق العاده‌ای خواهد یافت. در ادامه مقاله‌های [۶و ۱۱] که به تفصیل به ارائه مدلی جدید برای سیستمهای فعال پرداخته‌اند، در این مقاله امکان تشکیل سالیتونها بررسی شده است. در این مدل، جمعیت حاملین تحت معادله‌ای مستقل معرفی و تأثیر متقابل آن بر شدت میدان بررسی می‌گردد. معادلۀ بدون بعد پیشنهادی برای سالیتونهای لیزری کواک گسسته عبارت است از [۱۱]:

$$\frac{dE_n}{dt} = -(1-i\Delta)E_n + (1-i\alpha)D_nE_n + iC(E_{n-1}+E_{n+1}-2E_n) - iPe^{iqn} \qquad (۱.a)$$

$$\frac{dD_n}{dt} = \gamma[\mu - D_n(1+|E_n|^2)] \qquad (۲.b)$$

Δ واکوکی بسامد کواک، α ضریب ارتقای پهنای خط، P دامنۀ پرتوی نگهدارنده (موج تخت ورودی)، μ آهنگ دمش حاملین، E_n و D_n دامنه‌های میدان الکتریکی و متغیر جمعیت در موجبر n-اُم و γ نسبت طول عمر فوتون به طول عمر حاملین است. q نیز به زاویۀ فرود پرتوی اولیه اشاره دارد.

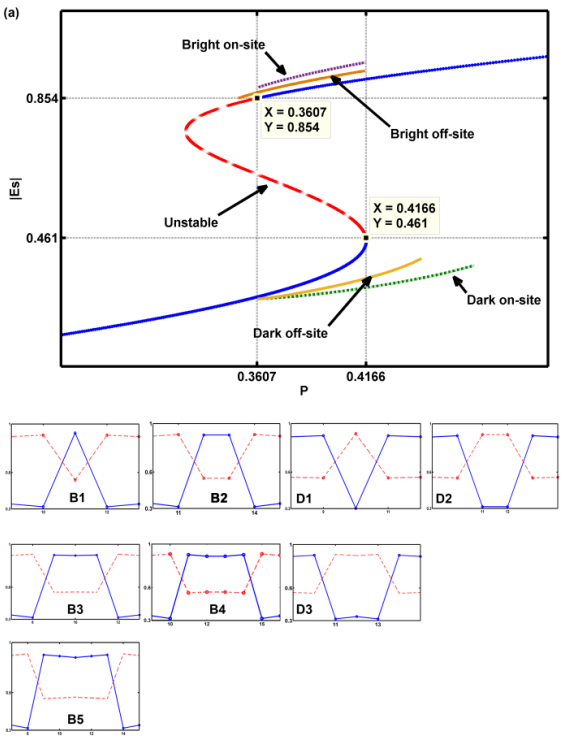
از بین انتخابهای متفاوت برای متغیرهای این معادلات، مقادیر پیشنهادی در جدول (۱)، تعداد سالیتونهای متنوع‌تری را به طور همزمان پشتیبانی می‌کنند.

جدول ۱. بهترین مقادیر پیشنهادی برای متغیرهای آرایه کواکهای فعال گسسته

α	Δ	μ	γ	C	p
3.5	2	1	2	0.06	0.39

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

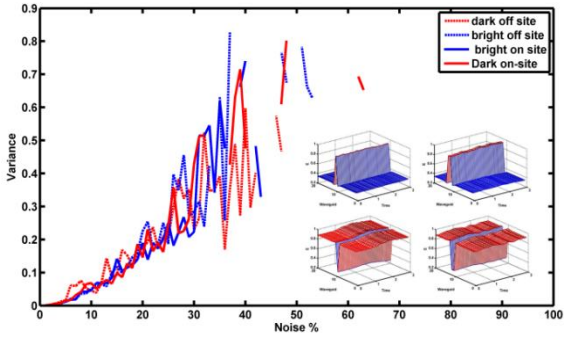
DCSL-های پایهٔ به دست آمده از شبیه سازی این مدل جدید، همراه با نمودار دوپایایی در شکل (۱) نشان داده شده است. نقاط پایدار که با خط پیوستهٔ آبی در نمودار دوپایایی مشخص شده‌اند، زمینهٔ مناسبی برای نوشتن سالیتونها محسوب می‌شوند. سالیتونهای روشن با حرف B و سالیتونهای تاریک با حرف D نامگذاری شده‌اند و اعداد اضافه شده در نام هر سالیتون، تعداد موجبرهای حامل سالیتون را مشخص می‌کند. بازهٔ مجاز برای نوشتن هر نوع سالیتون در نمودار دوپایایی مشخص شده است.



شکل ۱: در بخش فوقانی شکل (نمودار دوپایایی) محور افقی، توان موج تخت ورودی را نشان می‌دهد و محور قائم، پاسخ سیستم به میدان ورودی است. در بخش پایین انواع سالیتونهای قابل تشکیل معرفی شده‌اند که محور افقی شماره موجبر و محور قائم شدت میدان است. خطوط پیوسته (آبی) تغییرات میدان و خط‌چینها (قرمز) تحول جمعیت را نشان می‌دهند.

شبیه سازی معادلهٔ (۱) نشان می‌دهد که سالیتونهای تاریک حساسیت کمتری دارند و در برابر تغییرات سیستم مقاومترند. اعمال ناهمگنی‌های جزئی در سیستم سریعاً در زمینه محو می‌شود و سالیتون تأثیر پذیری کمتری از نوفه دارد اما سالیتونهای روشن حساسترند و با اعمال کوچکترین بی‌نظمی در سیستم، سیستم به سمت تشکیل سالیتون روشن سوق داده می‌شود. امکان نوشتن سالیتونهای تاریک روی بیش از سه موجبر وجود ندارد (سالیتونهای بعد از (D3) تشکیل نمی‌شوند) ولی برای نوشتن سالیتونهای روشن محدودیتی وجود ندارد و می‌توان تعداد موجبرهای حامل سالیتون را به دلخواه تعیین نمود.

تحلیل واریانس سیستم (با استفاده از تعریف استاندارد واریانس) در شکل ۲ آورده شده است. این تحلیل نشان می‌دهد که سیستم در برابر اعمال نوفه‌ای با سطح توان تا ۴۰٪ توان قلهٔ سالیتون، مقاوم است و کماکان شکل کلی سالیتون حفظ می‌شود.

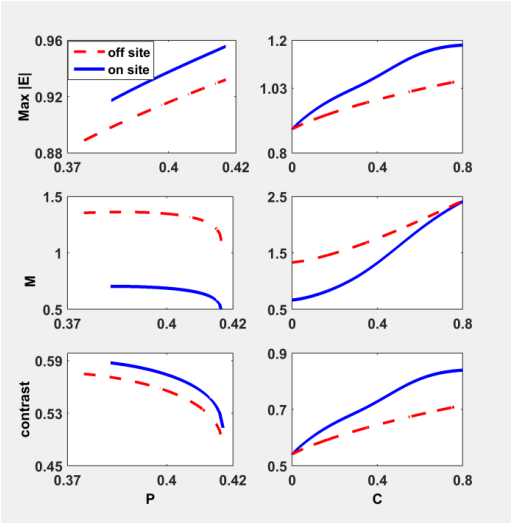


شکل ۲.تحلیل واریانس سیستم نسبت به اعمال نوفه. در گوشهٔ سمت راست شکل، تحول سالیتونها با گذشت زمان ضمن اعمال نوفه‌ای با سطح ۱۰٪ شدت میدان، نشان داده شده است.

دو معادلهٔ مفید برای تحلیل سالیتونها عبارتند از تباین (contrast) و جرم سالیتون که به صورت $M=\sum_n (E_n^2 - E_{background}^2)$ تعریف می‌شود. این دو معادله همراه با قلهٔ سالیتون روشن در شکل (۳) نمایش و تأثیر توان پرتوی نگهدارنده و نیز میزان جفت شدگی موجبرها بررسی شده است. سه نمودار سمت چپ، نشان می‌دهند که با افزایش توان ورودی سیستم، علیرغم افزایش قلهٔ سالیتون، تباین و جرم آن کاهش می‌یابد. شیب تند کاهش تباین حاکی از آن است که با افزایش توان ورودی، انرژی زمینه بیش از سالیتونها افزایش می‌یابد. در واقع این یونهای فعال هستند که بر تباین اثر می‌گذارند. افزایش توان ورودی، باعث تحریک بیشتر یونهای فعال محیط شده که طبیعتاً به دلیل کثرت تجمع آماری آنها در موجبرهای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

زمینه، انرژی بیشتری توسط آنها آزاد می‌شود و زمینه بیش از سالیتون روشن می‌شود. همچنین کاهش خفیف جرم سالیتون نشان می‌دهد که در داخل سالیتون، انرژی به مرکز آن هدایت می‌شود و بخش مرکزی بیش از موجبرهای کناریِ حامل سالیتون انرژی کسب می‌کند، یعنی انرژی سالیتون تا حدی کانونی شده است.



شکل ۳.بررسی تأثیر میزانتوان ورودی و مقدار جفت شدگی موجبرها به همدیگر روی تباین، جرم و بیشینهٔ توان سالیتون.

افزایش میزان جفت شدگی موجبرها به همدیگر منجر به افزایش تباین و جرم سالیتون می‌شود. چون هیچ انرژی‌ای از بیرون به سیستم اضافه نشده است، می‌توان استدلال کرد که افزایش نشت درون سیستمی، باعث می‌شود انرژی از زمینه به سالیتون منتقل شود و به تدریج موجبرهای کناری دچار خود خاموشی خواهند شد.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق نوع جدیدی از سالیتونها، به نام سالیتونهای لیزری کاواک گسسته معرفی و مدل جدیدی برای تفسیر آنها ارائه شده است. تشکیل سالیتون بر اساس این مدل شبیه سازی شده و شرایط مختلف تشکیل سالیتونها بررسی شده است. سالیتونهای لیزری کاواک گسسته پایداری قابل قبولی در برابر نوفه دارند. همچنین وجود یونهای فعال، روی تباین و جرم سالیتونها نقشی تعیین کننده دارد و باعث می‌شود علیرغم یکنواخت بودن دمش ورودی، تأثیری غیر یکنواخت روی سیستم مشاهده شود.

مرجع‌ها

[1] A. V. Yulin, A. Aladyshkina, and A. S. Shalin, "Motion of dissipative optical fronts under the action of an oscillating pump," PHYSICAL REVIEW E, vol. 94, no. 022205, 2016 .

[2] O. A. Egorov and F. Lederer, "Spontaneously walking discrete cavity solitons," OPTICS LETTERS, vol. 38, no. 7, p. 1010, 2013 .

[3] Hongyun Chen, Tao Lv, Anshou Zheng, and Yanling Han, "Controlled switching of discrete solitons in periodically poled lithium niobate waveguide arrays," APPLIED OPTICS, vol. 25, no. 8, p. 1663, 2013 .

[4] T.R.O. Melvina, A.R. Champneysa, P.G. Kevrekidisb, J. Cuevasc, "Travelling solitary waves in the discrete Schrudinger equation with saturable nonlinearity: Existence, stability and dynamics," Elsevier Physica D, vol. 237, p. 551–567, 2008 .

[5] Kestutis Staliunas, Oleg Egorov, Yuri S. Kivshar, and Falk Lederer, "Bloch Cavity Solitons in Nonlinear Resonators with Intracavity Photonic Crystals," PHYSICAL REVIEW LETTERS, vol. 101, no. 153903, 2008 .

[6] مطهری نیا، احمد ؛ محمود اقدمی، کیوان؛ خردمند، رضا، معرفی مدل نظری لیزر سالیتون کاواک گسسته با در نظرگیری تحول جمعیت و تحلیل پایداری خروجی همگن نوری آن، بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک، دانشگاه تربیت مدرس، ۱۳۹۵

[7] Jaroslaw E. Prilepsky, Alexey V. Yulin, Magnus Johansson, and Stanislav A. Derevyanko, "Discrete solitons in coupled active lasing cavities," OSA, 2012 .

[8] A. G. Ardakani, "Wave propagation through photonic waveguide lattices in the presence of optical gain and loss," Applied Optics, vol. 55, no. 13, p. 3589, 2016 .

[9] Zhiwei Shi, Jing Xue, Zhu Xing, Yang Li, and Huagang Li, "Discrete multipole dark solitons in saturable nonlinearity media with parity-time symmetric lattices," Eur. Phys. J. Plus, vol. 132, no. 79, 2017 .

[10] Reza Kheradmand, Keivan M. Aghdami, Kamel Talouneh, "The switching of dark and bright soliton in 1D discrete cavity laser," Chaos, Solitons and Fractals, vol. 91, pp. 511-515, 2016.

[11] Ahmad Motahharynia, Keivan M. Aghdami, Reza Kheradmand, "Modeling of population inversion in coupled active lasing cavities: Aspects of the stability analysis," Chaos, Solitons and Fractals, vol. 118, p. 106–111, 2019.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی اثر چیرپ بر افزایش دمای حاصل از اندرکنش تپ‌های لیزری فمتوثانیه با سیلیکون

رضا گودرزی، داوود رزاقی، فرشته حاج اسماعیل بیگی

پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، تهران، انتهای خیابان کارگر شمالی

تپ‌های لیزری فمتوثانیه به دلیل پهنای فرکانسی وسیعی که دارند، در اثر انتشار در محیط دچار چیرپ شدگی می‌شوند. در این مقاله اثری که چیرپ شدگی تپ لیزری بر اندرکنش می‌گذارد، بررسی شده است. دمای حامل‌ها با استفاده از تپ چیرپ شده حدود دو برابر افزایش می‌یابد. همچنین تعداد حامل‌های آزاد در حالت چیرپ شده افزایش یافته و دمای شبکه تا حدود سه برابر نسبت به حالت چیرپ نشده افزایش یافته است. در این مقاله نشان داده شده که استفاده از تپ چیرپ شده می‌تواند باعث افزایش جذب انرژی لیزر توسط حامل‌ها و به دنبال آن افزایش دمای سیلیکون شود. همچنین استفاده از تپ لیزری با چیرپ شدگی منفی، به دلیل نفوذ بیشتر درون نمونه، منجر به افزایش تعداد حامل‌های داغ و افزایش دمای نمونه می‌شود.

کلید واژه: چیرپ، لیزر، فمتوثانیه، سیلیکون

Investigation of the chirp effect on the temperature rising due to the interaction of femtosecond laser pulses with silicon

Reza Goodarzi, Davood Razaghi, Fereshteh Hajiesmaeilbaigi

Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technologies Research Institute, Atomic Energy Organization of Iran, North Kargar street, Tehran, Iran

Femtosecond laser pulses due to their wide frequency spectrum will be chirped when propagating into any environment and this phenomenon is unavoidable for femtosecond laser pulses. In this paper, the effect of laser chirping on the interaction is investigated. The temperature of the carriers increases by about twice while using a chirped pulse laser. Also, the number of free carriers for the chirped pulses has enhanced and the lattice temperature has increased about three times relative to the un-chirped pulse. Finally, it has been shown that using a chirped pulse laser can increase the absorption of laser energy and, consequently, increase the temperature of the silicon. Also, negatively chirped laser pulse, due to deeper penetration into the sample, leads to an increase in the number of hot carriers and sample temperature.

Keywords: Chirp, Laser, Femtosecond, Silicon

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

با پیشرفت فناوری لیزر در عصر حاضر کاربردهای آن نیز به‌طور گسترده در علوم مختلف مانند پزشکی و مهندسی مشهود است. لیزرهای فوق سریع با تپ‌هایی از مرتبه زمانی فمتوثانیه به دلیل مدت زمان بسیار کوتاهی که دارند، کاربردهای ویژه‌ای پیدا کرده‌اند. یکی از مهم‌ترین کاربردهای چنین لیزرهایی، میکروماشین کاری فلزات و نیمه-رساناها جهت ساخت مدارهای الکترونیکی و همچنین افزایش بازده سلول‌های خورشیدی است. اندرکنش تپ‌های لیزری فمتوثانیه با سیلیکون منجر به ایجاد ساختارهای خودبه‌خودی روی سطح شده که وجود این ساختارها باعث کاهش ضریب بازتاب سطح سیلیکون می‌شود.

سازوکار اندرکنش تپ‌های فمتوثانیه هنوز به‌طور کامل شناخته‌شده نیست و پژوهشگران اثر مؤلفه‌های مختلف دخیل در اندرکنش را مطالعه می‌کنند[1]. یکی از پدیده‌های فیزیکی که برای یک تپ فمتوثانیه اجتناب‌ناپذیر است، پدیده به اصطلاح چیرپ‌شدگی است. تپ لیزری فمتوثانیه، دارای محدوده فرکانسی وسیعی است که با انتشار در محیط به دلیل اثر پاشندگی سرعت گروه، دچار چیرپ‌شدگی می‌شود. در این مقاله، اثر چیرپ‌شدگی تپ‌های لیزر فمتوثانیه روی اندرکنش آن با سیلیکون و گرمایش شبکه بررسی شده است.

بررسی نظری

در اندرکنش لیزر با ماده، جذب انرژی لیزر توسط الکترون‌های ماده هدف رخ می‌دهد که با توجه به نوع ماده و لیزر، سازوکارهای جذب مختلفی رخ می‌دهند. هنگامی که از تپ‌های لیزر فمتوثانیه برای اندرکنش استفاده شود، به دلیل آن‌که زمان تپ‌ها کوتاه‌تر از زمان مورد نیاز برای انتقال انرژی از الکترون به شبکه است، سازوکار جذب و کندوسوز هدف با حالتی که از لیزرهای با مدت زمان نانوثانیه استفاده می‌شود، متفاوت است[2]. در این حالت می‌توان برای هدف دو زیر سیستم درنظر گرفت که حامل‌ها (الکترون) در یک زیر سیستم قرار گرفته و اتم‌های شبکه در زیر سیستم دیگری قرار می‌گیرند؛ هر کدام از این زیر سیستم‌ها در طی اندرکنش و پس از آن دمای مختص به خود را دارند و آنقدر انرژی جذب‌شده از لیزر توسط حامل‌ها به شبکه منتقل می‌شود تا دو زیرسیستم به تعادل حرارتی برسند. به این روش بررسی اندرکنش تپ‌های لیزری با ماده، مدل دو-دمایی گفته می‌شود[1]. معادلات دو-دمایی که برای سیلیکون نوشته می‌شود، به‌صورت زیر است[3]:

$$3n_c K_B \frac{\partial T_c}{\partial t} = \nabla\cdot\left(k_c \nabla T_c\right) - \frac{3n_c K_B}{\tau_c}\left(T_c - T_l\right) + \left(\alpha + \Theta n_c\right) I - \frac{\partial n_c}{\partial t}\left(E_g + 3K_B T_c\right) - n_c\left(\frac{\partial E_g}{\partial n_c}\frac{\partial n_c}{\partial t} + \frac{\partial E_g}{\partial T_l}\frac{\partial T_l}{\partial t}\right) \qquad (۱)$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \nabla\cdot\left(k_l \nabla T_l\right) + \frac{3n_c K_B}{\tau_c}\left(T_c - T_l\right) \qquad (۲)$$

معادله (۱) برای حامل‌ها و معادله (۲) مربوط به شبکه می‌باشد. در معادلات (۱و۲)، نماد (c) برای حامل‌ها و (l) برای شبکه نوشته شده، (n_c) چگالی حامل‌ها، (T) دما، (K_B) ثابت بولتزمن، (k) رسانندگی حرارتی، (C) ظرفیت گرمایی، (τ_c) زمان لازم برای انتقال حرارت از حامل‌ها به شبکه، (E_g) انرژی گاف، (α) ضریب جذب، (Θ) سطح مقطع جذب حامل‌ها، (t) زمان و (I) شدت لیزر می‌باشند.

برای به دست آوردن دمای حامل‌ها و شبکه در زمان اندرکنش و پس از آن، باید معادلات دو دمایی به طور همزمان حل شوند. حل معادلات دو دمایی با استفاده از روش المان محدود در نرم‌افزار متلب انجام می‌شود. برای سادگی، معادلات تنها در راستای انتشار لیزر حل شده و از انتقال حرارت به محیط صرف‌نظر می‌شود. با توجه به این‌که زمان اندرکنش در محدوده‌ی فمتوثانیه است، این

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

فرض‌ها دور از واقعیت نیست[1]. برای حل دقیق معادلات دو-دمایی باید پارامترهای موجود در معادلات به درستی انتخاب شوند. شدت لیزر (I) که نقش اساسی در اندرکنش ایفا می‌کند، وابستگی زمانی دارد و به شکل زیر نوشته می‌شود:

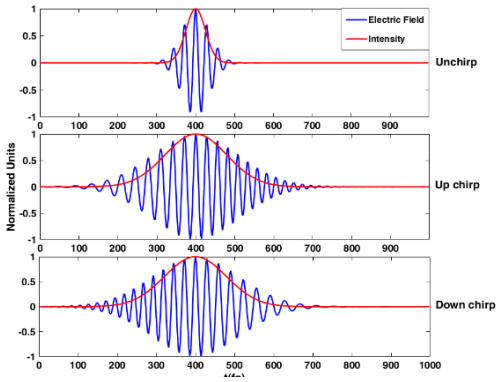
$$I=\sqrt{\frac{4\ln 2}{\pi}}(1-R)I_0\exp\left(-4\ln 2\frac{(t-t_0)^2}{\tau_L^2}\right)e^{-\alpha z} \quad (۳)$$

در رابطه (۳)، (R=0.3) ضریب انعکاس سطح، (I_0) بیشینه شدت لیزر، (t_0=400 fs) زمانی است که بیشینه شدت لیزر به هدف می‌رسد، (τ_L) مدت زمان تپ لیزر و (z) عمق نمونه در راستای انتشار لیزر است.

پدیده مهمی که در این مقاله بررسی می‌شود، اثر چیرپ‌شدگی است. چیرپ که در اثر تغییرات سرعت گروه به ازای طول‌موج‌های مختلف ایجاد می‌شود به‌صورت ضریبی در فاز میدان الکتریکی لیزر وارد می‌شود، چنان‌که دامنه میدان الکتریکی لیزر عبارت است از:

$$A=A_0\exp\left(\phi+at^2\right) \quad (۴)$$

(A_0) دامنه میدان الکتریکی لیزر، (A) در این رابطه، پارامتر (a) فاز و (ϕ)بیشینه دامنه میدان الکتریکی لیزر، چیرپ است. پارامتر چیرپ بسته به ویژگی محیط انتشار می‌تواند عددی مثبت و یا منفی باشد که باعث چیرپ Upمثبت و یا منفی شود. چیرپ مثبت و منفی به ترتیب نیز گفته می‌شوند.Down chirp و chirp

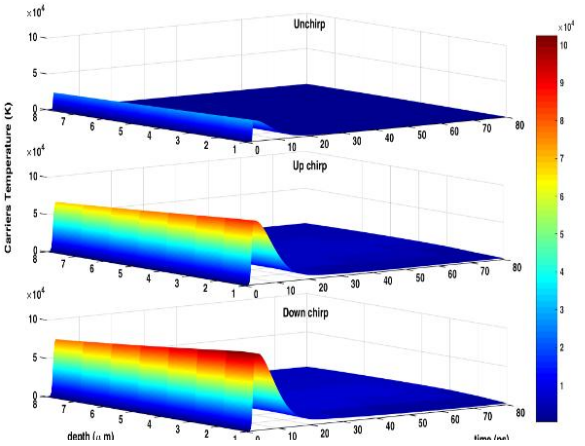


شکل ۱: اثر چیرپ روی نوسانات میدان الکتریکی (آبی) و شدت لیزر (قرمز) برای تپ‌های چیرپ‌نشده، با چیرپ مثبت و منفی

در شکل (۱)، تپ‌های لیزری با چیرپ مثبت، منفی و بدون چیرپ با یکدیگر مقایسه شده‌اند. انرژی کل هر سه تپ یکسان است. همان‌طور که از شکل مشخص است، با اعمال چیرپ، پهنای زمانی تپ افزایش می‌یابد و در چیرپ مثبت ابتدا مؤلفه‌های فرکانسی کوچک‌تر و سپس مؤلفه‌های فرکانسی بزرگ‌تر به هدف می‌رسند درحالی‌که در چیرپ منفی این موضوع برعکس است.

نتایج و بحث

جهت بررسی اثر چیرپ در اندرکنش تپ‌های لیزر فمتوثانیه با سیلیکون، معادلات دو-دمایی با درنظر گرفتن اثر چیرپ در شدت لیزر حل شد. پارامترهای چیرپ a=3 و a=-3 برای به ترتیب چیرپ مثبت و منفی انتخاب شدند. با حل معادلات دو-دمایی تغییرات دمایی حامل‌ها در عمق نمونه و در زمان‌های مختلف به‌دست آمد. در شکل (۲)، تغییرات دمایی حامل‌ها برای تپ‌های هم‌انرژی با چیرپ مثبت، منفی و بدون چیرپ نشان داده شده است.

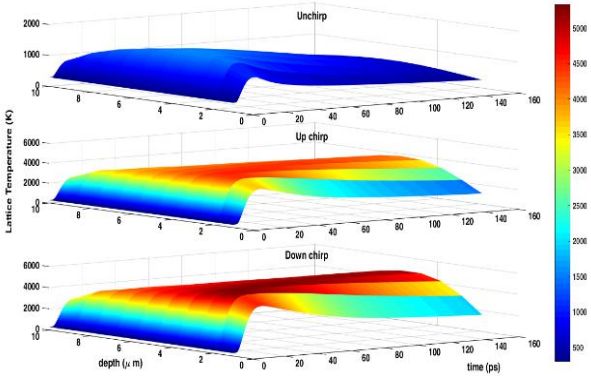


شکل ۲: تغییرات دمای حامل‌ها در زمان و در عمق‌های مختلف نمونه برای تپ‌های بدون چیرپ، با چیرپ مثبت و منفی

همان‌طور که در شکل (۲) نشان داده شده است، با اعمال چیرپ، بیشینه دمای حامل‌ها نسب به حالت بدون چیرپ تا دو برابر افزایش یافته است. به نظر می‌رسد دلیل این افزایش دما، ریشه در معادلات دو-دمایی دارد، جایی که تعداد حامل‌ها نقش تأثیرگذاری در افزایش و یا کاهش دما ایفا می‌کنند. با اعمال چیرپ، مدت زمان تپ لیزر افزایش

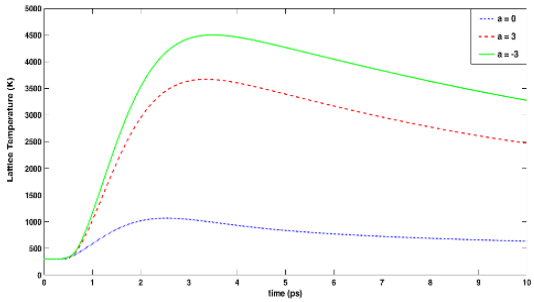
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

می‌یابد، از طرفی با جذب انرژی لیزر و یونیزاسیون، تعداد حامل‌های هدف نیز افزایش می‌یابند. حامل‌ها عامل اصلی جذب انرژی لیزر هستند و درنتیجه با افزایش تعداد آن‌ها، جذب انرژی لیزر نیز به‌طور مؤثرتری انجام می‌شود و درنتیجه دمای حامل‌ها افزایش می‌یابد. از این‌رو می‌توان گفت در یکه چرخه دوطرفه، با طولانی شدن مدت زمان تپ، تعداد حامل‌ها افزایش می‌یابند و با افزایش تعداد حامل‌ها، جذب انرژی بیشتری روی می‌دهد و دمای حامل‌ها افزایش می‌یابد.



شکل ۳: تغییرات دمای شبکه در زمان و در عمق‌های مختلف نمونه برای تپ‌های بدون چیرپ، با چیرپ مثبت و منفی

در شکل (۳)، تغییرات دمایی شبکه نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل مشخص است، دمای شبکه با استفاده از چیرپ منفی بیشترین مقدار را دارا می‌باشد. واضح است که حامل‌های داغ‌تر منجر به شبکه‌ای با دمای بیشتر می‌شوند اما دلیل آن‌که چیرپ منفی باعث ایجاد شبکه‌ای با دمای بیشتر از چیرپ مثبت شده است، تغییرات فرکانسی چیرپ منفی است. با افزایش چگالی حامل‌ها در طی اندرکنش، اثر حفاظ پلاسما [4] افزایش یافته و دیگر لیزر قادر به نفوذ به درون نمونه نیست. لذا افزایش فرکانس تپ در انتهای اندرکنش نمی‌تواند باعث نفوذ لیزر درون نمونه شود درحالی که با استفاده از چیرپ منفی در نیمه اول اندرکنش، بیشترین نفوذ رخ می‌دهد و لیزر می‌تواند بخش زیادی از انرژی خود را به حامل‌های موجود در عمق نمونه منتقل کند. در شکل (۴)، اثر چیرپ بر تغییرات دمایی هدف در زمان اندرکنش و پس از آن نشان داده شده است.



شکل ۴: اثر چیرپ بر تغییرات دمایی هدف برای تپ‌های با پارامترهای چیرپ a=0, 3, -3

نتیجه‌گیری

در این مقاله اثر چیرپ در اندرکنش تپ‌های لیزری فمتوثانیه با سیلیکون بررسی شد. نشان داده شد که در حالت چیرپ به دلیل افزایش زمان مدت تپ، جذب انرژی بهتری رخ داده و دمای حامل‌ها و شبکه نسبت به حالت بدون چیرپ افزایش می‌یابد. همچنین نشان داده شد که به دلیل افزایش اثر حفاظ پلاسمایی، چیرپ منفی می‌تواند باعث انتقال انرژی بیشتری به درون نمونه شود و در نتیجه دمای هدف با استفاده از چیرپ منفی به بیشترین مقدار نسبت به حالت بدون چیرپ و چیرپ مثبت می‌رسد.

مرجع‌ها

[1] Thomson, Robert, Christopher Leburn, and Derryck Reid, eds. Ultrafast nonlinear optics. Springer, 2013.

[2] Phillips, K. C., Gandhi, H. H., Mazur, E., & Sundaram, S. K. (2015). Ultrafast laser processing of materials: a review. Advances in Optics and Photonics, 7(4), 684-712.

[3] Gan, Y., & Chen, J. K. (2011). Combined continuum-atomistic modeling of ultrashort-pulsed laser irradiation of silicon. Applied Physics A, 105(2), 427-437.

[4] Aguilera, J. A., Aragon, C., & Penalba, F. (1998). Plasma shielding effect in laser ablation of metallic samples and its influence on LIBS analysis. Applied surface science, 127, 309-314.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ترابرد حالت‌های همدوس غیرخطی برهم‌نهاده

اعظم انبارکی[۱]، داود افشار[۱،۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز

[۲] مرکز تحقیقات لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز

Azam_anbaraki@yahoo.com, Da_afshar@yahoo.com

چکیده: ترابرد کوآنتومی فرآیندی است که طی آن یک حالت کوآنتومی از یک مکان به مکان دیگر منتقل می‌شود بدون این‌که اطلاعاتی در خصوص آن حالت منتشر شود. این فرآیند بواسطه اندازه‌گیری‌های کوآنتومی و ارتباطات کلاسیکی انجام می‌شود. در این مقاله ترابرد حالت‌های همدوس غیرخطی برهم‌نهاده به کمک حالت‌های شبه بل غیر خطی زوج و فرد بررسی می‌شود. مشاهده می‌شود زمانی‌که حالت‌های شبه بل به‌طور بیشینه درهم‌تنیده را به‌عنوان کانال کوآنتومی در نظر بگیریم احتمال ترابرد موفق تابعی افزایشی از پارامترهای مربوطه است.

کلید واژه: ترابرد، حالت‌های برهم نهاده، حالت‌های همدوس غیرخطی

Teleportation of superposed nonlinear coherent states

Azam Anbaraki[1], Davood Afshar[1,2]

[1] Department of physics, Faculty of science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

[2] Center for Research on Laser and Plasma, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

Azam_anbaraki@yahoo.com, Da_afshar@yahoo.com

Abstract: Quantum teleportation is a process in which a quantum state is transmitted from one location to another, without disclosing any information about it. This process is performed by quantum measurements and classical communications. In this paper, the teleportation of superposed nonlinear coherent coherent states is investigated using even and odd nonlinear quasi bell states. It is observed that when we consider the maximally entangled quasi Bell states as quantum channel, the probability of successful teleportation is an increasing function of the parameters involved.

Keywords: teleportation, superposed states, nonlinear coherent states

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

ترابرد کوآنتومی به معنای انتقال یک حالت کوآنتومی بین دو زیرسیستم با استفاده از یک کانال کوآنتومی است. در ترابرد کوآنتومی حالت انتقال یافته برای فرستنده و گیرنده ناشناخته بوده و تنها دو بیت اطلاعات کلاسیکی بین دو زیرسیستم مبادله می‌شود. گیت‌های کوآنتومی را می‌توان با استفاده از پروتکل‌های ترابرد بیت‌های کوآنتومی که به‌واسطهٔ حالت‌های درهم‌تنیده انجام می‌شوند معرفی کرد؛ که از این گیت‌ها می‌توان جهت ساخت کامپیوترهای کوآنتومی بهره جست [۱].

حالت‌های همدوس غیرخطی درهم‌تنیده بسته به تابع غیرخطی، نمایش دهندهٔ خصوصیات غیرکلاسیکی مختلفی هستند [۳,۲]. در این مقاله ترابرد برهم‌نهی حالت‌های همدوس غیرخطی مطالعه خواهد شد و از حالت‌های همدوس غیرخطی درهم‌تنیده نیز به عنوان کانال استفاده می‌شود. از این‌رو در بخش دوم، درهم‌تنیدگی حالت‌های همدوس غیرخطی درهم‌تنیده محاسبه می‌شود. سپس در بخش سوم مبانی نظری ترابرد کوآنتومی حالت‌های همدوس غیرخطی برهم‌نهاده ارائه می‌شود. احتمال ترابرد موفق برای تابع غیر خطی متناظر با حالت‌های هماهنگ در بخش چهارم محاسبه خواهد شد. نتیجه‌گیری نیز در بخش پنجم ارائه می‌شود.

۲-حالت‌های همدوس غیرخطی درهم‌تنیده

حالت‌های همدوس غیرخطی را می‌توان به‌صورت زیر بر حسب حالت‌های عددی تعریف کرد [۴, ۵]:

$$|\alpha,f\rangle = N_f \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}[f(n)]!}|n\rangle \qquad (۱)$$

که در آن $f(\hat{n})$ تابعی غیرخطی وابسته به عملگر عدد $\hat{n}$ و α نیز مقداری مختلط است.

در این مقاله، حالت‌های مورد استفاده به‌عنوان کانال کوآنتومی، حالت‌های همدوس غیرخطی درهم‌تنیده با تعریف زیر هستند [۲, ۳]:

$$|\Phi_{1,2}\rangle = g_{1,2}(|\alpha,f\rangle|\alpha,f\rangle \pm |-\alpha,f\rangle|-\alpha,f\rangle) \qquad (۲)$$

در رابطهٔ (۲) علامت بالا (پایین) متناظر با زیرنویس اول (دوم) است. همچنین $g_{1,2}$ ثابت بهنجاری است. درهم‌تنیدگی حالت‌های (۲) را می‌توان با تعریف پایه‌های متعامد مربوط به زیرسیستم‌ها و با استفاده از تابع توافق محاسبه نمود. تابع توافق حالت‌های (۲) به‌صورت کلی زیر به‌دست می‌آید [۶]:

$$C = 2|g_{12}|^2\sqrt{(1-|\langle\alpha,f|-\alpha,f\rangle|^2)(1-|\langle-\alpha,f|\alpha,f\rangle|^2)} \qquad (۳)$$

محاسبات نشان می‌دهند که تابع توافق حالت $|\Phi_1\rangle$ بسته به مقدار پارامترهای مربوطه مقداری بین صفر و یک داشته در حالی‌که حالت $|\Phi_2\rangle$ مستقل از مقدار پارامتر همدوسی و شکل تابع غیرخطی همیشه به‌طور بیشینه درهم‌تنیده است.

۳-ترابرد حالت‌های گربهٔ شرودینگر همدوس غیرخطی

در این مقاله، ترابرد حالت‌های گربهٔ شرودینگر همدوس غیرخطی با تعریف زیر بررسی می‌شود:

$$|\alpha,f\rangle_{cat} = N_1|\alpha,f\rangle + N_2|-\alpha,f\rangle \qquad (۴)$$

کانال کوآنتومی درهم‌تنیدهٔ مورد نیاز جهت ترابرد حالت (۴)، حداقل باید دو بخشی باشد. از این‌رو از حالت‌های درهم‌تنیدهٔ (۲)، که درجهٔ درهم‌تنیدگی آن‌ها پیش از این تعیین شد به‌عنوان کانال کوآنتومی استفاده می‌شود.

فرض می‌کنیم که آلیس می‌خواهد حالت (۴) را برای باب بفرستد، حالت (۴) و یک مد از حالت‌های (۲) نزد آلیس و مد دیگر حالت‌های (۲) نزد باب است، بنابراین حالت کل سیستم به‌صورت زیر نوشته می‌شود:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$|\Psi\rangle_{123}=|\alpha,f\rangle_{cat}|\Phi_{1,2}\rangle=g_{1,2}\big(N_1|\alpha,f\rangle|\alpha,f\rangle|\alpha,f\rangle \pm N_1|\alpha,f\rangle|-\alpha,f\rangle|-\alpha,f\rangle + N_2|-\alpha,f\rangle|\alpha,f\rangle|\alpha,f\rangle \pm N_2|-\alpha,f\rangle|-\alpha,f\rangle|-\alpha,f\rangle\big) \quad (۵)$$

حال آلیس روی بخش‌های مربوط به زیرسیستم خود تبدیل یکانی $\hat{U}_2\hat{A}_{12}\hat{U}_2$ را انجام می‌دهد. که در آن $\hat{U}_2$ متناظر با یک جابجایی فاز به اندازهٔ $\pi/2$ روی مد دوم و $\hat{A}_{12}$ متناظر با تأثیر عبور مدهای اول و دوم از یک شکافندهٔ پرتوی 50:50 است. حالت سیستم کلی پس از تبدیل یکانی قید شده به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$|\Psi'\rangle_{123}=\hat{U}_2\hat{A}_{12}\hat{U}_2|\Psi\rangle_{123} =e^{-i\frac{\pi}{2}a_2^\dagger a_2}e^{i\frac{\pi}{4}\left(a_1^\dagger a_2+a_2^\dagger a_1\right)}e^{-i\frac{\pi}{2}a_2^\dagger a_2}|\Psi\rangle_{123} \quad (۶)$$

بنابراین حالت $|\Psi'\rangle_{123}$ را با استفاده از تعریف حالت‌های همدوس غیرخطی می‌توان به‌صورت زیر به‌دست آورد:

$$|\Psi'\rangle_{123}=g_{1,2}\Big(N_1\big(|\sqrt{2}\alpha,f\rangle|0\rangle|\alpha,f\rangle \pm|0\rangle|\sqrt{2}\alpha,f\rangle|-\alpha,f\rangle\big) - N_2\big(\mp|-\sqrt{2}\alpha,f\rangle|0\rangle|-\alpha,f\rangle -|0\rangle|-\sqrt{2}\alpha,f\rangle|\alpha,f\rangle\big)\Big) \quad (۷)$$

بعد از تبدیلات یکانی فوق، آلیس یک اندازه‌گیری عددی روی مدهای اول و دوم انجام می‌دهد، بنابراین احتمال شمارش n_1 فوتون در مد اول و n_2 فوتون در مد دوم توسط آلیس از رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید:

$$P(n_1,n_2)=\left|\langle n_1,n_2|\Psi'\rangle\right|^2 \quad (۸)$$

با توجه به روابط (۷) و (۸)، این امکان وجود ندارد که هر دو مقدار n_1 و n_2 به‌طور هم‌زمان غیر صفر باشند، بنابراین اگر $n_1=0$ و n_2 عددی غیر صفر باشد مد سوم یا به‌عبارتی زیر سیستم باب در حالت زیر قرار می‌گیرد:

$$|\Psi_3'\rangle=N_1|-\alpha,f\rangle\pm N_2(-1)^{n_2}|\alpha,f\rangle \quad (۹)$$

پس از این اندازه‌گیری آلیس، باب به‌واسطهٔ یک کانال کلاسیکی از این اندازه‌گیری مطلع می‌شود؛ رابطهٔ (۹) نشان می‌دهد که با در نظر گرفتن $|\Phi_1\rangle$ ($|\Phi_2\rangle$) به‌عنوان کانال کوآنتومی، اگر n_2 عددی زوج (فرد) باشد و باب یک تبدیل یکانی متناظر با جابجایی فاز به اندازهٔ π روی زیرسیستم خود انجام دهد، زیرسیستم باب در حالت (۴) قرار می‌گیرد. به‌طور مشابه، اگر در اندازه‌گیری آلیس $n_2=0$ باشد، حالت زیرسیستم باب به‌صورت زیر خواهد بود:

$$|\Psi_3'\rangle=N_1|\alpha,f\rangle-N_2(-1)^{n_1}|-\alpha,f\rangle \quad (۱۰)$$

با توجه به رابطهٔ فوق، با در نظر گرفتن $|\Phi_1\rangle$ ($|\Phi_2\rangle$) به‌عنوان کانال کوآنتومی، در صورتی‌که n_1 عددی زوج (فرد) باشد، زیرسیستم باب در حالت (۴) قرار می‌گیرد. با توجه به روابط (۹) و (۱۰)، احتمال قرار گرفتن زیرسیستم باب در حالت (۴) طبق رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید:

$$P(n_1,n_2)=P(n_1,0)+P(0,n_2) \quad (۱۱)$$

محاسبات نشان می‌دهند که $P(n_1,0)=P(0,n_2)$ است، بنابراین:

$$P(n_1,n_2)=2\sum_{even\,(odd)\,n}P(n,0) \quad (۱۲)$$

با توجه به رابطهٔ (۷)، مقدار احتمال فوق برای مقادیر زوج (فرد) n، به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$P(n_1,n_2)=2|g_{1,2}|^2\left|\langle n|\sqrt{2}\alpha,f\rangle\right|^2 \quad (۱۳)$$

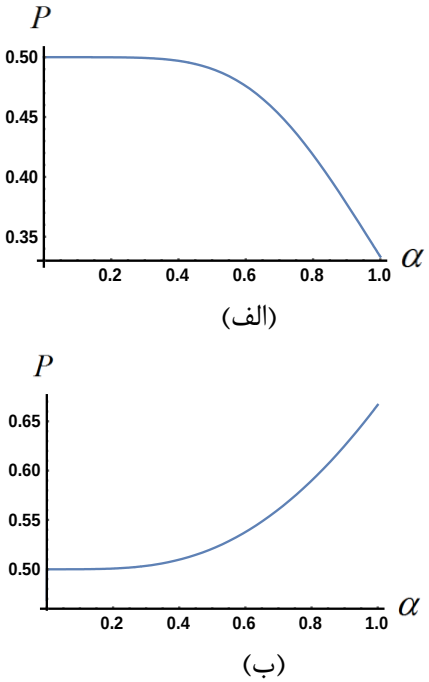
۴-تابع غیرخطی متناظر با حالت‌های هماهنگ

حالت‌های هماهنگ در نورشناخت کوآنتومی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار هستند. تابع غیرخطی متناظر با حالت‌های هماهنگ طبق رابطهٔ زیر تعریف می‌شود [۷]:

$$f(n)=\frac{1}{\sqrt{n}} \quad (۱۴)$$

با جایگذاری تابع غیرخطی (۱۴) در رابطهٔ (۱۳) به محاسبهٔ احتمال ترآبرد موفق می‌پردازیم؛ نتایج این محاسبات در شکل (۱) آورده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۱: احتمال ترابرد موفق حالت گربهٔ شرودینگر غیرخطی برای تابع غیر خطی (۱۳) با استفاده از حالت الف) $|\Phi_1\rangle$، ب) $|\Phi_2\rangle$ به‌عنوان کانال کوآنتومی.

چنان‌چه شکل (۱-الف) نشان می‌دهد، احتمال ترابرد موفق حالت (۴)، با استفاده از حالت $|\Phi_1\rangle$ به‌عنوان کانال کوآنتومی در مقادیر کوچک پارامتر همدوسی برابر با 0.5 بوده و با افزایش مقدار این پارامتر، احتمال ترابرد نیز کاهش می‌یابد. شکل (۱-ب) نیز نشان می‌دهد که احتمال ترابرد حالت (۴) با استفاده از حالت $|\Phi_2\rangle$ در مقادیر کوچک پارامتر همدوسی برابر با 0.5 است ولی با افزایش مقدار پارامتر همدوسی، مقدار احتمال نیز به‌طور مناسبی افزایش می‌یابد.

۵- نتیجه‌گیری

در این مقاله ترابرد برهم‌نهی حالت‌های همدوس غیرخطی با اختلاف فاز π مورد مطالعه قرار گرفت. از این‌رو دو حالت شبه بل غیرخطی زوج و فرد به‌عنوان کانال کوآنتومی معرفی و سپس درهم‌تنیدگی آن‌ها بررسی شد. محاسبات ما نشان داد که حالت شبه بل غیرخطی فرد مستقل از مقدار پارمترهای مرتبط همیشه به‌طور بیشینه درهم‌تنیده بوده در حالی‌که درهم‌تنیدگی حالت شبه بل زوج به مقدار پارامترها بستگی دارد. احتمال ترابرد موفق حالت همدوس غیرخطی برهم‌نهاده برای تابع غیرخطی متناظر با حالت‌های هماهنگ محاسبه شد. این محاسبات نشان داد که احتمال ترابرد زمانی‌که از حالت‌های شبه بل فرد به‌عنوان کانال کوآنتومی استفاده کنیم، بسته به مقدار پارامتر همدوسی می‌تواند افزایش یابد، بنابراین این افزایش احتمال می‌تواند انگیزهٔ مناسبی جهت استفاده از ترابرد حالت‌های برهم‌نهادهٔ غیرخطی با استفاده از کانال‌های شبه بل غیرخطیِ به‌طور بیشینه درهم‌تنیده برای مقاصد تجربی باشد.

مرجع‌ها

[1] D. Gottesman, I. L. Chuang, “Quantum teleportation is a universal computational primitive”, *arXiv preprint quant-ph/9908010*, 1999.

[2] D. Afshar, A. Anbaraki, “Nonclassical properties and entanglement of superposition of two-mode separable nonlinear coherent states”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 33, No. 4, pp. 558-565, 2016.

[3] A. Anbaraki, D. Afshar, M. Jafarpour, “Entangled nonlinear coherent states of trapped ion motion and their non-classical properties”, Optik, Vol. 136, pp. 36-43, 2017.

[4] R. L. de Matos Filho, W. Vogel, “Nonlinear coherent states”, Phys. Rev. A, Vol. 54, No. 5, pp. 4560-4563, 1996.

[5] V. I. Man'ko, G. Marmo, E. F. G. Sudarshan, F. Zaccaria, “f-Oscillators and nonlinear coherent states”, Phys. Scripta, Vol. 55, No. 5, pp. 528-541, 1997.

[6] X. Wang, “Bipartite entangled non-orthogonal states”, J. Phys. A- Math. Gen. Vol. 35, No. 1, pp. 165-173, 2001.

[7] E. C. G. Sudarshan, “Diagonal harmonious state representations”, Int. J. Theor. Phys., Vol. 32, No. 7, pp. 1069-1076, 1993.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مطالعه خواص نوری گرافن دو لایه با ناخالصی های متفاوت و بررسی امکان یافتن پلاسمون های سطحی [gr+Se/gr+X: (X=Ga, P, S)]

یداله صفایی اردکانی، محمود مرادی

گروه فیزیک، پردیس دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، میدان ارم، شیراز

چکیده – در این مقاله خواص اپتیکی گرافن دو لایه در فاز Bernal با ناخالصی های متفاوت برای ۳ حالت (gr+Se/gr+Ga) ، (gr+Se/gr+P) و (gr+Se/gr+S) محاسبه شده اند. برای مورد (gr+Se/gr+Ga) در دو محدوده، (12.02-12.43eV) با حداکثر عمق 0.318- و (16.22-16.97eV) با حداکثر عمق 0.676- ، جزء حقیقی دی الکتریک منفی است و چون در این دو محدوده جزء موهومی دی الکتریک مثبت است لذا می توانیم این رفتار را دلیل بر تشکیل پلاسمون سطحی بدانیم. برای محدوده (0<E<10eV) طیف جذبی هر سه ساختار تفاوتهای چشمگیری دارند که می توانند در عرصه های مختلف اپتیکی به کار روند.

کلید واژه- گرافن، دولایه، ناخالصی، خواص اپتیکی، پلاسمون

Study of optical properties of bi-layer graphene with different impurities (gr + Se / gr + X: (X = Ga, P, S)) and the study of the possibility of finding surface plasmons

Yadollah Safaei Ardakani, Mahmood Moradi

Department of Physics, Shiraz University, Eram square, Shiraz

Abstract- In this paper, the optical properties of bi-layer graphene in Bernal phase with different impurities are calculated for three cases (gr + Se / gr + Ga), (gr + Se / gr + P) and (gr + Se / gr + S). For the case of (gr + Se / gr + Ga) in two ranges, (12.015-12.425eV) with a maximum depth of -0.318 and (16.215-16.965eV) with a maximum depth of -0.676, the value of ϵ_1 is negative, whereas in these two ranges ϵ_2 is positive, therefore, this behavior is the responsible for the formation of plasmons. For the region of (E <10eV), the absorption spectrums of all three structures have significant differences that are applied in various optical fields.

Keywords: Graphene, Bi-layer, Impurity, Optical properties, Plasmon

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

از مدتها پیش، روی فیزیک دوبعدی، بحث های نظری جالبی در جریان بوده است. برای اولین بار آندره گایم و کنستانتین نووسلف، موفق به ساختِ گرافن شدند[۱]. گرافن دارای شبکه لانه زنبوری است و فیزیکی دو بعدی دارد. داشتن خواص برجسته در رسانندگی الکتریکی و تحرک‌پذیری حامل‌های بار، گرافن را به ماده‌ای جالب توجه در عرصه اپتیک، فیزیک نیم رسانا و جاذب های گاز تبدیل کرده است[۲]. در سالهای اخیر جدا از بحث گرافن تک لایه، روی ساختارهای چند لایه (با تعداد لایه های کم) از جمله دو لایه ها و انواع فازهای آنها تحقیقات نظری و عملی زیادی انجام شده است[۳].

سلنیوم، Se، یکی از عناصر گروه ۶ اصلی است. این عنصر خواص الکترونی و اپتیکی جالبی داشته و کاربردهای متنوعی در سلولهای خورشیدی و باتریهای لیتیوم-سلنیوم دارد[۴].

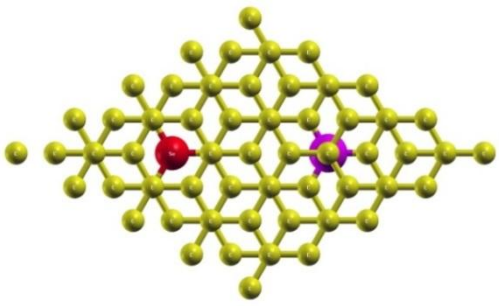
در این مقاله یک اَبَر سلول دو لایه گرافن در فاز Bernal در نظر گرفته شده است. یکی از این لایه ها دارای ناخالصی Se است و دیگری حاوی یک اتم ناخالصی از نوعی دیگر (Ga، P و یا S) می باشد. برای این سه ساختار، دی الکتریک، ضریب جذب و ضریب شکست محاسبه شده اند. از آنجایی که در بحث پلاسمونها روی این مواد، تحقیقات زیادی انجام نشده است، لذا تمرکز ما روی امکان تشکیل پلاسمونهای سطحی در این ساختارهاست.

روش های محاسباتی

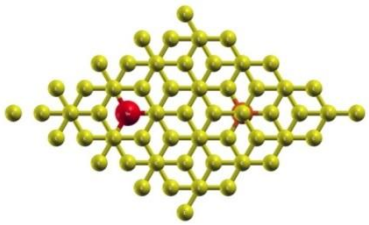
محاسبات ما، مبتنی بر نظریه تابعی چگالی (DFT) است و از بسته کوانتوم اسپرسو استفاده شده است. در این محاسبات از شبه پتانسیل PBE که حاوی تقریب GGA است بهره گرفته شده است. محاسبات خواص نوری مبتنی بر نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان، TDDFT، است که برای انجام آن از بسته turbo_eels، که برای محاسبات بلورهای پریودیک طراحی شده، استفاده شده است. انرژی جنبشی در 40 Ry قطع شده است و برای فضای وارون، مش بندی ۱×۶×۶ در نظر گرفته شده است و از Itermax0=500 و Itermax=20000 استفاده شده است.

نتایج و بحث

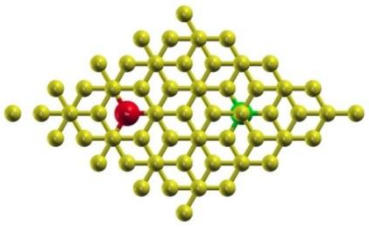
ابتدا یک اَبَر سلول ۱×۴×۴ گرافن دو لایه در فاز Bernal در نظر می گیریم. یکی از این لایه ها حاوی ناخالصی Se است و دیگری یک ناخالصی از نوعی دیگر (Ga ، P و یا S) دارد. در شکلهای ۱ تا ۳ طرحواره هایی از این اَبَر سلولها به ترتیب برای ۳ حالت (gr+Se/gr+Ga)، (gr+Se/gr+P) و (gr+Se/gr+S) رسم شده اند.



شکل ۱- طرح شماتیک از دو لایه (gr+Se/gr+Ga).



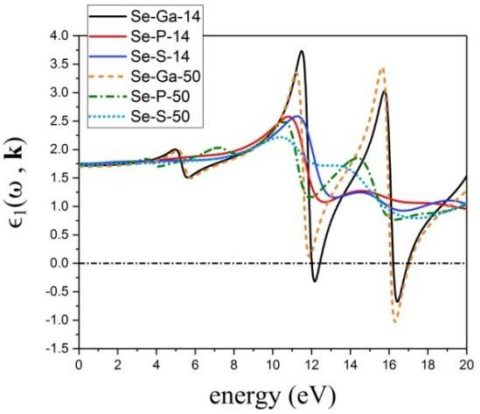
شکل ۲- طرح شماتیک از دو لایه (gr+Se/gr+P)



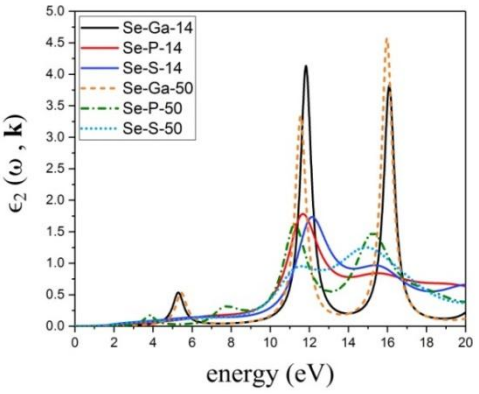
شکل۳- طرح شماتیک از دو لایه (gr+Se/gr+S)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تابع دی الکتریک، $\epsilon(\omega, \mathbf{k})$، همزمان به ω و $\vec{k}$ وابسته است. لذا تابع $\epsilon(\omega)$ را به ازای دو بردار موج $\vec{k}_1 = (0,0,0.14)$ و $\vec{k}_2 = (0,0,0.50)$ در بازه 0 تا 20eV محاسبه کرده ایم. بخش حقیقی و موهومی دی الکتریک بر حسب ω در شکلهای۴ و ۵ رسم شده اند.



شکل۴- بخش حقیقی دی الکتریک، ϵ_1 ،برحسب فرکانس



شکل ۵- بخش موهومی دی الکتریک، ϵ_2، برحسب فرکانس

همانطور که در شکل ۴ مشاهده می شود برای مورد گرافن دو لایه با ناخالصیهای Se و Ga در دو محدوده، شاهد منفی شدن جزء حقیقی دی الکتریک هستیم. برای مورد |k|=0.14، در (12.02-12.43eV) یک محدوده منفی با عمق 0.318- و در (16.22-16.97eV) یک محدوده دیگر منفی با عمق 0.676- داریم. محدوده اول با افزایش |k| افول کرده به نحوی که در |k|=0.50 این محدوده دیگر منفی نیست. اما محدوده دوم با افزایش |k| پهنتر و عمیقتر می شود. در |k|=0.50 حدود این منطقه، به (16.08-17.05eV) و عمق آن به 1.03- می رسد. از آنجایی که در این دو محدوده علامت جزء موهومی دی الکتریک با توجه به شکل ۵ مثبت است لذا می توانیم این رفتار را دلیل بر تشکیل پلاسمون سطحی بدانیم.

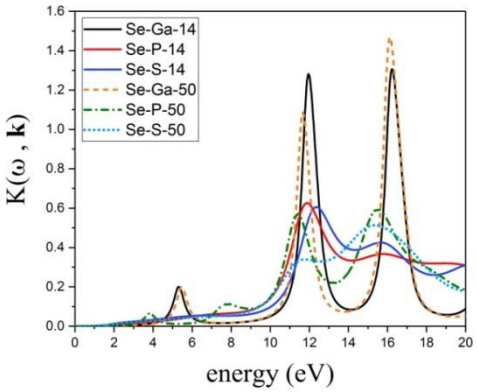
اکنون می توان تعدادی از متغیر های اپتیکی از جمله ضریب خاموشی، K، ضریب شکست، n، و ضریب بازتابش، R، را محاسبه کرد. نحوه وابستگی آنها به ϵ_1 و ϵ_2 در معادلات (۱)، (۲) و (۳) بیان شده است. در شکلهای ۶ و ۷ توابع $K(\omega)$ و $n(\omega)$ به ازای دو بردار موج $\vec{k}_1 = (0,0,0.14)$ و $\vec{k}_2 = (0,0,0.50)$ در بازه 0 تا 20 eV نشان داده شده اند.

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{\frac{1}{2}} + \epsilon_1\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (۱)$$

$$K = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{\frac{1}{2}} - \epsilon_1\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (۲)$$

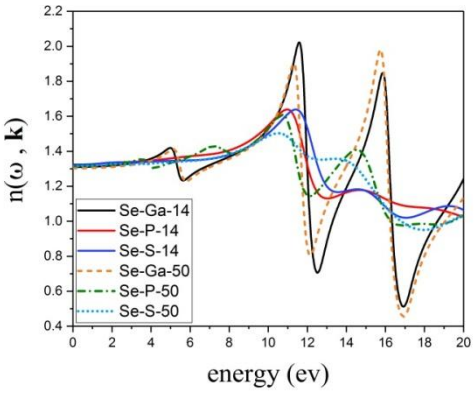
$$R = \frac{(n-1)^2+K^2}{(n+1)^2+K^2} \qquad (۳)$$

در شکل ۶ برای مورد Ga-Se و به ازای |k|=0.14، برای نمودار $K(\omega)$ در 11.97eV و 16.25eV دو قله جذبی داریم. این دو قله در سایر نمودارها نیز با تغییراتی جزئی دیده می شوند. لذا می توان آنها را به ساختار دو لایه گرافن (وجه شباهت هر سه ساختار) نسبت داد.



شکل ۶- ضریب خاموشی بر حسب فرکانس

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۷- ضریب شکست بر حسب فرکانس

برای محدوده (0<E<10eV) تفاوتهای طیف جذبی هر سه ساختار قابل چشپوشی نیست. برای مثال در مورد Se-P ، برای |k|=0.50، در 7.82eV شاهد بروز یک قله هستیم که در سایر نمودارها وجود ندارد. برای مورد Se-Ga نیز به ازای |k|=0.14 ، در 5.33eV یک قله جذبی داریم که با افزایش |k|، این قله به 5.48eV منتقل می شود. در مورد Se-P هم، به ازای |k|=0.50، شاهد یک قله دیگر در 3.84eV هستیم که در سایرین وجود ندارد.

جمع بندی:

در این مقاله خواص اپتیکی گرافن دو لایه در فاز برنال با ناخالصی های متفاوت، برای ۳ حالت (gr+Se/gr+Ga)، (gr+Se/gr+P) و (gr+Se/gr+S) (که درصد هر کدام از این ناخالصی ها 1.5% می باشد) محاسبه شده اند. برای مورد گرافن دو لایه با ناخالصیهای Se و Ga، در دو محدوده شاهد منفی شدن جزء حقیقی دی الکتریک هستیم. در (12.02-12.43eV) یک محدوده منفی با عمق 0.318- و در (16.22-16.97eV) یک محدوده منفی دیگر با عمق 0.676- داریم. از آنجایی که در این دو محدوده علامت جزء موهومی دی الکتریک مثبت است لذا می توانیم رفتار دی الکتریک در این دو محدوده را دلیل بر تشکیل پلاسمون های سطحی بدانیم.

پلاسمون سطحی وقتی تشکیل می شود که I- یک فلز در مجاورت دی الکتریک باشد، II- بردار موج فوتون فرودی، مولفه مماس با سطح داشته باشد. برای مورد Se-Ga، با افزودن اتمهایی از گروه ۳ و ۶، حاملهای بار زیاد شده و گرافن، فلز می شود. این امر در دو مورد Se-S و Se-P ضعیفتر است. از طرفی به علت بزرگی اتمهای Ga و Se نسبت به کربن، بعد از relaxation، در گرافن ناهمواریهایی ایجاد می شود. در این حالت هندسهٔ جسم اجازه می دهد که بردار موج فوتون فرودی مولفه مماسی داشته باشد. برای Se-S و Se-P ناهمواریها کمتر است. اما بین هر دولایه گرافن، با دولایه بعدی، هوا در نظر گرفته شده که مجاورت فلز و دی الکتریک را توجیه می کند. لذا شرایط پیدایش پلاسمون سطحی در (gr+Se/gr+Ga) وجود دارد.

برای محدوده (0<E<10eV) تفاوتهای طیف جذبی هر سه ساختار قابل چشپوشی نیست. برای مثال در مورد Se-P و برای |k|=0.50 در 7.82eV شاهد بروز یک قله هستیم که در سایر نمودارها وجود ندارد. و یا برای مورد Se-Ga حوالی 5.33eV یک قله جذبی داریم. همچنین برای Se-P و به ازای |k|=0.50 شاهد یک قله در 3.84eV هستیم که در سایرین وجود ندارد.

منابع

[1] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva,A. A. Firsov,"Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films", Science. 306 (2004) 666–669

[2] Madhuri Sharon and Maheshwar Sharon ,'' Graphene: An Introduction to the Fundamentals and Industrial Applications", Willy (2015)

[3] Pablo A. Denis and Federico Iribarne ," The effect of the dopant nature on the reactivity, interlayer bonding and electronic properties of dual doped bilayer graphene ", Phys. Chem. Chem. Phys., 2016, 18, 24693

[4] John R. Rumble,"CRC Handbook of Chemistry and Physics", (98th ed.) CRC Press.(2017-2018)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و
یازدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی اثر پخت پروسکایت $MAPbI_3$ بر بازدهی و پایداری سلول خورشیدی

فرزانه ولی‌پور [۱و۲]، عباس بهجت [۱و۲]، ابراهیم یزدی [۱و۲]، نعیمه ترابی [۱و۲]

[۱] گروه پژوهشی فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد
[۲] گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

چکیده – از عوامل مؤثر بر تشکیل لایه‌ی پروسکایت می‌توان به مورفولوژی زیر لایه، زمان و نحوه‌ی ریختن ضد حلال، پخت فیلم لایه نشانی شده اشاره نمود. در این پژوهش با توجه به اینکه بیشترین دمای گزارش شده برای پخت لایه‌ی پروسکایت ۷۰°C و ۱۰۰°C است به بررسی تفاوت میان این دو دمای پخت، پرداخته شده است. پارامترهای الکترو-اپتیکی، ساختاری و مورفولوژی بلورهای تشکیل شده توسط منحنی ولتاژ-جریان، طیف پراش اشعه ایکس و تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی اندازه‌گیری و گزارش شده است. با توجه به این‌که تبخیر ضد حلال مورد استفاده در این پژوهش در فاز میانی، در دماهای بالاتر، بیشتر است دمای مناسب پخت ۱۰۰°C بدست آمد. همچنین نمونه‌های ساخته‌شده در این دما طی سی روز علاوه بر بازدهی بالاتر، پایدارتر است.

کلیدواژه: پروسکایت، پایداری، سلول خورشیدی، دمای پخت، مزومتخلخل، نانو ساختاری

The effect of annealing temperature on the Performance and stability of $MAPbI_3$-based perovskite solar cells

F. Valipour[1,2], A. Behjat[1,2], E. Yazdi[1,2], N. Torabi [1,2]

[1] Photonics Research Group, Yazd University, Yazd, Iran
[2] Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd

Abstract- Quality of the perovskite thin films is mainly determined by various parameters such as substrate morphology, anti-solvent engineering and annealing temperature. In this study, optical, morphological as well as structural parameters of fabricated perovskite films in different annealing temperatures have been investigated. It was shown that, the evaporation rate of the DMSO is faster at higher temperature, and the photovoltaic parameters and crystalline structure of the perovskite that was prepared at 100°C is better than the other samples. Moreover, performance of these samples were examined for 30 days, showing higher efficiency and more stability.

Keywords: perovskite, stability, solar cell, annealing temperature, meso-Porous, nanostructure

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

از زمان به‌کارگیری پروسکایت توسط میاساکا[1] در ساختار سلول خورشیدی تاکنون شاهد پیشرفت چشمگیر این نوع سلول‌ها هستیم به‌طوری‌که بازدهی آن طی مدت زمان کوتاه از ۳/۸٪ به بیش از ۲۳٪ رسیده است[۱, ۲]. محققان به دلیل خواص مناسب اپتوالکتریکی[۳, ۴] و همچنین فرایند ساخت آسان و ارزان توجه زیادی به این مواد دارند. برای لایه نشانی پروسکایت روی سطح عمدتاً از روش تک مرحله‌ای[۵] و دو مرحله‌ای استفاده می‌شود[۶]. در روش دو مرحله‌ای چرخشی_ غوطه‌وری ابتدا فیلم سرب‌یدید (PbI_2) لایه نشانی می‌شود و سپس با غوطه‌ور کردن نمونه در محلول متیل‌آمونیوم یدید (MAI) فیلم پروسکایت $MAPbI_3$ تشکیل می‌گردد. دمای پخت در این روش ۷۰°C است[۶]. در روش تک مرحله‌ای پیش ماده‌های سرب‌یدید و MAI که در حلال‌های دی‌متیل فرم‌آمید (DMF) و دی‌متیل سولفید (DMSO) حل شده و به یکباره لایه نشانی و سپس در دمای مطلوب پخت داده می‌شود. از مزیت‌های روش تک مرحله‌ای، تشکیل لایه‌ی به هم پکیده‌تر و یکنواخت‌تر پروسکایت نسبت به دو مرحله‌ای است[۷]. تشکیل پروسکایت به عواملی همچون دمای پخت، نسبت حلال‌ها، مورفولوژی زیر لایه، حجم و نحوه‌ی ریختن آنتی-سالونت[2] بستگی دارد[۷].

در این پژوهش از روش تک مرحله‌ای برای تشکیل لایه‌ی پروسکایت استفاده و به بررسی اثر دمای پخت لایه‌ی پروسکایت پرداخته شد. تصاویر SEM و XRD نشان می‌دهد که به دلیل تبخیر سریع‌تر حلال DMSO در دمای ۱۰۰°C، پروسکایت تشکیل شده در این دما بهتر و پایدارتر از دمای ۷۰°C درجه است. ساختار مورد استفاده در این پژوهش به صورت زیر است:

FTO/bl-TiO_2/mp-TiO_2/Provskite/Au

۲- روش انجام آزمایش:

جهت ساخت سلول‌های خورشیدی پروسکایتی، ابتدا بخشی از لایه‌ی FTO بر روی شیشه با توجه به ساختار موردنظر به روش شیمیایی (پودر روی و HCL دو مولار) لایه‌برداری شد. مراحل شستشو زیر لایه‌ها به ترتیب، آب و صابون، آب مقطر، استون، اتانول و ایزوپروپانول تحت اولتراسونیک[3] انجام شد و به مدت ۳۰ دقیقه تحت دمای ۵۰۰°C در کوره مکعبی قرار گرفت تا تمام آلودگی‌ها در سطح مولکولی از سطح پاک شود. لایه‌ی سد کننده حفره، به روش چرخشی و با سرعت چرخش ۴۰۰۰ دور بر دقیقه لایه نشانی شد. این لایه مانع از برگشت الکترون و بازترکیب الکترون-حفره می‌شود. در ساخت این محلول، از تیتانیوم ایزوپروکسید به‌عنوان پیش ماده TiO_2، محلول دو مولار هیدروکلریک اسید و اتانول استفاده شد[۸] و بعد از خشک شدن لایه در دمای ۱۲۰°C به مدت ۶۰ دقیقه پخت داده شد. لایه‌ی نانو ساختار تیتانیوم دی‌اکسید نیز به روش چرخشی و با چرخش ۴۰۰۰ دور بر دقیقه لایه نشانی و در دمای ۱۲۰°C خشک شد و در ادامه، به مدت ۶۰ دقیقه تا دمای ۵۰۰ °C پخت داده شد. این لایه، وظیفه‌ی انتقال الکترون را به عهده دارد.

لایه‌ی پروسکایت با استفاده از لایه نشانی چرخشی به صورت تک مرحله‌ای لایه نشانی شد، برای این منظور از نسبت حجمی ۹:۱ دی‌متیل فرمامید (DMF) و دی‌متیل سولفید (DMSO) به‌عنوان حلال استفاده شد و محلول پروسکایت با حل کردن پیشماده PbI_2 و MAI در DMSO به نسبت ۱:۱:۱ مول به دست آمد. در نهایت از آنتی‌سالونت جهت اصلاح سطح و آینه‌ای شدن فیلم پروسکایت استفاده گردید. فیلم‌های آماده شده در دو دمای متفاوت ۷۰ °C و ۱۰۰°C به مدت ۳۰ دقیقه پخت داده شد. در انتها از روش کندو پاش[4] برای لایه‌نشانی ۶۰ نانومتر طلا استفاده گردید.

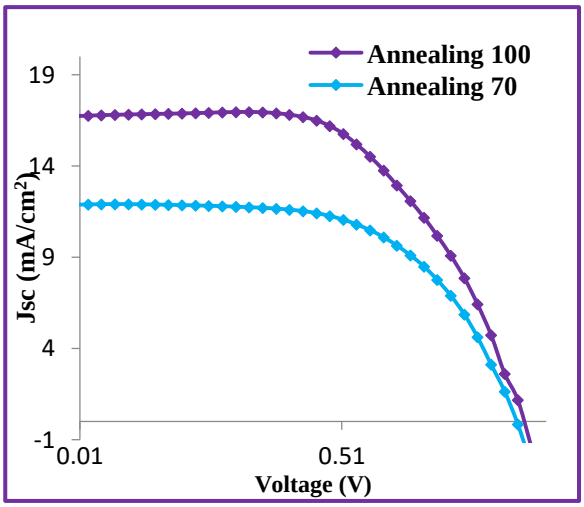
۳- بحث و نتایج

منحنی ولتاژ جریان برای تابش AM1.5 و توان تابشی ۱۰۰(mW/Cm2) برای دو نمونه‌ی پخت داده شده در دمای ۷۰°C و ۱۰۰°C در شکل ۱ نشان داده شده و مشخصات فوتوولتائیک[5] سلول شامل جریان اتصال کوتاه (J_{sh})، ولتاژ

[1] Miyasaka
[2] Anti-Solvent
[3] ultrasonic
[4] Sputtering
[5] Photovoltaic

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مـدارباز (V_{oc})، ضـریب پرشـدگی (FF) و بـازدهی (Eff) در جدول ۱ از نمودارها استخراج شده است.

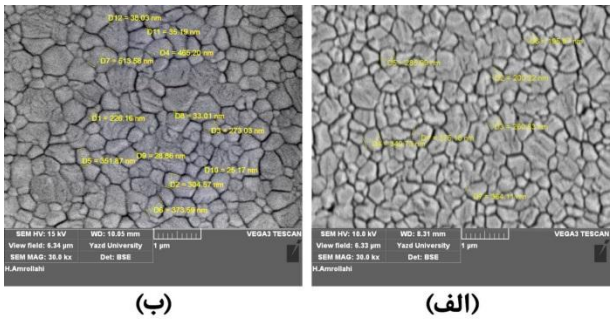


شکل ۱: منحنی ولتاژ جریان نمونه‌ها

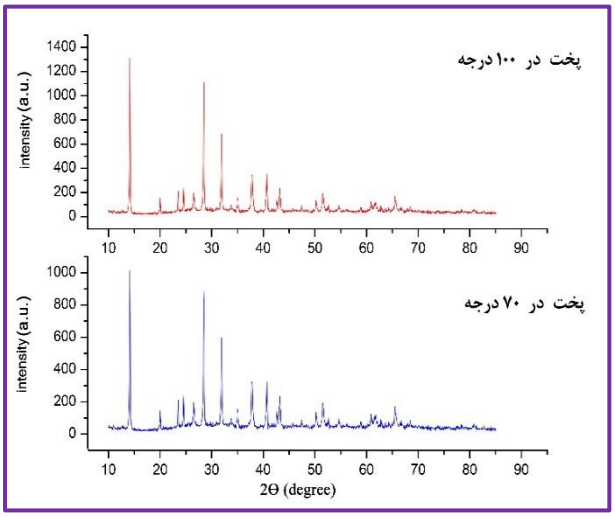
جدول ۱: مشخصات فوتوولتائیک نمونه‌های ساخته شده

Sample	V_{oc}	J_{sc}	FF	Eff
۷۰ °C دمای	۰/۸۳	۱۱/۸۶	۰/۶	۵/۹۶
۱۰۰ °C دمای	۰/۸۶	۱۶/۸	۰/۵۷	۸/۱۹

نمودار جریان- ولتاژ و جدول مشخصات فوتوولتائیکی بیـان‌گـر این نکته است که نمونه‌ی پخـت داده شـده در دمـای ۱۰۰°C نسبت بـه ۷۰°C از بـازدهی بـالاتری برخـوردار اسـت. تصـاویر SEM تفاوت ظاهری چندانی بین این دو نمونه نشان نمی‌دهـد (شکل ۲) در نتیجه برای بررسی تفاوت نمونه‌های ساخته شـده از نقش پراش XRD استفاده شد. تصاویر XRD نشان‌دهنده‌ی این است که پیک‌های پروسکایت در نمونه پخـت داده شـده در دمای ۱۰۰°C شدت بیشتری دارد.



شکل۲: تصاویر SEM الف) پروسکایت پخت داده شده در دمای ۷۰°C، ب) پروسکایت پخت داده شده در دمای ۱۰۰°C



شکل ۳: نقش پراش XRD

در روش تـک مرحلـه‌ای از حـلال DMF و DMSO اسـتفاده می‌شود و سازوکار لایه نشانی به این صورت است:

۱ - بعد از ریخـتن محلـول بـر روی زیـر لایـه و روشـن کـردن دستگاه در چند ثانیه اول ماده اضافی حذف می‌شود.

۲ - هنگام ریختن آنتی‌سالونت DMF سریعاً حذف شده و یک فاز میانی بـه‌صـورت $MAI\text{-}DMSO\text{-}PbI_2$ تشـکیل مـی‌گردد.

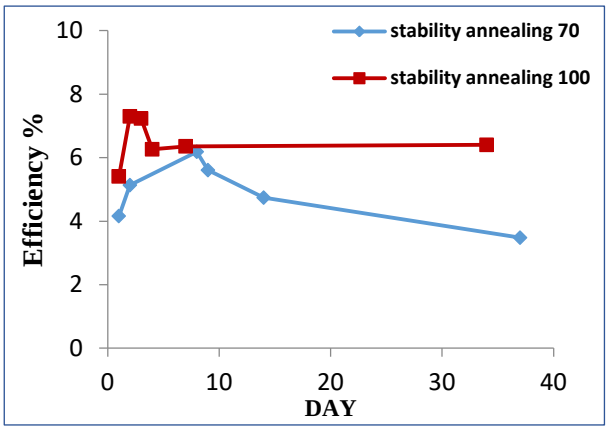
۳ - در فرآیند پخت، حلال DMSO تبخیر شـده و در نهایـت فیلم پروسکایت تشکیل می‌شود[۷].

به نظر مـی‌رسـد بـا توجـه بـه سـازوکار فـوق و دمـای تبخیـر DMSO (۱۸۹°C) هنگام پخت پروسـکایت در دمـای ۱۰۰°C میزان بیشتری از DMSO نسبت به پروسکایت پخت داده شده در دمای۷۰°C تبخیر مـی‌شـود کـه امـر باعـث تشـکیل فـیلم پروسکایت باکیفیت مطلوب‌تر شده است.

از ۱۲ سلول ساخته شده برای هر نمونه میانگین‌گیری شده و منحنی بازدهی برحسب زمان برای آن‌ها در شکل ۴ رسم شده است.

منحنی شکل ۴ نشان می‌دهد دمای پخت ۱۰۰°C، علاوه بر آنکه سریع‌تر به حالت ماکزیمم بازده می‌رسد از پایداری بالاتری در طی ۳۰ روز برخوردار است. افزایش بازدهی برای نمونه ۱۰۰°C در ۵ روز اول رخ می‌دهد درحالی‌که برای نمونه ۷۰°C این فرایند در طی ۱۰ روز رخ‌داده است؛ بنابراین به نظر می‌رسد روند تشکیل فیلم پروسکایت در دمای پخت ۱۰۰°C سریع‌تر رخ داده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۴: نمودار پایداری بازده سلول در ۳۰ روز

۴-نتیجه‌گیری

در این آزمایش با استفاده از روش تک مرحله‌ای به بررسی دمای پخت پروسکایت تحت دمای ۷۰°C و ۱۰۰°C پرداخته شد. مشخصه یابی‌های I-V، XRD و SEM حاکی از آن است که دمای مناسب پخت؛ ۱۰۰°C است و در این دما پروسکایت بهتر و پایدارتری تشکیل می‌شود.

۵- مراجع

[۱] M. M. Lee, J. Teuscher, T. Miyasaka, T. N. Murakami, and H. J. Snaith, "Efficient hybrid solar cells based on meso-superstructured organometal halide perovskites," *Science*, vol. 338, 2012.

[۲] .(۲۰۱۸)*https://www.nrel.gov/pv/*. Available: https://www.nrel.gov/pv/assets/images/efficiency-chart.jpg

[۳] W. J. Yin, T. Shi, and Y. Yan, "Unique properties of halide perovskites as possible origins of the superior solar cell performance," *Advanced Materials*, vol. 26, pp. 4653-4658, 2014.

[۴] G. Xing, N. Mathews, S. Sun, S. S. Lim, Y. M. Lam, M. Grätzel, *et al.*, "Long-range balanced electron-and hole-transport lengths in organic-inorganic CH3NH3PbI3," *Science*, vol. 342, pp. 344-347, 2013.

[۵] N. J. Jeon, J. H. Noh, Y. C. Kim, W. S. Yang, S. Ryu, and S. I. Seok" ,Solvent engineering for high-performance inorganic–organic hybrid perovskite solar cells," *Nature materials*, vol. 13, p. 897, 2014.

[۶] J. Burschka, N. Pellet, S.-J. Moon, R. Humphry-Baker, P. Gao, M. K. Nazeeruddin, *et al.*, "Sequential deposition as a route to high-performance perovskite-sensitized solar cells," *Nature*, vol. 499, p. 316, 2013.

[۷] P. Zhao, B. J. Kim, X. Ren, D. G. Lee, G. J. Bang, J. B. Jeon, *et al.*, "Antisolvent with an Ultrawide Processing Window for the One-Step Fabrication of Efficient and Large-Area Perovskite Solar Cells," *Advanced Materials*, p. 1802763, 2018.

[۸] X. Wang, Y. Fang, L. He, Q. Wang, and T. Wu, "Influence of compact TiO2 layer on the photovoltaic characteristics of the organometal halide perovskite-based solar cells ",*Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 27, pp. 569-576, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و
یازدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز، شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی پایداری حرارتی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی بر پایه‌ی $MAPbI_3$

فرزانه ولی‌پور[۱و۲]، عباس بهجت[۱و۲]، ابراهیم یزدی[۱و۲]، نعیمه ترابی[۱و۲]

[۱] گروه پژوهشی فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد
[۲] گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

چکیده – با وجود بهبود بازدهی و رشد سریع سلول‌های خورشیدی پروسکایتی در سال‌های اخیر یکی از چالش‌های پیش رو جهت صنعتی شدن این نوع از سلول‌ها، عدم پایداری آن‌ها در برابر حرارت است. در این پژوهش به بررسی روند تخریب پروسکایت تحت حرارت ۱۲۰ °C و در فواصل زمانی ۲۰ دقیقه‌ای پرداخته شده است. منحنی ولتاژ-جریان نشان می‌دهد ۵۳٪ توان اولیه در ۲۰ دقیقه اول از بین می‌رود. همچنین تفاوت میان فیلم پروسکایت ساخته شده و سلول کامل، نشان می‌دهد که تخریب سلول کامل سریع‌تر از فیلم پروسکایت رخ می‌دهد که به نظر می‌رسد دلیل آن نفوذ یون‌های کاتد به داخل پروسکایت است. نتایج این پژوهش می‌تواند در انتخاب راهکار عملی مناسب جهت پایدارسازی حرارتی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی مورد استفاده قرار گیرد.

کلیدواژه- سلول خورشیدی، پروسکایت، پایداری حرارتی، نانو ساختاری.

Thermal stability study of $MAPbI_3$ - based perovskite solar cells

F. Valipour[1,2], A. Behjat[1,2], E. Yazdi[1,2], N. Torabi[1,2]

[1] Photonics Research Group, Yazd University, Yazd, Iran
[2] Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd

Abstract- Performance of an organic-inorganic halide perovskite solar cells have been improved recently. However, thermal stability is a challenge to the commercialization of organic-inorganic halide perovskite solar cell technology. In this work; thermal stability of perovskite solar cells in air at 120°C, and in 20-minute interval time are investigated. The primary power conversion efficiency of the fabricate cells decreases in the first 20 minutes. Thermal degradation of the fabricated perovskite films and the fabricated cells was compared... It was observed that the thermal decomposition of the perovskite-based solar cell was faster than the perovskite film. This instability is related to the tendency of metal electrodes migrating into the perovskite at elevated temperatures. The results of this study can be considered in choosing the appropriate practical method to solve thermal stability problem of perovskite solar cells.

Keywords: solar cell, perovskite, thermal stability, nano-structure

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

سلول‌های خورشیدی پروسکایتی به دلیل خواص اپتیکی و الکتریکی مناسب[۱-۳]، همچنین فرایند ساخت آسان در سال‌های اخیر مورد توجه پژوهشگران قرارگرفته و رشد قابل توجهی داشته است؛ به‌گونه‌ای که بازدهی آن در چند سال اخیر از ۳٪ به ۲۳/۳ ٪ رسیده است[۴, ۵].

با این وجود این مواد برای صنعتی شدن با مشکل پایداری روبرو هستند. از عوامل تخریب این دسته از سلول‌های خورشیدی می‌توان به دو عامل محیطی (رطوبت، حرارت، اکسیژن و...) و عامل درونی (نحوه‌ی سنتز مواد، تراز ها و...) اشاره کرد[۶].

در این پژوهش با توجه به اینکه پروسکایت $MAPbI_3$ در دمای ۵۵°C گذار فاز بین ساختار تتراگونال و ساختار مکعبی دارد و در نهایت دمای ۱۰۰°C را تحمل می‌کند[۷]، روند تخریب پروسکایت در دمای ۱۲۰°C مورد بررسی قرار داده شد. همچنین برای ساخت نمونه‌ی آزمایشگاهی از ساختار مزومتخلخل بدون انتقال‌دهنده‌ی حفره با ترکیب FTO/bl-TiO2/mp-TiO2/Perovskite/Au استفاده شده است. بررسی و تحلیل عوامل تخریب حرارتی لایه‌ی پروسکایت، نقش مؤثری در انتخاب راه‌کار مناسب برای پایداری بیشتر این دسته از سلول‌های خورشیدی در مقابل حرارت ایفا می‌کند.

۲- روش آزمایش

۲-۱ روش ساخت سلول

برای ساخت سلول خورشیدی پروسکایتی ابتدا قسمتی از شیشه‌ی FTO توسط پودر روی و محلول هیدروکلریک اسید ۲ مولار لایه برداری شد. سپس نمونه‌ی الگودهی شده به ترتیب با آب و صابون، آب دیونیزه، استون، اتانول و ایزوپروپانول به مدت ۱۵ دقیقه در حمام اولتراسونیک[1] قرار گرفت بعد از اتمام مراحل شستشو به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۱۲۰ °C قرار داده شد تا کاملاً خشک شود. لایه‌ی $bl\text{-}TiO_2$ به روش چرخشی با سرعت ۴۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۶۰ ثانیه لایه نشانی و سپس تحت دمای ۵۰۰°C قرار گرفت. از خمیر نانوذرات TiO_2 با ابعاد ۲۰ نانومتر به عنوان لایه‌ی متخلخل استفاده شد.

لایه‌ی پروسکایت با استفاده از روش لایه نشانی چرخشی به صورت تک مرحله‌ای لایه نشانی شد، برای این منظور از نسبت حجمی ۱:۹ دی‌متیل‌فرمامید(DMF) و دی‌متیل‌سولفید (DMSO) به‌عنوان حلال استفاده شد. همچنین محلول پروسکایت با حل کردن پیش ماده‌های PbI_2 و CH_3NH_3I (MAI) در DMSO به نسبت ۱:۱:۱ مول به دست آمد. در نهایت از آنتی‌سالونت[2] جهت اصلاح سطح و آینه‌ای شدن فیلم پروسکایت استفاده گردید. فیلم آماده‌شده به مدت ۳۰ دقیقه در دمای ۱۰۰°C پخت داده شد. در انتها از روش کند و پاش[3] برای لایه نشانی ۶۰ نانومتر طلا استفاده کردیم.

۲-۲-روش بررسی پایداری

برای بررسی پایداری حرارتی و میزان تحمل دمایی با توجه به این‌که دمای پخت لایه‌ی پروسکایت ۱۰۰°C است، دمای انجام آزمایش جهت بررسی پایداری ۱۲۰°C انتخاب شد. ابتدا نمونه‌های سلول کامل با زمان بندی‌های ۲۰ دقیقه‌ای تحت دمای ۱۲۰°C قرار داده شد و برای جلوگیری از تأثیر عوامل مخرب دیگر همچون نور و رطوبت بر روی نمونه‌ها پوششی قرار داده تا تنها عامل تخریب پروسکایت حرارت باشد. مشخصات فوتوولتائیکی سلول مورد استفاده در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱: مشخصات فوتوولتائیک سلول قبل از دما دهی

V_{oc}	J_{sc}	FF	Eff%
۰/۸۳	۱۴/۷۶	۰/۵۶	**۶/۹۴**

در مرحله دوم، فیلم پروسکایت (بدون کاتد طلا) بر روی لایه‌ی نانو ذرات متخلخل TiO_2 لایه نشانی شد و به مدت ۱۴۰ دقیقه تحت حرارت قرار گرفت و روند تخریب آن بررسی شد.

[1] ultrasonic

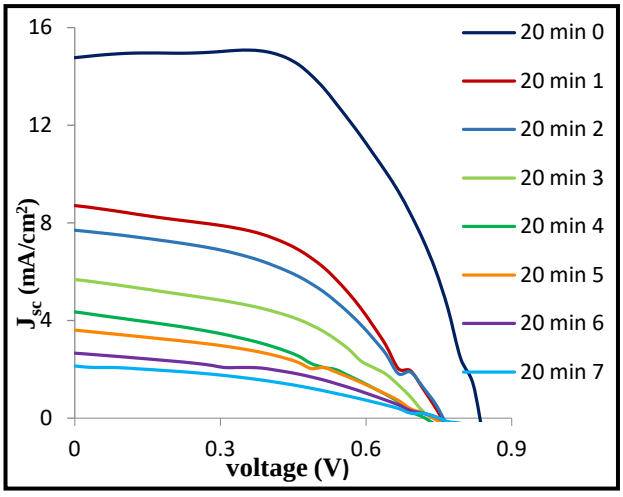
[2] anti-solvent

[3] sputtering

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۳-بحث و نتایج

سلول‌ها به مدت ۱۴۰ دقیقه با فاصله‌ی زمانی ۲۰ دقیقه در دمای ۱۲۰°C حرارت داده شد نمودار ولتاژ-جریان هر کدام از نمونه‌ها ثبت شد. با توجه به نمودار ولتاژ- جریان بدست آمده (شکل ۱) بیشترین افت بازدهی در ۲۰ دقیقه اول رخداده و بازدهی از ۶/۹٪ به ۳/۲٪ رسیده است.



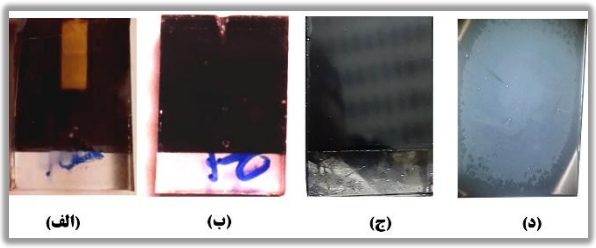
شکل ۱: نمودار ولتاژ-جریان سلول حرارت داده شده

واکنش زیر فرایند تخریب پروسکایت در مجاورت حرارت را بیان می‌کند[۶].

$$CH_3NH_3PbI_3 \rightarrow PbI_2 + CH_3NH_2 \uparrow + HI \uparrow$$

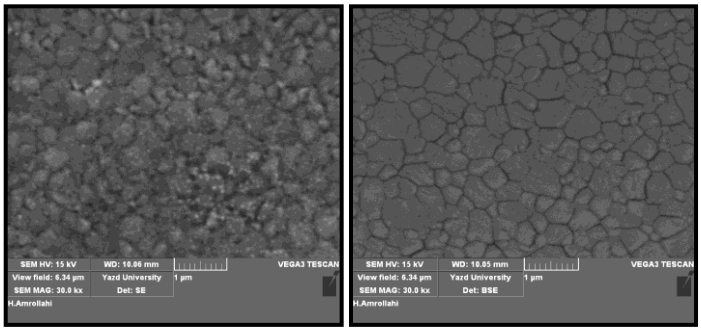
همان‌طور که از واکنش مشخص است پس از حرارت، محصول باقی مانده سرب یدید است. نحوه‌ی تخریب فیلم پروسکایت و سلول کامل در شکل ۲ نمایان است. تصاویر گرفته شده از پشت سلول به وضوح نشان می‌دهد بعد از حرارت پروسکایت به PbI_2 تجزیه شده است؛ اما برای مشاهده تجزیه‌ی فیلم پروسکایت رشد داده شده بر روی لایه‌ی مزومتخلخل TiO_2 از نقش پراش XRD استفاده گردید.

در شکل ۲ مشخص است که تجزیه‌ی پروسکایت با کاتد طلا بیشتر از کناره‌های کاتد رخ می‌دهد. نفوذ یون‌های طلا در هنگام حرارت دهی باعث تخریب پروسکایت شده و با عبور از پروسکایت و لایه‌ی مزومتخلخل TiO_2 در لایه‌ی بلاک TiO_2 متوقف می‌شوند به همین دلیل به راحتی می‌توان سرب‌یدید باقی‌مانده را با چشم مشاهده نمود.



شکل ۲: الف) پشت سلول پروسکایت (همراه با کاتد طلا) بعد از حرارت، ب) پشت پروسکایت (همراه با کاتد طلا) قبل از حرارت، ج) فیلم پروسکایت، د) فیلم پروسکایت بعد از حرارت.

نمونه‌ی فیلم بدون کاتد بعد از حرارت دهی از نظر ظاهری تنها کمی کدر شده است (شکل ۲-ج و ۲-د). برای بررسی میزان تخریب پروسکایت در این حالت از آنالیز SEM و XRD نمونه-ها استفاده شد.

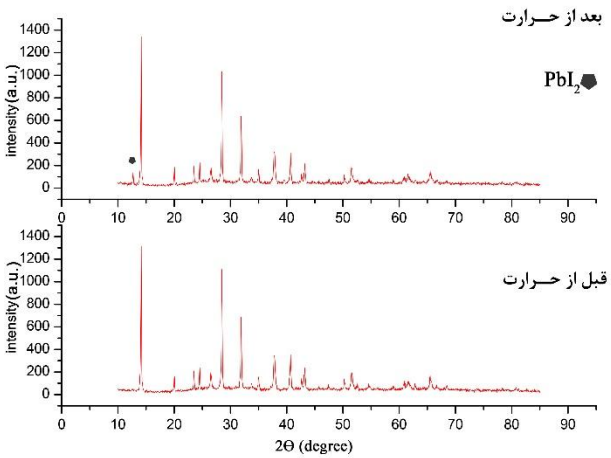


(الف) (ب)

شکل ۳: تصاویر SEM. الف) قبل از حرارت دهی، ب) بعد از حرارت دهی

تصاویر SEM (شکل ۳) حاکی از آن است که بعد از ۱۴۰ دقیقه حرارت دهی، سطح پروسکایت از حالت بلوری خارج شده و مرز بین دانه‌ها از بین رفته است و همین امر باعث کاهش جریان خروجی می‌شود. همچنین نقش پراش XRD فیلم پروسکایت (شکل ۴) نشان می‌دهد که پیک سرب‌یدید در 2θ =۱۲/۵° ظاهر شده است و این امر بیانگر تجزیه پروسکایت می‌باشد که با نتایج آنالیزهای دیگر کاملاً سازگار است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۴: نقش پراش XRD

۴-نتیجه‌گیری

در این پژوهش به بررسی پایداری حرارتی و تفاوت نحوه‌ی تجزیه پروسکایت در دو حالت مختلف پرداخته شد. بر اساس ظاهر نمونه‌ها تخریب پروسکایت در سلول کامل بیشتر از ناحیه کاتد طلا می باشد. مشخصه‌یابی ولتاژ-جریان نشان داد ۵۳٪ از توان اولیه در ۲۰ دقیقه‌ی اول از بین می‌رود. شاید بتوان با استفاده از لایه‌ی به هم پکیده در بین لایه پروسکایت و کاتد طلا از نفوذ یون‌های طلا به داخل سلول جلوگیری به عمل آورد و پایداری حرارتی سلول را افزایش داد.

۵-مراجع

[1] W. J. Yin, T. Shi, and Y. Yan, "Unique properties of halide perovskites as possible origins of the superior solar cell performance," Advanced Materials, vol. 26, pp. 4653-4658, 2014.

[2] G. Xing, N. Mathews, S. Sun, S. S. Lim, Y. M. Lam, M. Grätzel, et al., "Long-range balanced electron-and hole-transport lengths in organic-inorganic CH3NH3PbI3," Science, vol. 342, pp. 344-347, 2013.

[3] S. D. Stranks, G. E. Eperon, G. Grancini, C. Menelaou, M. J. Alcocer, T. Leijtens, et al., "Electron-hole diffusion lengths exceeding 1 micrometer in an organometal trihalide perovskite absorber," Science, vol. 342, pp. 341-344, 2013.

[4] M. M. Lee, J. Teuscher, T. Miyasaka, T. N. Murakami, and H. J. Snaith, "Efficient hybrid solar cells based on meso-superstructured organometal halide perovskites," Science, vol. 338, 2012.

[5] (2018). https://www.nrel.gov/pv/. Available: https://www.nrel.gov/pv/assets/images/efficiency-chart.jpg

[6] D. Wang, M. Wright, N. K. Elumalai, and A. Uddin, "Stability of perovskite solar cells," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 147, pp. 255-275, 2016.

[7] Y. Yu, C. Wang, C. R. Grice, N. Shrestha, J. Chen, D. Zhao, et al., "Improving the Performance of Formamidinium and Cesium Lead Triiodide Perovskite Solar Cells using Lead Thiocyanate Additives," ChemSusChem, vol. 9, pp. 3288-3297, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مطالعه مورفولوژی سطح و ارائه یک روش جدید برای محاسبه طول همبستگی

سعید دیانی، محمدحسین مهدیه

دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، نارمک، تهران

saeed_dayyani@physics.iust.ac.ir , mahdm@iust.ac.ir

چکیده – در این مطالعه، دو عامل مهم در تعیین مورفولوژی سطوح در ابعاد نانو با استفاده از کد نویسی در نرم افـزار MATLAB و پردازش تصویر میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM) اندازه گیری شده است. برای تعیین مورفولوژی سطح دو پارامتر انحراف از معیـار پستی و بلندی نقاط مختلف (Rq) و طول همبستگی (correlation length) قله های سطح بسیار مهم هستند. به طور متداول از تابع خود همبستگی سطح برای محاسبه طول همبستگی استفاده می‌شود. در این مقاله روشی جدید برای محاسبه طول همبستگی سطح ارائه شده که قابل مقایسه با روش متداول است.

کلید واژه- تابع خود همبستگی، طول همبستگی، مورفولوژی، میکروسکوپ نیروی اتمی، MATLAB

Study of surface morphology and introducing a novel method to calculate correlation length

Saeed Dayyani, Mohammad Hossein Mahdieh

Department of physics, Iran University of Science and Technology, Narmak, Tehran Iran

saeed_dayyani@physics.iust.ac.ir , mahdm@iust.ac.ir

Abstract- In this study, morphology of nano-structured surface is measured by image processing of AFM (atomic force microscopy) images using a developed code (in MATLAB environment). For determination of surface morphology two parameters ; RMS roughness and correlation length, are important. In this article a novel method is introduced in which distance distribution function of neighbor peaks around a peak are considered for calculating the surface parameters. This method works well for estimation of surface correlation length and can compete with common technique in which autocorrelation function is used.

Keywords: Autocorrelation function, correlation length, morphology, AFM, MATLAB

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

مورفولوژی سطح نقش مهمی در حوزه های مختلف علم و فناوری ایفا می‌کند. این خصوصیت سطح برای درک بسیاری از مسائل بنیادی مانند اصطکاک، رسانش جریان الکتریکی و گرمایی مورد استفاده قرار می‌گیرد [۱]. با تعیین انحراف از معیار ارتفاع نقاط مختلف (RMS roughness) و طول همبستگی (correlation length) هندسه سطح مشخص می‌شود [۲]. یکی از روش های متداول مطالعه مورفولوژی سطح، تصویر برداری با استفاده از میکروسکوپ نیروی اتمی است. در این روش اطلاعات مربوط به سطح را می‌توان با استفاده نرم افزار های پردازش تصویر (از روی تصاویر گرفته شده) استخراج کرد. این اطلاعات معمولا با استفاده از تابع خود همبستگی سطح استخراج می‌گردد. در این مقاله با کد نویسی در فضای نرم افزار MATLAB و معرفی یک روش جدید برای محاسبه طول همبستگی، اطلاعات مربوط به مورفولوژی سطح استخراج شده است. در این روش ابتدا تمام قله های موجود در تصویر استخراج شده و فاصله هر قله با نزدیکترین همسایه های آن محاسبه می‌گردد و این فرایند برای تمام قله های موجود در تصویر انجام می‌شود و در انتها انحراف از معیار همه فواصل به دست امده از کل تصویر طول همبستگی است. نتایج به دست آمده با این روش ابداعی با مقادیر بدست آمده توسط نرم افزار Gwyddion [۳] که بر اساس تابع همبستگی عمل می‌کند، مقایسه شده است.

روش محاسبه

در این مطالعه ارتفاع هر نقطه از تصویر با استفاده از کدنویسی در فضای نرم افزار MATLAB استخراج شده و سپس با استفاده از رابطه زیر انحراف از معیار پستی و بلندی های سطح (R_q) که در این مقاله مورد نظر است، محاسبه می‌شود[۴]:

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{NM}\sum_{x=1}^{N}\sum_{y=1}^{M}(Z(x,y)-\overline{Z}(N,M))^2} \quad (۱)$$

به طور متداول برای محاسبه طول همبستگی از تابع خود همبستگی (ACF) استفاده می‌شود[۴]:

$$ACF(\tau) = \frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N} y_i \times y_{i+1} \quad (۲)$$

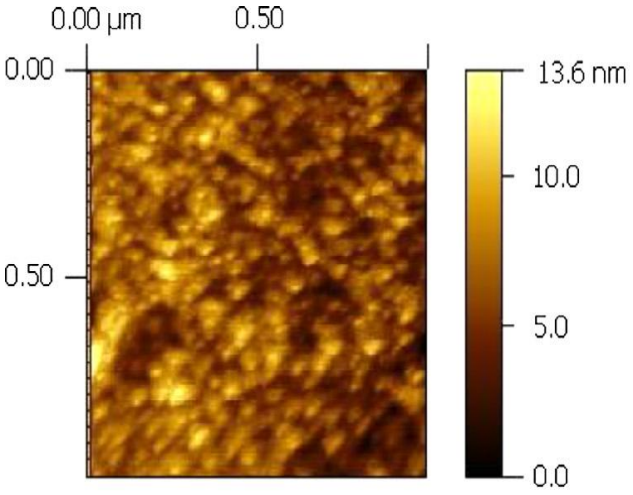
تابع خود همبستگی اطلاعاتی پیرامون توزیع قله ها و دره ها در سراسر سطح به ما می‌دهد[۵]. به طور معمول فاصله ای که در آن تابع خود همبستگی به ۰/۱ و در برخی موارد به ۰/۳۶۸ مقدار بیشینه میرسد، به عنوان طول همبستگی در نظر گرفته می‌شود [۶]. محاسبه و رسم تابع خود همبستگی توسط نرم افزار Gwyddion انجام شده و می‌توان طول همبستگی سطح را از نمودار Auto Correlation Function(ACF) دست آورد.

در این مطالعه روش جدیدی برای محاسبه طول همبستگی سطح با کد نویسی در نرم افزار MATLAB ارائه شده است. در این روش، ابتدا قله های موجود در تصویر میکروسکوپ نیروی اتمی مشخص شده و سپس فاصله نزدیک ترین همسایه های هر قله در هر جهت اندازه گیری می‌شود. این فرایند با حرکت مارپیچ در اطراف هر قله صورت گرفته و نزدیکترین قله ها در هر جهت شناسایی می‌شود و به این ترتیب فاصله تا قله های همسایه را اندازه گیری می‌کنیم، سرانجام نمودار فراوانی فواصل بدست آمده در سراسر تصویر تعیین می‌شود. حال طول همبستگی سطح با محاسبه ریشه میانگین مربعات (Root Mean Square) فواصل به دست آمده محاسبه می‌شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نتایج و مقایسه

در این پژوهش برای ارزیابی عملکرد روش پیشنهاد شده در آنالیز تصویر و استخراج مشخصات سطح، یک تصویر میکروسکوپ نیروی اتمی از سطح HfO2/Cu/HfO2 با ابعاد $\mu m ۱ \times \mu m ۱$ مورد بررسی قرار گرفته است (شکل ۱) [۱].



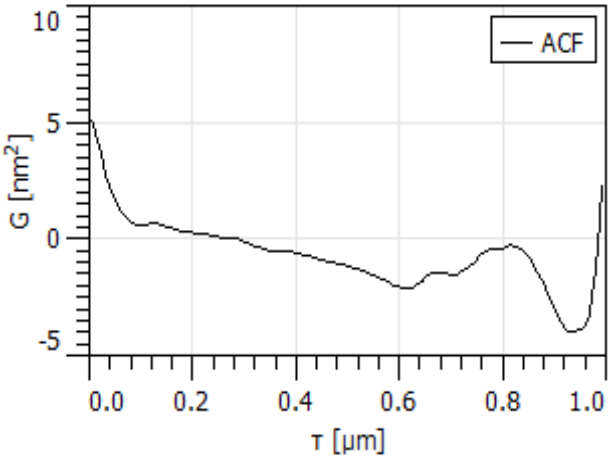
شکل ۱: تصویر میکروسکوپ نیروی اتمی از سطح $HfO_2/Cu/HfO_2$ [۱].

تابع خود همبستگی، همگردش (convolution) تصویر سطح با سطح انتقال یافته به اندازه τ در راستای افقی است. برای محاسبه این تابع ابتدا τ برابر صفر قرار داده می‌شود که در این حالت تابع خود همبستگی بیشترین مقدار را دارد. با افزایش τ مقدار تابع خود همبستگی نسبت به مقدار بیشینه کاهش می‌یابد[۷]. به عبارت دیگر تابع خود همبستگی معیاری برای همسانی ارتفاعات سطح است.

تابع ACF محاسبه شده توسط نرم‌افزار Gwyddion در شکل۲ آمده است. در این نمودار محور افقی(T) مقدار انتقال سطح و محور عمودی(G) مقدار خود همبستگی سطح به ازای انتقال های متفاوت را نشان می‌دهد.

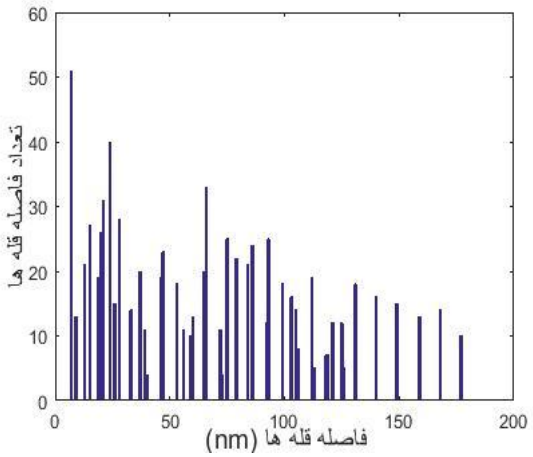
طول همبستگی در نقطه‌ای که تابع خود همبستگی به ۰/۳۶۸ مقدار بیشینه خود می‌رسد، برابر ۴۹ نانومتر است.

همچنین مقدار Rq محاسبه شده توسط Gwyddion برابر با ۲/۳ نانومتر است.



شکل ۲: تابع خود همبستگی محاسبه شده توسط نرم افزار Gwyddion برای سطح مورد بررسی(شکل ۱).

در شکل۳، نمودار فراوانی فواصل قله‌های موضعی طبق روش پیشنهادی در این مقاله ارائه شده است. در این نمودار محور افقی فاصله قله‌ها بر حسب نانومتر و محور عمودی تعداد فاصله قله‌ها را نشان می‌دهد. طول همبستگی به دست آمده توسط روش ارائه شده ۴۵ نانومتر است. این پارامتر نشان می‌دهد قله‌های همسایه در سراسر سطح به طور متوسط ۴۵ نانومتر از یکدیگر فاصله دارند. همچنین Rq بدست آمده توسط رابطه(۱) برابر ۲/۲ نانومتر است.



شکل ۳: نمودار فراوانی فاصله قله ها توسط روش ارائه شده در این مقاله.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

پارامترهای مورد بررسی توسط نرم افزار Gwyddion و روش ارائه شده در این مقاله در ارائه شده است.

جدول ۱: مقایسه اطلاعات دو روش.

	R_q(nm)	طول همبستگی(nm)
Gwyddion	۲/۲	49
روش پیشنهادی	۲/۳	45

نتیجه گیری

پارامتر Rq محاسبه شده توسط کد نویسی در نرم افزار MATLAB اختلاف بسیار کمی با مقدار بدست آمده توسط نرم افزار Gwyddion دارد. همچنین طول همبستگی بدست آمده توسط روش ارائه شده در این مقاله (۴۵ نانومتر) با طول همبستگی به دست آمده از تابع خود همبستگی در نقطه ای که تابع به ۰/۳۶۸ مقدار اولیه خود می‌رسد(۴۹ نانومتر) قابل مقایسه است.

مرجع‌ها

[1] M. Ramzan *et al.*, "AFM applications to study the morphology of HfO2 multilayer thin films," *Superlattices and Microstructures*, vol. 82, pp.399-405, 2015.

[2] T. Thomas, "Recent advances in the measurement and analysis of surface microgeometry," *Wear*, vol. 33, no. 2, pp.205_233, 1975.

[3] D. Nečas and P. Klapetek, "Gwyddion: an open-source software for SPM data analysis," *Open Physics*, vol. 10, no. 1, pp. 181-188, 2012.

[4] M. Raposo, Q. Ferreira, and P. Ribeiro, "A guide for atomic force microscopy analysis of soft-condensed matter," *Modern research and educational topics in microscopy*, vol. 1, pp.758-769, 2007.

[5] J. P. Davim, *Tribology for engineers: A practical guide*. Elsevier, 2011.

[6] S. M. O. Tavares, "Analysis of surface roughness and models of mechanical contacts," Ph. D. dissertation (Università di Pisa,2005),2005

[7] B. Bhushan, "Surface roughness analysis and measurement techniques," in *Modern Tribology Handbook, Two Volume Set*: CRC press, 2000, pp. 74-144.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مقایسه ترکیب باریکه های همدوس و ناهمدوس لیزرهای پرتوان

سوگل تدینی، مهدی شایگان منش

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران،تهران

چکیده- دراین مقاله، پرتو لیزر فیبری با طول موج یک میکرون در فاصله هدف یک کیلومتر در سطوح متفاوت تلاطم جو بررسی و مشاهده شد که با افزایش تلاطم ، شدت پرتو تحت تأثیر قرار گرفته و مقدار آن کاهش می‌یابد. با توجه به تأثیر پارامترهای جو بر باریکه در حین انتشار و نیز با توجه به کاربردهای لیزر در جو دو روش ترکیب همدوس و ناهمدوس باریکه مورد بررسی قرار گرفته است. با مقایسه پارامترهای قله شدت و انداز لکه در هدف درسطوح تلاطم متفاوت به دو روش مذکور، مشاهده شد که در بسیاری از کاربردها صرف نظر از طراحی ترکیب پرتو، می‌توان روش ناهمدوس را جایگزین روش همدوس نمود.

کلید واژه- تلاطم جو ، ترکیب ناهمدوس پرتو

Comparison of coherent and incoherent beam combining high-power lasers

Sogol Tadayyoni, Mahdi Shayganmanesh

Physics Department, Iran University of Science and Technology, Tehran

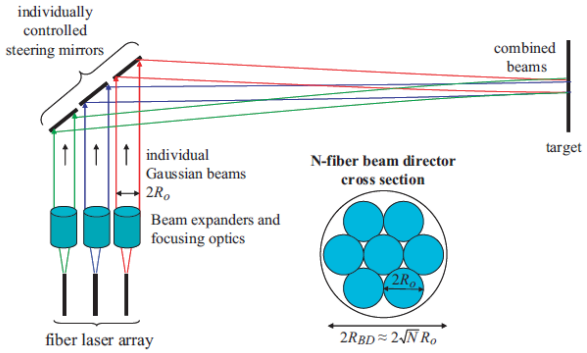
Abstract- In this paper propagation of fiber laser beam with $1\mu m$ wavelength was investigated in various atmospheric turbulence levels for 1km target range. It is found that intensity of laser beam decreases by increasing turbulence. During the propagation, other important beam parameters are also affected by atmospheric turbulence. Regarding laser applications in atmosphere, the coherent and incoherent beam combining methods are investigated. In various turbulence levels, by comparing peak intensity and spot size parameters on the target, it was observed that in many applications, we can use incoherent combining methods instead of coherent.

Keywords: Atmospheric turbulence, Incoherent beam combining.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

لیزرهایی با شدت و توان بالا طیف گسترده‌ای از کاربردها را در پردازش مواد و جراحی‌های پزشکی تا کنترل از راه دور، نظامی و دیگر زمینه‌ها ارائه می‌دهند. لیزرهای با شدت بالا با اثراتی مانند گرم شدن ماده، آسیب اپتیکی و اثرات غیرخطی همراه هستند. یک سیستم انرژی جهتمند باید توانایی ارسال توان‌های بالا از طریق جو به سمت هدف را داشته باشد.چنین سیستمی باید دارای پایداری مناسب و همچنین کم‌حجم باشد[۱] . لازم به ذکر است، پیشرفت‌های اخیر در لیزرهای حالت جامد، به ویژه لیزرهای فیبری سبب شده تا این نوع لیزرها به عنوان گزینه‌ای برای کاربردهای انرژی جهتمند انتخاب شوند. از جمله راه‌کارهای پیشنهادی به منظور افزایش توان و شدت سیستم‌های لیزری، ترکیب باریکه می‌باشد. به طور کلی دو نوع روش ترکیب باریکه وجود دارد : ترکیب همدوس و ترکیب ناهمدوس باریکه. روش ترکیب همدوس با وجود مزایای بسیاری از قبیل حفظ کیفیت باریکه پرهزینه بوده و پیچیدگی‌های فنی زیادی از قبیل قفل‌شدگی فاز و پهنای خطی باریک، $\frac{\delta\lambda}{\lambda} < 10^{-6}$ ، را دارد[۲]. در مقابل روش ناهمدوس هزینه پایین‌تری دارد و با روشهایی نظیر آرایه لنزی و طیفی قابل انجام است.در این مقاله به معرفی روش آرایه لنزی که از یک هندسه تلسکوپی برای کانونی کردن پرتوها استفاده می‌کند، می‌پردازیم. در این روش می‌توان با تنظیم فاصله بین دو آینه لکه کانونی را کنترل کرد. در این تحقیق محاسبات با استفاده از برنامه‌نویسی با نرم افزار MATLAB انجام شده و نشان داده شده است که برخی ویژگی‌های باریکه مانند شدت باریکه و اندازه لکه در تلاطم جوی متوسط تا قوی در روش همدوس و ناهمدوس تفاوت چندانی با یکدیگر ندارند. در شکل۱ طرحواره‌ای از روش ترکیب آرایه لنزی که یکی از روش‌های ترکیب ناهمدوس می‌باشد، نمایش داده شده است.



شکل ۱: طرحواره‌ای از روش ترکیب آرایه‌ای با استفاده از لیزرهای فیبری[۱]

۲- فرمول‌بندی انتشار باریکه‌های لیزر در جو

سیستم‌های الکترواپتیکی با سه مولفه اصلی شامل منبع، آشکارساز و محیط انتشار مشخص می‌شوند، با توجه به اینکه اغلب دو مولفه منبع و آشکارساز دارای کیفیت خوبی هستند، مولفه محیط انتشار را می‌توان عامل محدودکننده در این سیستم‌ها دانست. با توجه به کاربردهای ارسال امواج در جو مانند تصویربرداری نجومی، ارتباطات اپتیکی فضای آزاد، سنجش از راه دور و رادار لیزر، متأسفانه پدیده‌های فیزیکی مانند جذب، پراکندگی و نوسانات ضریب شکست (تلاطم اپتیکی) اثرات زیان‌باری در عملکرد سیستم‌های الکترواپتیکی دارند. علاوه بر اتلاف به سبب پدیده‌های خوش‌رفتار جذب و پراکندگی، پدیده فیزیکی دیگری با عنوان شکوفه‌زنی حرارتی(thermal blooming) زمانی اتفاق می‌افتد که باریکه‌های لیزر با انرژی بالا از طریق جو منتشر و بخش کمی از انرژی توسط مولکول‌ها و ذرات موجود در هوا جذب می‌شود. در نتیجه هوا به صورت موضعی گرم و در نهایت منجر به کاهش چگالی هوا و واگرایی باریکه می‌شود. با توجه به انتشار باریکه‌های لیزر در شرایط متفاوت، یکی از پارامترهای مشخص‌کننده سطح تلاطم، ثابت ساختار ضریب شکست (C_n^2)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

می‌باشد. از مهم‌ترین پارامترهای باریکه لیزر در جو، میانگین زمانی اندازه لکه R(L) در فاصله انتشار L بوده، که به صورت رابطه (۱) داده می شود:[۳]

$$R^2(L) = \left(\frac{\lambda L}{\pi R_0}\right)^2 \left(M^4 + 2.9(\frac{R_0}{r_0})^2\right) + \Theta_{jitter}{}^2 L^2 + R_0^2 \left(1 - \frac{L}{L_{focal}}\right)^2 \quad (۱)$$

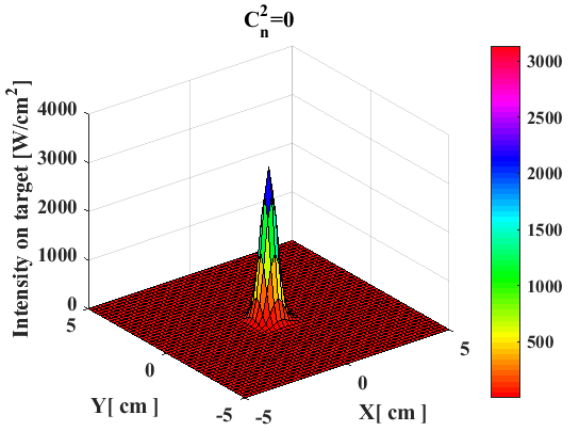
در رابطه (۱)، M^2 پارامتر کیفیت باریکه بوده، که مقدار آن برای باریکه لیزری دلخواه بزرگتر یا مساوی مقدار واحد $M^2 \geq 1$، است. هرچه مقدار این پارامتر کمتر باشد باریکه لیزری از کیفیت بهتر و در نتیجه واگرایی کمتر و قابلیت تمرکزپذیری بیشتری برخوردار خواهدبود. همچنین دررابطه (۱)، R_0 اندازه لکه اولیه، Θ_{jitter} زاویه واگرایی مرتبط به نوسانات مکانیکی محیط ارسال، L_{focal} فاصله کانونی، r_0 طول همدوسی عرضی (پارامتر فرید) که مربوط به تلاطم محیط بوده و با رابطه زیر تعریف می‌شود:[۱]

$$r_0 = 0.184 \left(\frac{\lambda^2}{C_n^2 L}\right)^{\frac{3}{5}} \quad (۲)$$

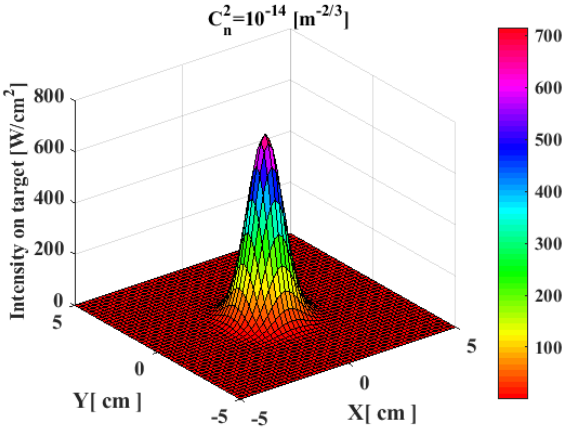
همانطور که بیان شد عبور باریکه لیزر از جو تابع طول موج مورد استفاده و پدیده‌های فیزیکی شامل جذب، پراکندگی و تلاطم اپتیکی است. همه این عوامل سبب می‌شود تا شدت لیزر به عنوان یک پارامتر مهم تحت تاثیر قرار گرفته و با تقریب شکل شبه گاوسی خود را حفظ نموده اما اندازه لکه آن بزرگتر شود.[۱]

$$\langle I(r, z = L)\rangle = I_0 \frac{R_0^2}{R^2(L)} \exp\left(\frac{-2r^2}{R^2(L)}\right) \quad (۳)$$

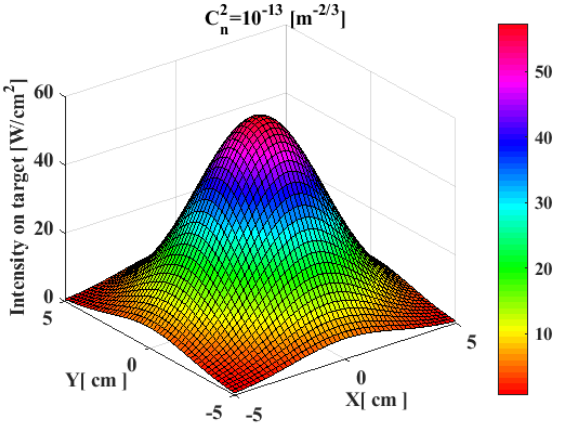
دررابطه (۳)، I_0 شدت اولیه لیزر و کمیت R(L) میانگین اندازه لکه لیزر معرفی شده در رابطه (۱) است. شکل(۲)، پروفایل شدت در فاصله هدف L =1Km، R_0 =5cm با توان اولیه لیزر 2Kw در سطوح تلاطم متفاوت را نمایش می دهد.



شکل ۲- الف- پروفایل شدت در ($C_n^2 = 0$).



شکل ۲: ب- پروفایل شدت در سطح تلاطم ($C_n^2 = 10^{-14}$).



شکل ۲:ج- پروفایل شدت در سطح تلاطم ($C_n^2 = 10^{-13}$).

۳- مقایسه ترکیب همدوس و ناهمدوس در جو

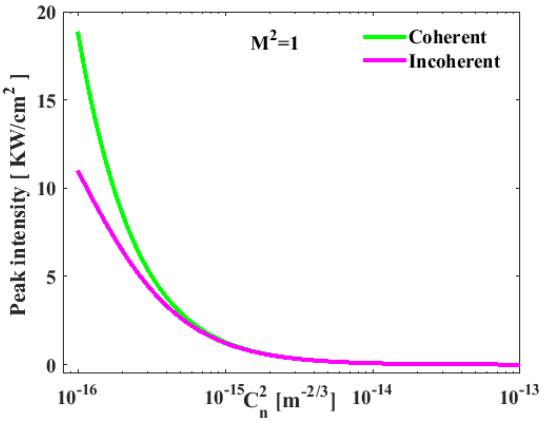
همانطور که پیش از این بیان شد، اجرای روش ناهمدوس در مقایسه با روش همدوس از پیچیدگی‌های فنی کمتری

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

برخوردار است. همین امر سبب شد در بسیاری از کاربردها روش ناهمدوس جایگزین روش همدوس شود. کمیت قله شدت باریکه به صورت رابطه (۴) تعریف می‌شود:[۱،۲،۳]

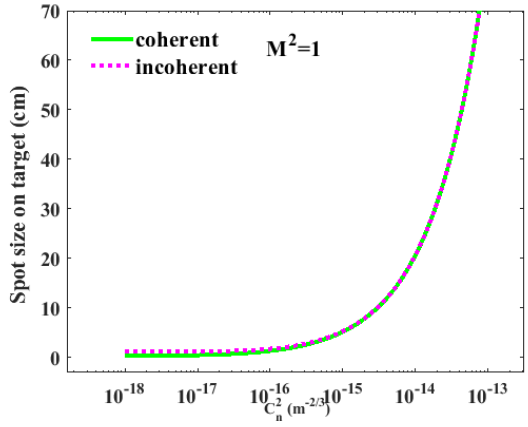
$$I_{Peak}= \left(\frac{6.28\,P_T}{M^4+2.9\left(\frac{R_0}{r_0}\right)^2+\left(\frac{\pi R_0 \Theta_{jitter}}{\lambda}\right)^2}\right)\left(\frac{R_0}{\lambda L}\right)^2 \exp(-\gamma L) \qquad (۴)$$

در رابطه (۴)، $\gamma = \alpha + \beta$ ضریب خاموشی بوده و این کمیت ناشی از مجموع اثرات جذب و پراکندگی ذرات موجود در محیط است. همچنین P_T توان ارسالی به سمت هدف می‌باشد. شکل(۳)، مثالی از روند تغییرات قله شدت برای هر دو پیکربندی همدوس و ناهمدوس را نشان می‌دهد. در این مثال طول موج یک میکرون، $P_T = 100Kw$، همچنین ضرایب M^2 =1،L=6Km جذب و پراکندگی به ترتیب $\alpha = 10^{-8}(cm^{-1})$ و $\beta = 10^{-6}(cm^{-1})$ در نظر گرفته شده است. برای روش همدوس $R_{BD} = R_0 = 50\ cm$ و ناهمدوس $R_{BD} = \sqrt{N}\ R_0$ در نظر گرفته شده ، که در آن N تعداد باریکه‌هاست، در این مثال برای مورد ناهمدوس N=10 است.



شکل ۲:مقایسه قله شدت در روش همدوس و ناهمدوس.

همچنین می‌توانیم با استفاده از اطلاعات موجود در مسئله شکل(۳)، پارامتر اندازه لکه در هدف را برای دو روش همدوس و ناهمدوس با هدایتگر پرتو به شعاع R_{BD} (50cm)، با یکدیگر مقایسه کنیم.



شکل ۳:مقایسه اندازه لکه در هدف در سطوح تلاطم متفاوت برای دو روش همدوس و ناهمدوس.

۴- نتیجه‌گیری

با توجه به کاربردهای وسیع انتشار لیزر در جو و مقایسه میزان تغییرات پارامترهای مهم پرتو مانند شدت و اندازه لکه در هدف در تلاطم‌های متفاوت، می‌توان نتیجه گرفت در سطوح تلاطم متوسط تا قوی پارامترهای پرتو انتشاریافته با ترکیب ناهمدوس بسیار نزدیک به ترکیب همدوس است. بنابراین با توجه به مشکلات و پیچیدگی‌های فنی در روش ترکیب همدوس که در بخش مقدمه به آنها اشاره شد، در بسیاری از کاربردها می‌توان از روش ترکیب ناهمدوس به جای همدوس استفاده نمود.

مراجع

[1] P. Sprangle, A. Ting, J. Peñano, R. Fischer, and B. Hafizi, "incoherent combining and atmospheric propagation of high-power fiber lasers for directed-energy applications", IEE J. Quantum Electronics, vol.45, No. 2, pp.138-148, 2009.

[2] P. Sprangle, A. Ting, B. Hafizi, R. Fischer, "High-power lasers for a directed-energy applications", Journal of Applied physics, vol.54, No.31, 2015.

[3] P. Sprangle, J. Peñano, " beam combining and atmospheric propagation of high power lasers", Naval Research Laboratory reported, NRL/MR/6790-11-9371, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

پایداری امواج سطحی بر روی پلاسمای کوانتومی ابرچگال

مریم تحفه[۱]، لیلا رجایی[۲]، صدیقه میرابوطالبی[۱]، لاله فرهنگ متین[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران شمال، تهران، ایران

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه قم، قم، ایران

در این مقاله به مطالعه‌ی اثرات غیرخطی در تشکیل و برانگیختگی امواج سطحی، در مرز مشترک بین یک محیط پلاسما و خلاء می‌پردازیم. محیط پلاسما را ابر چگال فرض نموده و برای آن اثرات کوانتومی در نظر می‌گیریم. سپس شرایط برانگیختگی امواج سطحی را بر روی سطح آن، در مجاورت خلاء ، مورد مطالعه قرار می‌دهیم. این امواج سطحی به صورت خطی دارای پایداری کمی هستند. دامنه میدان الکتریکی امواج سطحی هم به صورت تحلیلی و هم به صورت عددی محاسبه می‌شود. همچنین شرایط پایداری امواج سطحی برانگیخته را با بررسی رابطه پاشندگی، بدست می‌آوریم.

کلید واژه: امواج سطحی، پلاسمای چگال کوانتومی، پلاسمون، رابطه پاشندگی

The stability of plasma surface wave on the quantum over-dense plasma

M. Tohfeh[1], L. Rajaee[2], S. Miraboutalebi[1], L. Farhang matin[1]

1 Department of Physics Islamic Azad University, Tehran, Iran

2 Department of Physics University of Qom, Qom, Iran

In this paper, we study the nonlinear effects on the excitation of the surface waves on a plasma-vacuum interface. We suppose that the plasma medium is over-dense and shows quantum effects. Then, the conditions for the excitation of the surface waves on its interface with vacuum are investigated. These surface waves are linearly weakly stable. The amplitude of the electric field of the surface wave are calculated both analytically and numerically. Also, it is obtained the conditions appropriate for the stability of the surface wave by investigating the corresponding dispersion relation.

Keywords: Surface waves, Quantum over dense plasma, Plasmon, Dispersion relation.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

پیشرفتهای گسترده در حوزه نانوتکنولوژی و نیز گرایش روزافزون به علم و فناوری نانو، مطالعه پدیده‌های نوری در مقیاس نانومتری را امری اجتناب ناپذیر می‌کند. طی چند سال اخیر تحقیقات زیادی درباره انتشار امواج در پلاسما صورت گرفته است [1]. در این میان امواج الکترومغناطیس که در سطح پلاسما منتشر می‌شوند از اهمیت فراوانی برخور دارند. این امواج در طول فصل مشترک پلاسما-خلاء منتشر می‌شوند و از نظر کیفی لزوماً به خواص محیط و شرایط مرزی بستگی دارند. در سالهای اخیر مواد مصنوعی یا به عبارت دیگر شبه مواد با ضریب شکست منفی کاربردهای جدیدی در زمینه‌های مختلف علم و فن‌آوری یافته‌اند [2]. پژوهشها نشان می‌دهد که عبور غیرعادی امواج الکترومغناطیسی و جذب تشدیدی این امواج از اینگونه مواد، ناشی از برانگیختگی مدهای سطحی و یا پلاسمون‌ها می‌باشد [3,4]. پلاسمون‌های سطحی، پلاسمون‌های محدود شده به سطح هستند و به شدت با نور ناشی از پلاریتون‌ها واکنش نشان می‌دهند [5]. آن‌ها در فصل مشترک بین خلاء و مواد با ثابت دی-الکتریک موهومی کوچک مثبت و حقیقی بزرگ منفی (معمولاً فلز و دی‌الکتریک آلاییده) رخ می‌دهد. برای بررسی پلاسمون سطحی، ابتدا باید رفتار فلزات در مقابل میدان الکترومغناطیسی نور مورد مطالعه قرار گیرد. پاسخ اپتیکی فلزات توسط تابع دی الکتریک آن‌ها شناخته می‌شود [6]. امواج الکترومغناطیسی بعد از عبور از لایه‌ی دی‌الکتریک به صورت موج گذرا درآمده و آنگاه بر روی سطح مرزی بین دی‌الکتریک و پلاسما موجب برانگیزش مودهای سطحی پلاسما می‌شوند. ایجاد امواج سطحی موجب انتقال انرژی الکترومغناطیسی از ماده‌ی پلاسمای فوق چگال خواهد شد که در این حالت می‌توان مقادیر میدان الکتریکی و پتانسیل ایجاد شده را محاسبه نمود [7]. ویژگی مهم این امواج را می توان در ماکزیمم بودن دامنه آنها در سطح پلاسما نسبت به نواحی دیگر آن دانست. پدیده های موجود در پلاسما را می توان به صورت خطی و یا غیرخطی بررسی کرد [8]. مشخصه مهم یک نظریه خطی برقراری اصل برهم نهی است که کمک زیادی در ساده کردن ساختارهای ریاضی یک نظریه می کند. دانشمندان در دهه‌های اخیر توجه زیادی به پدیده‌های غیرخطی نشان می‌دهند زیرا ارتباط تنگاتنگ با تکنولوژی دارد. در پژوهش حاضر، با در نظر گرفتن جنبه های کوانتومی برای یک محیط پلاسمای ابرچگال، به بررسی مجموعه معادلات حاکم بر محیط پرداخته می‌شود. سپس ضمن بدست آوردن رابطه پاشندگی انتشار امواج سطحی مورد بررسی قرار می‌گیرد. در پایان پس از انجام برآوردهای عددی و بررسی حالتهای خاص، نتیجه‌گیری پژوهش ارائه می‌شود.

معادلات بنیادی امواج الکترومغناطیس

نخست به بررسی عبور امواج الکترومغناطیسی از داخل یک پلاسمای فوق چگال مغناطیده می‌پردازیم. بدین منظور معادلات بنیادی ماکسول و اندازه حرکت را با استفاده از روش اختلال حل می‌نماییم. برای انجام این کار میدان های الکتریکی و مغناطیسی و چگالی جریان و نیز پتانسیل را به صورت یک ترم اختلالی و یک ترم غیراختلالی در نظر گرفته و کمیتهای میدان الکتریکی و پتانسیل در پلاسمای فوق چگال مغناطیده را محاسبه می‌نماییم. برای این منظور معادلات ماکسول به شکل زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\frac{\partial V}{\partial t}+\frac{e}{m}E+\frac{V_{Fe}^2}{n_0(x)}\nabla n-\frac{\hbar^2}{4m^2n_0(x)}\nabla\nabla^2 n+\frac{e}{m}(V\times B)=0 \quad (1)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\frac{\partial n}{\partial t}+\nabla.(n_0(x)V)=0 \qquad (۲)$$

$$\nabla.E=-4\pi ne \qquad (۳)$$

$$\nabla\times E=-\frac{1}{c}\frac{\partial B}{\partial t} \qquad (۴)$$

در این روابط $\vec{E},\vec{B},\vec{V}$ به ترتیب سرعت حامل های بار و میدان مغناطیسی و الکتریکی است و n_0 چگالی حاملین بار الکتریکی هستند. همچنین یونها بدون حرکت فرض شده‌اند. بخش زمانی کمیتها به شکل $e^{-i\omega t}$ در نظر گرفته شده و در این صورت از معادلات (۱) و (۲) و (۳) معادله موج خطی به شکل زیر در می‌آید:

$$-i\omega n\vec{v}+n(\vec{v}.\vec{\nabla})\vec{v}=\frac{en}{m}\nabla\varphi(x)-v_{th}^2\vec{\nabla}n \qquad (۵)$$

$$-i\omega n+\vec{\nabla}.n\vec{v}=0 \qquad (۶)$$

$$\nabla^2\varphi(x)=4\pi ne \qquad (۷)$$

در اینجا n و v نشان دهنده کمیات مختل شده سرعت و چگالی الکترونها هستند. همچنین e و m به ترتیب بار و جرم الکترون است. با اعمال تبدیلات زیر کمیتهای بعددار معادلات بالا بدون بعد می‌شوند:

$$\tilde{n}=\frac{n}{n_0}\ ,\tilde{\varphi}=\frac{\varphi}{\varphi_0}\ ,|\tilde{v}|=\frac{v}{c} \qquad (۸)$$

که در این روابط $\omega=kc$ می‌باشد. با استفاده از روش تقریب معادلات (۵) و (۶) و (۷) به صورت زیر نوشته می‌شوند و برای ساده‌سازی علامت ~ حذف گردیده است:

$$n\vec{v}+in(\vec{v}.\vec{\nabla})\vec{v}=i\frac{\omega_p^2}{\omega^2}n\vec{\nabla}\varphi(x)-iv_{th}^2\vec{\nabla}n \qquad (۹)$$

$$n+i\vec{\nabla}.n\vec{v}=0 \qquad (۱۰)$$

$$\nabla^2\varphi(x)=n \qquad (۱۱)$$

در ادامه برای محاسبه پتانسیل با توجه به نظریه اختلال در این تقریب تا تقریب مرتبه دوم را نوشته و پس از خطی کردن روابط برای مرتبه اول خواهیم داشت:

$$v_{th}^2\nabla^4\varphi_1(x)+(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2})\nabla^2\varphi_1(x)=0 \qquad (۱۲)$$

در این روابط ضریب گذردهی معادل یک پلاسما به صورت $\varepsilon=(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2})$ تعریف می‌شود و زمانیکه $\omega_p<\omega$ شود آنگاه $\varepsilon<0$ خواهد شد. برای انگیخته شدن مناسب این مودهای سطحی نیاز به امواج میرا می‌باشد لذا برای حل معادله (۱۲) پتانسیل را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$\varphi_1(x)=A(c_1e^{-k_yx}+c_2e^{+k_yx}+c_3e^{-\alpha x}+c_4e^{+\alpha x}) \qquad (۱۳)$$

با قرار دادن معادله (۱۳) در روابط (۹) و (۱۰) می‌توان مقادیر سرعت‌های خطی را در دو راستای x و y به صورت زیر محاسبه نمود:

$$v_{1x}=-i\frac{\omega_p^2}{\omega^2}k_yc_1e^{-k_yx}-i\alpha c_3e^{-\alpha x} \qquad (۱۴)$$

$$v_{1y}=-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}k_yc_1e^{-k_yx}-k_yc_3e^{-\alpha x} \qquad (۱۵)$$

با در نظر گرفتن پتانسیل هوا به صورت $\varphi(x)=Ae^{k_yx}$ و با اعمال شرایط مرزی و حل معادلات (۹) و (۱۰) ضرایب مجهول c_3,c_1 به شکل زیر بدست می‌آیند:

$$c_1=\frac{(\alpha+k_y)}{(\alpha-k_y)}A,c_3=\frac{2k_y}{(k_y-\alpha)}A \qquad (۱۶)$$

توجه شود که A یک مقدار ثابت است. تابع پتانسیل برای پلاسمای چگال مغناطیده در اختلال مرتبه اول به صورت زیر بدست می‌آید:

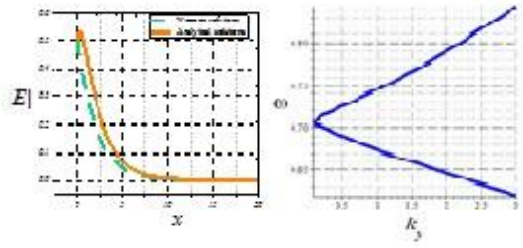
$$\varphi_1(x)=\frac{(\alpha+k_y)}{(\alpha-k_y)}Ae^{-k_yx}+\frac{2k_y}{(k_y-\alpha)}Ae^{-\alpha x} \qquad (۱۷)$$

سپس با استفاده از روش عددی نتایج بدست آمده برای پتانسیل موج سطحی ایجاد شده در داخل پلاسما با شکل‌های (۱) و (۲) داده می‌شوند. همچنین با استفاده از صفر قرار دادن دترمینان ضرایب، ماتریس رابطه پاشندگی بدست می آید.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\omega_1'^2 = -\frac{1}{2}\frac{1}{k_y v_{th} - 1}, \omega_2'^2 = -\frac{1}{2}\frac{1}{k_y{}^2 v_{th}^2 + 1} \qquad (۱۸)$$

در اینجا برای حالت $k_y v_{th} \langle 1$ حالت پایدار بدست می‌آید. سپس با استفاده از نرم افزار میپل رابطه پاشندگی در نمودار شکل (۱) نشان داده شده است. در این نمودار رابطه پاشندگی به صورت ω بر حسب k_y، برای سرعت حرارتی $v_{th} = 0.1$، رسم شده است. مطابق با این شکل، به ازای هر k_y ، دو دسته جواب، با ω مثبت و قابل قبول موجود است.



شکل ۱و۲ به ترتیب از راست به چپ: شکل ۱ نمودار پاشندگی برای سرعت حرارتی و شکل ۲ تغییرات میدان الکتریکی بر حسب مکان

در شکل (۲) نمودار توزیع میدان الکتریکی بر حسب مکان به ازای مقدار مشخص A=0.5 رسم شده است. در اینجا در حالت خطی میدان الکتریکی در مرز پلاسما بر حسب مکان رسم شده است همانطور که انتظار داشتیم امواج در امتداد عمود بر مرز میدان میرا می شود. جوابهای عددی و تحلیلی با تقریب خوبی به یکدیگر نزدیک هستند. در اینجا با استفاده از نرم افزار میپل رابطه پاشندگی در نمودار شکل (۲) نشان داده شده است. در این نمودار رابطه پاشندگی به صورت ω بر حسب k_y، برای سرعت حرارتی $v_{th} = 0.1$، رسم شده است. مطابق با این شکل، به ازای هر k_y ، دو دسته جواب، با ω مثبت و قابل قبول موجود است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله انتشار امواج سطحی در محیط پلاسما بررسی شد. بدین منظور مجموعه‌ای از معادلات سیال شامل معادلات ماکسول و معادلات پیوستگی به کار گرفته شدند تا رابطه پاشندگی برای امواج مورد نظر بدست آورده شوند. در روابط تحلیلی به دست آمده معادلات (۱۸) تاثیر عوامل مختلف بر رابطه پاشندگی امواج نمایان شد. به منظور محاسبه میدانهای الکتریکی و رابطه پاشندگی امواج سطحی باید معادلات غیر خطی حل شوند با توجه به اینکه این معادلات غیرخطی هستند و جواب تحلیلی ندارند در این مقاله با استفاده از روش خطی سازی جواب مرتبه اول برای آنها بصورت تحلیلی بدست آمده و سپس با استفاده از نرم افزار PDE مجموعه معادله حل عددی شده و جوابها در دو حالت با یکدیگر مقایسه شده اند. نتایج نشان می‌دهند که تقریب خطی بسیار نزدیک به حالت کلی است همچنین رابطه پاشندگی امواج سطحی در حالت خطی بدست آمده و شرایط پایداری موج سطحی بررسی شدند.

مرجع‌ها

[1] J. B. Pendry, D. Schurig, D. R. Smith. “Controlling electromagnetic fields.” Science, 312(2006) 1780.

[2] T. Suyama, Y. Okuno and T. Matsuda. “Surface Plasmon resonance absorption in a multilayered thin film grating.” J. Electromagnetic Waves and Applications, 23 (2009) 1773.

[3] Yu. P. Biliokh, Plasmon mechanism of light transmission through a metal film or a plasma layer, Optics Communications 259(2), 2006.

[4] Gradov O M and Stenflo L 1982 Phys.Scr.25 631.

[5] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, P. A. Wolff. “Extraordinary optical transmission through sub-wavelength whole arrays.” Nature, 391 (1998) 667.

[6] J. Valentine, S. Zhang, T. Zentgraf, E. Ulin-Avila, D. A. Genov, G. Bartal, and X. Zhang. “Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index.” Nature, 455 (2008) 376.

[7] L. Rajaei, S. Miraboutalebi and B. Shokri. “Transmission of electromagnetic wave through a warm over-dense plasma layer with dissipative factor.” Physica Scripta, (2011) 8949.

[8] S. Miraboutalebi, L Rajaee, and M. K. Khadivi Borogeni, 7 (2013) 1.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

درهم‌تنیدگی حالت‌های ابرهمدوس دوفوتونی

معتمدی نسب ، امین[۱] ؛ افشار ، داود[۲و۳]

[۱]دپارتمان فیزیک، دانشکده فنی و حرفه‌ای شهید چمران، دانشگاه فنی و حرفه‌ای استان خوزستان، اهواز

a.motamedi@hotmail.com

[۲] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز

[۳] مرکز تحقیقات لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز

da_afshar@yahoo.com

چکیده-حالت‌های ابرهمدوس دوفوتونی، ویژه‌حالت‌های توان دوم عملگر نابودی ابرتقارنی هستند. در این مقاله درهم‌تنیدگی دو دسته از این حالت‌ها را بررسی می‌کنیم. به این منظور پایه‌های متعامد و بهنجار بوزونی را معرفی کرده و با استفاده ار آن‌ها حالت‌های ابرهمدوس را به حالت-های دوکیوبیتی تبدیل می‌کنیم . مشاهده می‌شود که حالت‌های ابرهمدوس دوفوتونی درهم‌تنیده هستند و برخلاف حالت‌های ابرهمدوس تک فوتونی، درهم‌تنیدگی آن‌ها به پارامتر همدوسی وابسته است. برای پارامترهای همدوسی بزرگ، رفتار درهم‌تنیدگی این دو دسته حالت، عکس یکدیگر است اما برای هردو دسته از حالت‌ها، بیشترین افت و خیز درهم‌تنیدگی در پارامترهای همدوسی کوچک رخ می‌دهد.

کلید واژه- درهم‌تنیدگی، حالت‌های ابرهمدوس دوفوتونی

Entanglement of Two Photon Supercoherent States

A. Motamedinasab[1], D. Afshar [2,3]

[1] Department of Physics, Faculty of Shahid Chamran, Khouzestan branch, Technical and Vocational University (TVU), Ahvaz, Iran

a.motamedi@hotmail.com

[2] Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

[3] Center for Research on Laer and Plasma, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

da_afshar@yahoo.com

Abstract-Two- photon supercoherent states are the eigenstates of square of the supersymmetric annihilation operator. In this paper, we investigate the entanglement of two classes of these states. To this end, orthogonal and normalized bosonic bases are introduced and supercoherent states would be transformed to the two-qubit ones with the use of them. It is observed that two-photon supercoherent states are entangled and their entanglement depends on the coherency parameter unlike the one-photon supercoherent states. The entanglement behavior of these two classes of states are different for large values of the coherency parameter. However, the maximum of fluctuation of entanglement occurs for both of these two classes in small values of coherency parameter.

Keywords: Entanglement, Two photon supercoherent states

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

نوسانگر هماهنگ بوزونی یکی از سیستم‌های پرکاربرد در فیزیک است. حالت‌های همدوس نوسانگر هماهنگ در توصیف کوآنتومی نور بسیار با اهمیت هستند و جبر موجود بین هامیلتونی و عملگرهای آفرینش و نابودی، جبر هایزنبرگ است. در تعمیم ساده‌ای از جبر هایزنبرگ عملگرهای آفرینش و نابودی بوزونی با توان m ام آن‌ها جایگزین می‌شوند ($\hat{\tilde{a}} \equiv \hat{a}^m, \hat{\tilde{a}}^\dagger \equiv \hat{a}^{\dagger m}$)[۱] . حالت‌های همدوسی که با استفاده از این عملگر نابودی به‌دست می‌آیند را حالت‌های همدوس چند فوتونی می‌نامند [۲]. در حالت خاص حالت همدوس دوفوتونی ($m=2$) ، نشان داده می‌شود که این حالت‌ها معادل با برهم‌نهی‌های زوج و فرد حالت‌های همدوس معمولی هستند [۱]. این حالت‌ها اثر خوشه‌ای و فشردگی را نشان می‌دهند و خصوصیات غیر کلاسیکی این حالت‌ها به دلیل کاربرد آن‌ها در ارتباطات کوانتومی [۳] و رمزنگاری کوآنتومی [۴] دارای اهمیت فراوانی است.

از سوی دیگر برای سیستم نوسانگر هماهنگ ابرمتقارن که مرکب از نوسانگرهای فرمیونی و بوزونی است، می‌توان حالت‌های ابرهمدوس را به عنوان ویژه‌حالت یک عملگر نابودی ابرتقارنی تعریف کرد. تعمیم‌های گوناگونی برای حالت‌های ابرهمدوس پیشنهاد شده است که از آن‌جمله می‌توان به معرفی حالت‌های ابرهمدوس دوفوتونی اشاره کرد. در این مقاله به مطالعهٔ درهم‌تنیدگی این حالت‌ها می‌پردازیم. به این منظور در بخش دوم حالت‌های ابرهمدوس چند فوتونی نوسانگر هماهنگ ابرمتقارن، را به‌صورت اجمالی بررسی می‌کنیم. در بخش سوم درهم‌تنیدگی این حالت‌ها را مطالعه کرده و بخش آخر نیز به نتیجه‌گیری اختصاص دارد.

حالت‌های ابرهمدوس چند فوتونی

یکی از روش‌های یافتن حالت‌های همدوس، تعریف آن‌ها به عنوان ویژه حالت یک عملگر نابودی است. عملگر نابودی، ویژه‌حالت هامیلتونی را به یک تراز پایین‌تر منتقل می‌کند ($\hat{A}|\psi_n\rangle = |\psi_{n-1}\rangle$). در فضای هیلبرت مرکب از فضاهای هیلبرت بوزونی و فرمیونی، عملگر نابودی تعمیم یافتهٔ نوسانگر هماهنگ ابرمتقارن به‌صورت زیر تعریف می‌شود [۶] :

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} k_1\hat{a} & k_2 \\ k_3\hat{a}^2 & k_3\hat{a} \end{pmatrix} \qquad (۱)$$

که در حالت خاص در فضای ابرمتقارن به‌صورت زیر تعریف شده است [۵-۶] :

$$\hat{A} = \hat{a}.I_f + I_b.\hat{f}^\dagger = \begin{pmatrix} a & 1 \\ 0 & a \end{pmatrix} \qquad (۲)$$

که در آن $\hat{f}$ و $\hat{a}$ به‌ترتیب عملگرهای نابودی فرمیونی و بوزونی و همچنین I_b و I_a به‌ترتیب عملگرهای یکه در زیرفضاهای فرمیونی و بوزونی هستند.

ویژه‌حالت‌های $\hat{A}^2$ (رابطهٔ ۲) به‌عنوان حالت‌های ابرهمدوس دوفوتونی به‌صورت زیر معرفی می‌شوند [۱]:

$$|Z,m,j\rangle = \chi_1|Z,m,j\rangle_f + \chi_2|Z,m,j\rangle_s \ , \chi_1,\chi_2 \in \mathbb{C}$$
$$|Z,m,j\rangle_s = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} z^*|z,m,s_j\rangle - |z',m,s_j\rangle \\ |z,m,s_j\rangle \end{pmatrix},$$
$$|Z,m,j\rangle_f = \begin{pmatrix} |z,m,s_j\rangle \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad (۳)$$
$$s_j = (j+1)\left(1-\delta_{(m-1),j}\right), |z',m,s_j\rangle = \hat{a}^\dagger|z,m,s_j\rangle$$

در رابطهٔ (۳)، $|z,m,j\rangle = \sum_{n=0}\frac{z^{mn+j}}{(mn+j)!}|mn+j\rangle$ حالت غیربهنجار بوزونی تعریف می‌شود . با توجه به این‌که فضای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

هیلبرت نوسانگر هماهنگ ابرمتقارن مجموع m زیرفضای متعامد است که هر زیرفضا متشکل از j زیرفضای دیگر است به نحوی که $j=0,...,m-1$ ، حالت‌های معادلهٔ (۳) ویژه‌حالت‌های عملگر $\hat{A}^m$ هستند.

درهم‌تنیدگی حالت‌های ابرهمدوس دو فوتونی

برای محاسبهٔ درهم‌تنیدگی حالت‌های به‌دست آمده از تابع توافق استفاده می‌کنیم. برای حالت خالص دوکیوبیتی زیر:

$$\begin{aligned}\left|\psi^{AB}\right\rangle &= a\left|0^A,0^B\right\rangle + b\left|0^A,1^B\right\rangle \\ &+ c\left|1^A,0^B\right\rangle + d\left|1^A,1^B\right\rangle\end{aligned} \qquad (۴)$$

تابع توافق عبارت است از [۷] :

$$C\left(\psi^{AB}\right) \equiv 2\left|ad-bc\right| \qquad (۵)$$

در حالتی که $m=2, j=0$ است با استفاده از روابط (۳) حالت ابرهمدوس دوفوتونی را به‌صورت زیر به‌دست می‌آوریم:

(۶)

$$\left|Z\right\rangle_{2,0} = N_2^0 \begin{pmatrix} \chi_1\left(\left|z\right\rangle+\left|-z\right\rangle\right)+\frac{\chi_2}{\sqrt{2}}\left(z^*\left(\left|z\right\rangle-\left|-z\right\rangle\right)-\left(\left|z\right\rangle'+\left|-z\right\rangle'\right)\right) \\ \frac{\chi_2}{\sqrt{2}}\left(\left|z\right\rangle+\left|-z\right\rangle\right) \end{pmatrix},$$

$$\left|N_2^0\right|^2 = \left(4\left|\chi_1\right|^2\cosh\left|z\right|^2 + 4\left|\chi_2\right|^2\cosh\left|z\right|^2 - 4\left|\chi_2\right|^2\left|z\right|^2 e^{-\left|z\right|^2}\right)^{-1}$$

اینک با استفاده از روش مرجع [۸] پایه‌های متعامد و بهنجار زیرفضاهای بوزونی و فرمیونی زیر را تعریف می‌کنیم:

$$\begin{aligned}&\left|0\right\rangle_f = \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}\ ,\ \left|1\right\rangle_f = \begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \\ &\left|0\right\rangle_b = \frac{1}{2\sqrt{\cosh\left|z\right|^2}}\left(\left|z\right\rangle+\left|-z\right\rangle\right), \\ &\left|1\right\rangle_b = \frac{1}{\sqrt{F}}\left(z^*\left(\left|z\right\rangle-\left|-z\right\rangle\right)-\left(\left|z\right\rangle'+\left|-z\right\rangle'\right)\right)\end{aligned} \qquad (۷)$$

که در آن $F=-8\left|z\right|^2 e^{-\left|z\right|^2}+4\cosh\left|z\right|^2$ است.

درهم‌تنیدگی حالت ابرهمدوس (۶) با استفاده از معادلهٔ (۴) عبارت است از:

$$C = 2\left|\chi_2\right|^2\sqrt{F\cosh\left|z\right|^2}\left|N_2^0\right|^2 \qquad (۸)$$

به‌طریق مشابه حالت ابرهمدوس متناظر با $m=2, j=1$ به‌صورت زیر به‌دست می‌آید :

(۹)

$$\left|Z\right\rangle_{2,1} = N_2^1 \begin{pmatrix} \chi_1\left(\left|z\right\rangle-\left|-z\right\rangle\right)+\frac{\chi_2}{\sqrt{2}}\left(z^*\left(\left|z\right\rangle+\left|-z\right\rangle\right)-\left(\left|z\right\rangle'-\left|-z\right\rangle'\right)\right) \\ \frac{\chi_2}{\sqrt{2}}\left(\left|z\right\rangle-\left|-z\right\rangle\right) \end{pmatrix},$$

$$\left|N_2^1\right|^2 = \left(4\left|\chi_1\right|^2\sinh\left|z\right|^2 + 4\left|\chi_2\right|^2\sinh\left|z\right|^2 + 4\left|\chi_2\right|^2\left|z\right|^2 e^{-\left|z\right|^2}\right)^{-1}$$

درهم‌تنیدگی این حالت با تعریف پایه‌های متعامد و بهنجار مشابه رابطهٔ (۷) :

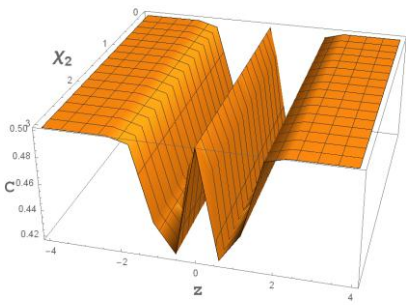
به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$C = 2\left|\chi_2\right|^2\sqrt{G\sinh\left|z\right|^2}\left|N_2^1\right|^2 \qquad (۱۰)$$

که در آن $G=8\left|z\right|^2 e^{-\left|z\right|^2}+4\sinh\left|z\right|^2$ است.

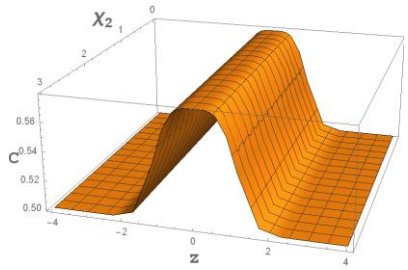
در شکل (۱) درهم‌تنیدگی حالت‌های ابرهمدوس دوفوتونی $\left|Z\right\rangle_{2,0}$ و $\left|Z\right\rangle_{2,1}$ را با فرض $\chi_1=\chi_2$ برحسب پارامتر همدوسی و χ_2 رسم کرده‌ایم.

(الف)



این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

(ب)



شکل-۱: نمودار درهم‌تنیدگی حالت‌های ابرهمدوس دوفوتونی با فرض $\chi_1 = \chi_2$ الف) $m=2, j=0$ ب) $m=2, j=1$.

همان‌گونه که از شکل (۱) پیداست، درهم‌تنیدگی حالت-های ابرهمدوس دوفوتونی به‌ازاء $m=2, j=0$، در zهای کوچک دارای افت و خیز است و در پارامترهای بزرگ همدوسی، درهم‌تنیدگی به سمت بیشینهٔ خود یعنی $C=0.5$ میل می‌کند. رفتار درهم‌تنیدگی حالت ابرهمدوس دوفوتونی به‌ازاء $m=2, j=1$ متفاوت است. درهم‌تنیدگی این حالت‌ها با افزایش پارامترهمدوسی به سمت کمینه خود یعنی $C=0$ میل می‌کند.

نتیجه‌گیری

حالت‌های ابرهمدوس چند فوتونی ویژه حالت توان mام از عملگر نابودی هستند. این حالت‌ها دارای خصوصیات غیرکلاسیکی هستند. در این مقاله برای حالت خاص $m=2$ دو ویژه‌حالت $\hat{A}^2$ را به‌دست آورده و درهم-تنیدگی آن‌ها را مورد مطالعه قرار دادیم. مشاهده می‌شود که درهم‌تنیدگی به پارامتر همدوسی وابسته است ودر پارامترهای همدوسی بزرگ، رفتار این دوحالت عکس یکدیگر است. همچنین در هر دو حالت، درهم‌تنیدگی در پارامترهای همدوسی کوچک دارای افت و خیز می‌باشد؛ حال آن‌که درهم‌تنیدگی در حالت $m=1$ (حالت‌های ابرهمدوس)، که در مرجع [۸] مورد بررسی قرار گرفته است به پارامتر همدوسی بستگی دارد.

References

[1] M C. Celeita, E. D.Bautista and D. J. Fernandez," Multiphoton supercoherent states," arXiv:1804.08543, 2018.

[2] V. Buzzek, I. Jex and T. Quang, "K-Photon coherent states," J. Mod. Optics. Vol. 37, pp. 159-163, 1990.

[3] C. H. Bennett, P.W. Shor, J. A. Smolin and A. V. Thapliyal, "entanglement-assisted classical capacity of noisy quantum channels," Phys. Rev. Lett. Vol. 83, pp. 3081-3084, 1999.

[4] C. H. Bennett, G. Brassard and N. D. Mermin, "Quantum cryptography without Bells theorem," Phys. Rev. Lett. Vol. 68, pp. 557-559, 1992.

[5] C. Aragone and F. Zypman, "Supercoherent states," J. Phys. A: Math. Gen Vol. 19, pp. 2267-2279, 1986.

[6] M. Kornbluth and F. Zypman, "Uncertainties of coherent states for a generalized supersymmetric annihilation operator," J. Math. Phys. Vol. 54, pp. 012101-1-13, 2013.

[7] S. Hill and W. K. Wootters, "Entanglement of a pair of quantum bits," Phys. Rev. Lett. Vol. 78, pp. 5022-5025, 1997.

[8] A. Motamedinasab, D. Afshar and M. Jafarpour; "Entanglement and non-classical properties of generalized supercoherent states," Opik. Vol. 157, pp. 1166-1176 2018.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

استفاده از بیناب نمایی رامان جابجایی فضایی به منظور شناسایی TNT با پوشش PMMA

نگین دریابی دوبلوطان[1]، محمد جواد رنجکش، ابوالحسن مبشری، سید محمدرضا دربانی

پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان

نویسنده مسئول **Negindaryabi@gmail.com[1]**

چکیده - بیناب‌نمایی رامان یکی از روش‌های متداول در آنالیز ترکیبات مولکولی به ویژه مواد منفجره می‌باشد. در روش‌های متداول رامان، معمولا نقطه تحریک ماده و محل جمع آوری بیناب یکسان است که این موضوع باعث همپوشانی بیناب پوشش سطحی و لایه‌ها عمقی ماده مورد نظر می‌شود. در این حالت شناسایی ماده پوشش‌دار به سختی انجام می‌شود. در سال‌های اخیر این مشکل با استفاده از تکنیک بیناب‌نمایی رامان جابجایی فضایی مرتفع گردیده است. در این پژوهش با استفاده ازاین روش، بیناب رامان ماده منفجره TNT درون پوشش PMMA شناسایی شد. نتایج نشان می‌دهد که جابجایی ۳ میلیمتر بین نقطه تابش و جمع‌آوری سیگنال باعث حذف برخی از قله‌های PMMA از بیناب رامان TNT دارای پوشش می‌شود.

کلید واژه-بیناب نمایی رامان جابجایی فضایی، TNT، PMMA

Application of SORS for detection TNT with PMMA covering

Negin Daryabi Dobalotan, Mohammad Javad Ranjkesh, Abolhasan Mobashery and Seyyed Mohammad Reza Darbani

Abstract- Raman spectroscopy is the most common method for analysis of molecular component especially explosive materials. In traditional Raman spectroscopy method, usual the excitation and collection point are the same. This cause to overlap of cover layer and deep layer spectrum of inspection material. In this case, the covered material has been detected hardly. This problem has been solved by spatially offset Raman technique. In this research, the Raman spectrum of covered TNT by means of PMMA has been detected by this method. Our results show that a 3mm offset between excitation and collection points cause to detect some Raman peaks of PMMA from the Raman spectrum of the covered TNT.

Keywords: SORS, TNT, PMMA.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

بیناب نمایی رامان روشی قدرتمند و غیر مخرب برای بررسی ساختار و ترکیبات شیمیایی ماده بر پایه پراکندگی ناکشسان نور از مولکول‌های ماده است. در این روش اختلاف بین طول موج نور فرودی و نور پراکنده شده اطلاعات اثر انگشتی گذارهای چرخشی و ارتعاشی ماده را نتیجه می‌دهد[۱]. به دلیل امکان شناسایی دقیق ماده و همچنین ناخالصی‌های موجود در آن، از بیناب رامان به عنوان یک سنجه برای کنترل کیفیت، به ویژه در صنایع غذایی و دارویی، استفاده می‌شود. در برخی موارد مثل کنترل مواد دارویی، لازم است که بدون دستکاری بسته‌بندی محصول، نوع آن شناسایی شود. همچنین در طیف سنجی رامان از راه دور امکان خارج کردن ماده از پوشش وجود ندارد. در این حالت‌ها، به دلیل اینکه اکثر بسته‌بندی‌ها به صورت پوشش پلاستیکی یا پلیمری هستند، بیناب فلورسانس شدیدی دارند که باعث سرکوب شدن بیناب رامان ماده هدف می‌شود.

در روش متداول بیناب نمایی رامان، تابش لیزر به نمونه تابانده شده و فوتون‌های پراکنده شده دقیقا در همان نقطه تحریک ماده جمع آوری و آشکارسازی می‌شود. این روش دارای یک سری مشکلات و محدودیت‌ها است که در این میان می‌توان به تابش شدید فلورسانس اشاره کرد. همچنین اگر نمونه‌ی موردنظر دارای پوشش باشد، در روش رامان متداول بیناب رامان پوشش و ماده‌ی درون پوشش با یکدیگر همپوشانی می‌کنند. بنابراین برای شناسایی ترکیبات دارای پوشش نمی‌توان از روش متداول رامان استفاده کرد.

در سال ۲۰۰۵ آقای ماتوسک[1] و همکارانش برای شناسایی نمونه‌های پوشش‌دار توسط بیناب نمایی رامان، روش بیناب نمایی رامان جابجایی فضایی (SORS[2]) را پیشنهاد دادند. در این روش می‌توان بیناب رامان و فلورسانس پوشش سطحی را حذف کرد یا اثر آن را کاهش داد[۲].

در این پژوهش از چیدمان SORS برای شناسایی ماده TNT در پوشش PMMA استفاده شده است.

تئوری و چیدمان تجربی

تکنیک SORS بر مبنای پراکندگی چندگانه فوتون‌های رامان در محیط (ماده هدف و پوشش) استوار است. انتشار فوتون در محیط باعث پراکندگی چندگانه شده و با توجه به خواص اپتیکی، ماده سه حالت برای فوتون پیش می‌آید[۳]:

۱-فوتون‌هایی که بدون انحراف از جهت اصلی منتشر می‌شود.

۲-فوتون‌ها کمی از جهت اصلی انتشار منحرف می‌شوند. جهت گیری حرکت این فوتون‌ها هنوز به سمت جلو است.

۳- فوتون‌هایی که درجه پراکندگی آنها بیشتر است و عمق بیشتری ازماده را طی می‌کنند. این فوتون‌ها نسبت به دو حالت قبل قادر به ارائه اطلاعاتی از عمق ماده هستند که ناشی از انتقال و عبور در عمق بیشتری از ماده است.

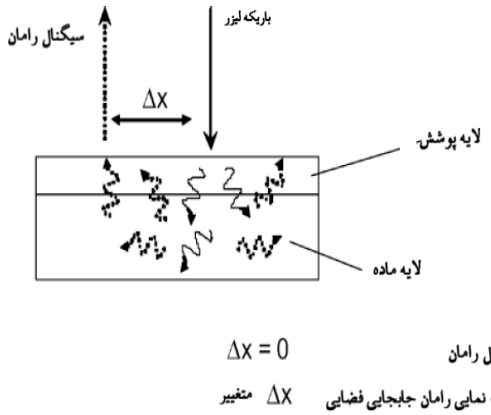
فوتون‌هایی که درجه پراکندگی بالایی دارند، جهت گیری‌های تصادفی داشته و مسیرهای متفاوتی را در محیط طی می‌کنند. بر اساس مسیر و همچنین جهت‌گیری تصادفی فوتون‌ها می‌توان توزیع‌های فضایی و زمانی مختلفی را به آن‌ها نسبت داد [۴]. آشکار سازی فوتون‌ها بر اساس نوع توزیع فضایی و زمانی باعث تفکیک بیناب رامان لایه‌های مختلف ماده می‌شود. بنابراین این روش امکان جداسازی بیناب پوشش سطحی و لایه‌های داخلی ماده را فراهم می‌کند. در این روش بین نقطه‌ای که لیزر تابیده می‌شود و نقطه‌ای که بیناب رامان آن از جمع آوری می‌شود، جدایی فضایی ایجاد می‌شود [۲].

[1] Matousek
[2] Spatially Offset Raman Spectroscopy

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

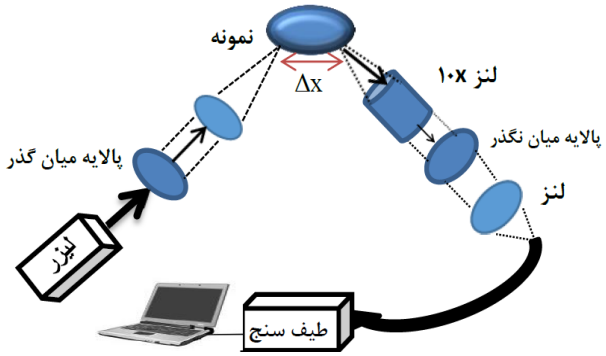
همانطور که در شکل(۱) نشان داده شده است، به هر میزان که نقطه جمع آوری از نقطه برانگیختگی لیزر دور شود، سهم بیناب لایه‌های سطحی به سرعت کاهش می‌یابد و نسبت شدت بیناب رامان لایه‌های عمقی به بیناب رامان و فلوئورسانس لایه‌های سطحی بیشتر می‌شود.

روش SORS شامل دو روش جمع آوری به روش نقطه‌ای و جمع آوری از چند دایره هم مرکز می‌باشد. در این پژوهش از روش جمع آوری نقطه‌ای استفاده شده است که در آن تابش لیزر به یک نقطه از نمونه تابانده شده و محل جمع آوری سیگنال رامان از نقطه برانگیختگی به اندازه Δx جابجا می‌شود. طرح واره عملکرد این روش در شکل (۱) نشان داده شده است.



شکل ۱: طرحواره بیناب نمایی عملکرد بیناب نمایی رامان جابجایی فضایی

در چیدمان تجربی استفاده شده طول موج لیزر دمشی ۵۳۲ نانومتر و توان آن ۳۰ میلی وات است. از یک عدسی با فاصله کانونی ۱۰ cm برای متمرکز کردن نور لیزر بر روی ماده و یک شیئی 10X میکروسکوپ برای جمع‌آوری نور پراکنده شده استفاده شده است. پس از عدسی شیئی، فیلتر میان نگذر برای حذف پراکندگی رایلی قرار گرفته است. در نهایت یک عدسی پرتوها را به داخل فیبر می‌فرستد. شکل (۲) طرحواره این چیدمان را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل (۲) نشان داده شده است، مجزا بودن بخش ارسال پرتو لیزر و بخش جمع کننده نور، امکان ایجاد جابجایی فضایی را فراهم می‌کند. در این چیدمان مقدار جابجایی فضایی (Δx) برابر ۳ mm در نظر گرفته شده است. هر بیناب از میانگین‌گیری ده بیناب که هرکدام در مدت زمان ۲۰ ثانیه جمع آوری شده است به دست آمده است. طیف‌سنج استفاده شده محصول LR2 شرکت ASEQ با رزلوشن 0.5 nm است.



شکل 2: طرحواره چیدمان تجربی SORS

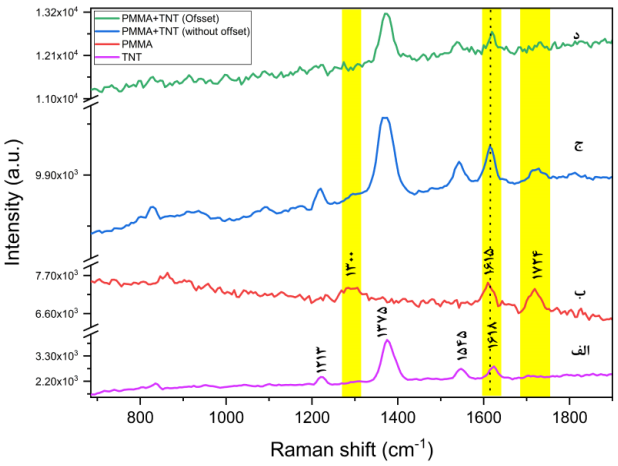
در این پژوهش ماده منفجره TNT پوشش‌دار به عنوان هدف مورد استفاده قرار گرفته است. برای این منظور قرص TNT با قطر ۱ سانتی متر با استفاده از دستگاه پرس و تولید فشار ۶ تن بر واحد سطح تهیه شده است. پوششی از جنس PMMA (پلی متیل متاکریلات) با ضخامت ۱ میلیمتر تهیه و قرص‌ها درون این پوشش قرار داده شدند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نتایج و تحلیل داده ها

در شکل ۳، منحنی (الف)، بیناب رامان TNT بدون پوشش نشان داده شده است. بیناب رامان TNT دارای ۴ قله شاخص، $1213\ cm^{-1}$، $1375\ cm^{-1}$، $1545\ cm^{-1}$ و $1618\ cm^{-1}$ که به ترتیب مربوط به ارتعاشات تنفس حلقوی، کششی متقارن NO2، کششی نامتقارن NO2 و کششی حلقوی است. در منحنی (ب) شکل ۳، بیناب رامان PMMA نمایش داده شده است که دارای ۳ قله شاخص $1300\ cm^{-1}$, $1615\ cm^{-1}$ و $1724\ cm^{-1}$ است.

بیناب فلورسانی در مقایسه با بیناب رامان پهن‌تر است و در صورتی که ماده موردنظر دارای بیناب قوی و فلورسانسی باشد، بیناب نهایی به صورت تعدادی قله کوچک وتیز است که روی یک قله پهن با شدت زیاد قرارگرفته‌است. این موضوع در شکل۳ مشاهده نمی‌شود. منحنی (ج) شکل ۳ مربوط به بیناب TNT درون پوشش PMMA بدون جابجایی فضایی است. نوار زرد رنگ روی شکل ۳ نشان دهنده محل قله‌های PMMA در بیناب های ثبت شده‌است. همانطور که در منحنی (ج) مشخص شده است، در حالتی که $\Delta x = 0$ است، قله‌های پوشش PMMA و TNT به صورت هم زمان دیده می‌شوند. در این وضعیت قله $1615\ cm^{-1}$ پوشش PMMA و $1618\ cm^{-1}$ ماده TNT با یکدیگر همپوشانی دارند. همچنین قله‌های $1724\ cm^{-1}$ و $1300\ cm^{-1}$ PMMA به صورت قله‌های اضافی در بیناب مشاهده می‌شوند. با اعمال $\Delta x = 3mm$ اثر قله‌های رامان PMMA از طیف رامان ماده TNT تقریبا حذف می‌شود که این موضوع در منحنی (د) نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می شود، در این منحنی، قله‌های $1300\ cm^{-1}$ و $1724\ cm^{-1}$ به صورت کامل حذف شده‌اند و با از بین رفتن اثر همپوشانی قله $1615\ cm^{-1}$، شدت قله سوم ماده TNT (نوار زرد رنگ میانی در شکل (۳)) کاهش یافته‌است.



شکل 3: بیناب رامان الف- TNT، ب- PMMA، ج-TNT با پوشش PMMA بدون جابجایی فضایی، د-TNT با پوشش PMMA با جابجایی فضایی ۳میلیمتر

نتیجه‌گیری

با استفاده از تکنیک بیناب نمایی رامان جابجایی فضایی به خوبی می‌توان اجسام دارای پوشش را شناسایی کرد. همانطور که نشان داده شده است، با اعمال جابجایی فضایی mm ۳ بین نقطه تابش لیزر و نقطه جمع آوری سیگنال، همپوشانی سیگنال‌های TNT و پوشش PMMA حذف شده است.

مرجع‌ها

1. M. Lopez-Lopez and C. Garcia-Ruiz, “Infrared and Raman spectroscopy techniques applied to identification of explosives”, Trends in Analytical Chemistry. 54, pp. 36-44, 2014.
2. P. Matousek, I. P. Clark, E. R. C. Draper, M. D. Morris, A. E. Goodship, N. Everall, M. Towrie, W. F. Finney, and A. W. Parker, “Subsurface probing in diffusely scattering media using spatially offset Raman spectroscopy”, Applied Spectroscopy, Vol. 59, No .4, pp. 393-400, 2005
3. Sh. Sundarajoo, “Deep Raman Spectroscopy In The Anlalyical Forenesic investigation Of Concealed Substances, Science & Engineering”, 2012
4. Zh Liao, F Sinjab, G Gibson, M Padgett, and Ioan Notingher, “DMD-based software-configurable spatially offset Raman spectroscopy for spectral depth profiling of optically turbid samples”, Opt .Express, Vol. 24, No. 12, 2016

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه‌سازی و بهبود عملکرد سلول خورشیدی لایه نازک CZTSe با الکترود شفاف گرافن

سمانه امیری، دکتر سجاد دهقانی، دکتر رزا صفایی

دانشگاه شیراز، دانشکده فناوریهای نوین

چکیده – در این مقاله عملکرد سلول خورشیدی لایه نازک CZTSe با ساختار graphene/CdS/CZTSe/Al با در نظرگرفتن اثر بازترکیب با استفاده از نرم‌افزار Silvaco شبیه سازی شده است. تاثیر گاف انرژی، ضخامت و چگالی ناخالصی لایه جاذب و همچنین ضخامت و چگالی ناخالصی لایه بافر بر عملکرد این سلول مورد بررسی قرارگرفتند. به طوری که در حالت بهینه ساختار سلول خورشیدی با لایه پنجره گرافن به ضخامت 10 nm، لایه بافر CdS با ضخامت 90 nm و چگالی ناخالصی 10^{17} cm^{-3}، لایه جاذب CZTSe با ضخامت 1.2 µm و چگالی ناخالصی 5×10^{16} cm^{-3} و گاف انرژی 1.12 ev به بازده η=14.28 %، چگالی جریان اتصال کوتاه J_{sc}=31 mA/cm^2، ولتاژمدار باز V_{oc}=0.6 V و ضریب پرشدگی $F.F$=76.38% دست می‌یابیم که نسبت به سلول خورشیدی CZTSe متداول بهبود قابل توجهی داشته است.

کلید واژه- بازده، سلول خورشیدی لایه نازک، سیلواکو، CZTSe

Simulation and performance improvement of CZTSe thin film solar cell with graphene transparent electrode

Samaneh Amiri, Sajjad Dehghani, Rosa Safaiee

school of Advanced Technologies, Shiraz University, Shiraz

Abstract- In this paper we simulate the performance of CZTSe thin film solar cells with graphene/CdS/CZTSe/Al structure including recombination effects. Effects of bandgap energy, thickness and doping of absorber layer, thickness and doping of buffer layer on the performance of the solar cell is investigated. In the optimum structure with 10 nm graphene as window layer, 90 nm thick CdS with doping concentration 10^{17} cm^{-3} as buffer layer and CZTSe with 1.2 µm thickness and 1.12 ev bandgap energy and doping concentration of 5×10^{16} cm^{-3} as absorber layer, Efficiency η=14.28%, J_{sc}=31 mA/cm^2, V_{oc}=0.6 V, $F.F$=76.38% was obtained. The efficiency is improved significantly in comparison to the common CZTSe solar cells.

Keywords: CZTSe, efficiency, Silvaco, thin film solar cell

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

از CZTSe برای ساخت سلول خورشیدی لایه نازک با هزینه کم و بازده بالا استفاده می‌شود زیرا این نیمه هادی دارای ضریب جذب زیاد 10^4 ، گاف انرژی مستقیم در بازه 0.9-1.12 ev است. منابع آن به وفور در کره زمین یافت می‌شوند، انعطاف پذیر است و به راحتی برروی سطوح غیرمسطح قابل نصب هستند[1] .

درسلول‌های متداول از الکترود شفاف اکسید قلع ایندیم (ITO) استفاده شده است اما چون این ماده شکننده بوده وقیمت آن به دلیل محدود بودن منابع آن زیاد است از گرافن که انعطاف پذیرتر و ازان‌تر از ITO است به جای آن استفاده می‌شود. مقاومت صفحه‌ای گرافن کمتراز ITO است و ۹۷ درصد نور خورشید را ازخود عبور می‌دهد که این باعث می‌شود نور بیشتری به لایه جاذب برسد و بازده سلول افزایش می‌یابد [2].

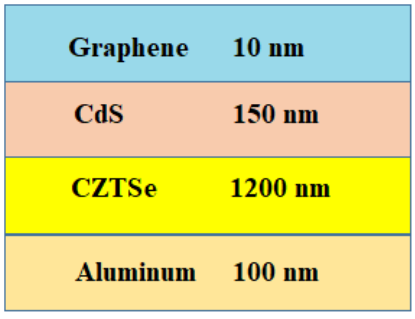
هدف کلی از این مقاله ارائه یک ساختار بهینه برای بهبود عملکرد سلول خورشیدی لایه نازک CZTSe می‌باشد.که در حالت بهینه به η=14.28% رسیده‌ایم.

شبیه سازی سلول خورشیدی CZTSe

ابتدا سلول خورشیدی CZTSe را مطابق شکل ۱ و با داده‌های جدول ۱ با نرم‌افزار Silvaco شبیه سازی می‌کنیم.

جدول ۱-پارامترهای به کاررفته در شبیه سازی سلول خورشیدی CZTSe [3, 5, 6, 7].

parameters	CZTSe	CdS	Graphene
Thickness (µm)	1.2	0.15	0.01
Permittivity	7	10	25
Bandgap	1.04	2.42	0
Affinity	4.05	3.75	5.25
Electron effective mass	0.07	0.25	-------
Hole effective mass	0.2	5	--------
Electron mobility	145	160	10^4
Hole mobility	35	15	10^4
Donor density	------	5×10^{16}	------
Acceptor density	5×10^{15}	-------	------
SRH life time	1.5×10^{-9}	7.5×10^{-10}	-------
Radiative recombination	1.04×10^{-10}	1.02×10^{-10}	--------



شکل ۱- ساختار سلول‌خورشیدی CZTSe

با توجه به مقادیر ذکرشده در جدول ۲، خطای نتایج شبیه‌سازی با نتایج تجربی تقریبا بین ۲ تا ۵ درصد است که این میزان اختلاف خیلی ناچیز است، چون CZTSe پلی کریستال است و با توجه به اینکه جدول مربوط به پارامترهای مواد در کار تجربی ذکر نشده است به همین دلیل مقداری تفاوت وجود دارد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

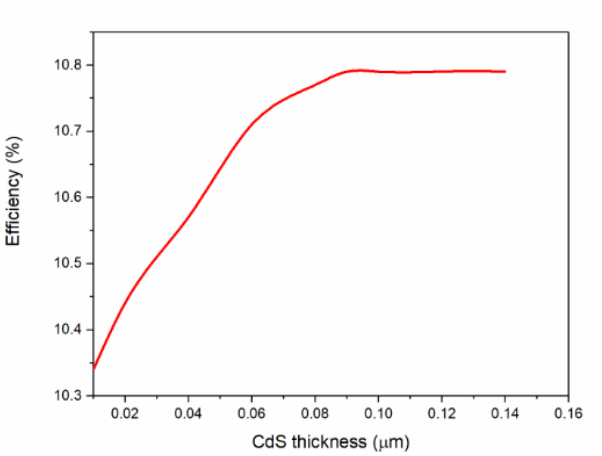
جدول ۲- مقایسه نتایج شبیه سازی ساختار اولیه با نتایج تجربی [8].

نتایج	η (%)	V_{oc} (v)	J_{sc} (mA/cm^2)	$F.F$ (%)
تجربی	10.21	0.426	36.1	66.4
شبیه سازی	10.76	0.45	35.20	67.83

بررسی تاثیرپارامترهای مختلف برعملکرد سلول خورشیدی CZTSe

۱-ضخامت لایه بافر

ضخامت لایه بافر را در بازه 10-150 nm تغییر می‌دهیم که طبق شکل ۲ درضخامت 90 nm به بیشینه بازده η=10.79% می‌رسیم.



شکل۲-منحنی بازده بر حسب ضخامت لایه بافر CdS

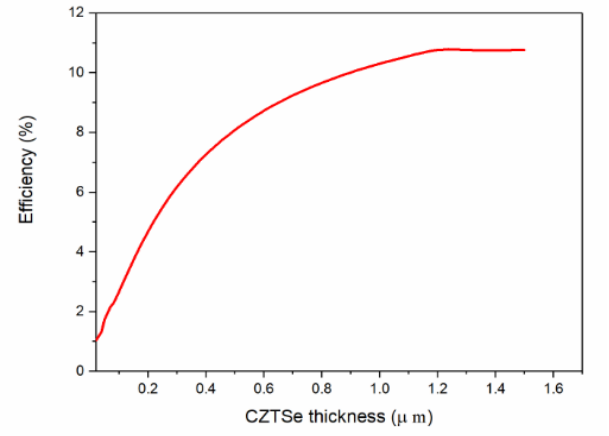
۲-ضخامت لایه جاذب

ضخامت CZTSe را در بازه 10 nm – 2 μm تغییر می‌دهیم

که مطابق شکل ۳ در ضخامت 1.2 μm به بیشینه بازده η=10.76% می‌رسیم. با افزایش ضخامت بازده افزایش می‌یابد زیرا تعداد فوتون‌های بیشتری در لایه جاذب جذب می‌شوند که می‌توانند در تولید زوج الکترون – حفره بیشتری شرکت کنند و حامل‌های اضافی بیشتری تولید می‌کنند که باعث افزایش V_{oc} و J_{sc} می‌شود که در جهت افزایش بازده عمل می‌کند، از طرفی دیگر افزایش ضخامت به دلیل افزایش بازترکیب در جهت کاهش بازده عمل می‌کند و در جایی این دو اثر همدیگر را خنثی می‌کنند و ثابت می‌شوند و بازده به اشباع می‌رسد[4] .

۳-چگالی ناخالصی لایه جاذب و لایه بافر

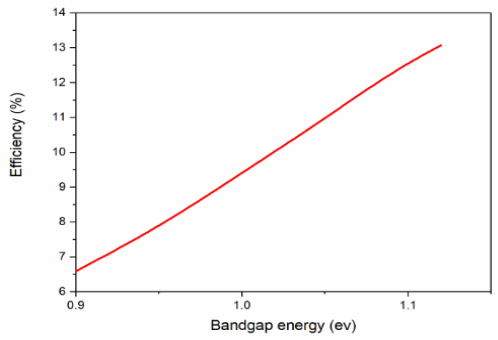
بر اساس گزارش مقاله‌ها، چگالی ناخالصی لایه جاذب و بافر در بازه 10^{14}-10^{18} cm^{-3} تغییر می‌کنند بر این اساس ما هم چگالی ناخالصی را در این بازه تغییر می‌دهیم. طبق نتایج شبیه سازی در حالت بهینه برای CdS با چگالی ناخالصی 10^{17} cm^{-3} به η=10.69% و برای CZTSe با چگالی ناخالصی 5×10^{16} cm^{-3} به η=11.47% دست می‌یابیم.



شکل ۳- منحنی بازده برحسب ضخامت لایه جاذب CZTSe

۴-گاف انرژی لایه جاذب

بر اساس مرجع [9] گاف انرژی CZTSe در بازه 0.9-1.12 ev تغییر می‌کند، از این رو ما اثر تغییر گاف انرژی بر بازده سلول خورشیدی را بررسی می‌کنیم. مطابق شکل ۴ با افزایش گاف انرژی بازده افزایش می‌یابد زیرا در ساختارسلول به دلیل وجود پیوند pn ناهمگن با افزایش گاف انرژی، پتانسیل داخلی سلول افزایش می‌یابد که این موجب افزایش V_{oc} می‌شود؛ از طرفی دیگر با افزایش پتانسیل داخلی احتمال تجمع الکترون‌ها وحفره‌ها درسلول افزایش می‌یابد که این هم موجب افزایش J_{sc} می‌شود، درنتیجه افزایش V_{oc} و J_{sc} سبب افزایش بازده می‌شود[3]. مطابق شکل ۴ در گاف انرژی 1.12 ev بیشترین بازده η=13.07% را به دست می‌آوریم.

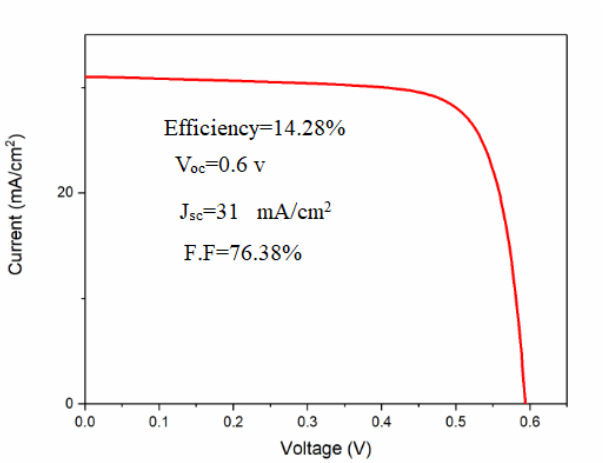


شکل ۴-منحنی بازده برحسب گاف انرژی لایه جذب CZTSe

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

منحنی مشخصه I-V سلول خورشیدی درحالت بهینه

با در نظر گرفتن کیله مقادیر بهینه به دست آمده از قسمت‌های قبل برای گاف انرژی، ضخامت و چگالی ناخالصی لایه جاذب، ضخامت و چگالی ناخالصی لایه بافر سلول را شبیه سازی کردیم که منحنی مشخصه I-V سلول در حالت بهینه مطابق شکل ۵ می‌باشد.



شکل۵- منحنی مشخصه I-V سلول خورشیدی CZTSe در حالت بهینه

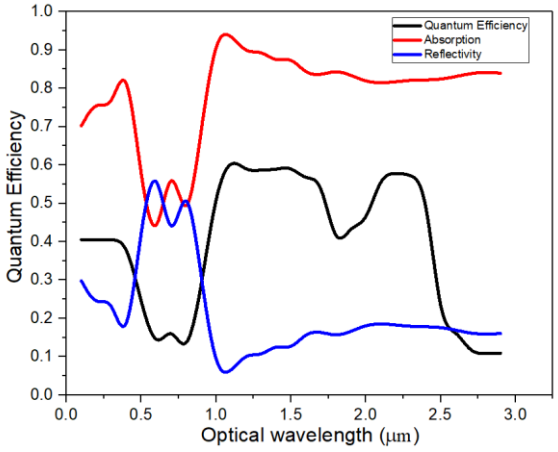
بنابراین در ساختار بهینه η=14.28% شد، که نسبت به بازده تجربیη=10.21% گزارش شده در [8] و همچنین نسبت به نتایج شبیه سازی‌های پیشین با بازده η=6.45% و η=9.47% که به ترتیب در [3] و [4] گزارش شده اند، بازده افزایش یافته است.

منحنی بازده کوانتومی، جذب و بازتاب بر حسب طول موج

نتایج اپتیکی حاصل از شبیه سازی، که شامل منحنی بازده کوانتومی سلول، جذب و بازتاب برحسب طول موج می‌باشد در شکل ۶ نشان داده شده است.

نتیجه گیری

در این مقاله سلول خورشیدی لایه نازک CZTSe با الکترود گرافن شبیه سازی گردید وتاثیر پارامترهای ضخامت، چگالی ناخالصی و گاف انرژی لایه جاذب، ضخامت و چگالی ناخالصی لایه بافر بر عملکرد سلول بررسی شدند. که با توجه به مقادیر بهینه به دست آمده برای این سلول به بازده η=14.28% دست یافتیم و به این طریق عملکرد کلی سلول CZTSe بهبود یافت.



شکل ۶- منحنی بازده کوانتومی، جذب و بازتاب برحسب طول موج

مرجع‌ها

[1] A. Reshak , K. Nouneh and I. Kityk, “Structural, Electronic and Optical Properties in Earth-Abundant Photovoltaic Absorber of Cu_2ZnSnS_4 and $Cu_2ZnSnSe_4$ from DFT calculations”, Int. J. Electrochem. Sci, Vol. 9, pp. 955 – 974, 2014.

[2] Y. Xu and J. Liu, “Graphene as Transparent Electrodes: Fabrication and New Emerging Applications”, materials views, Vol. 12, No. 11, PP. 1400-1419, 2016.

[3] U. Saha and M. Alam, “Proposition an computational analysis of a kesterite/kesterite tandem solar cell with enhanced efficiency”, RSC Advances, Vol. 7, PP. 4806-4814, 2017.

[4] A. Cherouana and R. Labbani, “Study of CZTS and CZTSSe solar cells for buffer layers selection”, Applied Surface Science, Vol. 424, PP. 251-255, 2017.

[5] K. ITO, *Copper Zinc Tin Sulfide-Based Thin-Film Solar Cells*, wiley, PP. 172-173, 2015.

[6] K. Patel and P. Tyagi, “Multilayer graphene as a transparent conducting electrode in silico heterojunction solar cells”, AIP advances, Vol. 5, PP. 077165-11,2015.

[7] J. Weber, V. Calado and M. Sanden, “Optical constants of graphene measured by spectroscopic ellipsometry”, Applied physics letters, Vol. 97, PP. 091904-3, 2010.

[8] J. Lia, S. Kim and Y. Zhang, “Tailoring the defects and carrier density for beyond 10% efficient CZTSe thin film solar cells”, Solar Energy Materials & Solar Cells, Vol. 159, PP. 447-455, 2017.

[9] S. Bag, O. Gunawan and D. Mitzi, “Low band gap liquid-processed CZTSe solar cell with 10.1% efficiency”, Energy Environ. Sci, Vol. 5, PP. 7060-7065, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مکان یابی دو بعدی اتم درون موج ایستا از طریق طیف جذبی

علی عقلمندالانق ، مصطفی صحرایی و فروغ بزرگ‌زاده

پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

چکیده - اندرکنش همدوس اتم با موج ایستای وابسته به مکان، حاوی اطلاعاتی در مورد مکان اتم در هنگام حرکت درون موج ایستا است. نشان می‌دهیم که زمانیکه پذیرفتاری الکتریکی وابسته به فرکانس جذبی میدان کاوشگر اندازه‌گیری شود، موقعیت اتم درون موج ایستا تعین می‌شود.با استفاده از یک سامانه چهار ترازی و بررسی تاثیر نامیزانی میدان کاوشگر و فرکانس رابی میدان های اعمالی به این مهم دست می‌یابیم.

کلید واژه- مکان‌یابی، فرکانس رابی میدان محرک، نامیزانی میدان پروب با گذارهای مربوطه

Two dimensional atom localization through the standing wave via probe field absorption

Ali Aghlmand Alanagh, Mostafa Sahrai and Forough Bozorgzadeh

Research institute for applied physics and astronomy, University of Tabriz, Tabriz, Iran

Abstract- Coherent interaction of an atom with a position-dependent standing-wave cavity field can impart position information of a moving atom through the cavity, leading to sub-wavelength atom localization. We show that the position of the atom along the standing-wave field is determined when the probe-field absorption is measured. By employing a four-level system, it is shown that the position of an atom inside the standing-wave field depends on detuning of the probe field and the position-dependent Rabi frequency of coupling field.

Keywords: atom localization, Rabi frequency of coupling field, detuning of the probe field.

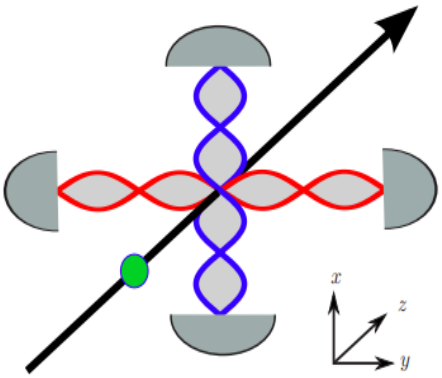
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

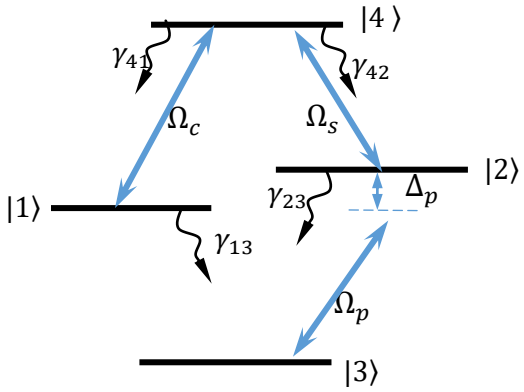
اخیرا مکان‌یابی اتم درون موج ایستا از طریق اندازه‌گیری طیف جذبی میدان کاوشگر مورد توجه اساسی قرار گرفته است. نشان داده شده در صورتیکه در یک سامانه *نوعی* EIT (سامانه‌ی اتمی سه ترازی)، میدان تزویج کننده دارای نمایه‌ی سینوسی متغییر با مکان باشد، پاسخ جذب محیط در فضا مدوله خواهد شد. به عبارتی جمعیت تراز بالایی سامانه‌ی اتمی در فضا موضعی شده است[۱و۲].مکان‌یابی اتم درون موج ایستا کاربردهای وسیعی از جمله نانو لیتوگرافی، چگالش بوز-انیشتن و خنک سازی لیزری دارد. در این مقاله، مکان یابی اتم در دو بعد از طریق طیف جذبی میدان ضعیف کاوشگر انجام شده است. به محض اینکه فرکانس جذبی اندازه‌گیری شد، مکان اتم متحرک درون موج ایستا تعیین می‌گردد. پارامترهای موثر در بر همکنش اتم و میدان، در حالت دو بعدی نظیر شدت میدان تزویج کننده، نامیزانی میدان های تزویج کننده وکاوشگر در مکان یابی اتم مورد بحث قرارگرفته است.

مدل و معادلات

مطابق شکل ۱(الف)، یک اتم متحرک در راستای z در نظر می‌گیریم که از میان موج ایستای کاواک عبور می-کند. ساختار داخلی ترازهای انرژی اتم در شکل ۱(ب) نشان داده شده است.نرخ گذار تابشی از تراز $|4\rangle$ به ترازهای $|2\rangle$ و$|1\rangle$ به ترتیب γ_{42} و γ_{41} است. و نرخ گذار تابشی از ترازهای $|2\rangle$ و$|1\rangle$ به تراز $|3\rangle$ به ترتیب γ_{23} و γ_{13} است. تراز$|2\rangle$ به وسیله‌ی میدان ضعیف کاوشگر Ω_p به تراز $|3\rangle$ تزویج شده است. تراز $|4\rangle$ با ترازهای $|2\rangle$ و$|1\rangle$ به ترتیب به وسیله‌ی میدان‌های کلاسیک با فرکانس رابی $\Omega_s(x)=sin(kx)$ و $\Omega_c(x)=sin(ky)$ تزویج شده است.که $k=2\pi/\lambda$ عدد موج است.



شکل۱(الف). اتم متحرک در راستایz و عبوری از میان موج ایستا



شکل ۱.ساختار داخلی ترازهای اتمی

با فرض اینکه که مرکز جرم اتم تقریبا ثابت است با اعمال تقریب رامان-ناث[1] با صرفنظر از انرژی جنبشی اتم در هامیلتونی، هامیلتونی برهمکنش اتم با میدان به شکل زیر بدست می‌آید.

$$H=\begin{bmatrix} -\Delta_p & 0 & 0 & -\frac{\Omega_c}{2} \\ 0 & -\Delta_p & -\frac{\Omega_p}{2} & -\frac{\Omega_s}{2} \\ 0 & -\frac{\Omega_p}{2} & 0 & 0 \\ -\frac{\Omega_c}{2} & -\frac{\Omega_s}{2} & 0 & -\Delta_p \end{bmatrix}$$

که $\Delta_p=\omega_{32}-\nu_p$ نامیزانی میدان پروب، $\Omega_s=\mu_{42}E_s/\hbar$ ،$\Omega_c=\mu_{41}E_c/\hbar$ و $\Omega_p=\mu_{23}E_p/\hbar$ فرکانس رابی میدان‌های اعمالی است. با استفاده از رابطه

[1]Raman-Nath approximation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

لیوویل، و پس از خطی سازی کردن، معادلات ماتریس چگالی زیر بدست می‌آیند.

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H,\rho] + \mathrm{L}_{\rho}$$

$$\dot{\rho}_{13}^{(1)} = \left(i\Delta_{41} + i\Delta_p - i\Delta_{42} - \frac{\Gamma_{13}}{2} \right)\rho_{13}^{(1)} + i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{43}^{(1)}$$

$$\dot{\rho}_{23}^{(1)} = -\left(\frac{\Gamma_{23}}{2} - i\Delta_p \right)\rho_{23}^{(1)} + i\frac{\Omega_s}{2}\rho_{43}^{(1)} + i\frac{\Omega_p}{2}$$

$$\dot{\rho}_{43}^{(1)} = i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{13}^{(1)} + i\frac{\Omega_s}{2}\rho_{23}^{(1)} - \left(\frac{\Gamma_{42}}{2} + \frac{\Gamma_{41}}{2} - i\Delta_p + i\Delta_{42} \right)\rho_{43}^{(1)}$$

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1$$

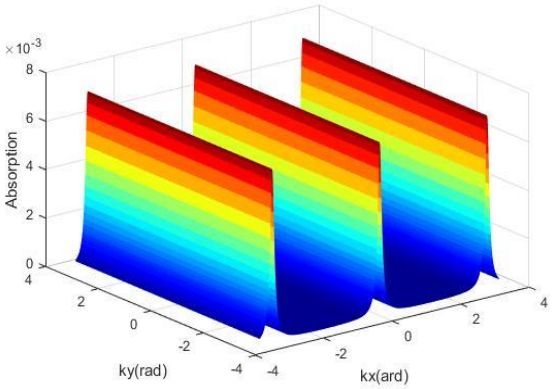
هدف، بدست آوردن اطلاعات در مورد مکان اتم عبوری از میان میدان موج ایستا از طریق اندازه‌گیری جذب میدان کاوشگر $\chi'' = Im(\chi)$ است.که χ پذیرفتاری میدان کاوشگر است و بصورت زیر تعریف می‌شود.

$$\chi = \frac{N\mu_{23}}{\varepsilon_0 E}\rho_{23}$$

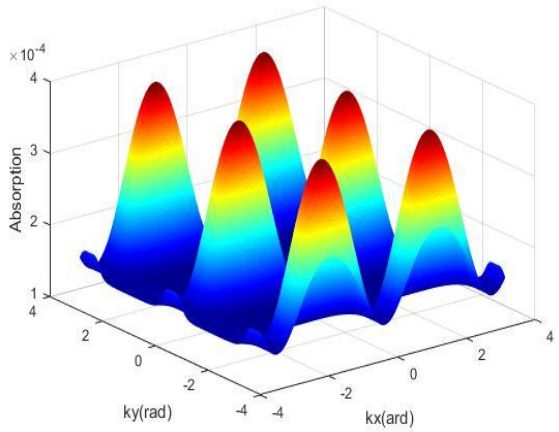
که μ ممان دو قطبی، N چگالی اتم و ρ_{23} عنصر ماتریس چگالی گذار کاوشگر است .

نتایج و بحث ها

در شکل ۲ تاثیر میدان های ایستا Ω_s، Ω_c و نامیزانی میدان پروب Δ_p روی مکان یابی دو بعدی اتم بررسی می‌شود. برای $\Omega_s = 5\gamma$ و $\Delta_p = 0$ با خاموش بودن میدان Ω_c، جذب در بازه‌ی $[-\pi,\pi]$ دقیقا صفر است بجز سه ناحیه موجود در اطراف گره میدان موج ایستا $\Omega_s(x) = sin(kx)$. شکل۲(الف). ناحیه‌هایی که در آنها جذب وجود ندارد به دلیل وجود شفافیت القایی الکترو مغناطیسی در فرکانس تشدید است. زیرا زمانیکه Ω_c خاموش است سامانه به یک سامانه‌ی سه ترازی آبشاری تبدیل می‌شود[۳و۴]. سپس با روشن شدن میدان Ω_c و قرار دادن $\Delta_p = 0.5\gamma$ ، $\Omega_s = 1\gamma$ و $\Omega_c = 5\gamma$ پیک جذب در هر چهار ناحیه پدیدار می‌شود. شکل۲(ب).



شکل ۲(الف). نمودار جذب کاوشگر بر حسب (kx,ky) به ازای $\Omega_s = 10\gamma, \Omega_c = 0$ و سایر پارامترها عبارتند از $\Omega_p = 0.001\gamma$ ، $\Delta_{41} = \Delta_{42} = \Delta_p = 0$، $\gamma_{41} = 1.80\gamma$، $\gamma_{42} = 1.93\gamma$، $\gamma_{13} = 0.01\gamma$ و $\gamma_{23} = 0.14\gamma$.



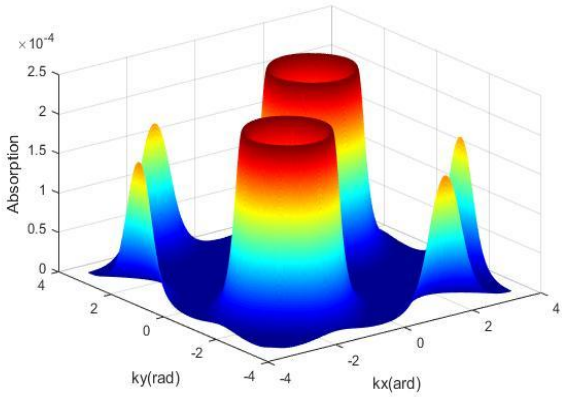
شکل ۲(ب). نمودار جذب کاوشگر بر حسب (kx,ky) به ازای $\Omega_s = 1\gamma, \Omega_c = 5\gamma$ ، $\Delta_p = 0.5\gamma$ و سایر پارامترها شبیه شکل ۲(الف)می‌باشند.

همچنین با قرار دادن $\Omega_s = \Omega_{0s}\left[sin(kx) + sin(ky)\right]$ تنها میدان Ω_s وابستگی مکانی خواهد داشت و وابستگی مکانی هم در راستای X و هم در راستای Y به این میدان مرتبط می‌شود.

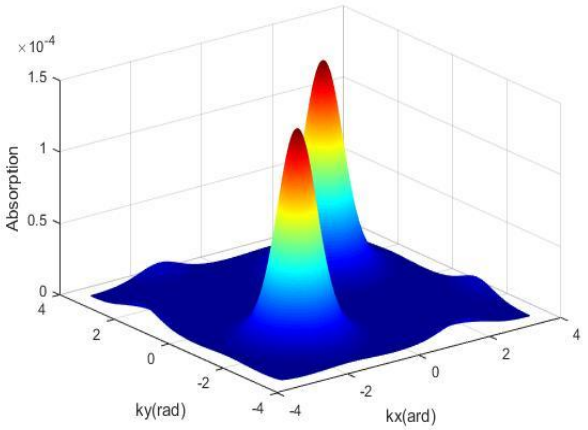
در شکل ۳ تاثیر میدان ایستا Ω_s و نامیزانی پروب Δ_p روی مکان‌یابی دو بعدی اتم بررسی می‌شود. زمانیکه $\Omega_{0s} = 11\gamma$ و $\Delta_p = 6\gamma$ ، دو الگوی حفره مانند در پروفایل جذب رخ می‌دهد که اتم با احتمال زیاد در لبه های آن دو دهانه موضع گیری می‌کند.شکل ۳(الف).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

با قرار دادن $\Omega_{0s}=9\gamma$ و $\Delta_p=10\gamma$، شعاع حفره‌ها کاهش یافته و در نتیجه دو الگوی قله مانند در ناحیه دوم و سوم به وجود می‌آید که در واقع احتمال موضع گیری اتم در یک دوره‌ی تناوب موج ایستا افزایش می-یابد.شکل۳(ب).



شکل۳(الف). نمودار جذب کاوشگر بر حسب (kx,ky) به ازای $\Delta_p=6\gamma$ ، $\Omega_s=11\gamma, \Omega_c=5\gamma$ و سایر پارامترها شبیه شکل ۲(الف)می‌باشند



شکل۳(ب). نمودار جذب کاوشگر بر حسب (kx,ky) به ازای $\Delta_p=10$ ، $\Omega_s=9\gamma, \Omega_c=5\gamma$و سایر پارامترها شبیه شکل ۲(الف)می‌باشند

ملاحظه می‌شود که با کنترل فرکانس رابی و نامیزانی کاوشگر، توزیع احتمال اتم محدودتر و دقیق تر می‌شود.

نتیجه‌گیری

دراین مقاله مکان یابی دو بعدی اتم از طریق طیف جذبی میدان کاوشگر برای یک سامانه چهار ترازی بررسی شد که در آن از دو میدان کنترلی و وابسته به مکان و یک میدان کاوشگر استفاده شده است که با استفاده از تغییر پارامترهای نامیزانی و فرکانس رابی و قسمت موهومی پذیرفتاری، نتایج مطلوب حاصل شد.

مرجع‌ها

[1]. E. Paspalakis and P. L. Knight, Phys. Rev. A 63, 065802 (2001).
[2]. E. Paspalakis, A. F. Terzis, and P. L. Knight, J. Mod. Opt. 52, 1685 (2005).
[3]. V. Bharti and V. Natarajan, “Study of a Four-Level System in Vee + Ladder Configuration,” Opt. Commun. **356**, 510 (2015).
[4]. H.R. Hamedi, M. Sahrai, H. Khoshsima, and G. Juzeliunas, “Optical Bistability Forming Due to a Rydberg State,” J. Opt. Soc. Am. B. 34(9), 1923 (2017).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی فراماده با گذردهی الکتریکی نزدیک صفر به عنوان جاذب شدید پلاسمونیکی و کابرد آن در نور کند و تند

مینا وفایی[۱]، محمود مرادی [۱]، غلامحسین بردبار[۱]

[۱]بخش فیزیک، دانشگاه شیراز، شیراز

چکیده – در این مقاله، فراماده با ضریب گذردهی الکتریکی نزدیک به صفر براساس ساختار فلز-دی الکتریک-فلز به صورت عددی طراحی و بررسی شده است. در این ساختار جفت شدن پرتو نور ورودی با امواج سطحی سبب ایجاد جاذب شدید پلاسمونیکی با کابردهای مختلف می‌شود. از طرف دیگر تنظیم پذیر بودن نانو ساختار از طریق تغییرات ویژگی‌های ساختاری این فراماده نشان داده شده است. برای این منظور با استفاده از شبیه‌سازی عددی ضریب جذب و بازتاب ساختار پلاسمونیکی پیشنهاد شده، محاسبه شده است. سپس براساس تأخیر گروه، ویژگی‌های کنترل انتشار امواج به عنوان نور تند و کند مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که فراماده پیشنهادی دارای گذردهی الکتریکی صفر در طول موج ۱۷۳۰ nm و ضریب کیفیتی برابر ۹ است. در انتها ثابت شده است، که با بکار بردن فلز طلا، ضریب افزایش و کاهش سرعت نور می‌تواند به ترتیب ۱۱۰۰ و ۸۵۰ برسد.

کلید واژه- جاذب شدید، ضریب گذردهی الکتریکی، فراماده، نور تند و کند.

Design of epsilon near zero metamaterial as a perfect plasmonic absorber and its application as slow and fast light

Mina Vafaei[1], Mahmood Moradi[1], Gholamhossein Bordbar[1]

[1] Department of Physics, Shiraz University, Shiraz

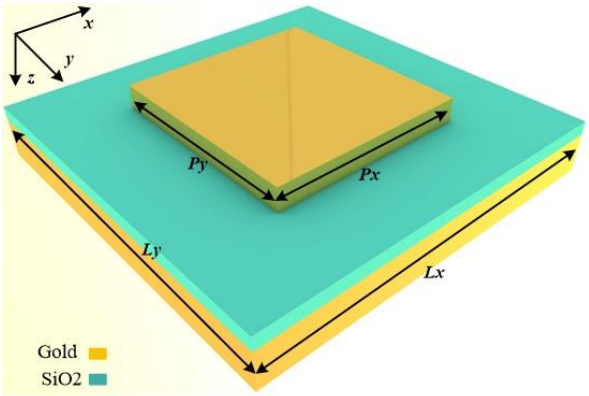
Abstract- In this paper, epsilon near-zero (ENZ) metamaterial was designed and investigated based on metal-dielectric-metal structure. In this structure, the coupling of incident light with surface mode creates the perfect plasmonic absorber with different applications. On the other hand, it was also shown that the nanostructure is tunable due to the structural features changes. For this purpose, the absorption and reflection coefficient was calculated via numerical simulation. Then, the characteristics of the wave propagation are investigated as fast and slow light, based on group delay. The results show that the proposed metamaterial has epsilon near zero at 1730 nm wavelength and quality factor of ۹. At the end, it was proved that using the gold metal, the fast and slow light coefficient can reach 1100 and 850 respectively.

Keywords: perfect absorber, epsilon, metamaterial, slow and fast light.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

پیدایش فراماده فرصتی مناسب برای طراحی موادی جدید با خواص الکترومغناطیسی جالب توجه با مقادیر غیر معمول گذردهی الکتریکی و نفوذپذیری مغناطیسی فراهم کرده است. این مواد، دسته‌ای از مواد مرکب می‌باشند که دارای خواص جدید و یکتایی هستند [۱] . دسته‌ای از این مواد مصنوعی، فراماده با گذردهی الکتریکی مؤثر نزدیک به صفر (ENZ) هستند که در آنها قسمت حقیقی یک یا دو مؤلفه از گذردهی الکتریکی موثر ساختار صفر می‌شود. اخیراً این نوع فراماده بدلیل بازه وسیعی از کاربردها در بازه مرئی و مادون قرمز توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند. از این کاربردها می‌توان به نامرئی سازی، افزایش چگالی حالت‌های الکترومغناطیسی، انتقال تصویر زیر طول موج و افزایش انتشار خود به خودی اشاره کرد [۲]. فراماده با گذردهی الکتریکی نزدیک به صفر در ساختارهای متنوعی از جمله ساختارهای متقارن چند لایه فلز-دی‌الکتریک [۳] و آرایه نانو سیم‌های فلزی تعبیه شده در ماتریس دی‌الکتریک به روش تئوری و آزمایشگاهی به اثبات رسیده است [۴]. در این مقاله فراماده با گذردهی الکتریکی نزدیک به صفر برای نور قطبیده TE در تابش عمودی با ساختاری از فلز-دی‌الکتریک-فلز در ناحیه طول موجی فروسرخ طراحی و شبیه‌سازی شده است. طیف جذب و بازتاب محاسبه شده در ساختار نشان می‌دهد که این نوع فراماده می‌تواند به عنوان جاذب شدید پلاسمونیکی معرفی شود.



شکل ۱: ساختار فراماده پیشنهادی مبتنی بر ساختار فلز-دی الکتریک-فلز (Lx=Ly=۳۱۰ nm)

مواد جاذب کاربردهای وسیعی از جمله اتاق‌های ضد بازتاب و محافظت از تداخل‌های الکترومغناطیسی در مدارهای پرسرعت و کاهش نویز در مخابرات و ... دارند. همچنین بر اساس تأخیر گروه ثابت شده است که این نوع فراماده می‌توانند سرعت نور را را به مقدار قابل توجهی تند و یا کند کنند.

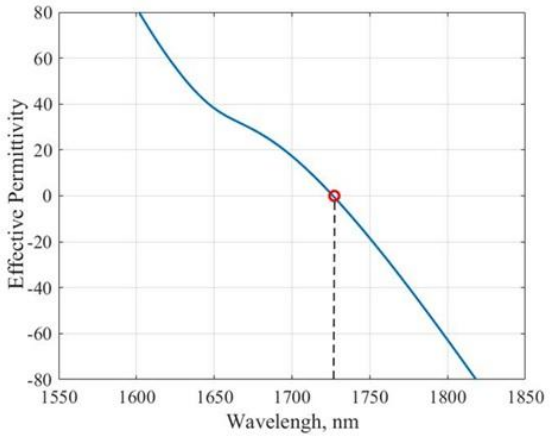
ساختار فراماده پیشنهادی

در شکل ۱ ساختار فراماده پیشنهادی شامل سه لایه فلز-دی-الکتریک-فلز با مواد غیر مغناطیسی طلا-دی اکسید سلیسیوم-طلا نشان داده شده است. در این ساختار از دی اکسید سلیسیم با گذردهی الکتریکی $\varepsilon_{SiO2}=2.1316$ به دلیل اینکه طول انتشار پلاسمون‌های سطحی را افزایش می‌دهد، استفاده شده است. اندازه لایه‌ها به همراه ضخامت و نوع مواد بکار رفته در ساختار فراماده پیشنهادی در جدول ۱ آمده است. با جفت شدن مناسب نور ورودی با لایه طلای بالایی، پلاسمون‌های سطحی تحریک شده و طول موج‌های معینی جذب یا بازتاب می‌شوند. نور به طور عمود بر صفحه z تابش می‌کند و میدان الکتریکی در راستای محور x نوسان می‌کند. از فلز طلا بعنوان لایه اول و سوم در ساختار فراماده پیشنهادی استفاده شده است که گذردهی الکتریکی آن با استفاده از مدل درود به صورت زیر تعریف می‌شود:

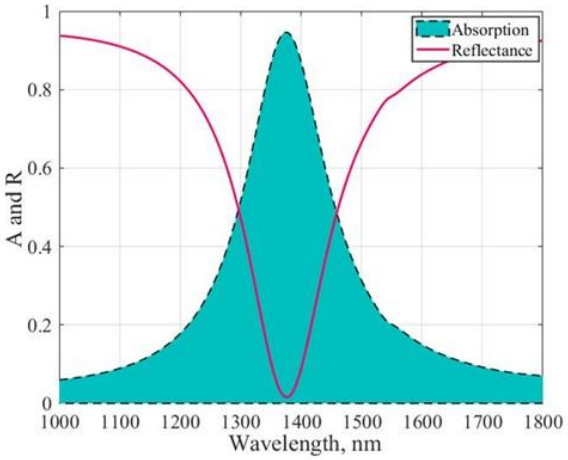
$$\varepsilon=\varepsilon_{\infty}-\frac{\omega_p^2}{\omega\left(\omega+i\gamma_c\right)} \qquad (۱)$$

که گذردهی الکتریکی فرکانس بالا $\varepsilon_{\infty}=9$، فرکانس پلاسما $\omega_p=13.8\times10^{15}\,rad/s$ و فرکانس برخورد $\gamma=0.11\times10^{15}\,rad/s$ در نظر گرفته شده است. اگر پارامترهای هندسی ساختار بسیار کوچک‌تر از طول موج الکترومغناطیسی فضای $\left(\lambda_0\right)$ آزاد باشند، ساختار مورد نظر می‌تواند به عنوان محیط مؤثر در نظر گرفته شود و گذردهی الکتریکی موثر ساختار بدست آید. در این کار گذردهی الکتریکی ساختار به روش شبیه‌سازی با استفاده از نرم افزار CST STUDIO SUITE بدست آمده است (شکل۲). در این روش از پارامترهای پراکندگی برای بدست آوردن ضریب شکست ساختار و در نتیجه گذردهی الکتریکی مؤثر استفاده می‌شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲: گذر دهی الکتریکی مؤثر فراماد فلز-دی‌الکتریک-فلز



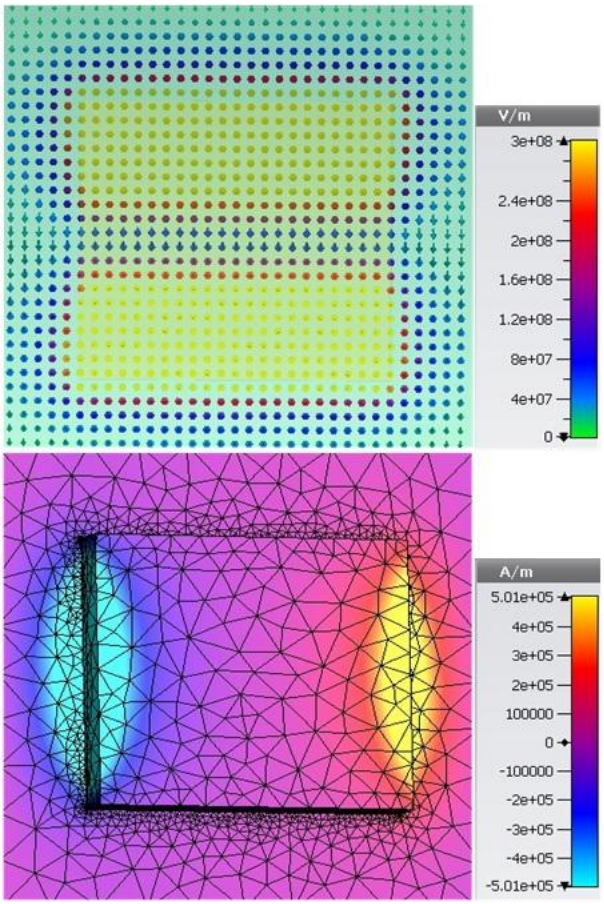
شکل ۳: نمودار طیفی جذب و بازتاب فراماد فلز-دی‌الکتریک-فلز

جدول ۱: اندازه‌های بکار رفته در فراماد پیشنهادی

Layer	Type	Thickness (nm)	Size(nm)
First	Metal(gold)	40	310×310
Second	Dielectric(SiO_2)	10	310×310
Third	Metal(gold)	30	200×200

بحث و نتایج شبیه‌سازی

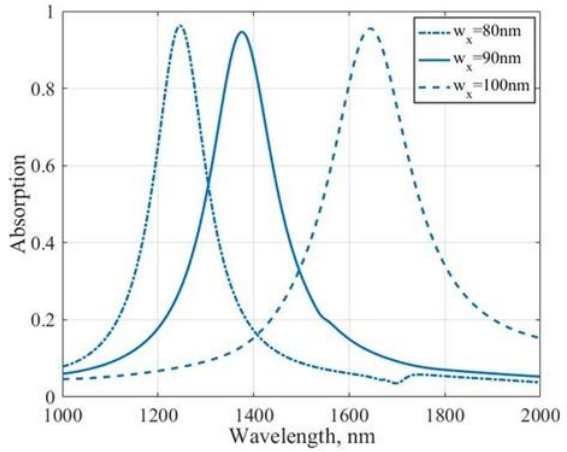
در این قسمت با توجه به طیف جذب و عبوری بدست آمده در نمونه نشان داده می‌شود که می‌توانیم فراماد پیشنهادی را به عنوان جاذب شدید پلاسمونیکی معرفی کنیم. به این منظور، نمودار جذب و بازتاب ساختار پیشنهادی در بازه طول موجی ۱۰۰۰ nm تا ۱۸۰۰ nm در شکل ۳ نشان داده شده است. با تابیدن نور ورودی با فرکانس ω به ساختار ، جفت‌شدگی شدید بین نور ورودی و پلاسمون‌های سطحی ساختار ایجاد شده و یک سری از طول موج‌های تحریک شده بین لایه عایق و نقره جذب می‌شوند. بیشینه مقدار جذب در طول موج ۱۳۸۷ nm به اندازه ۹۵٪ نور ورودی است. لذا همانطور که از شکل ۳ مشاهده می‌شود با جفت شدن نور در این طول موج یک تشدید شدیدی در نمودار جذب رخ می‌دهد. برای درک بهتر این موضوع نمودارهای توزیع جریان سطحی و توزیع میدان مغناطیسی در شکل ۴ آمده است.



شـــکل ۴: (الف) توزیع جریان سطحی (ب) توزیع میدان مغناطیسی مماسی

همانطور که در شکل ۴ (الف) نمایان است، جریان سطحی در ساختار اطراف لایه طلای بالایی و از قسمت بالا به سمت پایین است. همچنین نمودار توزیع میدان مغناطیسی در شکل ۴ (ب) نشانگر تشکیل یک دوقطبی قوی در ساختار که بیان‌کننده جفت شدگی شدید نور ورودی با ساختار است. برای نشان دادن تنظیم پذیر بودن ساختار فراماد با گذردهی الکتریکی نزدیک صفر، با تغییر اندازه پارامتر p_x در ساختار، نمودار جذب را بدست آورده‌ایم. همانطور که در شکل ۵ نشان داده شده است، به ازای کاهش اندازه p_x از ۱۰۰ nm به ۸۰ nm قله نمودار جذب به سمت طول موج‌های کم جابجا می‌شود که معادل با جابجایی آبی است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شـــکل ۵: (الف) نمودار طیفی جذب به‌ازای مقادیر مختلف p_x

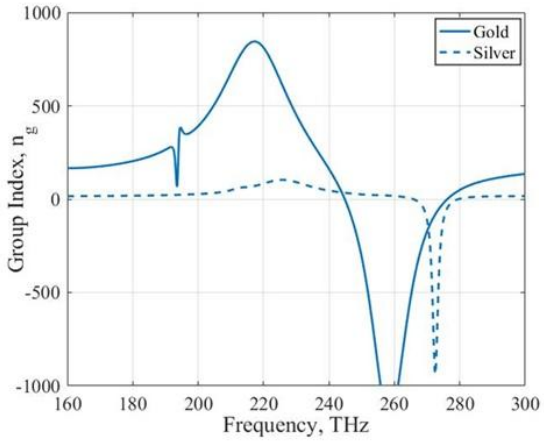
یکی از کابردهای مهمی که برای ساختار فراماد پیشنهادی می‌توان بیان کرد، توانایی کنترل نور بعنوان نور تند و کند است. برای تحقق این امر، در ابتدا بصورت عددی تأخیر گروه را بدست می‌آوریم، سپس با استفاده رابطه (۲) سرعت گروه را محاسبه می‌کنیم:

$$v_g = c_0 - \frac{L}{\tau_g} \qquad (۲)$$

که در آن c_0 سرعت گروه در خلأ، L ضخامت زیر لایه و τ_g تأخیر گروه است. در نهایت توسط رابطه زیر، ضریب گروه، n_g را تعیین می‌کنیم:

$$n_g = n + w\frac{dn}{dk} = \left(\frac{dw}{dk}\right)^{-1} = \frac{C_0}{v_g} \qquad (۳)$$

در این رابطه ضریب گروه مثبت، توانایی کند کردن نور را نشان می‌دهد و به ازای ضریب گروه منفی، نور تند را خواهیم داشت. شکل ۶ نمودار ضریب گروه به عنوان تابعی از طول موج را نشان می‌دهد. ساختار فراماد با ضریب گذر دهی نزدیک صفر دارای بیشینه ضریب گروهی برابر با ۸۵۰ و کمینه ضریب گروهی برابر ۱۱۰۰ است، که به ترتیب توانایی کنترل نور بعنوان نور کند و تند را داراست. با توجه به پارامترهای متفاوت در مدل درود برای فلزات طلا و نقره انتظار می رود که ساختار پیشنهادی دارای تأخیر گروه متفاوت، و در نتیجه ضریب گروه متفاوتی باهم داشته باشند. این ویژگی مناسب نانو ساختار پیشنهادی می‌تواند در سوئیچ‌های نوری که توسط نور کند کنترل می‌شوند، مورد استفاده قرار گیرد.



شکل ۶: نمودار ضریب گروه (n_g) به ازای تغییرات بسامد

نتیجه‌گیری

در این مقاله فراماد تنظیم پذیر با گذردهی الکتریکی نزدیک به صفر براساس ساختار سه لایه فلز-دی‌الکتریک- فلز معرفی شده است. طیف‌های جذب، بازتاب، جریان سطحی و توزیع میدان مغناطیسی برهمکنش شدید نور ورودی با پلاسمون‌های سطحی در مرز فلز-دی‌الکتریک را نشان می‌دهد. نانو ساختار پیشنهادی دارای تشدید شدید در طول موج ۱۳۸۷ nm با ضریب جذب ۰/۹۵ و ضریب کیفیت ۹ است. همچنین، این فراماد که به عنوان جاذب شدید پلاسمونیکی معرفی شده است، توانایی استفاده در نور کند و تند با ضرایب ۸۵۰ و ۱۱۰۰ را داراست.

مراجع

[1] W. Cai, V. Shalaev and D. K. Paul, “Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications”; Springer, New York (2010).

[2] L. Sun, Z. Li, T. S. Luk, X. Yang, and J. Gao, “Nonlocal effective medium analysis in symmetric metal-dielectric multilayer metamaterials,” Phys. Rev. B 91(19), 195147 (2015).

[3] J. Gao, L. Sun, H. Deng, C. J. Mathai, S. Gangopadhyay, X. Yang, “Experimental realization of epsilon-near-zero metamaterial slabs with metal-dielectric multilayers” Appl. Phys. Lett.103,051111 (2013).

[4] R. Starko-Bowes, J. Atkinson, W. Newman, H. Hu, T. Kallos, G. Palikaras, R. Fedosejevs, S. Pramanik, and Z. Jacob, “Optical characterization of epsilon-near-zero, epsilon-near-pole, and hyperbolic response in nanowire metamaterials”; Journal of the Optical Society of America B, Vol. 32, No. 10 (2015).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

پراکندگی ناچیز فرامواد هایپربولیکی بر اساس نانولوله نقره-دی الکتریک در گستره وسیعی از طیف مرئی

مینا وفایی[۱]، محمود مرادی [۱]، غلامحسین بردبار[۱]

[۱]بخش فیزیک، دانشگاه شیراز، شیراز

چکیده – نانولوله های فلز-دی الکتریک، کلاسی از فرامواد هایپربولیکی با تانسور گذردهی الکتریکی ناهمسانگرد هستند. در این مقاله، نانولوله نقره-دی الکتریک به عنوان فرامواد هایپربولیکی در بازه مرئی در نظر گرفته شده و پراکندگی، زمانی که نور قطبیده TE به طور عمود به سطح جانبی نانولوله برخورد می کند بررسی شده است. بازده پراکندگی به عنوان تابعی از طول موج به صورت تحلیلی در شرایط مختلف بدست آمده است. نتایج به دست آمده کاهش شدید پراکندگی را در محدوده وسیعی از طیف مرئی نشان می دهد که شامل طول موجی است که در آن گذردهی الکتریکی زاویه ای موثر ساختار صفر شده است. این کاهش شدید پراکندگی کاربردهای بالقوه ای در نامرئی سازی دارد.

کلید واژه : فرامواد، نانو لوله، نامرئی سازی.

Anomalously low scattering of hyperbolic metamaterial based on Ag-dielectric nanotube in the broad range of visible spectrum

Mina Vafaei[1], Mahmood Moradi[1], Gholamhossein Bordbar[1]

[1] Department of Physics, Shiraz University, Shiraz

Abstract- Metal-dielectric nanotubes represent a class of hyperbolic metamaterials with uniaxial permittivity tensor. In this study, the metal-dielectric nanotube as hyperbolic metamaterials was considered in the visible range and the light scattering was investigated when the transverse-electric polarized light normally incident to the side of the nanotube. Scattering efficiency was obtained as a function of the wavelength analytically in different conditions. The results show anomalously low scattering in the wide range of visible spectrum which includes the angular epsilon near zero wavelength. This anomalously low scattering has potential applications in invisibility.

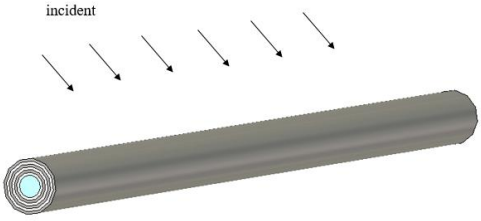
Keywords: metamaterial, nanotube, invisibility.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در سال های اخیر نامرئی سازی از موضوعات جالب توجه محققان علوم مختلف بوده است. قابلیت فراماد در دستکاری امواج الکترومغناطیسی، این ساختارهای مصنوعی را گزینه مناسبی برای دستیابی به نامرئی سازی معرفی کرده است. پیشرفت در این راستا با معرفی مواد پلاسمونیکی و فراماد الکترومغناطیسی که شامل اجزای زیر طول موج فلز و دی الکتریک هستند تسریع شده است.اخیرا نامرئی سازی به روش نظری در فراماد هایپربولیکی مبتنی بر نانولوله های چند لایه فلز-دی الکتریک در بازه مرئی اثبات شده است. در این فراماد پراکندگی نزدیک صفر در طول موج مشخصی که گذردهی الکتریکی زاویه ای صفر می شود برای نور قطبیده TEو TM بدست آمده است[۱].

در این مقاله فراماد هایپربولیکی بر اساس نانولوله چند لایه نقره دی الکتریک در بازه مرئی در نظر گرفته شده و بازده پراکندگی برای ساختار، زمانی که تحت تابش عمودی نور قطبیده TE قرار میگیرد بررسی شده است . هندسه و دی الکتریک بکار رفته بگونه در نظر گرفته شده اند که سطح مقطع پراکندگی در گستره وسیعی از بازه مرئی به مقدار قابل ملاحظه ای کاهش یابد.



شکل ۱: نانو لوله چند لایه ای فلز-دی الکتریک

ساختار نانولوله فراماد هایپربولیکی

یک نانو لوله چند لایه فلز-دی الکتریک بسیار بلند با سطح مقطع دایره ای در نظر میگیریم که تحت تابش عمودی موج تخت قرار گرفته است (شکل ۱).

نانولوله هسته ای به قطر **D** از جنس هوا دارد و پوسته اطراف هسته را لایه های متناوب فلز و دی الکتریک با ضخامت کل **d** تشکیل می دهند. ضخامت لایه فلز، دی الکتریک و دوره تناوب ساختار لایه ای متناوب به ترتیب با d_m، d_d و **a** مشخص می شود بطوریکه $a = d_m + d_d$ و نسبت پرشدگی لایه فلزی به صورت d_m/a بدست می آید. گذردهی الکتریکی لایه دی الکتریک با ε_d و گذردهی الکتریکی فلز با ε_m مشخص می شود که توسط مدل درود بدست می آید.

همانطور که می دانیم اگر پارامترهای هندسی ساختار بسیار کوچک تر از طول موج الکترومغناطیسی فضای (λ_0) آزاد باشند، ساختار مورد نظر می تواند به عنوان محیط موثر در نظر گرفته شود و گذردهی الکتریکی موثر ساختار بدست آید [۲].

در اینجا بدلیل ویژگی زیرطول موج بودن دوره تناوب، نانولوله چندلایه را می توان بعنوان یک نانولوله فراماد هایپربولیکی ناهمسانگرد شعاعی با یک تانسور گذردهی الکتریکی در نظر گرفت. در این مدل نانولوله فراماد هایپربولیکی همان قطر هسته و ضخامت کل پوسته نانولوله چندلایه متناوب را دارد با این تفاوت که پوسته از یک ماده با تانسور گذردهی الکتریکی موثر قطری زیر تشکیل شده است.

$$\varepsilon_{eff} = \begin{pmatrix} \varepsilon_r & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_\theta & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix} \qquad (۱)$$

که مولفه های روی قطر اصلی بصورت زیر بدست می آیند

$$\varepsilon_r = \left(\frac{f_m}{\varepsilon_m} + \frac{(1-f_m)}{\varepsilon_d} \right)^{-1} \qquad (۲)$$

$$\varepsilon_\theta = \varepsilon_z = f_m \varepsilon_m + (1-f_m)\varepsilon_d$$

تجزیه و تحلیل تئوری

نانو لوله چند لایه فلز-دی الکتریک را به عنوان یک سیستم غیر مغناطیسی پریودیک در نظر می گیریم که موج تختی با قطبش TE (میدان مغناطیسی در راستای z) و بردار موجی در راستای x بطور عمود به آن برخورد می کند. در این بخش هدف محاسبه بازده پراکندگی از ساختار و کمینه کردن آن و حتی الامکان رساندن آن به صفر است.

برای محاسبه بازده پراکندگی از روش تحلیلی پراکندگی مای-لورنتز استفاده می کنیم [۳].

میدان مغناطیسی در هر لایه m داخل نانولوله به صورت زیر

$$H_z^m = \sum_{n=0}^{\infty} [b_{n,m} J_n(k_m r) + c_{n,m} N_n(k_m r)] \cos(n\varphi) \qquad (۳)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

و در خارج از نانولوله به صورت زیر داده می شود

$$H_z = \sum_{n=0}^{\infty}[i^n e_n J_n(k_0 r) + a_n H_n^{(1)}(k_0 r)]\cos(n\varphi) \quad (۴)$$

که $k_m = \omega\sqrt{\mu_m \omega_m}$ بردار موج در لایه m ام، $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ بردار موج در خارج از نانولوله، $J_n(kr)$ ، $Y_n(kr)$ و $H_n^{(1)}(kr)$ به ترتیب تابع بسل نوع اول، تابع بسل نوع دوم و تابع هنکل نوع اول هستند. میدان الکتریکی متناظر در هر ناحیه نیز توسط معادلات ماکسول به صورت زیر بدست می آید.

(۵)

$$E_\varphi^m = \frac{k_m}{i\omega\varepsilon_m}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}[b_{n,m}J_n'(k_m r) + c_{n,m}N_n'(k_m r)]\cos(n\varphi) \quad (۶)$$

$$E_\varphi = \sum_{n=0}^{\infty}[i^n e_n J_n'(k_0 r) + a_n H_n'^{(1)}(k_0 r)]\cos(n\varphi)$$

در هسته نانولوله بدلیل وجود شعاع صفر میدان مغناطیسی فقط می تواند شامل جمله $J_n(k_0 r)$ باشد یعنی برای همه جمله های n شرط $c_{n,0} = 0$ برقرار است و بدون از دست دادن کلیت مساله می توانیم قرار دهیم $b_{n,0} = 1$.

با اعمال شرط مرزی بین لایه ها به رابطه زیر می رسیم

$$\begin{pmatrix} b_{n,N+1} \\ c_{n,N+1} \end{pmatrix} = \frac{\pi}{2}\prod_{n=0}^{N}\begin{pmatrix} \frac{r_m}{\varepsilon_m} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_{n,m} & B_{n,m} \\ C_{n,m} & D_{n,m} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} b_{n,0} \\ c_{n,0} \end{pmatrix} \quad (۷)$$

با بدست آمدن ضرایب آخرین لایه، $b_{n,N+1}$ و $c_{n,N+1}$ ، بازده پراکندگی به صورت زیر بدست می آید

$$\sigma = \frac{2\lambda}{\pi(D+2a)}\sum_{n=0}^{\infty} e_n \left|\frac{b_{n,N+1}}{b_{n,N+1} - ic_{n,N+1}}\right|^2 \quad (۸)$$

که

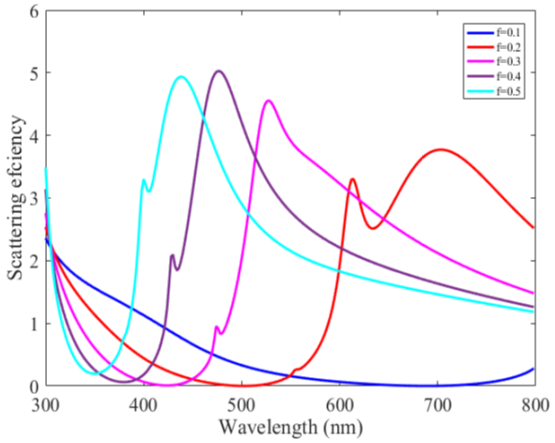
$$e_n = \begin{cases} 1 & 0 = n \\ 2 & 1 \le n \end{cases} \quad (۹)$$

در ادامه با انتخاب مناسب نوع فلز و دی الکتریک و نسبت پرشدگی آنها بازده پراکندگی را برای گستره وسیعی از طیف مرئی به حداقل میرسانیم. بهترین گزینه برای لایه فلزی در بازه مرئی نقره می باشد که گذردهی الکتریکی آن با استفاده از مدل درود به صورت زیر می باشد [۱]

$$\varepsilon_{Ag} = 3.691 - \frac{9.152^2}{\left((1.24/\lambda)^2 + i0.021(1.24/\lambda)\right)} \quad (۱۰)$$

و با مقایسه دی الکتریک های مرسوم در بازه مرئی، دی اکسید آلومینیوم با گذردهی الکتریکی ثابت $\varepsilon_{Al_2O_3} = 3$ به عنوان لایه دی الکتریک در کنار لایه نقره کمترین بازده پراکندگی در بازه مرئی را بدست می دهد.

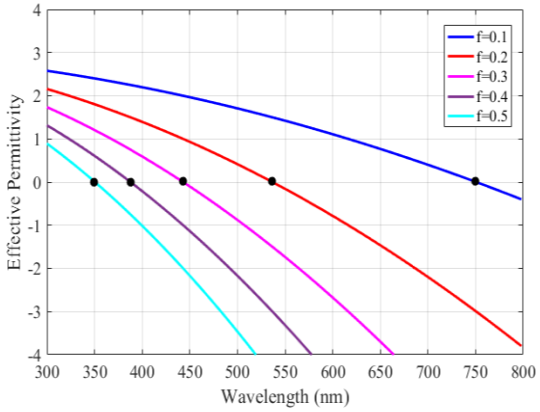
با انتخاب نقره و دی اکسید آلومینیوم به عنوان لایه های متناوب، برای نانو لوله ای با قطر داخلی ۵۰ نانومتر و ضخامت پوسته ۶۰ نانومتر، مشاهده شد که کمترین بازده پراکندگی به ازای ضریب پرشدگی ۰,۱ برای نقره $f_{Ag} = 0.1$ بدست می آید (شکل ۲). همانطور که در شکل ۲ مشاهده می شود به ازای $f_{Ag} = 0.1$ بازده پراکندگی به میزان قابل توجی کاهش یافته است و در گستره ای حدود ۱۰۰ نانومتر تقریبا به مقدار صفر می رسد.



شکل ۲: بازده پراکندگی بر حسب طول موج به ازای نسبت های پرشدگی متفاوت نقره

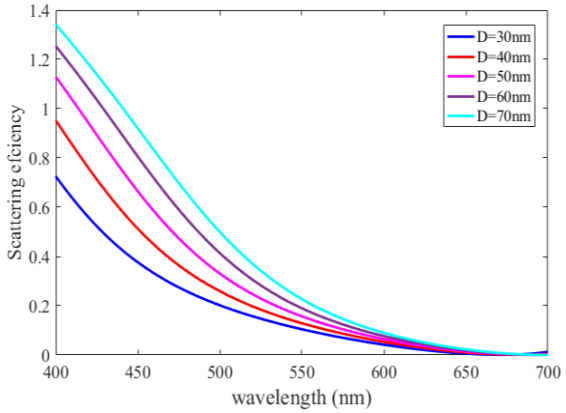
شکل ۳ گذردهی الکتریکی زاویه ایی نانو لوله را برای نسبت های پرشدگی متفاوت نقره متناظر با شکل ۲ نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود برای هر نسبت پرشدگی کاهش بازده پراکندگی در نزدیکی طول موجی اتفاق می افتد که گذردهی الکتریکی زاویه ای موثر نانولوله صفر شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



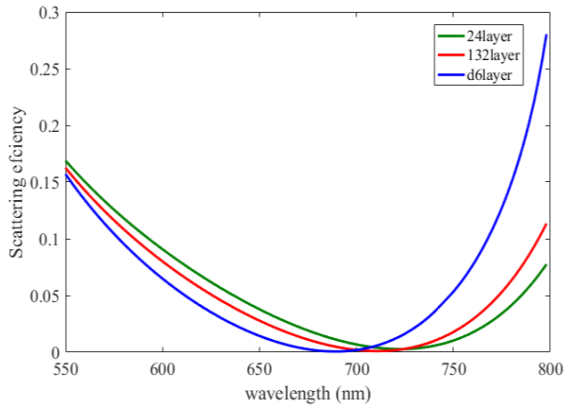
شکل ۳: گذردهی الکتریکی زاویه ای نانولوله فراماد بر حسب طول موج برای نسبت های پرشدگی متفاوت نقره

در شکل ۴ تاثیر تغییر قطر هسته نانولوله بر بازده پراکندگی بررسی شده است که همانطور که در این شکل مشخص است، اگرچه با تغییر قطر هسته نانولوله بازه ای که بازده پراکندگی کمینه می شود تغییری نمی کند ولی با کاهش قطر هسته، بازده پراکندگی در طول موج ها دیگر کاهش می یابد.



شـــکل ۴: بازده پراکندگی بر حسب طول موج به ازای قطرهای متفاوت هسته نانولوله

در انتها در شکل ۵ نشان داده شده است که برای نانو لوله با مقادیر مشخص و ثابت قطر هسته، نسبت پرشدگی نقره و ضخامت کل پوسته، با افزایش تعداد لایه های فلز-دی الکتریک یا بعبارتی با کم شدن ضخامت هر دوره تناوب (a)، بازه طول موجی که در آن بازده پراکندگی صفر می شود به سمت طول موج های بالاتر می رود. بعبارتی دیگر با کم شدن ضخامت لایه ها، بازه طول موجی که بازده پراکندگی در آن صفر می شود به طول موجی متناظری که در آن گذردهی الکتریکی زاویه ای موثر صفر می شود نزدیک تر می شود.



شکل ۵: بازده پراکندگی بر حسب طول موج به ازای تعداد لایه های متفاوت فلز-دی الکتریک در شرایط یکسان نسبت پرشدگی و ضخامت کل

۴- نتیجه‌گیری

نانولوله فراماد هایپربولیک نقره-دی الکتریک تحت تابش عمودی نور قطبیده TE در جهت کاهش بازده پراکندگی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان دادند که نانولوله نقره – دی اکسید آلومینیوم با نسبت پرشدگی ۰,۱ نقره و قطر هسته ۳۰ نانومتر کمترین میزان بازده پراکندگی را بدست می دهد. همچنین در این شرایط علاوه بر کاهش بازده پراکندگی در کل طیف مرئی، میزان آن در بازه ی حدود ۱۰۰ نانومتر تقریبا به صفر می رسد که می تواند در مساله نامرئی سازی بسیار حائز اهمیت باشد.

مراجع

[1] K-H. Kim, Y-S. No, S. Chang, J-H. Choi, H-G Park, “Invisible Hyperbolic Metamaterial Nanotube at Visible Frequency”, Sci. Rep. 5, 16027 (2015).

[2] C. A. Foss, G. L. Hornyak, J. A. Stockert, and C. R. Martin, “Template synthesized nanoscopic gold particles: optical spectra and the effects of particle size and shape,” J. Phys. Chem. 98, 2963-2971 (1994).

[3] Bussey, H. & Richmond, J. Scattering by a lossy dielectric circular cylindrical multilayer, numerical values. IEEE Trans. AntennasPropag. **23,** 723–725 (1975).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه سازی انتشار باریکه گاوسی در داخل بلور فوتونی یک بعدی حاوی تک لایه های مولیبدن دی سولفاید (MoS_2)

میثم شیری[۱] ، امیر مدنی[۱] و صمد روشن انتظار[۲]

[۱] گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، آذربایجان شرقی
[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، آذربایجان شرقی

چکیده – در این مقاله انتشار باریکه گاوسی و موج تخت در داخل بلور فوتونی یک بعدی حاوی تک لایه های مولیبدن دی سولفاید شبیه سازی شده و مورد بررسی قرار گرفته است. ابتدا طیف تراگسیل بلور فوتونی در ناحیه فرکانسی مرئی و فرابنفش نزدیک با استفاده از روش ماتریس انتقال برای دو قطبش TE و TM مطالعه شده است. بلور فوتونی معرفی شده متشکل از نانو لایه های MoS_2 است که بصورت تناوبی توسط لایه های دی الکتریک از هم جدا شده اند. در ادامه پروفایل میدان الکتریکی موج تخت در داخل بلور فوتونی برای طول موج های انتخاب شده از داخل و لبه گاف فوتونی رسم شده است. در پایان برای مطالعه بهتر و واقعی رفتار میدان الکتریکی در داخل بلور فوتونی پروفایل میدان الکتریکی یک باریکه گاوسی با استفاده از تبدیلات فوریه شبیه سازی شده است که انتشار باریکه در داخل ساختار را نشان می دهد.

کلید واژه- بلور فوتونی یک بعدی، مولیبدن دی سولفاید (MoS_2)، طیف تراگسیل، پروفایل میدان الکتریکی، باریکه گاوسی.

Numerical simulation of a Gaussian beam propagation inside a one-dimensional photonic crystal containing MoS_2 monolayers

Meisam Shiri[1], Amir Madani[1], Samad Roshan Entezar[2]

[1]Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab
[2] Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz

E-Mails: meisamshiri1993@gmail.com (M.S.); a-madani@bonabu.ac.ir (A.M.); s-roshan@bonabu.ac.ir (S.R.E.)

Abstract- In this paper we have performed a numerical simulation which represents the propagation of a plane wave and a Gaussian beam at the outside and inside of a one-dimensional photonic crystal (1DPC) containing MoS_2 layers. At first, the transmission spectrum of the 1DPC for the TE and TM polarized waves have been studied in the visible and UV regions using the transfer matrix method. The introduced PC is made of MoS_2 monolayers which are alternatingly separated by dielectric slabs. Besides, the electric field amplitude of a plane wave at the PC has been plotted for wavelength which is selected from inside and the edge of the band gap. Finally, for better understanding of the electric field distribution inside the 1DPC, the numerical simulation of a Gaussian beam propagation have been performed using the Fourier transformation technique.

Keywords: one-dimensional photonic crystal, MoS_2, transmission spectrum, electric field profile, Gaussian beam

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

مطالعه انتشار امواج الکترومغناطیسی و بررسی ویژگی های تابشی آنها از موضوع های جالب و کاربردی فیزیک و فوتونیک محسوب می شود که کمک شایانی به طراحی بلور های فوتونی، کنترل نور در داخل ساختار و غیره می کند. بلورهای فوتونی یکی از ابزار های شناخته شده کنترل نور محسوب می شوند که به طور ساده می توان یک محیط با خواص اپتیکی متناوب تعریف کرد. مهم ترین مشخصه این مواد وجود محدوده فرکانسی ممنوعه یا گاف فوتونی است [۱]. تا به حال در ساخت بلور های فوتونی از مواد گوناگونی، به عنوان مثال دی الکتریک ها، فلزات، نیم رساناها و ... استفاده شده است که در دهه گذشته تحقیقات و توجهات زیادی روی مواد دو بعدی از قبیل گرافن، MoS_2 و ترکیبات مشابه انجام شده است [۲].

MoS_2 به عنوان یک نیم رسانای دو بعدی با ضخامت اتمی است که یکی از معروف ترین اعضای خانواده مواد لایه ای واندروالسی اند. اگر از بالا به MoS_2 نگاه کنیم ساختاری لانه زنبوری را مشاهده می کنیم [۳]. ویژگی مهم این ماده قابل تنظیم بودن ضریب دی الکتریک توسط ولتاژ گیت و تغییرات دما است. تغییر گاف نواری از حالت غیر مستقیم ۱/۲ eV در چند لایه به حالت مستقیم eV ۱/۹ در تک لایه یکی دیگر از مزایای این ماده است که امکان ساخت سویچ های الکترواپتیکی را فراهم می کند. در کنار این ویژگی ها ضخامت هر لایه MoS_2، ۰/۶۵ nm است [۴].

در این مقاله سعی شده است ابتدا با استفاده از روش ماتریس انتقال طیف تراگسیل بلور فوتونی یک بعدی حاوی تک لایه های MoS_2 بررسی شود. در ادامه نیز پروفایل میدان الکتریکی در داخل بلور فوتونی برای موج تخت و باریکه گاوسی شبیه سازی شود. فرض شده است که تک لایه های MoS_2 میان لایه های دی الکتریک سازنده بلور جاسازی شده اند.

معرفی ساختار و محاسبات تئوری

ساختار معرفی شده یک ساختار یک بعدی حاوی تک لایه های MoS_2 است که این لایه ها مابین لایه های دی الکتریک، دی اکسید سیلیکون (SiO_2) و پلی متیل متاکریلات (PMMA) به صورت $SiO_2 / MoS_2 / PMMA / MoS_2$ در کنار هم قرار گرفته اند که با آرایش تکرار شونده این سلول چهار لایه ای N=۱۵ مرتبه تکرار شده است (شکل ۱). لایه ها در موازات صفحه (y-x) بوده و محور z عمود بر لایه ها قرار گرفته است.

$$d_{MoS_2} = 0.65nm, d_{SiO_2} = 75nm, d_{PMMA} = 75nm$$

با توجه به مرجع [۵] ضریب شکست SiO_2 و مرجع [۶] ضریب شکست PMMA به صورت روابط زیر بیان می شود. به دلیل تاثیر ناچیز تغییر طول موج بر ضریب شکست دو دی الکتریک، پاشندگی در ساختار مطرح نمی شود و برای بیان صحیح از روابط زیر استفاده شده است.

$$\begin{cases} n_{SiO_2}(\lambda) = \left(1 + \frac{0.6962\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684^2} + \frac{0.4080\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162^2} + \frac{0.8975\lambda^2}{\lambda^2 - 9.8962^2}\right)^{1/2} \\ n_{PMMA}(\lambda) = \left(1 + \frac{0.99654\lambda^2}{\lambda^2 - 0.00787} + \frac{0.18964\lambda^2}{\lambda^2 - 0.02191} + \frac{0.00411\lambda^2}{\lambda^2 - 3.85727}\right)^{1/2} \end{cases} \quad (۱)$$

ضریب شکست MoS_2 بصورت رابطه (۲) محاسبه می شود.

$$n_{MoS_2}(\lambda) = \sqrt{\varepsilon_{MoS_2}} \quad (۲)$$

در این رابطه، برای ضریب دی الکتریک وابسته به طول موج MoS_2 از مدل hybrid Lorentz-Drude-Gaussian ارائه شده در مرجع [۷] استفاده شده است که به صورت رابطه (۳) بیان می شود.

(۳)

$$\varepsilon_{MoS_2} = \varepsilon_c^{LD} + \varepsilon_c^{G} \begin{cases} \varepsilon_c^{LD} = \varepsilon_\infty + \sum_{j=0}^{5} \frac{a_j \omega_p^2}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\omega_j} \\ \varepsilon_c^{G} = \varepsilon_r^{G} + i\varepsilon_i^{G} \begin{cases} \varepsilon_i^{G}(\omega) = \alpha \exp\left(-\frac{(\hbar\omega - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \\ \varepsilon_r^{G}(\omega) = -\frac{1}{\pi} pv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon_i^{G}(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \end{cases} \end{cases}$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

فرض شده است موج تختی از هوا با زاویه θ نسبت به خط عمود بر سطح ساختار به بلور فوتونی تابیده شود، تراگسیل ساختار با استفاده از روش ماتریس انتقال بصورت زیر محاسبه می شود [۸].

$$T=\left|\frac{2q_0}{(q_0M_{11}+q_tM_{22})-(M_{21}+q_0q_tM_{12})}\right|^2 \quad (۴)$$

M_{11}، M_{12}، M_{21} و M_{22} مولفه های ماتریس انتقال کل ساختار و $M_{N\cdot unitsell}=(M_S\times M_M\times M_P\times M_M)^N$ است. ماتریس های انتقال M_j، میدان ها را در دو نقطه z و z+dz در هر لایه را توسط رابطه زیر به هم مرتبط می کنند.

$$M_j=\begin{pmatrix}\cos\left(k_{z_j}d_j\right) & \frac{i}{q_0}\sin\left(k_{z_j}d_j\right)\\ iq_j\sin\left(k_{z_j}d_j\right) & \cos\left(k_{z_j}d_j\right)\end{pmatrix} \quad (۵)$$

در این روابط $j=0,t,S,M,P$ و برای قطبش TE و TM به ترتیب داریم: $q_j=k_{z_j}/\omega\mu_j\mu_0$ و $q_j=-k_{z_j}/\omega\varepsilon_j\varepsilon_0$.

باریکه فرودی به شکل گاوسی با میدان الکتریکی به صورت رابطه (۶) بیان شده است که به دلیل ناچیز بودن تاثیر مولفه شعاعی از آن صرف نظر شده است. در این رابطه پهنای باریکه فرودی $a=2\lambda$ است که پهنای باریکه دو برابر طول موج نور فرودی است. همچنین مولفه مماسی با سطح بردار موج فرودی به صورت $k_{xi}=k_i\sin\theta$ بیان می شود که در این مقاله زاویه تابش فرودی θ=۳۰° و عدد موج باریکه به صورت $k_i=\frac{\omega\sqrt{\varepsilon_i\mu_i}}{c}$ است.

$$E(x)=\exp\left(-\left(\frac{x^2}{4a^2}\right)+ik_{xi}x\right) \quad (۶)$$

می توان با استفاده از تبدیلات فوریه آن را به مولفه های موج تخت بسط داد:

$$E(k_x)=\int_{-\infty}^{\infty}E(x)\exp(-ik_xx)dx \quad (۷)$$

و با استفاده از ماتریس های انتقال برای هر مولفه تخت باریکه عبوری و بازتابی را محاسبه کرد:

$$\begin{cases}E_r(k_x)=rE(k_x)\\ E_t(k_x)=tE(k_x)\end{cases} \quad (۸)$$

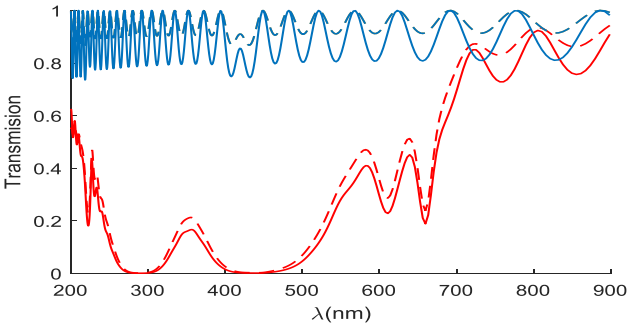
سپس با استفاده از تبدیلات فوریه معکوس باریکه گاوسی خروجی و بازتابی را محاسبه نمود.



شکل ۱: ساختار بلور فوتونی یک بعدی حاوی مولیبدن دی سولفاید.

نتایج و بحث

شبیه سازی انتشار میدان الکتریکی در داخل ساختار مستلزم معرفی طیف تراگسیل و ضرایب عبور و بازتاب است. ابتدا ضریب دی الکتریک وابسته به طول موج MoS_2 با بهره گیری از مدل Lorentz-Drude-Gaussian محاسبه شده است. طیف تراگسیل بلور فوتونی ارائه شده، تحت تابش θ=۳۰° برای دو قطبش TE و TM در شکل ۲ رسم شده است. به دلیل اختلاف کم ضریب شکست دو دی الکتریک گاف براگ (گاف ساختاری) نداریم، فقط حضور MoS_2 باعث ایجاد دو گاف فوتونی در حوالی طول موج های ۲۸۹ nm ۴۴۳ nm شده است که در شکل زیر قابل مشاهده است.

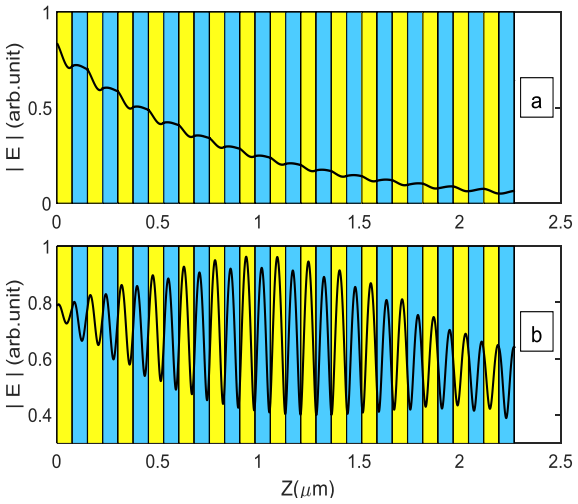


شکل ۲: طیف تراگسیل بلور فوتونی بدون MoS_2 (آبی)، حاوی MoS_2 (قرمز)، برای قطبش TE (خط) و قطبش TM (خط چین).

با استناد به طیف تراگسیل شکل۲ و محاسبه ضریب بازتاب و عبور ساختار، پروفایل میدان الکتریکی قطبش

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

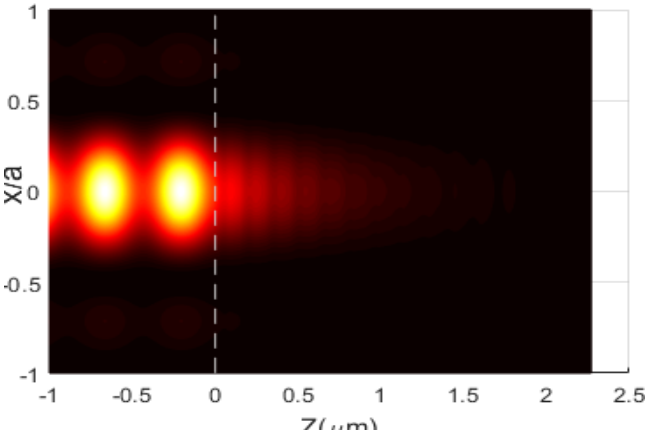
TE موج تخت برای طول موج های ۴۶۰ و ۲۲۸ رسم شده است.



شکل ۳: پروفایل میدان در داخل بلور فوتونی برای طول موج انتخاب شده از داخل گاف فوتونی (a) در ۴۶۰nm و لبه گاف اول (b) در ۲۲۸nm.

شکل۳ مشاهده می شود که پروفایل میدان مربوط به گاف از حالت نوسانی کمتری برخوردار است و همچنین رفتار موج در داخل هر لایه از بلور فوتونی قابل مشاهده است.

در پایان پروفایل میدان الکتریکی باریکه گاوسی برای قطبش TE با استفاده از تبدیلات فوریه و برای طول موج انتخاب شده از داخل گاف شبیه سازی شده است.



شکل ۴: پروفایل میدان الکتریکی موج گاوسی در داخل بلور فوتونی برای طول موج انتخاب شده از داخل گاف فوتونی در ۴۶۰nm.

انتشار میدان الکتریکی قبل از ورود به ساختار و داخل ساختار که با خط چین از هم جدا شده اند را مشاهده می کنیم. هدف از انتخاب این طول موج این است که می توان به میزان نفوذ و شدت میرایی باریکه در داخل ساختار پی برد و همچنین تاثیر هر لایه روی میدان الکتریکی را مشاهده کرد که در طراحی بلور های فوتونی و چیدمان لایه ها در رسیدن به ساختار مدنظر کاربرد دارد.

نتیجه گیری

در این مقاله ابتدا طیف تراگسیل ساختار مورد بررسی قرار گرفته است که نشان می دهد وجود MoS_2 باعث ایجاد دو گاف فوتونی در ناحیه مرئی و فرابنفش نزدیک شده است. در ادامه پروفایل میدان الکتریکی موج تخت و باریکه گاوسی در داخل ساختار با استفاده از روش تبدیلات فوریه برای طول موج انتخاب شده از داخل گاف فوتونی در ۴۶۰nm شبیه سازی شده است. میزان تاثیر هر لایه از بلور فوتونی بر رفتار و نحوه انتشار میدان الکتریکی قابل مشاهده است که میرایی سریع و حالت نوسانی کمتری را نشان می دهد.

مرجع‌ها

[1] J. D. Joannapoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meude, "Photonic crystals: modeling the flow of light," *Princeton university press, USA* (2011).

[2] A. Madani, S. Roshan Entezar, "Optical properties of one-dimensional photonic crystals containing graphene sheets," *Physica B*, **431** (2013) 1–5.

[3] Xiao, D., et al., "Coupled spin and valley physics in monolayers of MoS_2 and other group-VI dichalcogenides," *Phys. Rev. Lett.***108** (19) 196802 (2012) 1–5.

[4] C. Qin, Y. Gao, Z. Qiao, prof. L. Xiao, prof. S. Jia, "Atomic-layered MoS2 as a tunable optical platform," *Adv. Optical mater*. **4** (2016) 1429-1456.

[5] I.H. Malitson, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica", *J. Opt. Soc. Am.* **55** (1965) 1205–1208.

[6] M.N. Polyanskiy. Refractive Index Database <http://refractiveindex.info>.

[7] B. Mukherjee, F. Tseng, D. Gunlycke, K.K. Amara, G. Eda, E. Simsek, "Complex electrical permittivity of the monolayer molybdenum disulfide (MoS2) in near UV and visible, " *Opt. Mater. Express.* **5** (2015) 447-455.

[8] P. Yeh, P.A. Yariv, and C-S Hong, "Electromagnetic Propagation in periodic stratified media. I. General theory", *Optical Society of America* 67, No. 4 (1997) 423-438.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ساختار باند برحسب مرتبه های مختلف سری فیبوناچی در شبه بلور فوتونی یک بعدی حاوی تک لایه های مولیبدن دی سولفاید (MoS_2)

میثم شیری[۱] ، امیر مدنی[۱] و صمد روشن انتظار[۲]

[۱] گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، آذربایجان شرقی
[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، آذربایجان شرقی

چکیده –دراین مقاله ساختار باند و خواص تراگسیل شبه بلور فوتونی یک بعدی حاوی تک لایه های MoS_2 با آرایش شبه تناوبی برای مرتبه های مختلف سری فیبوناچی مورد مطالعه قرار گرفته است. ابتدا به معرفی سری فیبوناچی و نحوه آرایش لایه های دی الکتریک و نانو لایه های MoS_2 پرداخته شده است. در ادامه طیف تراگسیل ساختار با استفاده از روش ماتریس انتقال برای مرتبه های ۳، ۴ و ۵ سری فیبوناچی برای دو قطبش TE و TM مورد بررسی قرار گرفته است. در پایان ساختار باند و گاف فوتونی برای مرتبه های اشاره شده در ناحیه مرئی و فرا بنفش نزدیک بررسی شده است که حضور MoS_2 باعث ایجاد گاف شده است و همچنین با افزایش مرتبه سری فیبوناچی انتقال گاف به فرکانس های بالاتر رخ می دهد.

کلید واژه- ساختار باند گاف، طیف تراگسیل، رشته فیبوناچی، بلور فوتونی یک بعدی، مولیبدن دی سولفاید(MoS_2)

Band gap structure of a one-dimensional quasiperiodic structure containing MoS_2 mono-layers in terms of different orders of Fibonacci series

Meisam Shiri[1], Amir Madani[1], Samad Roshan Entezar[2]

[1]Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab
[2]Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz

E-Mails: meisamshiri1993@gmail.com (M.S.); a-madani@bonabu.ac.ir (A.M.); s-roshan@bonabu.ac.ir (S.R.E.)

Abstract- In this paper, the band gap structure and transmission properties of a one-dimensional Fibonacci quasiperiodic structure containing MoS_2 monolayers have been studied. At first, the Fibonacci series and the arrangement of dielectric layers and MoS_2 monolayers have been introduced. So, the transmission spectrum of the structure for 3, 4 and 5 orders of Fibonacci series have been studied for TE and TM polarizations, using the transfer matrix method. Finally, the photonic band gap structure of above-mentioned Fibonacci series orders has been investigated in the visible and UV region. The results show that, the presence of MoS_2 causes to appearance of new gaps. Also, as increasing the orders of Fibonacci series, the gaps occurs at higher frequencies.

Keywords: Band gap structure, Transmission properties, Fibonacci series, Quasiperiodic structure, MoS_2.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

بلور های فوتونی ابزاری مناسب برای کنترل نور محسوب می شوند که با آرایش های مختلف تناوبی و شبه تناوبی و ... برای کاربرد های مختلف طراحی می شوند. بلور فوتونی را به طور ساده می توان یک محیط با خواص اپتیکی متناوب تعریف کرد. مهم ترین مشخصه این مواد وجود محدوده فرکانسی ممنوعه یا گاف فوتونی است [۱]. تا به حال در ساخت بلور های فوتونی از مواد گوناگونی، به عنوان مثال دی الکتریک ها، فلزات، نیم رساناها و ... استفاده شده است که در دهه گذشته تحقیقات و توجهات زیادی روی مواد دو بعدی از قبیل گرافن، MoS_2 و ترکیبات مشابه انجام شده است [۲].

MoS_2 به عنوان یک نیم رسانای دو بعدی با ضخامت اتمی است که یکی از معروف ترین اعضای خانواده مواد لایه ای واندروالسی اند. اگر از بالا به MoS_2 نگاه کنیم ساختاری لانه زنبوری را مشاهده می کنیم [۳]. مزایای دیگر تغییر گاف نواری از حالت غیر مستقیم ۱/۲ eV در چند لایه به حالت مستقیم ۱/۹ eV در تک لایه اشاره کرد. در کنار این ویژگی ها ضخامت هر لایه MoS_2، ۰/۶۵ nm است[۴].

در این مقاله با معرفی سری فیبوناچی و چگونگی تشکیل ساختار شبه تناوبی سعی شده است ابتدا با استفاده از روش ماتریس انتقال طیف تراگسیل برای مرتبه های ۳، ۴ و ۵ ساختار برای دو قطبش TE و TM در ناحیه فرکانسی مرئی و فرابنفش نزدیک پرداخته شود. در ادامه ساختار باند و گاف فوتونی نیز رسم شده است که تاثیر مرتبه های مختلف سری فیبوناچی بر گاف های ایجاد شده توسط MoS_2 مورد مقایسه و بررسی قرار گرفته است.

معرفی ساختار و محاسبات تئوری

ساختار معرفی شده شبه بلور فوتونی یک بعدی با آرایش فیبوناچی حاوی تک لایه های MoS_2 است که این لایه ها مابین لایه های دی الکتریک SiO_2 و PMMA قرار گرفته شده اند. در این ساختار آرایش سلولی دی الکتریک ها از سری فیبوناچی پیروی می کند به طوری که تک لایه های MoS_2 بین لایه های دی الکتریک قرار داده شده اند، به غیر از زمانی که دو لایه مشابه کنار هم قرار گرفته باشند. هر سلول دی الکتریک در داخل ساختار شبه تناوبی فیبوناچی از رابطه بازگشتی:

$$S_{j+1}=\{S_j,S_{j-1}\} \qquad (۱)$$

تبعیت میکنند. در رابطه (۱)، S_j مرتبه سری فیبوناچی می باشد. اگر فرض کنیم $S_0=\{A\}$ و $S_1=\{B\}$ باشد، چند مرتبه از سری به صورت:

$$\begin{cases} S_2=\{BA\},S_3=\{BAB\},S_4=\{BABBA\} \\ S_5=\{BABBABAB\} \end{cases} \qquad (۲)$$

محاسبه می شود. تراوایی مغناطیسی لایه ها برابر یک است و همچنین لایه ها در موازات صفحه (y-x) قرار گرفته اند ومحور z عمود بر لایه ها است (شکل۱)، که ضخامت لایه‌ها به صورت:

$$d_{MoS_2}=0.65nm, d_{SiO_2}=75nm, d_{PMMA}=75nm$$

فرض شده اند. با توجه به مرجع [۶،۵] ضریب شکست وابسته به طول موج SiO_2 و PMMA به صورت رابطه:

$$\begin{cases} n_{SiO_2}(\lambda)=\left(1+\frac{0.6962\lambda^2}{\lambda^2-0.0684^2}+\frac{0.4080\lambda^2}{\lambda^2-0.1162^2}+\frac{0.8975\lambda^2}{\lambda^2-9.8962^2}\right)^{1/2} \\ n_{PMMA}(\lambda)=\left(1+\frac{0.99654\lambda^2}{\lambda^2-0.00787}+\frac{0.18964\lambda^2}{\lambda^2-0.02191}+\frac{0.00411\lambda^2}{\lambda^2-3.85727}\right)^{1/2} \end{cases} \qquad (۳)$$

بیان می‌شود. ضریب شکست MoS_2 بصورت رابطه:

$$n_{MoS_2}(\lambda)=\sqrt{\varepsilon_{MoS_2}} \qquad (۴)$$

محاسبه می‌شود. ثابت دی الکتریک وابسته به طول موج MoS_2 از مدل ارائه شده Hybrid Lorentz-Drude-Gaussian در مرجع [۷] استفاده شده است. فرض شده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

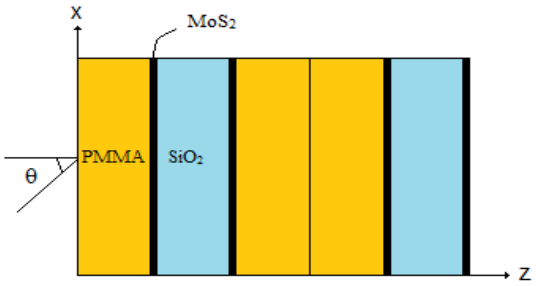
است موج تختی از هوا با زاویه θ نسبت به خط عمود بر سطح ساختار به بلور فوتونی تابیده شود، تراگسیل ساختار با استفاده از روش ماتریس انتقال به صورت:

$$T=\left|\frac{2q_0}{(q_0M_{11}+q_tM_{22})-(M_{21}+q_0q_tM_{12})}\right|^2 \qquad (۵)$$

محاسبه می‌شود [۸]. M_{11}، M_{12}، M_{21} و M_{22} مولفه های ماتریس انتقال کل ساختار، $M_{N\text{-}unitsell}=(M_P\times M_M\times M_S\times M_M\times M_P)^N$ برای مرتبه ۳ سری فیبوناچی است که N تعداد تکرار سلول واحد است. ماتریس های انتقال M_j، میدان های الکتریکی در دو نقطه z و z+dz در هر لایه را توسط رابطه:

$$M_j=\begin{pmatrix}\cos\left(k_{z_j}d_j\right) & \frac{i}{q_0}\sin\left(k_{z_j}d_j\right)\\ iq_j\sin\left(k_{z_j}d_j\right) & \cos\left(k_{z_j}d_j\right)\end{pmatrix} \qquad (۶)$$

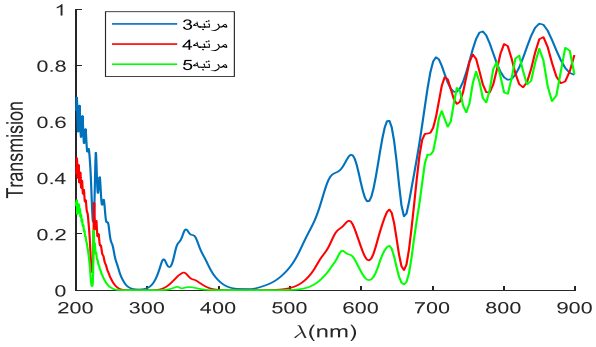
به هم مرتبط می کنند. در این روابط $j=0,t,S,M,P$ و برای قطبش TE و TM به ترتیب داریم: $q_j=k_{z_j}/\omega\mu_j\mu_0$ و $q_j=-k_{z_j}/\omega\varepsilon_j\varepsilon_0$



شکل ۱: طرح شماتیک ساختار یک بعدی شبه پریودیک فیبوناچی مرتبه چهارم شامل تک لایه های MoS_2.

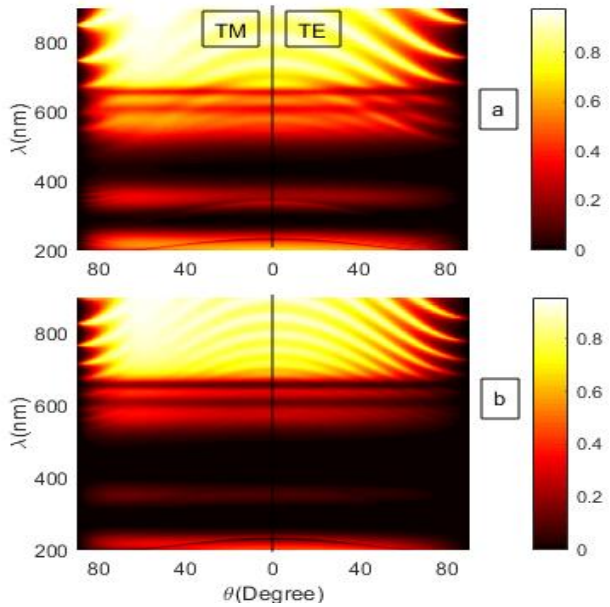
نتایج و بحث

محدوده فرکانسی مورد مطالعه و محاسبات عددی صورت گرفته در این مقاله در ناحیه مرئی و فرابنفش نزدیک است. ابتدا با در نظر گرفتن ثابت دی الکتریک های وابسته به طول موج مواد، طیف تراگسیل بلور فوتونی را برای مرتبه های ۳، ۴ و ۵ سری فیبوناچی برای N=۱۲ تکرار سلول تحت تابش θ=۳۰° رسم شده است. به دلیل اختلاف ناچیز ضریب شکست دی الکتریک ها گاف براگ (گاف ساختاری) تشکیل نمی شود. با توجه به شکل با افزایش مرتبه سری، گاف های تشکیل شده بزرگتر می شوند.



شکل ۲: طیف تراگسیل بلور فوتونی حاوی MoS_2 با آرایش فیبوناچی برای مرتبه ۳ (آبی)، مرتبه ۴ (قرمز) و مرتبه ۵ (سبز).

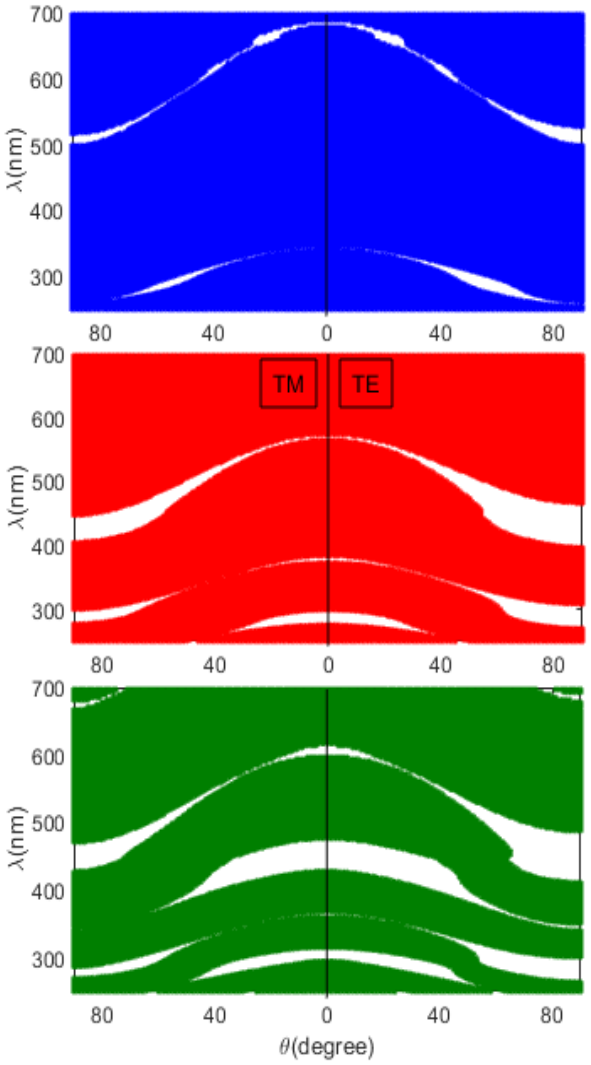
تراگسیل ساختار بر حسب زاویه تابش و طول موج برای قطبش TE و TM در زیر رسم شده است. در شکل ۳ پیداست که امکان دست یافتن به گاف فوتونی برای هر دو نوع قطبش وجود دارد. نواحی تاریک نشانگر گاف های فوتونی است که حضور MoS_2 باعث ایجاد دو گاف فوتونی در ناحیه مرئی و فرابنفش نزدیک شده است که وابستگی شدید به مرتبه‌های سری فیبوناچی از خود نشان می دهد.



شکل ۳: تراگسیل بلور فوتونی شبه پریودیک فیبوناچی برحسب زاویه تابش و طول موج برای مرتبه ۳ (a) و مرتبه ۴ (b) برای دو قطبش TE و TM.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در پایان ساختار باند فوتونی را برای تحلیل بهتر تاثیر آرایش فیبوناچی در تشکیل گاف با صرف نظر از جذب ساختار برای قطبش های TE و TM مورد بررسی قرار گرفته است. با توجه به شکل ۴ برای مرتبه های ۳، ۴ و ۵ سری فیبوناچی به ترتیب ۲، ۳ و ۴ گاف فوتونی تشکیل شده است که وابستگی شدیدی به زاویه تابش دارند. با افزایش یک واحد سری فیبوناچی افزایش یک گاف فوتونی در بازه ۰ تا ۴۵ درجه و شیفت گاف ها به طول موج های بالاتر رخ می دهد. در شکل ۴ تاثیر آرایش شبه پریودیک فیبوناچی به خوبی قابل مشاهده است.



شکل ۴: ساختار باند بلور فوتونی شبه پریودیک فیبوناچی برحسب زاویه تابش و طول موج برای مرتبه ۳ (آبی)، مرتبه ۴ (قرمز) و مرتبه ۵ (سبز) برای دو قطبش TE و TM.

نتیجه گیری

در این مقاله طیف تراگسیل و ساختار باند شبه بلور فوتونی حاوی MoS_2 با آرایش فیبوناچی مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج تشکیل دو گاف فوتونی در ناحیه مرئی و فرابنفش نزدیک را نشان می دهد که وابستگی شدیدی به مرتبه سری فیبوناچی و زاویه تابش دارند. با افزایش مرتبه، گاف ایجاد شده توسط MoS_2 پهنتر می شود. همچنین ساختار باند، تاثیر آرایش فیبوناچی را به خوبی نشان داده است که این نوع چیدمان نقش مهمی در تشکیل گاف ایفا می کند.

مرجع‌ها

[1] J. D. Joannapoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meude, "Photonic crystals: modeling the flow of light," *Princeton university press, USA* (2011).

[2] A. Madani, S. Roshan Entezar, "Optical properties of one-dimensional photonic crystals containing graphene sheets," *Physica B*, **431** (2013) 1–5.

[3] Xiao, D., et al., "Coupled spin and valley physics in monolayers of MoS2 and other group-VI dichalcogenides," *Phys. Rev. Lett.***108** (19) 196802 (2012) 1–5.

[4] C. Qin, Y. Gao, Z. Qiao, prof. L. Xiao, prof. S. Jia, "Atomic-layered MoS2 as a tunable optical platform," *Adv. Optical mater*. **4**(2016) 1429-1456.

[5] I.H. Malitson, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica", *J. Opt. Soc. Am.***55** (1965) 1205–1208.

[6] M.N. Polyanskiy. Refractive Index Database <http://refractiveindex.info>.

[7] B. Mukherjee, F. Tseng, D. Gunlycke, K.K. Amara, G. Eda, E. Simsek, "Complex electrical permittivity of the monolayer molybdenum disulfide (MoS2) in near UV and visible, " *Opt. Mater. Express.* **5** (2015) 447-455.

[8] P. Yeh, P.A. Yariv, and C-S Hong, "Electromagnetic Propagation in periodic stratified media. I. General theory", Optical Society of America 67, No. 4(1997) 423-438.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ساخت دستگاهی بر اساس طیف‌سنجی برای ثبت شدت نور بازتابی از قسمت سالم پوست و قسمت دارای ضایعه همانژیوم در طول موج ۵۷۵ nm و مقایسه دو بازتاب برای نتیجه گیری از وضعیت ضایعه و پیشنهاد دوز لازم برای مداوا با لیزر

محمدرضا طاهری دقیق[۱] ، عزالدین مهاجرانی[۲]

پژوهشکده‌ی لیزر و پلاسما ، دانشگاه شهید بهشتی تهران

چکیده - همانژیوم یک خال مادر زادی است که به شکل قرمز روشن از رگ‌های خونی اضافه بر روی پوست ظاهر می شود. ممکن است همانژیوم مانع کارکرد طبیعی اجزای بدن شود پس درمان آن ضروری خواهد بود. در این مقاله از روش غیرمخرب طیف‌سنجی بازتابی استفاده شده است. در ابتدا با بررسی پارامترهای موثر بر شدت نور بازتابی از سطح نمونه مانند زاویه، شدت و نحوه تابش نور در حالت‌های مختلف ، چید مان موردنظر را بهینه کرده و یک نمونه اولیه از دستگاه موردنظر را برای تست گیری ارائه کردیم که قابلیت نشان دادن اختلاف شدت نور بازتابی بین دو قسمت سالم پوست و ضایعه، بر روی یک نمایشگر را دارد. در نهایت این دستگاه با نتایج حاصل از اسپکتروسکوپی کالیبره شد.

کلید واژه- اسپکتروسکوپی، پوست، شدت نور بازتابی، همانژیوم

Spectroscopy-based device for recording the intensity of reflection light from healthy skin and hemangioma lesions at 575 nm wavelengths and comparing two reflections to conclude a lesion condition and suggesting a dose for laser treatment.

Mohammad Reza Taheri Daghigh , Ezeddin Mohajerani

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran

Abstract- Hemangioma is a birthmark that appears in red in the form of blood vessels on the skin. Hemangiomas may prevent the normal functioning of the body parts, so treatment will be necessary. In this paper, the non-destructive method of reflection spectroscopy is used. Initially, by analyzing the effective parameters on the intensity of reflection light from the sample surface, such as the angle, intensity and ways of light irradiation in different modes, optimized the layout and offered a prototype of the device for testing, which is capable of showing the difference between the two parts of the healthy skin and the lesion in the intensity of reflection light, on a monitor. Ultimately, this machine was calibrated with spectroscopic results.

Keywords: haemangioma, reflective light intensity, skin, Spectroscopy.

[1] m.r.taheri1372@gmail.com
[2] e-mohajerani@sbu.ac.ir

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

لایه‌ی درمیس پوست انسان توسط رگ‌های خونی که شامل هموگلوبین هستند اشغال شده است. همانژیوم یک خال مادرزادی است که به شکل قرمز روشن از رگ‌های خونی اضافه برروی پوست ظاهر می‌شود. به‌عبارت دیگر همانژیوم یک تومور خوش‌خیم عروق خونی است که به علت افزایش غیرطبیعی عروق خونی، تکثیر لایه‌های داخلی رگ‌ها یا از کلافه شدن و درهم پیچیده شدن رگ-های خونی ایجاد می‌شود[۲].

همانژیوم در اثر اختلال در رشد در سه ماه اول دوران حاملگی اتفاق می‌افتد و ضایعات اولیه می‌تواند بصورت یک خراش قرمز یا کبودی باشد. همانژیوم در بچه‌های نارس، نوزادان دوقلو و بچه‌هایی که از مادران مسن به دنیا آمده-اند شایع‌تر است. با توجه به اینکه ممکن است همانژیوم مانع کارکرد طبیعی اجزای بدن شود مثلا اگر همانژیوم جلوی دید چشم را بگیرد، کودک را به تنبلی چشم مبتلا خواهد کرد یا اگر همانژیوم در دهانه‌ی خروجی بینی باشد، تنفس او را مختل می‌کند پس درمان آن ضروری خواهد بود[۳].

امروزه از اسپکتروفوتومتری به‌عنوان روشی متداول برای اندازه‌گیری انعکاس نور از سطح پوست در محدوده‌ی وسیعی از طول موج‌ها استفاده می‌شود. این روش در ارزیابی نوع پوست، رنگ، تغییرات ویژگی‌های پوست و ارزیابی ضایعات و بیماری‌های پوستی کاربردهای فراوانی پیدا کرده است. از آنجا که اغلب ضایعات پوستی در سطح پوست جای می‌گیرند اعمال روش‌های اپتیکی بسیار ساده‌تر خواهد بود چون روش‌های اپتیکی غیرتهاجمی و کم‌هزینه می‌باشند. نتایج به دست آمده از آزمایشات نشان داده است که می‌توان از این روش برای کمک به متخصصان پوست برای تشخیص دقیق‌تر استفاده کرد. در این مقاله از روش طیف‌سنجی بازتابی، برای ثبت شدت نور بازتابی از قسمت سالم پوست و قسمت دارای ضایعه‌ی همانژیوم استفاده شده است[۵].

مبانی نظری

برهمکنش نور با هر ماده، وابسته به خواص نـور فـرودی و خواص نوری مواد اسـت. پـارامترهـای اپتیکـی اصـلی نـور فرودی عبارتند از: طول موج نور فرودی یا معادل آن تـوان یا انرژی نور فرودی، اندازه لکه، پروفایـل فضـایی، پروفایـل زمـانی و مشخصـات طیفـی کـه مربـوط بـه طـول مـوج است[۱].

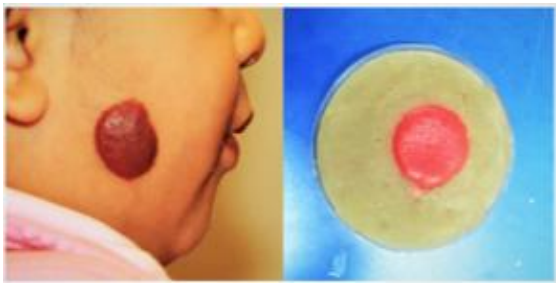
در درمان ضایعات عروقی بوسیله‌ی لیزر، طول موج لیزر را با یکی از قله‌های جذب هموگلوبین تطبیق می‌دهند. تمام قله‌های جذب هموگلوبین که همگی در ناحیه طیف مرئی-اند عبارتند از: ۴۱۸،۵۴۵،۵۷۵ نانومتر، که بهترین طول موج، طول موجی است که کمترین جذب توسط رنگدانه-های دیگر و بیشترین جذب توسط عروق خونی را داشته باشد. چون در ۵۷۵nm نور به‌راحتی در پوست نفوذ می-کند و به راحتی توسط عروق خونی جذب می‌شود و هم-چنین جذب ملانین محدود است، درنتیجه طول موج مطلوب برای هدف گیری هموگلوبین اکسیدان شده، ۵۷۵nm است[۴].

به‌طور کلی اسپکترومترها شامل یک منبع نور، تکفام‌ساز و آشکارساز هستند که انتخاب هرکدام از موارد بالا متناسب با کاربرد و هدف آزمایشگر است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مواد و چیدمان آزمایشگاهی

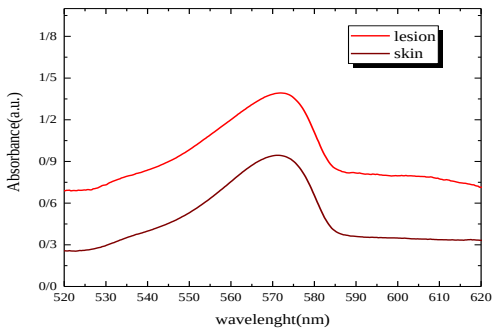
ابتدا توسط طیف‌سنج Ocean Optics USB2000 تست-های مختلفی از فانتوم مشابه بافت، گرفته شد تا اختلاف شدت طیف جذبی از قسمت سالم پوست و قسمت دارای ضایعه‌ی همانژیوم مشاهده شده و از درستی روند کار اطمینان حاصل شود. در شکل ۱ تصویری از فرد مبتلا به ضایعه‌ی همانژیوم[6]، و همچنین فانتوم ساخته شده مشاهده می‌شود که این فانتوم، خواص اپتیکی بافت از قبیل جذب و پراکندگی را دارا می‌باشد.



(الف) (ب)

شکل ۱: الف) فانتوم ساخته شده برای تست گیری از آن و ب) تصویر فردی مبتلا به ضایعه‌ی همانژیوم

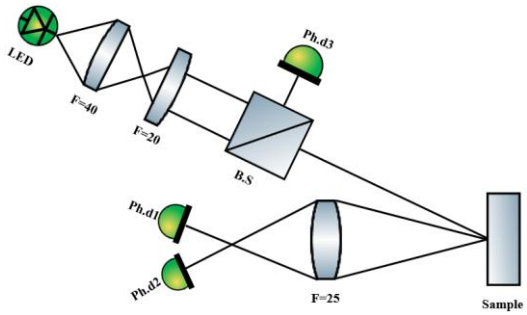
همانطور که در نمودار شکل ۲ مشاهده می‌شود طیف حاصل از جاذب قرمزرنگ (به‌عنوان ضایعه همانژیوم)، شدت جذب بالاتری را نسبت به طیف حاصل از جاذب قهوه ای‌رنگ (به‌عنوان پوست سالم) دارد. دلیل آن این است که ضایعه همانژیوم حجم هموگلوبین بالاتری را نسبت به پوست سالم دارد. این نمودار توسط نرم افزار Origin رسم شده است.



شکل ۲: شدت طیف جذبی پوست سالم و پوست دارای ضایعه‌ی همانژیوم برحسب طول موج.

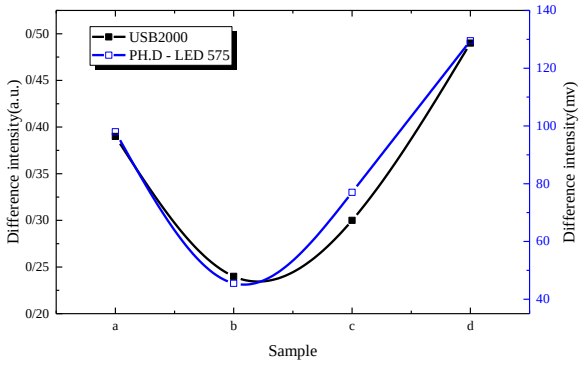
در ادامه با استفاده از چیدمان‌های آزمایشگاهی در حالت-های مختلف، نور بازتابی از سطح نمونه را بر روی دو آشکارساز نوری تصویر کرده تا بتوان به‌طور همزمان شدت نور بازتابی از دو قسمت سالم پوست و ضایعه را ثبت کرد و اختلاف آن‌ها را بر روی نمایشگر مشاهده کرد. با بررسی پارامترهای موثر بر شدت نور بازتابی از سطح نمونه مانند زاویه، شدت و نحوه‌ی تابش نور در حالت‌های مختلف، و همچنین بررسی تکرارپذیری این حالت‌ها، چیدمان موردنظر را بهینه کرده و بهترین حالت انتخاب شد. در این چیدمان که در شکل ۳ مشاهده می‌شود، از LED با طول موج ۵۷۵nm به‌عنوان منبع نور استفاده شده‌است. با توجه به اینکه نور LED دارای پهنای باند وسیع بوده و واگرا می‌شود از دوتا لنز برای موازی کردن نور فرودی بر روی نمونه و از یک لنز برای تصویرکردن نور بازتابی از نمونه بر روی آشکارسازهای نوری استفاده شد. برای آشکارسازی نور بازتابی از نمونه، از آشکارسازی با مدل PD438C-S46 بکار برده شده که حساسیت بالایی در ناحیه طول موجی موردنظر ما دارد. همچنین از یک شکافنده‌ی نور۵۰-۵۰ استفاده کرده، تا بتوان نور منبع را به‌طور مستقیم دریافت کرد و یک سیگنال مرجع، برای اصلاح تغییرات در خروجی نور لامپ فراهم آورد. در چیدمان نهایی استفاده شده، نور حاصل از منبع، با زاویه ۴۵° بر روی نمونه فرود می‌آید و نور بازتابی به‌صورت عمود بر روی آشکارسازهای نوری تصویر می‌شود. دلیل استفاده از زاویه ۴۵° این است که بازتاب آینه‌ای از سطح پوست به حداقل برسد چون با جمع آوری نور به‌صورت بازتاب آینه‌ای از سطح پوست، هیچ اطلاعاتی از رنگدانه‌های داخل پوست بدست نمی آید. هم چنین این آرایش تضمین می‌کند که آشکارساز هیچ نور مستقیمی از LED دریافت نمی‌کند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۳: شماتیک چیدمان استفاده شده

در ادامه با قراردادن تجهیزات اپتیکی در داخل لوله‌ای پلاستیکی، یک نمونه‌ی اولیه از دستگاه موردنظر برای تست‌گیری ارائه شد. در داخل این لوله، یک پوشش از رنگ مات و سیاه، به‌منظور به‌حداقل رساندن بازتاب داخلی داده شده‌است، تا اطمینان حاصل شود که تنها نور بازتابی از پوست توسط آشکارساز نوری تشخیص داده می‌شود.



شکل ۴ : مقایسه‌ی اختلاف شدت‌های بدست آمده از اسپکترومتر و دستگاه ساخته شده برای نمونه‌های مختلف

در آخر برای اطمینان از کارکرد صحیح دستگاه ساخته شده، اختلاف شدت‌های نور بازتابی از چهار نمونه‌ی a, b, c, d با استفاده از اسپکترومتر و هم‌چنین با استفاده از دستگاه ساخته شده ثبت شد. همانطور که در شکل ۴ مشاهده می‌شود، نتایج بدست آمده از هر دو دستگاه، رفتار مشابهی را نشان داده و با همدیگر همخوانی دارند. در نتیجه می‌توان از دستگاه ساخته شده برای ثبت شدت نور بازتابی از قسمت سالم پوست و قسمت دارای ضایعه استفاده کرده، و با توجه به اختلاف شدت نور بازتابی بدست آمده برای ضایعه‌هایی با شدت‌های مختلف، دوز لازم برای درمان با لیزر را به پزشک ارائه کرد.

نتیجه‌گیری

مزیت دستگاه ساخته شده این است که ارزان بوده و قابل حمل می‌باشد و به‌گونه‌ای طراحی شده که با حمل آن فواصل و تنظیمات آن به‌هم نمی‌خورد، بنابراین می‌تواند برای کاربردهای کلینیکی روی پوست استفاده شود. برای کالیبره‌کردن سیستم، با حرکت دادن دستگاه موردنظر روی دست بیمار و مشاهده‌ی بیشترین اختلاف شدت حاصل از دوقسمت سالم و ضایعه، همین اختلاف بیشینه را ثبت کرده و برای مقایسه و نتیجه‌گیری از آن استفاده خواهیم کرد. با توجه به اینکه بیشترین خطا در لیزرپزشکی انتخاب دوز مناسب برای در مان با لیزر است، بهترین راه برای پیشنهاد دادن دوز مناسب، استفاده از اختلاف شدت طیف جذبی بین قسمت سالم پوست و قسمت دارای ضایعه است. نوآوری کار انجام شده در این است که با استفاده از دستگاه ساخته شده، می‌توان این اختلاف شدت را ثبت کرد و با استفاده از آن، وضعیت ضایعه را بررسی کرده و درنهایت دوز لازم برای مداوا با لیزر را به پزشک ارائه کرد. به‌عبارت دیگر با استفاده از این روش، می‌توان به متخصصان پوست برای تشخیص دقیق تر کمک کرد.

مرجع‌ها

[1] Welch, Ashley J., and Martin JC Van Gemert, eds. *Optical-thermal response of laser-irradiated tissue*. Vol. 2. New York:: Springer, 2011.

[2] Bruckner, Anna L., and Ilona J. Frieden. "Hemangiomas of infancy." *Journal of the American Academy of Dermatology*48.4 (2003): 477-496.

[3] Stier MF, Glick SA, Hirsch RJ. "Laser treatment of pediatric vascular lesions: Port wine stains and hemangiomas ". Journal of the American Academy of Dermatology. 2008 Feb 1;58(2):261-85.

[4] Cantatore, Julie L., and David A. Kriegel. "Laser surgery: an approach to the pediatric patient." *Journal of the American Academy of Dermatology* 50.2 (2004): 165-184.

[5] Feather, J. W., D. J. Ellis, and G. Leslie. "A portable reflectometer for the rapid quantification of cutaneous haemoglobin and melanin." *Physics in Medicine & Biology*33.6 (1988): 711.

[6] https://autoridadconsejo.com/fresa-hemangioma/

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی تاثیر حضور ساختارهای هسته-پوسته طلا-نقره و آلومینیوم-آلومینا بر خواص اپتیکی سلول خورشیدی پروسکایتی

نفیسه شریفی[1*]، مهدی پارسازاده[2]

[1] گروه لیزر و فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان ۳۵۸۱۵۷۸۱۷۸ ، ایران

[2] پژوهشکده علوم و فناوری نانو ، دانشگاه کاشان، کاشان ۳۵۸۱۵۷۸۱۷۸ ، ایران

***sharifi@kashanu.ac.ir**

چکیده – در این مقاله از روش تفاضل متناهی در حوضه زمان برای انجام شبیه‌سازی استفاده شد. برای بررسی اثرات اپتیکی ساختارهای هسته-پوسته در سلول خورشیدی پروسکایتی، در ابتدا ضخامت بهینه برای هر یک از لایه‌های شیشه، اکسید رسانای شفاف و دی اکسید تیتانیوم به منظور بیشینه عبور و برای لایه فعال به منظور بیشینه جذب محاسبه شد. پس از طراحی ساختار کل سلول با ضخامت‌های بهینه؛ توان جذبی در موقعیت‌های مختلف سلول محاسبه شد که کم‌ترین توان جذبی داخل لایه فعال و در موقعیت حدود ۲۰۰ نانومتری از ابتدای لایه فعال مشاهده شد. ساختارهای هسته-پوسته به صورت کره‌های هم مرکز با فاصله مرکز به مرکز ۱۴۲ نانومتر و به شعاع ۵۰ ، ۷۰، ۶۶ و ۷۰ نانومتر به ترتیب برای طلا، نقره، آلومینوم و آلومینا در لایه فعال سلول خورشیدی قرار داده شدند. در ادامه با قرار دادن ساختارهای معرفی شده در موقعیت ۲۰۰ نانومتر از ابتدای لایه فعال خواص اپتیکی مورد بررسی قرار گرفت. پس از انجام شبیه‌سازی مشاهده شده که میزان جذب نور در سلول خورشیدی دارای ساختار هسته-پوسته بیشتر از سلول خورشیدی بدون ساختار هسته-پوسته است. مقدار جذب نور، تولید جفت الکترون-حفره و چگالی جریان مدار بسته در ساختار هسته-پوسته آلومینیوم-آلومینا بیشتر از ساختار هسته-پوسته طلا-نقره است.

کلید واژه- ساختار هسته-پوسته آلومینیوم-آلومینا، ساختار هسته-پوسته طلا-نقره، سلول خورشیدی پروسکایتی،شبیه‌سازی

Investigation of the effect of the gold-silver core-shell and aluminum-alumina structures on the optical properties of perovskite solar cell

Nafiseh Sharifi, Mehdi Parsazadeh

sharifi@kashanu.ac.ir

Abstract- In this paper, the finite-difference-time-domain method (FDTD) was used. At first, for any of glass, transparency conductive oxide and titanium dioxide layers, the optimum thickness for maximum light transmission and the best thickness of active layer for more absorption was calculated for investigation of optical effects. After designing cell structure with optimum thickness, the absorption power was calculated in different distances in cell and the minimum absorption power occurred in 200 nm at the beginning of the active layer. The core-shell structure in the form of same-center-spheres by 50, 70, 66 and 70 nm radius for gold, silver, aluminum, and alumina, respectively, with center-to-center distance 142 nm was set in the solar cell active layer. In the following, optical properties were studied by set the core-

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

shell structures in 200 nm at the beginning of the active layer. Light absorption in the solar cell with core-shell structure was more than the solar cell without core-shell structure. Amount of light absorption, electron-hole pair generation and short circuit current density for aluminum-alumina core-shell structure was more than the gold-silver core-shell structure.

Keywords: aluminum-alumina core-shell structure, gold-silver core-shell structure, perovskite solar cell, simulation

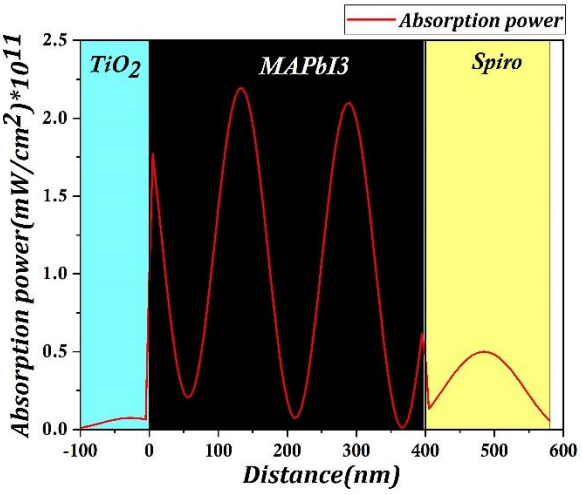
مقدمه

سلول‌های خورشیدی پروسکایتی در مقابل سایر سلول‌های خورشیدی اتلاف نوری بیشتری دارند. برای جلوگیری از این اتلاف نوری می‌توان از نانوذرات پلاسمونیکی استفاده کرد[۱]. پراش از نانوذرات فلزی بهترین روش برای افزایش میزان جذب نور در سلول‌های خورشیدی است. با افزایش میزان نور جذب شده در سلول خورشیدی میزان جریان و توان خروجی از سلول افزایش میابد. دو مکانیسم اساسی برای توضیح افزایش میزان توان خروجی در سلول‌های خورشیدی که از نانوذرات پلاسمونیکی در آن‌ها استفاده شده است وجود دارد: پراش نوری و اثرات میدان نزدیک. میزان تاثیر هر کدام به اندازه ذرات، میزان جذب نور در نیم‌رسانا و چگونگی طراحی الکتریکی سلول خورشیدی بستگی دارد. نانوذرات فلزی یکی از قویترین پراکنده کنندگان نور در طول موج‌های نزدیک تشدید پلاسمونیکی هستند[۲].

در این تحقیق ابتدا جذب نور برای ضخامت‌های متفاوت لایه فعال با استفاده از شبیه‌سازی محاسبه شد. پس از انجام محاسبات مشخص شد که ضخامت ۴۰۰ نانومتری از لایه فعال بیشینه مقدار جذب نور را داراست. سپس برای لایه-های قبل از لایه فعال محاسبات برای تعین ضخامتی که بیشینه عبور نور را داشته باشد انجام شد. مقادیر این ضخامت‌ها در جدول ۱ موجود می‌باشد. سپس توان جذب شده در داخل سلول محاسبه شده و با توجه به شکل ۱ مشاهده می‌شود که در ناحیه حدودا ۲۰۰ و ۳۵۰ نانومتری داخل لایه فعال میزان توان جذبی بسیار کاهش یافته است. شبیه‌سازی در بازه طول موجی ۳۰۰ تا ۸۰۰ نانومتر با استفاده از نانوذرات کروی انجام شد.

جدول ۱: نام و ضخامت لایه‌های استفاده شده در شبیه‌سازی

لایه	ضخامت (نانومتر)
شیشه	۱/۰۰۰
اکسید رسانای شفاف	۳۳۰
دی‌اکسید تیتانیوم	۱۰۰
لایه پروسکایت (فعال)	۴۰۰
اسپایروامتد	۱۸۰
طلا	۱۰۰

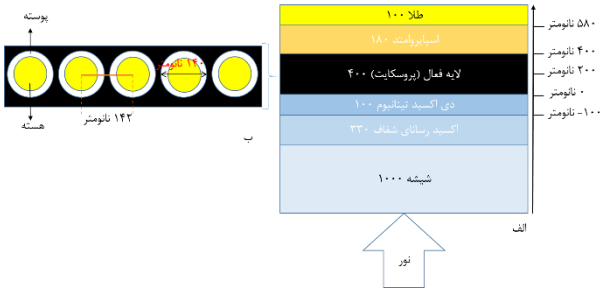


شکل ۱: نمودار توان جذب شده در ساختار سلول خورشیدی بر حسب فاصله از ابتدای ساختار بدون حضور نانوذرات پلاسمونیکی

شبیه‌سازی

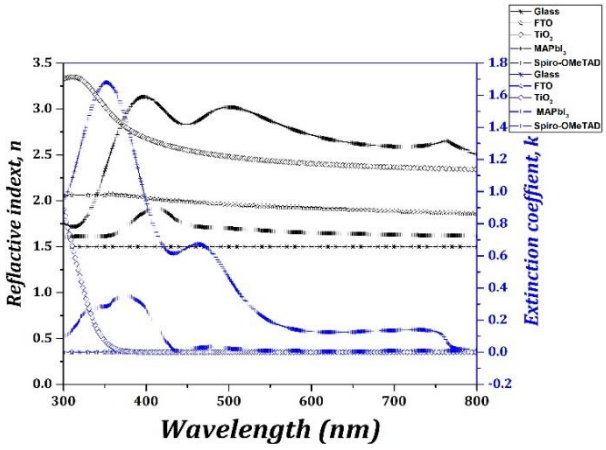
ساختار مورد استفاده در شبیه‌سازی در شکل ۲ آمده است. شکل ۲-الف نشان دهنده ساختار شبیه‌سازی شده و شکل ۲-ب چگونگی قرار گیری نانوذرات در ساختار را نشان می‌دهد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲: الف) ساختار سلول خورشیدی شبیه‌سازی شده ب) نحوه قرار گیری ساختارهای هسته-پوسته در لایه فعال سلول خورشیدی

برای شبیه‌سازی سلول خورشیدی مقادیر حقیقی و موهومی ضریب شکست مورد استفاده قرار گرفتند. این مقادیر از منابع [۳]–[۶] به دست آمدند. شکل ۳ مقادیر حقیقی و موهومی ضریب شکست را برای لایه‌های مختلف سلول خورشیدی را نشان می‌دهد. مقدار موهومی ضریب شکست شیشه در بازه شبیه‌سازی تقریبا صفر است که نشان دهنده عدم جذب نور در بازه شبیه‌سازی است. مقدار موهمی ضریب شکست برای لایه پروسکایت در طول‌موج‌های بالاتر از ۷۵۰ نانومتر به سرعت صفر می‌شود که نشان دهنده جذب بسیار کم در این ناحیه طول موجی است.

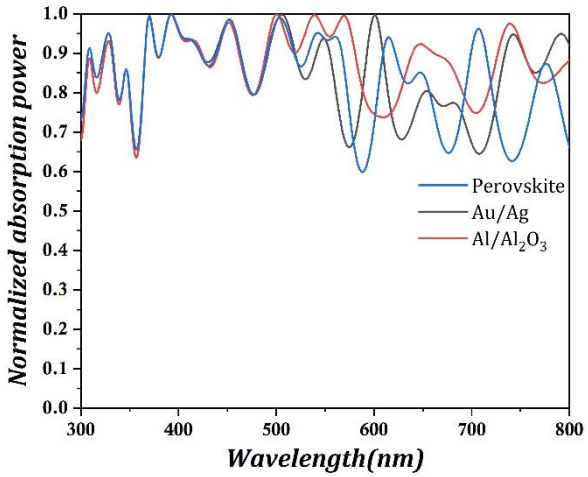


شکل ۳: نمودار مقادیر حقیقی و موهومی ضریب شکست لایه‌های استفاده شده در ساختار سلول خورشیدی شبیه‌سازی شده

در ابتدا مقادیر بهینه هر لایه با توجه به میزا ن بیشینه عبور و بیشینه جذب محاسبه شد که مقادیر آن‌ها در جدول ۱ موجود است. پس از اجرای شبیه‌سازی با توجه به نمودار توان جذب شده در سلول خورشیدی (شکل ۱) دو موقعیت مشاهده شد که در آن توان جذب شده کمینه است. با توجه به هندسه به کار رفته در ساختار هسته-پوسته موقعیت ۲۰۰ نانومتر برای ادامه کار در نظر گرفته شد. برای شبیه-سازی مطابق شکل ۲-ب یک آرایه منظم از ساختارها ایجاد شد و سپس شبیه‌سازی انجام شد.

نتایج

پس از انجام شبیه‌سازی، توان جذب شده برحسب طول موج (شکل ۴)، تولید جفت الکترون-حفره (شکل ۵) و در نهایت چگالی جریان مدار کوتاه (شکل ۶) برای حالت‌های قبل و بعد از قرار دادن ساختارهای هسته-پوسته با هم مقایسه شدند.

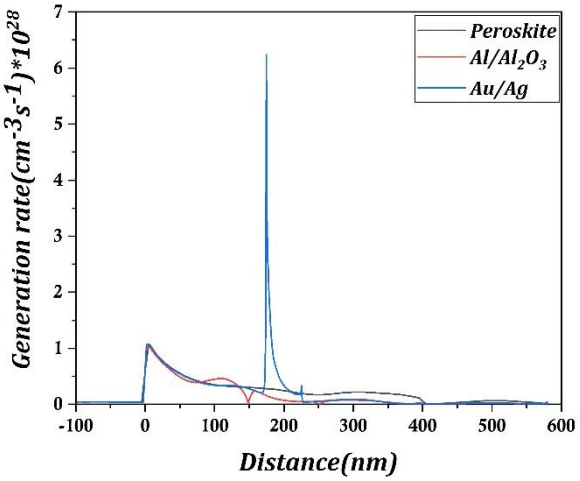


شکل ۴: نمودار توان جذبی در ساختار سلول خورشیدی شبیه-سازی شده بر حسب طول موج، آبی ساختار بدون حضور ساختار هسته-پوسته، مشکی سلول خورشیدی با ساختار هسته-پوسته طلا-نقره، قرمز سلول خورشیدی با ساختار هسته-پوسته آلومینیوم-آلومینا

با قرار دادن ساختارهای هسته-پوسته در ساختار سلول خورشیدی میزان جذب نور در طول موج‌های بالاتر از ۵۰۰ نانومتر افزایش یافته است. این افزایش برای ساختار هسته-پوسته آلومینیوم-آلومینا بیشتر از ساختار هسته-پوسته طلا-نقره و ساختار هسته-پوسته طلا-نقره بیشتر از سلول خورشیدی بدون ساختار هسته-پوسته است. این نمودار نشان دهنده میزان اتلاف نوری کمتر در ساختار هسته-پوسته آلومینیوم-آلومینا نسبت به ساختار هسته-پوسته طلا-نقره است.

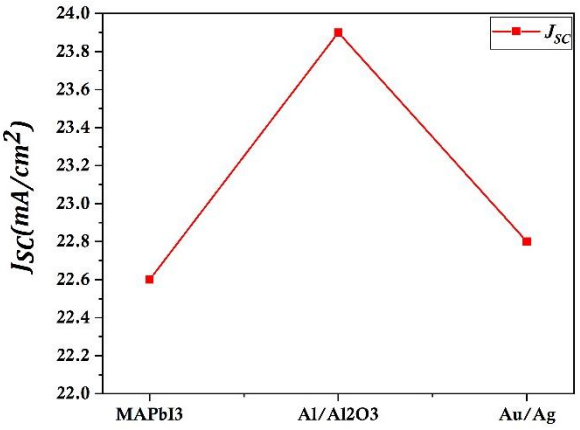
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شکل ۵ میزان تولید جفت الکترون-حفره در سلول خورشیدی را نمایش می‌دهد. شکل ۵ نشان دهنده افزایش میزان تولید جفت الکترون-حفره در سلول خورشید با اضافه کردن ساختارهای هسته-پوسته است. با استفاده از نرم افزار اوریجین مساحت زیر نمودار ها محاسبه شد. با توجه به مساحت زیر نمودار افزایش مقدار تولید جفت الکترون-حفره برای ساختار هسته-پوسته آلومینیوم-آلومینا بیشتر از ساختار هسته-پوسته طلا-نقره است.



شکل ۳: نمودار تولید جفت الکترون-حفره در ساختار سلول خورشیدی شبیه‌سازی شده بر حسب فاصله، آبی ساختار بدون حضور ساختار هسته-پوسته، مشکی سلول خورشیدی با ساختار هسته-پوسته طلا-نقره، قرمز سلول خورشیدی با ساختار هسته-پوسته آلومینیوم-آلومینا

در آخر چگالی جریان به دست آمده از سه ساختار معرفی شده محاسبه شد. نتایج محاسبات در شکل ۶ نشان داده شده است. با توجه به شکل ۶ مقدار چگالی جریان تولید شده در سلول خورشیدی با استفاده از ساختار هسته-پوسته آلومینیوم-آلومینا بیشتر از ساختار هسته-پوسته طلا-نقره است. با توجه به نتایج به دست آمده با استفاده از ساختارهای هسته-پوسته معرفی شده، میزان اتلاف نور در سلول خورشیدی کاهش یافته و میزان تولید جفت الکترون-حفره در سلول خورشیدی افزایش یافته است. با توجه به شکل‌های ۳، ۴ و ۵ این افزایش مقدار برای برای ساختار هسته-پوسته آلومینیوم-آلومینا بیشتر از ساختار هسته-پوسته طلا-نقره است و ساختار هسته-پوسته طلا-نقره بیشتر از سلول خورشیدی بدون ساختار هسته-پوسته است.



شکل ۴: نمودار چگالی جریان تولید شده در سلول خورشیدی شبیه‌سازی شده

مرجع‌ها

[۱] L. Yue, B. Yan, M. Attridge, and Z. Wang, “Light absorption in perovskite solar cell: Fundamentals and plasmonic enhancement of infrared band absorption,” *Sol. Energy*, vol. 124, pp. 143–152, 2016.

[۲] K. R. Catchpole and A. Polman, “Plasmonic solar cells,” vol. 16, no. 26, pp. 21793–21800, 2008.

[۳] “soda lime glass.” [Online]. Available: https://refractiveindex.info/?shelf=glass&book=soda-lime&page=Rubin-clear. [Accessed: 04-May-2018].

[۴] “Au.” [Online]. Available: https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Au&page=Johnson. [Accessed: 04-May-2018].

[۵] “TiO2.” [Online]. Available: https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=TiO2&page=Siefke. [Accessed: 04-May-2018].

[۶] “MAPbI3.” [Online]. Available: https://refractiveindex.info/?shelf=other&book=CH3NH3PbI3&page=Phillips. [Accessed: 04-May-2018].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه
شیراز، شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

رنگین کمان با منشا پراش و امکان‌سنجی طیف سنجی بر مبنای توری‌های شعاعی

سیف اله رسولی[۱و۲]، سعید حمزه‌لویی[۱] و داود حبری[۱]

[۱] دانشکده فیزیک دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان

[۲] مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان

rasouli@iasbs.ac.ir, s.hamzeloui@iasbs.ac.ir, davud.hebri@iasbs.ac.ir

چکیده - در این مقاله پراش نور سفید از توری‌های شعاعی دامنه‌ای به طور نظری و تجربی مورد بررسی قرار می‌گیرد. بررسی نظری این‌کار مبتنی بر انتگرال فرنل-کیرشهف است. در بخش تجربی کار، نور سفید لامپ هالوژن پس از موازی‌سازی از میان توری دامنه‌ای شعاعی عبور می‌کند. در فواصل مختلف از توری نقش پراش روی صفحه حساس دوربین عکاسی انداخته و بطور دیجیتال ذخیره می‌شود. الگوی طرح پراش بدست آمده که به "فرش تالبوت صفحه عرضی" مشهور است، در انتشار شکل ثابتی دارد. وجه بارز این الگوی پراش، وجود ناحیه میانی تقریباً تاریک و حلقه رنگین‌کمانی پرنور در مجاورت ناحیه‌ی تاریک مرکزی آن است. رنگ این حلقه‌ی رنگین‌کمانی از بنفش در مجاورت ناحیه تاریک مرکزی تا قرمز با افزایش شعاع تغییر می‌کند. ما این پدیده را "رنگین کمان با منشا پراش" نام گذاری می‌کنیم. در الگوی طرح پراش در شعاع‌های بزرگتر، خود-تصویرهای پره‌های توری بطور رنگین دیده می‌شوند. نتایج محاسبات نظری و کارهای تجربی با هم سازگارند. با عنایت به تشکیل حلقه پرنور رنگین‌کمانی در ناحیه مرکزی الگوی پراش، این پدیده می‌تواند برای طیف‌سنجی مورد استفاده قرار گیرد.

کلید واژه- پراش، توری‌های شعاعی، خود تصویرسازی، طیف سنجی، فرش تالبوت عرضی.

Diffraction-based rainbow and feasibility of the radial grating-based spectrometry

Saifollah Rasouli[1, 2], Saeed Hamzeloui[1], and Davud Hebri[1]

[1]Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran.
[2]Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran.
rasouli@iasbs.ac.ir, s.hamzeloui@iasbs.ac.ir, davud.hebri@iasbs.ac.ir

Abstract- In this work we theoretically and experimentally investigate the diffraction of white light beam from the radial amplitude gratings. Theoretical part of the work is resolved with the Fresnel–Kirchhoff integral. In the experimental part, a collimated wave-front of a white light beam emitting from a halogen lamp source is transmitted through a radial amplitude grating. We digitally record the diffraction pattern in various distances from the grating using a digital camera. The resulted diffraction pattern that is known "Talbot carpet at the transverse plane" has a uniform profile under propagation. The significant aspect of this pattern is the existence of a quite patternless dark area located around the optical axis and an intense rainbow-like ring in the vicinity of the patternless area. The rainbow color changes radially from the violet in the vicinity of the patternless area to red by increasing the radius. We call this phenomena "Diffraction-based rainbow". In addition, the transverse plane Talbot carpet consists colorful self-images of grating's spokes at the larger radii. The theoretical calculations and experimental results verify each other completely. The introduced diffraction-based rainbow can be utilized in determining the spectrum of the white source.

Keywords: Diffraction and gratings, Talbot Carpet and self-imaging, spectrometry.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

توری‌ها از ادوات پر کاربرد در اپتیک هستند. متداول‌ترین نوع توری‌ها، توری‌های خطی هستند که شامل ساختار یک بعدی تناوبی‌اند. این تناوب می‌تواند دامنه یا فاز موج فرودی را در عبور یا انعکاس دچار تغییر کند. بدین جهت توری‌ها می‌توانند دامنه‌ای یا فازی و عبوری یا انعکاسی باشند. همچنین بسته به نمایه تحریر تغییرات روی جبهه موج نیز آنها نام‌گذاری می‌شوند. بطور مثال توری‌ها می‌توانند نمایه عبور یا انعکاس سینوسی، باینری، مثلثی و دندان‌اره‌ای داشته باشند [۱]. از جمله کاربردهای توری-های خطی می‌توان به استفاده از آنها در تداخل‌سنجی [۲]، انحراف‌سنجی ماره‌ای [۳]، طیف‌سنجی [۴]، لیتوگرافی، و جابجایی سنجی [۵] اشاره کرد.

نوع دیگری از توری‌ها، توری‌های شعاعی‌اند که متشکل از خطوطی هستند که از یک نقطه انشعاب و زاویه مابین هر دو خط مجاور آن برابر است. با توجه به هندسه توری‌های شعاعی گام فضایی با افزایش شعاع بزرگتر می‌شود.

پراش نور تکفام از توری‌های شعاعی دامنه‌ای با استفاده از انتگرال فرنل-کیرشهف منجر به نتایج بسیار شگفت‌انگیزی می‌شود [۶]. بر خلاف مشاهدات مرسوم در پراش میدان نزدیک از توری‌های خطی که ناحیه بسیار نزدیک به توری، ناحیه سایه هندسی، ناحیه بسیار دور از آن ناحیه پراش میدان-دور و ناحیه میانی ناحیه میدان-نزدیک نامیده می-شود در پراش از توری‌های شعاعی مرز این سه ناحیه از حالت تخت بصورت انحنادار در می آیند و این نواحی در هم آمیخته می‌شوند بنحوی که در هر صفحه عرضی در هر فاصله دلخواه از توری ناحیه مجاور محور اپتیکی ناحیه پراش میدان-دور است. ناحیه شعاع‌های میانی متعلق به ناحیه میدان-نزدیک است و شعاع‌های دور دست همواره متعلق به ناحیه سایه هندسی است. همچنین نشان داده شده است که برخلاف پراش از توری‌های خطی که فرش تالبوت در صفحه طولی در امتداد انتشار گسترده می‌شود در پراش نور از توری‌های شعاعی فرش تالبوت در صفحات عرضی نمایان می شود.

همچنین پراش نور تکفام از توری‌های شعاعی فازی با استفاده از انتگرال فرنل-کیرشهف و کاربست مسقیم معادله موج مورد بررسی قرار گرفته است. کار اول منجر به معرفی کلاس جدیدی از باریکه‌های غیرپراشی، خودترمیم‌گر و شتاب‌دار شده است که باریکه‌های "فرش تالبوت شعاعی" نام گذاری شده‌اند [۷]. در کار دوم علاوه بر پیش بینی باریکه‌های فرش تالبوت شعاعی، باریکه‌های گلبرگ-گونه، نامتقارن شدتی، حلقه-گونه گردابی که دارای اندازه حرکت مداری هستند معرفی شدند. این طیف وسیع از باریکه‌ها در قالب یک خانواده عظیم "باریکه‌های ترکیبی نیم صحیح بسل-گونه" معرفی شدند [۸].

در کار دیگری پراش باریکه‌های گردابی از توری‌های شعاعی دامنه‌ای برای تعیین اندازه و علامت بار توپولوژیکی باریکه فرودی مورد استفاده قرار گرفته است. در این کار پدیده‌ی بسیار زیبایی معرفی شد که بسیار مشابه اثر لکه آراگو-پواسون است و ما آنرا "لکه آراگو-پواسون-گونه" می‌نامیم. این اثر عبارت است از نمایان شدن شدت بیشینه اصلی روی محور نوری در پراش باریکه های دونات با بار توپولوژیکی برابر با تعداد پره های توری از این نوع توری‌ها است که قبل از پراش روی محور شدت نور صفر است [۹].

در این کار برای اولین بار پراش نور سفید از توری‌های شعاعی دامنه‌ای مورد بررسی قرار می‌گیرد. نشان می‌دهیم طرح پراش تولید شده در انتشار شکل ثابتی دارد. ناحیه میانی آن تقریباً تاریک و یک حلقه رنگین‌کمانی پرنور در کناره این ناحیه‌ی تاریک تشکیل می‌شود. تشکیل حلقه رنگین‌کمانی پرنور در ناحیه مرکزی الگوی پراش، این پدیده را کاندید مناسبی برای طیف‌سنجی می‌کند.

پراش موج تخت بسفام از توری‌های شعاعی

با توجه به ساختار هندسی توری‌های شعاعی، می‌توان انتگرال فرنل-کیرشهف را که در مختصات دکارتی با رابطه

$$g(x,y)=h_0\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(\mathrm{x}',\mathrm{y}')e^{i\alpha[(\mathrm{x}-\mathrm{x}')^2+(\mathrm{y}-\mathrm{y}')^2]}d\mathrm{x}'d\mathrm{y}', \qquad (۱)$$

داده می شود و در آن $f(\mathrm{x}',\mathrm{y}')$ دامنه مختلط نور بلافاصله بعد از توری، $h_0=1/(i\lambda z)\ exp(ikz)$ ، $\alpha=\pi/z\lambda$ و λ طول موج نور و k عدد موج است [۶]، در دستگاه قطبی به صورت زیربازنویسی کرد:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$g(r,\theta)=h_0 e^{i\alpha r^2}\int_0^{+\infty}\int_0^{2\pi} r'dr'd\theta' f(r',\theta')e^{i\alpha r'^2}e^{-2i\alpha r r'\cos(\theta'-\theta)}, \quad (۲)$$

می توان معادله (۲) را برای توری‌های شعاعی به صورت زیر بدست آورد:

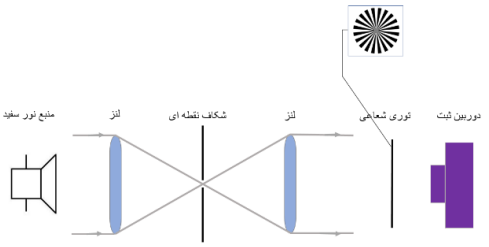
$$g(r,\theta,z)=\frac{e^{ikz}}{2}\{1+\sqrt{\rho}e^{i\rho}\sqrt{\frac{\pi}{2}}(-i)^{\frac{m}{2}+1}\times [J_{\frac{m+1}{2}}(\rho)+J_{\frac{m-1}{2}}(\rho)]\cos(m\theta)\}, \quad (۳)$$

که در آن توابع بسل نوع اول به چشم می‌خورد. شدت نور، با ضرب معادله (۳) در مزدوج مختلط آن بدست می آید. در رابطه فوق، بیشینه شدت روی شعاع مشخصی نمایان می شود. با توجه به وابستگی طول موجی موقعیت بیشینه مرکزی می‌توان از پراش نور سفید از توری های شعاعی برای طیف سنجی استفاده کرد.

کارهای تجربی و نتایج

مطابق شکل ۱ نور بسفام و تقریبا سفید منبع (**MD6039 220V 4W LED Lamp**) را با عبور از یک روزنه کوچک و دو عدد عدسی با فاصله کانونی ۱۵ سانتی موازی و پهن می کنیم. توری شعاعی سوار بر نگهدارنده، به طور عمود بر راستای محور اپتیکی نور قرار می‌گیرد. برای ثبت طرح پراش دوربین عکاسی (**NIKON D7200**) فاقد لنز مورد استفاده قرار گرفت. دوربین بر روی پایه و در فاصله ۸۰ سانتی از توری قرار می‌گیرد. برای یک توری شعاعی با تعداد پره **m**، می توان شعاع حلقه مرکزی رنگی را به صورت زیر نوشت [۶]:

$$r_{in}=\sqrt{\frac{m\lambda z}{\pi}}, \quad (۴)$$

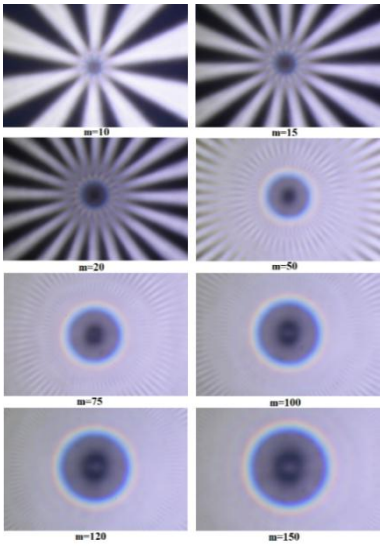


شکل ۱: آرایش آزمایشگاهی مورد استفاده.

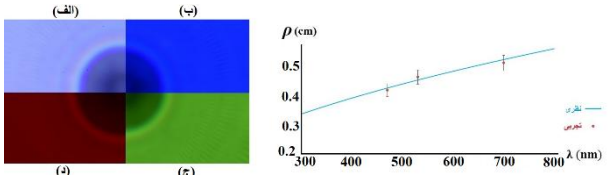
شکل ۲، طرح پراش ثبت شده برای توری‌های شعاعی رانکی با تعداد پره‌های مختلف را نشان می دهد. با افزایش تعداد پره‌ها شاهد افزایش شعاع حلقه‌های رنگی هستیم که صحت معادله (۴) را تایید می‌کنند. هرچه بر تعداد پره‌ها بیفزاییم می توانیم به وضوح، ناحیه میانی تقریباً تاریک و حلقه رنگین‌کمانی پرنور در مجاورت ناحیه‌ی تاریک مرکزی آن را مشاهده کنیم. همچنین در شعاع‌های بزرگتر، خود-تصویرهای پره‌های توری بطور رنگین دیده می‌شوند. رابطه (۳) نشان می دهد که طرح های پراش از توری های شعاعی دارای ساختار ناواردا تحت انتشار هستند. این واقعیت برای نوردهی تکفام بطور تجربی هم نشان داده شده است [۶]. به منظور تمیز رنگ‌ها از یکدیگر، به طور تجربی تفکیک رنگ‌ها انجام شد. برای یک توری شعاعی رانکی با تعداد پره-های ۱۵۰، از سه نوع فیلتر رنگی قرمز، سبز و آبی استفاده شد. این فیلتر ها هر کدام به طور جداگانه بلافاصله قبل از شکاف نمایش داده شده در شکل ۱، قرار داده شدند. نور سفید در گذر از این فیلترها تنها قادر به عبور بخشی از طیف چشمه نور می‌باشد. شکل ۳ (الف) الگوی پراش توری بدون وجود فیلتر را نشان می‌دهد و در شکل‌های (ب)، (ج) و (د) به ترتیب طرح های پراش در حضور فیلترهای آبی، سبز و قرمز را نمایش می‌دهند و شاهد رشد شعاعی حلقه‌ی رنگی بر اساس طول موج مرکزی آن‌ها هستیم. در نمودار سمت راست شکل ۳ به کمک برنامه **MATLAB** محل شعاع پرشدت سه رنگ اصلی را در برحسب طول موج مرکزی رسم کردیم.

به منظور نمایش طیفی مناسب از طول‌موج‌های نور مریی در طرح پراش از توری شعاعی رانکی با تعداد پره‌های m=۷۵، مختصات دکارتی مربوط به پیکسل‌های یک قاچ (X,Y) از تصویر طرح پراش که با خطچین قرمز نشان داده شده، شکل ۴ (الف)، توسط برنامه MATLAB فراخوانی شده و سپس ناحیه انتخابی با تبدیل در مختصات قطبی، به صورت شکل ۴ (ب) برحسب (θ,ρ) رسم می‌شود.

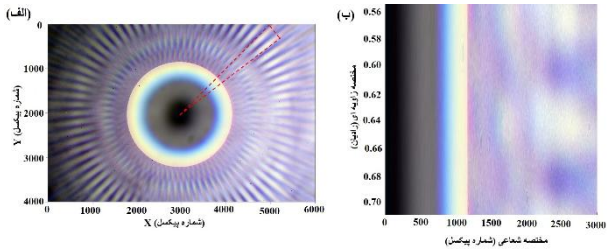
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲: طرح های پراش برای توری های شعاعی رانکی با تعداد پره های مختلف. توری ها در فاصله z= ۸۰ سانتی از دوربین قرار گرفته اند. با بالا رفتن تعداد پره‌ها، شعاع حلقه‌های رنگی طبق رابطه ۴ افزایش پیدا می کنند.



شکل ۳: تفکیک رنگ های اصلی قرمز، سبز و آبی به صورت تجربی. طرح پراش اولیه برای یک توری رانکی شعاعی با تعداد پره ۱۵۰ که در فاصله‌ی ۸۰ سانتی متر از دوربین قرار گرفته است (الف)، طرح پراش در حضور فیلتر رنگ آبی (ب)، سبز (ج) و قرمز (د). نمودار سمت راست: محل شعاع پرشدت سه رنگ اصلی.



شکل ۴: الف) انتخاب یک قاچ (خط چین قرمز) از طرح ثبتی پراش برای توری شعاعی رانکی با تعداد پره‌های m=۷۵. ب) نمایش دکارتی قاچ انتخابی با تبدیل در مختصات قطبی به صورت نمایش طیفی.

نتیجه‌گیری

در این مقاله پراش نور سفید از توری های شعاعی مورد بررسی قرار گرفت. ناحیه میانی طرح پراش تقریباً تاریک و حلقه رنگین‌کمانی پرنور در مجاورت ناحیه‌ی تاریک مرکزی مشاهده و ثبت شد. این حلقه‌ی رنگین‌کمانی برای نور مریی از بنفش در مجاورت ناحیه تاریک مرکزی تا قرمز با افزایش شعاع به وضوح دیده می‌شود. ما این پدیده را "رنگین کمان با منشاء پراش" نام گذاری کردیم. روی حلقه رنگی مرکزی با استفاده از تفکیک تصویر به سه ماتریس تک رنگ اصلی، بیشینه شدت برای سه رنگ آبی، سبز و قرمز به ترتیب در شعاع های ۴/۱۷، ۴/۶۰ و ۵/۰۶ میلی‌متر بدست آمد که این مقادیر کاملا سازگار با رابطه (۴) است. با بررسی طیفی حلقه پرنور رنگین‌کمانی در ناحیه مرکزی الگوی پراش، می-توان از این پدیده برای طیف‌سنجی استفاده کرد.

سپاس گزاری

از بنیاد ملی نخبگان جهت حمایت از دوره پسا دکترا به شماره قرارداد ۱۵۳۸۶، سپاس گزاری می شود.

مرجع‌ها

[1] S. Rasouli and D. Hebri, "Contrast enhanced quarter-Talbot images", JOSA A **34** (12), 45, (2017).
[2] S. Rasouli, F. Sakha, M. Yeganeh, "Infinite-mode double-grating interferometer for investigating thermal-lens-acting fluid dynamics", Meas. Sci. Technol. **29**, 085201 (2018).
[3] S. Rasouli, "An adjustable, high sensitivity, wide dynamic range two channel wave-front sensor based on moiré deflectometry", Optics Letters **35**, 1470, (2010).
[4] M. C. Hettrick and S. Bowyer, Applied Optics **22**, 3921 (1983).
[5] S. Rasouli and M. Shahmohammadi, "A portable and long-range displacement and vibration sensor that chases moving moiré fringes using the three-point intensity detection method", OSA Continuum **1** (3), 1012 -1025 (2018).
[6] S. Rasouli, A. M. Khazaei, D. Hebri, "Talbot carpet at the transverse plane produced in the diffraction of plane wave from amplitude radial gratings", JOSA A **35**, 55 (2018).
[7] S. Rasouli, A. M. Khazaei, D. Hebri, "Radial carpet beams: A new class of nondiffracting, accelerating, and self-healing beams", Phys. Rev. A **98**, 03844 (2018).
[8] D. Hebri and S. Rasouli, "Combined half-integer Bessel-like beams: A set of solutions of the wave equation", Phys. Rev. A **98**, 043826, (2018).
[9] D. Hebri, S. Rasouli, M. Yeganeh, "Intensity based measuring of the topological charge alteration by the diffraction of vortex beams from amplitude sinusoidal radial gratings", JOSA B **35**, 724 (2018).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تحلیل و بررسی بازدهی لیزرOPO کوک‌پذیر در بازه‌ی ۴۰۰ تا ۲۰۰۰ نانومتر

احسان شهنانی، محمدحسن یوسفی و مهدی دهقان

اصفهان، شاهین شهر، دانشگاه صنعتی مالک اشتر

چکیده – هدف از این پژوهش طراحی لیزر کوک‌پذیر در بازه‌ی ۴۰۰ تا ۲۰۰۰ نانومتر می‌باشد. لیزر پمپ مورد استفاده در این نوسانگر، هارمونیک سوم لیزر Nd-YAG با طول‌موج ۳۵۵ نانومتر و بلورغیرخطی مورد استفاده در کاواک این نوسانگر باریم بورات(BBO) است، برای ایجاد بازدهی محسوس، زاویه‌های تطبیق فاز مورد نیاز برای این نوسانگر به کمک نرم افزارMATLAB محاسبه شده است. عامل مؤثر در بازدهی نوسانگر پارامتری نوری، نسبت شدت پرتو پمپ ورودی به شدت آستانه مورد نیاز برای آغاز فرایند پارامتری است. به کمک محاسبات عددی مقدار بهینه این عامل برای نوسانگر محاسبه و با استفاده از آن طول بهینه برای بلور غیرخطی در نوسانگر پارامتری تعیین شده است. طول مناسب برای بلور BBO در این پژوهش ۱۰ تا ۱۵ میلی متر می‌باشد.

کلید واژه-نوسانگر پارامتری نوری، زاویه‌های تطبیق فاز،.بازدهی بیشینه نوسانگر، طول بهینه بلور

Analysis OPO laser efficiency in the range of 400 to 2000 nm

Ehsan Shahnani , M.H Yousefi, and Mahdi Dehghan

Esfahan, Shahin Shahr, Malek Ashtar university

,ehsan.shahnaee@gmail.com,mhyphd1@gmail.com,dehghan.mahdi@gmail.com

Abstract-The purpose of this study is to design a tunable laser in the range of 400 to 2000 nm. The laser pump used in this oscillator is the third harmonic of a Nd-YAG laser with a wavelength of 355 nm and a nonlinear crystal used in the cavity of this oscillator is BBO. In order to produce tangible efficiency, the phase matching angles required for this oscillator with the help of software MATLAB is calculated.The effective factor in the efficiency of the optical parametric oscillator is the intensity ratio of the input pump beam to the pump threshold required to initiate the parametric process. With the help of numerical calculations, the optimal value for this factor is calculated and using that optimum length for the nonlinear crystal in the parametric oscillator is determined. The suitable length for BBO crystals in this research is 10 to 15 mm.

Keywords: Optical parametric oscillator, phase matching angles, Maximum oscillator efficiency, optimal crystal length

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

ابزارهای اپتیک غیرخطی مانند تولیدکننده‌ی هارمونیک و نوسانگرپارامتری‌نوری (OPO) قابلیت گسترش فرکانس-های منابع لیزری را دارند. از ویژگی‌های منحصر به فرد نوسانگر پارامتری نوری می‌توان به کوک‌پذیری در محدوده‌ی وسیع فرکانسی اشاره کرد[۱, ۲]. عدم تطبیق فاز تاثیر منفی در بازدهی نوسانگر پارامتری نوری دارد. روش اصلاح عدم تطبیق فاز، استفاده از بلور با خاصیت شکست دوگانه است. این بلورها دو ضریب شکست برای یک جهت معین انتشار دارند که ضرایب شکست، متناظر با دوجهت قطبش متعامد است. با انتخاب جهت انتشار و قطبش مناسب برای امواج، به دست آوردن تطبیق فاز ممکن است[۱, ۳, ۴]. از عوامل بسیار مؤثر در بازدهی نوسانگر پارامتری نوری می‌توان به طول بلور مورد استفاده در کاواک نوسانگر اشاره کرد. در این پژوهش به محاسبه طول بهینه بلور پرداخته خواهد شد[۴].

محاسبه زاویه های تطبیق فاز

در این قسمت قطبش مناسب برای امواج پمپ ، سیگنال و ایدلر در نوسانگر پارامتری نوری تعیین شده است و با استفاده از آن زاویه‌های مناسب انتشار پرتو نسبت به بلور محاسبه شده است، زاویه‌های محاسبه شده در واقع زاویه های تطبیق فاز هستند. روش تطبیق فاز انتخاب شده در این طراحی (ooe) نام دارد. در این نوع تطبیق فاز امواج سیگنال و ایدلر از نوع قطبش عادی(o) و موج پمپ از نوع قطبش غیر عادی(e) می باشد. برای دست یافتن به تطبیق فاز، رابطه‌ی پایستگی تکانه برای امواج پمپ، سیگنال و ایدلر باید برقرار باشد. به طور کلی عدم تطبیق فاز بین امواج به صورت زیر بیان می‌شود[۱]

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i \qquad (۱)$$

در نتیجه برای تطبیق فاز نوع (ooe) خواهیم داشت[۲]

$$\Delta k = 2\pi\left[\frac{n_p^e(\lambda_p,\theta)}{\lambda_p} - \frac{n_s^o(\lambda_s)}{\lambda_s} - \frac{n_i^o(\lambda_i)}{\lambda_i}\right] = 0 \qquad (۲)$$

در رابطه (۲) ضرایب شکست عادی یعنی n_s^o و n_i^o برای هر طول موج مقدار ثابتی دارند، پس کافی است بتوانیم $n_p^e(\lambda_p,\theta)$ را برحسب ضرایب شکست عادی و زاویه θ محاسبه کنیم . برای این منظور از رابطه‌ی (۳) استفاده می کنیم که در واقع رابطه فرنل برای بلورهای دوشکستی تک‌محور است[۱].

$$\frac{1}{(n_p^e(\theta))^2} = \frac{\cos^2(\theta)}{(n_p^o)^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{(n_p^e)^2} \qquad (۳)$$

با استفاده از رابطه (۳) وابستگی ضریب شکست به زاویه برای موج پمپ به شکل رابطه (۴) خواهد بود

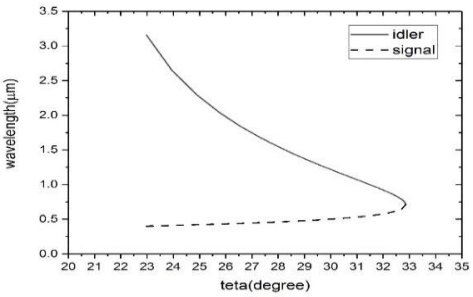
$$n_p^e(\lambda_p,\theta) = \pm\left[\frac{n_p^o(\lambda_p)}{\left[1-\sin^2\theta\left(1-\frac{n_p^o(\lambda_p)^2}{n_p^e(\lambda_p)^2}\right)\right]^{1/2}}\right] \qquad (۴)$$

با جایگذاری رابطه (۴) در رابطه‌ی (۲) خواهیم داشت

$$\frac{1}{\lambda_p}\left[\frac{n_p^o(\lambda_p)}{\left[1-\sin^2\theta\left(1-\frac{n_p^o(\lambda_p)^2}{n_p^e(\lambda_p)^2}\right)\right]^{1/2}}\right] = \frac{n_s^o(\lambda_s)}{\lambda_s} + \frac{n_i^o(\lambda_i)}{\lambda_i} \qquad (۵)$$

باتوجه به رابطه‌ی (۵) می‌توان زاویه‌های تطبیق فاز را بر فرکانس‌های مختلف پمپ ورودی به دست آورد. نکته قابل توجه این است که در بلورهای مورد نظر ما پاشندگی وجود دارد، در نتیجه هر طول موجی ضریب شکست خاص خود را دارد. ضرایب شکست متناظر با طول‌موج های مختلف را می‌توان با استفاده از ضرایب سلمایر مربوط به آن بلور محاسبه کرد. در ابتدا به کمک نرم افزار MATLAB زاویه‌های تطبیق فاز بر حسب طول‌موج‌های سیگنال و ایدلر برای بلور BBO محاسبه شده است. نمودار زاویه‌های تطبیق فاز بر حسب طول موج‌های سیگنال و ایدلر برای نوسانگری که بلور مورد استفاده در کاواک آن از جنس BBO می‌باشد و با طول‌موج ۳۵۵ نانومتر پمپ می-شود به صورت زیر می‌باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

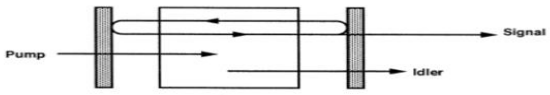


شکل۱: زاویه های تطبیق فاز نوع (ooe) نسبت به طول موج های سیگنال و ایدلر برای طول‌موج پمپ ۳۵۵ نانومتر

همان‌طور که در شکل(۱) مشاهده می‌شود، هر زاویه تطبیق فاز متناظر بایک طول موج سیگنال و یک طول موج ایدلر است. زاویه‌های تطبیق فاز در این ناحیه از ۲۳ تا ۳۳ درجه امتداد دارد. طول موج سیگنال از ۴۰۰ تا ۷۱۰ نانومتر و طول موج ایدلر از ۷۱۰ تا حدود ۳۰۰۰ نانومتر امتداد دارد. نکته قابل توجه این است که در بازه طول موج ۲۰۰۰ نانومتر تا ۳۰۰۰ نانومتر و بالاتر میزان جذب پرتو در بلورقابل توجه است .

محاسبه بازدهی SRO در تقریب موج تخت

نوسانگر تشدید شده تکی(SRO)، به علت طراحی آسان آینه‌ها و رزوناتور ، بازدهی تبدیل خوب و پایداری ، رایج-ترین پیکربندی نوسانگر پارامتری نوری است.



شکل۲: نوسانگر تشدید شده تکی (SRO).

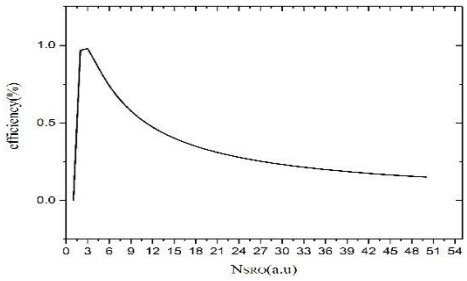
نکته قابل توجه این است که بهره‌ی نوسانگر تشدید شده تکی باید در عملکرد حالت پایا، در آستانه مهار شود. بنابراین به کمک معادلات جفت شده که با استفاده از معادلات ماکسول حاصل می گردند، بازدهی تبدیل برای SRO در تقریب موج تخت به صورت زیر محاسبه می شود[۴]. Γ یک کمیت غیر فیزیکی و در واقع یک متغیر ریاضی است.

$$\eta = \frac{P_1 + P_2}{P_3} = \sin^2 \Gamma \qquad (۶)$$

$$\frac{\sin^2 \Gamma}{\Gamma^2} = \frac{1}{N_{SRO}} \qquad (۷)$$

$$N_{SRO} = \frac{I_0}{I_{th}} \qquad (۸)$$

روابط (۶) تا (۸) نشان می‌دهند که N_{SRO} عامل تعیین کننده بازدهی در SRO است. N_{SRO} نسبت شدت پمپ ورودی به شدت پمپ آستانه است. مقدار شدت پمپ آستانه به جنس بلور غیرخطی و ویژگی‌های کاواک نوسانگر بستگی دارد. در این قسمت، بازدهی تبدیل SRO نسبت به N_{SRO} با استفاده از نرم افزار MATLAB به طور عددی محاسبه و ترسیم شده است که نمودار آن به صورت زیر می‌باشد.



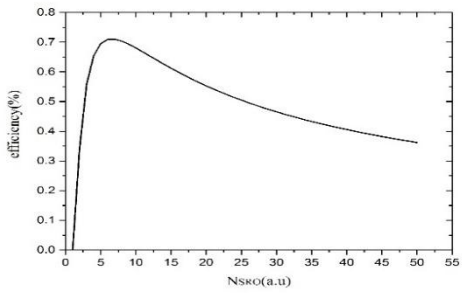
شکل۳: بازدهی SRO بر حسب N_{SRO} در تقریب موج تخت

با استفاده از شکل (۳) می‌توان مقداری از N_{SRO} که در آن بازدهی بیشینه است را یافت و با استفاده از آن پارامترهای مورد نیاز برای طراحی SRO را به دست آورد. بازدهی تبدیل در $N_{SRO} = (\frac{\pi}{2})^2$ به بیشینه ۱۰۰٪ می-رسد.

محاسبه بازدهی SRO در تقریب موج گاوسی

نتایج فوق برای پرتوهای نوری واقعی و یا به عبارت دیگر پرتوهایی که وابستگی شعاعی دارند، اصلاح شده است. در واقع با استفاده از تخمین امواج تقریبا تخت برای پرتو پمپ بازدهی برای امواج گاوسی محاسبه شده است. بازدهی تبدیل SRO در تقریب موج گاوسی نسبت به N_{SRO} با استفاده از نرم افزار MATLAB به طور عددی محاسبه و ترسیم شده است که نمودار آن به صورت زیر می باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

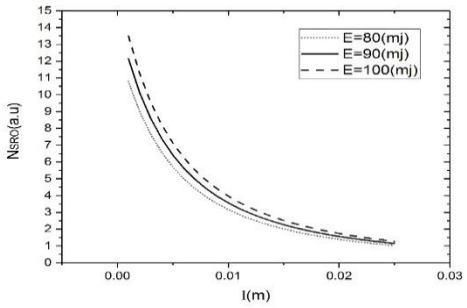


شکل۴: بازدهی SRO بر حسب N_{SRO} در تقریب موج گاوسی.

در شکل(۴) مشاهده می کنیم که، بیشینه بازدهی برابر با ٪ ۷۱ می‌باشد و در $N_{SRO}=۶/۵$ اتفاق می‌افتد در صورتی که قانون کلی سرانگشتی (قانونی که با تجربه سازگاری بیشتری دارد) بیان می‌کند که برای طراحی یک SRO با بازدهی خوب حداقل میزان شدت پمپ باید ۴ برابر آستانه شدت باشد[۱].

محاسبه طول بهینه‌ی بلور BBO در SRO در تقریب موج تخت

در این قسمت نمودار N_{SRO} برحسب طول بلور با استفاده از نرم‌افزار MATLAB رسم و با استفاده از آن طول بهینه‌ی بلور محاسبه گردیده است.

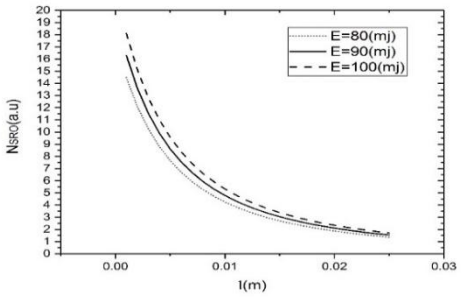


شکل ۵ :طول بلور BBO برحسب N_{SRO} در تقریب موج تخت.

شکل(۵) نشان می دهد که برای انرژی‌های ۸۰، ۹۰ و ۱۰۰ میلی‌ژول به ترتیب طول بهینه‌ی بلور BBO برابر با ۱۳، ۱۴و ۱۵میلی‌متر می‌باشد که این نتیجه با نتایج به دست آمده توسط آقای باپنا و همکاران توافق دارد [۳].

محاسبه طول بهینه‌ی بلور BBO در SRO در تقریب موج گاوسی

در این قسمت نمودار N_{SRO} برحسب طول بلور در تقریب موج گاوسی با استفاده از نرم‌افزار MATLAB رسم و به کمک آن طول بهینه‌ی بلور محاسبه گردیده است.



شکل ۶ :طول بلور BBO برحسب N_{SRO} در تقریب موج تخت

شکل(۶) نشان می دهد که برای انرژی‌های ۸۰، ۹۰ و ۱۰۰ میلی‌ژول به ترتیب طول بهینه‌ی بلور BBO برابر با ۱۱، ۱۲و ۱۳میلی‌متر می‌باشد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، لیزر کوک پذیری طراحی شده است که زاویه‌های تطبیق فاز آن برای ایجاد بازدهی مناسب از ۲۳ تا ۳۳ درجه می باشد. طول بهینه محاسبه شده برای بلور BBO در کاواک نوسانگر از ۱۰ تا ۱۵ میلی متر می باشد.

مرجع‌ها

[1] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*. Springer, 2013.
[2] P. E. Powers, *Fundamentals of Nonlinear Optics*. Taylor & Francis, 2011.
[3] R. Bapna, C. Rao, and K. Dasgupta, "Low-threshold operation of a 355-nm pumped nanosecond β-BaB2O4 optical parametric oscillator," *Optics & Laser Technology*, vol. 40, no. 6, pp. 832-837, 2008.
[4] Y. R. Shen, *The principles of nonlinear optics*. Wiley-Interscience, 2003.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و ساخت یک لیزر شبه تصادفی بر پایه‌ی تیغه بلور فوتونی فلزی

محسن نیکخواه، امیر حسین برادران قاسمی، حمید لطیفی

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله به طراحی و ساخت یک لیزر شبه تصادفی با فیدبک همدوس که از یک تیغه بلور فوتونی فلزی بعنوان کاواک و محلول حاوی رودامین-6G بعنوان محیط فعال تشکیل شده است، پرداخته می‌شود. تیغه بلور فوتونیکی از یک شبکه هگزاگونال شامل نانو ذرات مثلثی طلا تشکیل شده است که توسط روش لیتوگرافی کلوئیدی ساخته می‌شود. شدت طیف گسیلی و پهنای طیفی تابش لیزری در انرژی‌های مختلف لیزر دمش اندازه گیری و با استفاده از روش المان محدود عملکرد این لیزر با نتایج تجربی مورد مطالعه قرار می‌گیرد. نتایج نشان می‌دهد که مقادیر قابل ملاحظه‌ای پراکندگی از ساختار بلوری اتفاق می‌افتد که نقش مهمی در عمل لیزری ایفا می‌کند.

کلید واژه- لیزر تصادفی، پلاسمونیک، نانوذرات فلزی، لیتوگرافی کلوئیدی، رودامین G۶، روش المان محدود

Design and construction of a quasi-random laser based on Metallic Photonic Crystal Slab

Mohsen Nikkhah, Amir H. Baradaran Ghasemi, Hamid Latifi

Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract: In this paper, we proceed with design and construction of a quasi-random laser with coherent feedback made of a metallic photonic crystal slab as a cavity and Rhodamine 6G solution as a gain medium. The photonic crystal slab consists of the triangular gold nano beads arranged in a hexagonal lattice using nano-sphere lithography. Spectral emission intensity as well as the spectral width as a function of pumping energy were measured experimentally. Moreover, the physics behind the functional behavior of the structure is investigated through finite-element method. The results show that there is a considerable amount of scattering across the ordered structure which is important in the laser performance.

Keywords: Random Laser, Plasmonic, Metal nanoparticles, Colloidal lithography, Rhodamine 6G, FEM

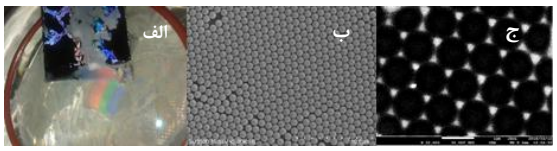
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در چند سال اخیر مطالعه محیط‌های نامنظم با محیط بهره رشد چشمگیری داشته است. محیط‌های مذکور به عنوان یک منبع نوری دارای ویژگی‌های پرتوی لیزری می‌باشند و به نام لیزر تصادفی مشهور شده‌اند. اصول لیزر تصادفی شبیه به لیزرهای معمولی است و اکثر ویژگی‌های آنها مانند آستانه، پهنای باند و همدوسی را دارا هستند با این تفاوت که کاواک در آنها به شکل متعارف همچنانکه در تکنولوژی لیزرها از آن استفاده می‌شود، حذف می‌گردد. لذا ویژگی جهت‌مندی پرتوها در این نوع از لیزر وجود نخواهد داشت [۲و۱]. لیزرهای تصادفی بر اساس مکانیزم بازخورد به دو دسته همدوس و ناهمدوس تقسیم می‌شوند. لیزرهای تصادفی همدوس در محیطهایی با پراکندگی قوی عمل می‌کنند و نور پس از پراکندگی‌های متعدد به نقطه اولیه خود بازگشته و یک حلقه بسته را تشکیل می‌دهد. قدرت پراکندگی در لیزرهای تصادفی توسط مسافت آزاد میانگین $l_s = 1/\sigma_s \rho$ مشخص می‌شود، بطوریکه σ_s سطح مقطع پراکندگی و ρ غلظت ذرات پراکنده کننده می‌باشند. در صورتیکه شرط $l_s \approx \lambda$ (λ طول موج نور انتشاری) بر قرار باشد، پراکندگی قوی اتفاق می‌افتد [۳]. هدف در این مقاله طراحی و ساخت یک لیزر تصادفی است بگونه‌ای که بجای استفاده از نانو ذراتی که بطور نامنظم توزیع شدند، از ذراتی که در یک شبکه بلوری بطور منظم توزیع شده‌اند استفاده گردد. نشان خواهیم داد که بدلیل وجود پراکندگی‌های قوی از ساختار بلوری، که بر طیف فوتولومینسانس (PL) ماده فعال همپوشانی داشته باشد، همچنان امکان توصیف ساختار بر اساس فیزیک لیزر تصادفی امکان‌پذیر است. لذا نام لیزر شبه تصادفی برای آن در نظر گرفتیم. ساختار مورد نظر یک تیغه بلور فوتونی فلزی از جنس طلا و به شکل مثلث است که در یک شبکه هگزاگونال به روش لیتوگرافی کلوئیدی و با استفاده از تکنیک لانگمویربلاجت روی زیرلایه سیلیکونی ساخته می‌شود.

ساخت تیغه بلور فوتونی

ابتدا محلول ۶٪ وزنی اتانول/آب و ذرات پلی استایرن به قطر یک میکرون به آرامی از طریق یک زیرلایه شیب‌دار روی سطح آب قرار داده می‌شود تا یک لایه منظم از ذرات به دلیل نیروی کپیلاری و نیروی واندروالسی بین ذرات روی سطح آب تشکیل شود (شکل ۱ الف). سپس یک زیر لایه تمیز و آبدوست سیلیکون خیلی آرام وارد آب می‌شود، تا تک لایه آماده شده روی زیر لایه بنشیند. سپس زیر لایه به آرامی بیرون کشیده می‌شود و نانو ذرات پلی استایرن بر روی زیر لایه به صورت یکدست و منظم در کنار هم خودآرایی می‌شوند (شکل ۱ ب). در مرحله بعد ۸۰nm طلا به روش کند و پاش بر روی ماسک کلوئیدی لایه نشانی می‌گردد. بعد از لایه نشانی به منظور حذف ماسک کلوئیدی، نمونه توسط حلال مناسب در دستگاه آلتراسونیک قرار داده می‌شود، (شکل ۱ج).



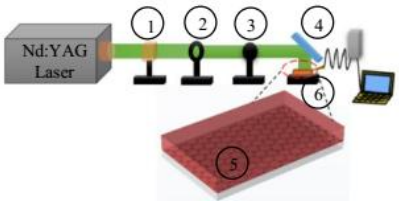
شکل۱: الف) خودآرایی ذرات پلی استایرن به قطر یک میکرون روی سطح آب ب)تصویر SEM لایه منظم روی زیرلایه سیلیکون ج) تصویر FE-SEM تیغه بلور فوتونیکی فلزی با شبکه هگزاگونال

چیدمان آزمایش

شکل ۲ نمایش دهنده‌ی چیدمان آزمایش لیزر تصادفی می‌باشد. از چپ به راست چیدمان آزمایش شامل یک لیزر Nd:YAG هارمونیک دوم با طول موج ۵۳۲nm و با نرخ تکرار 5Hz و پهنای پالس ۱۲ns می‌باشد. ابتدا نور لیزر بعد از یک تضعیف کننده از یک دیافراگم عبور کرده (شماره ۱ و۲) و توسط یک عدسی با فاصله کانونی ۱۲cm روی یک آینه تخت که تحت زاویه ۴۵ درجه قرار گرفته است متمرکز شده در نهایت روی نمونه فرود می‌آید،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

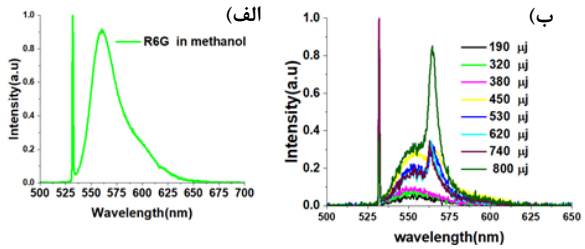
(شماره۳ و۴ و۵). از یک جابجاگر سه بعدی به منظور تغییر مکان نمونه استفاده شده است (شماره ۶). تابش برآماده از محیط لیزر تصادفی، توسط یک فیبر نوری جمع آوری و سپس با انتقال به یک اسپکترومتر آشکار می‌گردد، و در نهایت توسط رایانه آنالیز می‌شود.



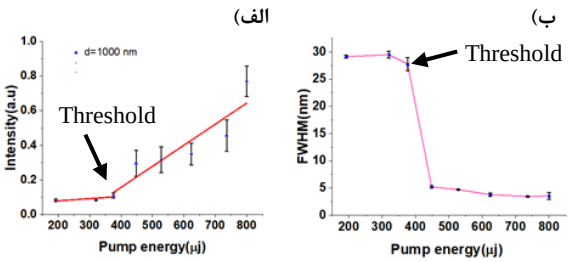
شکل ۲: چیدمان آزمایش لیزر شبه تصادفی

بحث نتایج آزمایش

ابتدا محلول ۱mM رودامین-6G در متانول آماده شده و در برابر تابش لیزر قرار می‌گیرد. شکل ۳ الف) طیف PL رودامین-6G را نشان می‌دهد. حال با افزایش انرژی دمش طیف تابشی ماده فعال در حضور تیغه بلور فوتونی را بررسی می‌کنیم. ابتدا از انرژی‌های دمش خیلی کم شروع کرده سپس آزمایش را برای انرژی‌های دمش بیشتر انجام می‌دهیم. همان طوری که در شکل ۳ ب) مشاهده می‌شود در انرژی‌های دمش ضعیف، طیف تابشی بسیار پهن می-باشد و با افزایش انرژی دمش، منحنی تابشی به طرف قله-ی مرکزی رودامین-6G جابه جا و همزمان باریک شده و گسیل خود به خودی تقویت شده اتفاق می‌افتد. هنگامی که انرژی دمش از یک مقدار آستانه‌ای بیشتر می‌شود، آنگاه یک قله‌ی تابشی با پهنای خیلی کم در طیف گسیلی ظاهر می‌شود که شدت آن با افزایش انرژی دمش، بیشتر می شود. علاوه بر رشد شدت در طول موج ۵۶۸nm، پرش‌های شدتی در طیف تابشی نیز وجود دارند که پهنای طیفی آنها کوچکتر از یک نانومتر می‌باشند. همچنین نمودار شکل۴ نشان دهنده شدت بیشینه و پهنا در نصف بیشینه بر حسب انرژی دمش می‌باشند. با افزایش انرژی دمش، شدت تابشی نیز افزایش می‌یابد و از انرژی دمش ۳۸۰μj به بعد، ناگهان با شیب بزرگتری افزایش می‌یابد و همزمان پهنای طیفی خیلی سریع کاهش می‌یابد که نشان‌دهنده آن است که بهره از اتلاف بیشتر شده و نوسان لیزری برای مد تشدیدی در این انرژی دمش آستانه اتفاق می‌افتد.



شکل ۳: الف) طیف فلورسانس ۱mM رودامین- 6G در متانول روی زیر لایه سیلیکون ب) طیف گسیلی لیزر تصادفی برای انرژی‌های دمش مختلف

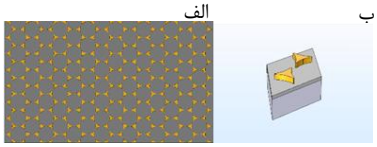


شکل۴: الف) منحنی شدت و ب) پهنا در نصف بیشینه بر حسب انرژی دمش برای تیغه بلور فوتونی ساخته شده از ذرات به قطر یک میکرون

نتایج شبیه سازی

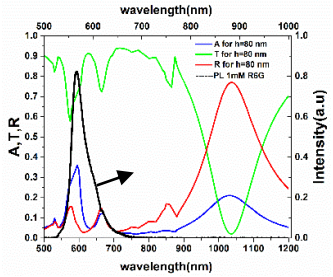
برای درک بهتر عملکرد لیزر تصادفی ساخته شده، در این بخش نتایج تجربی را با نتایج شبیه سازی محاسبه شده در نرم افزار کامسول مقایسه می‌کنیم. شماتیک تیغه بلور فوتونی فلزی متشکل از المان‌های مثلثی طلا در یک شبکه هگزاگونال روی سیلیکون و همچنین یک سلول واحد شبکه در شکل۵ نمایش داده شده است. شرط مرزی استفاده شده برای بالا و پایین فضای محاسباتی محیط کاملا جاذب PML در نظر گرفته شده است. همچنین چهار طرف ساختار از شرط مرزی تناوبی بلاخ استفاده شده است. شکل ۶ طیف جذب، تراگسیل و بازتاب برای بلور فوتونیکی ساخته شده از ذرات به قطر ۱۰۰۰nm همراه با طیف PL رودامین را نشان می‌دهد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



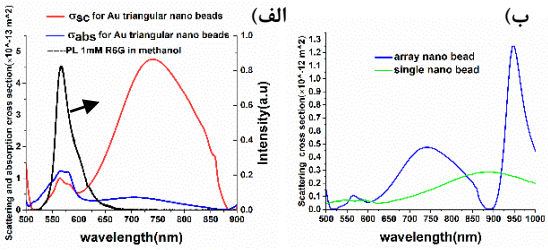
شکل۵: فضای محاسباتی شامل الف) تیغه بلور فوتونی متشکل از شبکه هگزاگونال از مثلث‌های طلا روی زیر لایه سیلیکون ب) سلول واحد ساختار شامل نانو مثلث با ارتفاع ۸۰ نانومتر.

با توجه به همپوشانی طیف جذب نانوساختار و طیف گسیل رودامین، فرایند انتقال انرژی در تمام این محدوده طول موجی اتفاق می‌افتد. همچنین این نمودار نشان می‌دهد که محدوده گاف فوتونی در محدوده ۹۰۰nm تا ۱۲۰۰nm می‌باشد که کاملا خارج از طیف PL رودامین است. لذا گاف فوتونی نقشی در فرایند لیزری نخواهد داشت.



شکل۶: منحنی طیف جذب (آبی) تراگسیل (سبز) و بازتاب (قرمز) برای بلور فوتونیکی و طیف فلوئورسانس رودامین G۶ (مشکی).

با بررسی سطح مقطع پراکندگی ساختار که در شکل ۷ نمایش داده شده است مشخص می‌گردد که یک قله پراکندگی هم مرتبه با سطح مقطع جذب که با طیف PL ماده فعال همپوشانی می‌کند وجود دارد. با استفاده از مقادیر σ_{sc}از نمودار شکل ۷ و چگالی نانوذرات ρ برای یک سلول واحد شبکه، مقدار محاسبه شده برای مسافت آزاد میانگین در ساختار بلور فوتونی برابر l_s=۳۴۲nm بدست می‌آید، که با مقایسه در طول موج ۵۶۸nm در رژیم پراکندگی قوی قرار می‌گیرد. در این حالت احتمال به دام افتادن نور میان نانو مثلث‌ها وجود. همچنین وجود قله سطح مقطع جذب σ_{abs}نمایش دهنده تشدید پلاسمون‌های سطحی جایگزیده در نانو مثلث‌های ساختار می‌باشد که باعث افزایش چشمگیر میدان‌های موضعی در ساختار شده و شدت تابش PL ماده فعال را افزایش می‌دهد.



شکل۷ : الف) منحنی سطح مقطع پراکندگی (قرمز) و جذب (آبی) برای بلور فوتونیکی و طیف فلئورسانس رودامین (مشکی) ب) نمایش اهمیت تناوب فضایی در سطح مقطع پراکندگی در بازه طیفی وسیع‌تر که باعث ایجاد سه قله پراکندگی در طول موجهای ۵۷۰، ۷۵۰ و ۹۵۰ نانومتر (آبی) می‌شود در مقایسه با ذرات مجزا (سبز).

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، اثر نظم مراکز پراکننده در عملکرد یک لیزر تصادفی مورد بررسی قرار گرفت. در نگاه اول بنظر می‌رسید که ایجاد نظم، سیستم را از حالت تصادفی بودن خارج کند. ولی نشان داده شد که توصیف عملکرد لیزر مذکور مبتنی بر تقارن انتقالی گسسته که از شبکه‌ای از ذرات حاصل می‌شود، همچنان امکان‌پذیر می‌باشد. در واقع سطح مقطع پراکندگی همچنان در عملکرد لیزر حاصل از ساختار تناوبی در کنار جذب پلاسمونی اهمیت زیادی دارد. همچنین استفاده از این بلور فوتونیکی باعث ایجاد فیدبک همدوس در عملکرد لیزری می‌گردد. دلیل وقوع فیدبک همدوس، وقوع یک قله پراکندگی علاوه بر قله تشدید پلاسمونی در ناحیه طیفی فوتولومینسانس رودامین-۶G می‌باشد.

مراجع

[1] H. Cao, “Lasing in random media,” *Waves in random media*, vol. 13, no. 3, pp. R1–R39, 2003.
[2] A. Yadav, L. Zhong, J. Sun, L. Jiang, G. J. Cheng, and L. Chi, “Tunable random lasing behavior in plasmonic nanostructures,” *Nano Converg.*, vol. 4, no. 1, p. 1, 2017.
[3] W. Z. W. Ismail, D. Liu, S. Clement, et. al. , “Spectral and coherence signatures ofthreshold in random lasers,”.*J. Opt. 16, 105008*, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و ساخت یک لیزر پلاسمونیک بر پایه‌ی تیغه بلور فوتونی فلزی

محسن نیکخواه، امیر حسین برادران قاسمی، حمید لطیفی

دانشگاه شهید بهشتی، دانشکده فیزیک، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله به طراحی و ساخت یک لیزر پلاسمونیک که از یک تیغه بلور فوتونی فلزی بعنوان کاواک و محلول حاوی رودامین-6G بعنوان محیط فعال تشکیل شده است، پرداخته می‌شود. تیغه بلور فوتونیکی از یک شبکه هگزاگونال شامل نانو ذرات مثلثی طلا تشکیل شده است که توسط روش لیتوگرافی کلوئیدی ساخته می‌شود. دمش اپتیکی توسط یک لیزر حالت جامد سوئیچ-Q Nd:YAG هارمونیک دوم با پهنای زمانی ۱۲ns و نرخ تکرار پالس ۵Hz انجام می‌گیرد. شدت طیف گسیلی و پهنای طیفی تابشی در انرژی‌های مختلف لیزر دمش اندازه گیری شد. همچنین با استفاده از روش المان محدود عملکرد این لیزر با نتایج تجربی مورد مطالعه قرار می‌گیرد. با اینکه اندازه نانو ذرات فلزی کوچک هستند ولی نتایج نشان می‌دهد که سطح مقطع جذب ساختار بلوری، قله‌ای درون بازه طیفی فوتولومینسانس رودامین-6G دارد که موجب تشدید پلاسمون‌های سطحی جایگزیده در نانو ذرات می‌شود و عملکرد لیزری را محقق می‌سازد.

کلید واژه- لیزر پلاسمونیک، نانوذرات فلزی، لیتوگرافی کلوئیدی، رودامین-6G، روش المان محدود

Design and construction of a Plasmonic laser based on Metallic Photonic Crystal Slab

Mohsen Nikkhah, Amir H. Baradaran Ghasemi, Hamid Latifi

Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract: In this paper, we set to report on design and construction of a plasmonic laser made of a metallic photonic crystal slab. Rhodamine 6G solution has been used as a gain medium. The photonic crystal slab consists of gold triangular nano-beads which are arranged in a hexagonal lattice using nano-sphere lithography. A Q-switched Nd:YAG second harmonic laser with 12ns pulsed width and 5Hz pulse repetition rate is used to optically pump the plasmonic laser. Emission spectrum and the spectral width as a function of pumping energy are measured through a UV-Vis spectrometer. Moreover, the physics behind the functional behavior of the structure is investigated through finite-element method. Even though the size of the nano-beads are small, the results show that there is an absorption cross section peak inside the PL spectrum of the gain medium which can excite localized surface plasmon resonances in the nano-beads leading to laser action.

Keywords: Plasmonic Laser, Plasmonic, Metal nanoparticles, Colloidal lithography, Rhodamine 6G, FEM

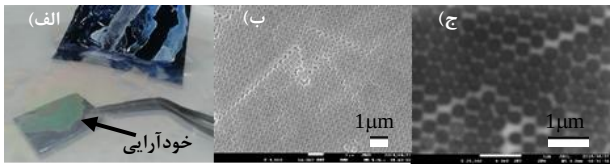
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

علم پلاسمونیک تحول شگرفی را در طراحی ادوات فوتونیکی با مشخصات منحصر بفرد باعث شده است. به عنوان مثال طراحی موجبرهای مینیاتوری زیر حد پراش، حسگرهای با حساسیت بالا، نانو آنتن‌های اپتیکی گوشه‌ای از کاربردهای این علم به حساب می‌آیند [۱]. پلاسمونیک حاصل نوسانات تجمعی الکترون‌های آزاد فلز هنگام برهمکنش با موج الکترومغناطیسی فرودی به سطح مقطع فلز-دی‌الکتریک می‌باشد. لذا این برهمکنش انرژی را از موج به فصل مشترک فلز-دی‌الکتریک منتقل کرده و چگالی میدان در اطراف فلز بسیار زیاد می‌گردد. در سال‌های اخیر از این خاصیت در طراحی و ساخت لیزرهای پلاسمونی توسط تحریک مدهای پلاسمون-پلاریتون جایگزیده LSPP استفاده شده است. به این ترتیب که با طراحی یک ساختار پلاسمونی و افزایش میدان‌های موضعی، شدت گذارهای فوتولومینسانس مواد رنگی را بعنوان یک محیط بهره افزایش می‌دهند و لذا فرایند لیزری بدون نیاز به آینه‌های بازتابان به وقوع می‌پیوندد [۲و۳]. در این مقاله به طراحی یک لیزر پلاسمونی شامل یک تیغه بلور فوتونی و ماده فعال رودامین 6G پرداخته می‌شود. تیغه بلوری یک شبکه هگزاگونال از نانو مثلث‌های از جنس طلا با ابعاد کوچکتر از ۱۰۰nm می‌باشد که بوسیله لیتوگرافی کلوئیدی و با استفاده از تکنیک لانگمویربلاجت روی زیر لایه سیلیکونی ساخته می‌شود.

ساخت بلور فوتونیکی

ابتدا محلول ۱۰٪ وزنی اتانول/آب و ذرات هم‌اندازه پلی استایرن به قطر ۳۸۲ نانومتر به آرامی از طریق یک زیرلایه شیب دار روی سطح آب قرار داده می‌شود تا یک لایه منظم از ذرات به دلیل نیروی مویینگی و نیروی واندروالسی بین ذرات روی سطح آب تشکیل شود (شکل ۱ الف) سپس یک زیر لایه تمیز و آبدوست سیلیکون خیلی آرام وارد آب می‌شود، تا تک لایه آماده شده روی زیر لایه بنشیند سپس زیر لایه به آرامی بیرون کشیده می‌شود. و نانوذرات پلی استایرن بر روی زیر لایه به صورت یکدست و منظم در کنار هم خودآرایی می‌شوند (شکل ۱ ب). سپس ۵۰ نانومتر طلا به روش کندوپاش بر روی ماسک کلوئیدی لایه نشانی می‌گردد. بعد از لایه نشانی، به منظور حذف ماسک کلوئیدی نمونه توسط حلال مناسب در دستگاه آلتراسونیک برداشته می‌شود تا تنها ساختار مثلثی فلزی بلور فوتونیکی بر روی زیر لایه باقی بماند، (شکل ۱ج).

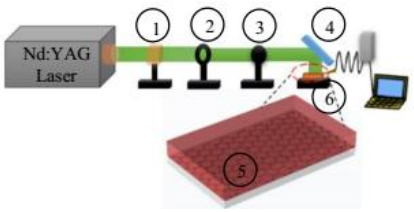


شکل ۱: الف) خودآرایی ذرات پلی استایرن به قطر ۳۸۲ نانومتر روی سطح آب ب)تصویر FE-SEM خودآرایی روی زیرلایه سیلیکون ج) ساخت بلور فوتونیکی فلزی با شبکه هگزاگونال

چیدمان آزمایش

شکل ۲ نمایش دهنده‌ی چیدمان آزمایش لیزر پلاسمونی می‌باشد. از چپ به راست چیدمان آزمایش شامل یک لیزر $Nd:YAG$ هارمونیک دوم پالسی با طول موج ۵۳۲nm و با نرخ تکرار 5Hz و پهنای پالس ۱۲ns می‌باشد. ابتدا نور لیزر بعد از یک تضعیف کننده از یک دیافراگم عبور کرده (شماره ۱و۲) و توسط یک عدسی با فاصله کانونی 12cm روی یک آینه تخت که تحت زاویه ۴۵ درجه قرار گرفته است متمرکز شده در نهایت روی نمونه فرود می‌آید، (شماره ۳و۴و۵). از یک جابجاگر سه بعدی به منظور تغییر مکان نمونه استفاده شده است (شماره ۶). قسمتی از تابش پراکنده شده، توسط یک فیبر نوری در زاویه حدود ۳۰ درجه از راستای تابش فرودی جمع آوری و سپس با انتقال به اسپکترومتر آشکار می‌گردد، و در نهایت توسط رایانه آنالیز می‌شود.

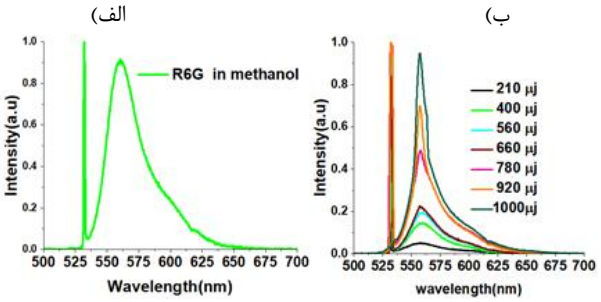
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲: چیدمان آزمایش

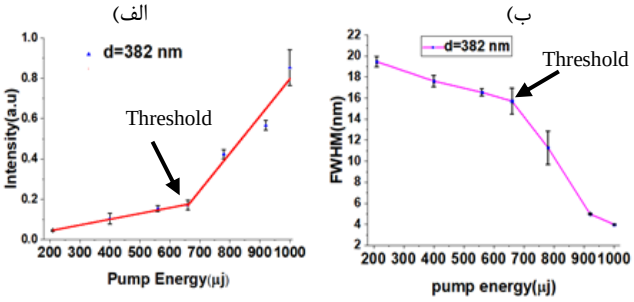
نتایج آزمایش

ابتدا محلول $1mM$ رودامین-۶G در متانول آماده شده و در برابر تابش لیزر قرار می‌گیرد. شکل ۳ الف) طیف فلئورسانس رودامین-۶G را نشان می‌دهد همان طوری که مشاهده می‌شود محلول رودامین-۶G در طول موج بلندتر و در ناحیه طول موج های زرد تابش می‌دهد و دارای یک قله بلند در طول موج ۵۶۸nm و پهنا در نصف بیشینه (FWHM) ۳۶nm می‌باشد. حال نمونه‌ی شامل تیغه بلور فوتونیکی را مورد آزمایش قرار می‌دهیم و اثر افزایش انرژی دمش را بر روی طیف تابشی آن بررسی می‌کنیم. ابتدا از انرژی‌های دمش خیلی کم شروع کرده سپس آزمایش را برای انرژی‌های دمش بیشتر انجام می‌دهیم.



شکل ۳: الف) طیف فلورسانس $1mM$ رودامین 6G در متانول روی زیر لایه سیلیکون ب) طیف گسیلی لیزر پلاسمونی برای انرژی‌های دمش مختلف برای بلور فوتونیکی ساخته شده از ذرات ۳۸۲ نانومتری پلی استایرن. خط تیز در ۵۳۲nm مربوط به پرتو لیزر دمش می‌باشد.

همان طوری که در شکل ۳ ب) مشاهده می‌کنیم در انرژی‌های دمش ضعیف، طیف تابشی بسیار پهن می‌باشد و با افزایش انرژی دمش، منحنی تابشی به طرف قله‌ی مرکزی رودامین-۶G جابه جا و همزمان باریک شده و گسیل خود به خودی تقویت شده اتفاق می‌افتد. هنگامی که انرژی دمش از یک مقدار آستانه‌ای بیشتر می‌شود، آنگاه یک قله‌ی تابشی با پهنای خیلی کم در طیف گسیلی ظاهر می‌شود که شدت آن با افزایش انرژی دمش، بیشتر می شود. پهنا در نصف بیشینه برابر با ۴nm می‌باشد.



شکل ۴: الف) منحنی شدت و ب) پهنا در نصف بیشینه بر حسب انرژی دمش برای بلور فوتونی ساخته شده از ذرات به قطر۳۸۲ نانومتر

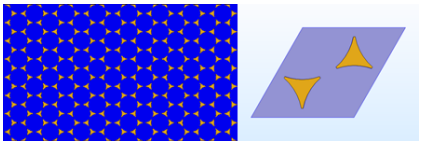
همچنین نمودار شکل۴ نشان دهنده شدت بیشینه و پهنا بر حسب انرژی‌های دمش می‌باشند. همان طوری که مشاهده می‌شود با افزایش انرژی دمش، شدت تابشی نیز افزایش می‌یابد و از انرژی دمش حدود ۶۶۰µj به بعد، ناگهان شدت با شیب بیشتری افزایش می‌یابد و پهنای قله‌ی تابشی خیلی سریع کاهش می‌یابد. این انرژی دمش انرژی است که به ازای آن، بهره از اتلاف بیشتر شده و نوسان لیزری برای مد تشدیدی در این انرژی آستانه اتفاق می‌افتد. از آن جایی که دو مشخصه اصلی نوسان لیزری یعنی افزایش ناگهانی در شدت و افت سریع در پهنای قله-ی تابشی به دلیل وجود تیغه فلزی در این آزمایش مشاهده شده است لذا نوسان لیزری اتفاق افتاده است.

نتایج شبیه سازی

در این بخش نتایج تجربی را با نتایج شبیه سازی محاسبه شده در نرم افزار کامسول مقایسه می‌کنیم. شماتیک تیغه بلور فوتونی فلزی متشکل از المان‌های مثلثی طلا در یک شبکه هگزاگونال روی سیلیکون و همچنین یک سلول واحد شبکه در شکل۵ نمایش داده شده است. شرط مرزی استفاده شده برای بالا و پایین فضای محاسباتی محیط کاملا جاذب PML در نظر گرفته شده است. همچنین

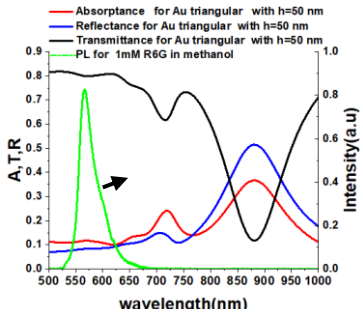
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

چهار طرف ساختار از شرط مرزی تناوبی بلاخ استفاده شده است.



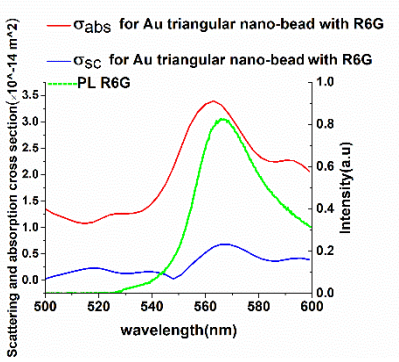
شکل۵ : ساختار پلاسمونیک الف) شامل تیغه بلور فوتونی متشکل از شبکه هگزاگونال از مثلث‌های طلا روی زیر لایه سیلیکون ب) سلول واحد ساختار شامل نانو ذرات با ارتفاع ۵۰ نانومتر.

شکل ۶ طیف جذب و تراگسیل و بازتاب برای بلور فوتونی ساخته شده از ذرات به قطر ۳۸۲nm همراه با طیف فلئورسانس رودامین را نشان می‌دهد. مطابق شکل همپوشانی بین طیف جذب نانوساختار و طیف گسیل محیط فعال در بازه طیفی حدود ۵۵۰nm تا ۶۲۵nm وجود دارد که عامل فرایند تقویت گسیل خودبخودی خواهد بود. به نحوی که نانو ذرات طلا پهنای جذبی در ناحیه مرئی از خود نشان می‌دهند. این پهنا به عنوان پهنای جذب پلاسمون سطحی شناخته می‌شود که ناشی از حرکت الکترون‌های رسانش ذرات در اثر میدان الکتریکی نور تابشی می‌باشد. این جذب به اندازه و شکل و محیط پیرامون آنها بستگی دارد.



شکل۶: منحنی طیف جذب (قرمز) و تراگسیل(سیاه) و بازتاب(آبی) برای بلور فوتونی و طیف فلوئورسانس رودامین- 6G (سبز).

همچنین گاف فوتونی در محدوده طیفی ۷۶۰nm تا ۱۰۰۰nm ایجاد می‌شود که کاملا خارج از طیف گسیل ماده فعال می‌باشد. لذا گاف فوتونی نقشی در فرایند لیزری توسط ساختار نخواهد داشت. با بررسی سطح مقطع جذب و پراکندگی ساختار که در شکل ۷ نمایش داده شده است مشخص می‌گردد که سطح مقطع جذب دارای قله‌ای است که با طیف PL ماده فعال همپوشانی می‌کند. همچنین بدلیل کوچک بودن نانو ذرات مثلثی سطح مقطع پراکندگی بسیار کوچک می‌باشد بطوریکه پراکندگی نیز نقش تعیین‌کننده‌ای در فرایند لیزری نخواهد داشت.



شکل۷: منحنی سطح مقطع پراکندگی(آبی) و جذب (قرمز) برای بلور فوتونیکی و طیف فلوئورسانس رودامین 6G (سبز)

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، به طراحی و ساخت یک لیزر پلاسمونی بر پایه یک تیغه بلور فوتونی در ناحیه اپتیکی پرداخته شد. با کوچک انتخاب کردن نانو کره‌های پلی‌استایرن جهت ساخت تیغه، اثر پراکندگی کاهش یافته و سطح مقطع جذب در مکانیسم برهمکنش اهمیت پیدا می‌کند. با اینکه نانو ذرات فلزی بسیار کوچک انتخاب شده‌اند ولی قرار دادن آنها در یک شبکه منظم، سبب بروز تشدیدهای پلاسمونی قوی می‌شود که عمل لیزری را میسر می‌سازد. خواص لیزری بستگی به میزان جفت‌شدگی مدهای براگ و LSPP دارد.

مراجع

[1] Z. Liu, A. Boltasseva, et. al.,“Plasmonic nanoantenna arrays for the visible,” Metamaterials, Vol. 2, No. 1, (2008).

[2] W. Zhou, M. Dridi, J. Y. Suh, et. al., " Lasing action in strongly coupled plasmonic nanocavity arrays", Nature Nanotechnology vol. 8, (2013).

[3] M. Dridi and G. C. Schatz “Lasing action in periodic arrays of nanoparticles,” J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 32, No. 5, (2015).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تاثیر جهت‌گیری محور نوری بر جابجایی گوس-هانچن در بره‌ای از فرامواد هایپربولیک گرافن-پایه

نگار شعبانی[۱]، امیر مدنی[۱]، صمد روشن‌انتظار[۲] و رضا عبدی قلعه[۱]

[۱]گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، آذربایجان شرقی

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، آذربایجان شرقی

چکیده – در این مقاله به مطالعه تاثیر جهت‌گیری تک لایه‌های گرافن در میزان جابجایی گوس-هانچن در بره‌ای از فرامواده هایپربولیک گرافن-پایه پرداخته شده است. بررسی با استفاده از روش ماتریس انتقال و در مرز بره با هوا صورت گرفته است. ساختار مورد بررسی متشکل از یک لایه شیشه به عنوان محیط ورودی، یک لایه هوا و یک ساختار لایه‌ای شامل لایه‌های گرافن و دی‌الکتریک است. چنین ساختاری امکان تحریک امواج سطحی با قطبش TM را در ناحیه فرکانسی تراهرتز فراهم می‌کند. نتایج نشان می‌دهند با تحریک امواج سطحی جابجایی گوس-هانچن قابل ملاحظه‌ای در مرز به وجود می‌آید که تابع زاویه جهت‌گیری لایه‌های گرافن است.

کلید واژه- امواج سطحی، جابجایی گوس-هانچن، گرافن، فرامواد هایپربولیک، محور نوری

Influence of the orientation of the optical axis on Goos-Hanchen shift at the interface of a graphene-based hyperbolic metamaterial

Negar Shaabani[1], Amir Madani[1], Samad Roshan Entezar[2], Reza Abdi-Ghaleh[1]

[1]Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab
[2]Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz
negarshaabani@outlook.com(N.S.); a-madani@bonabu.ac.ir(A.M.)
s-roshan@tabrizu.ac.ir(S.R.E.); reza.abdi82@gmail.com(R.A.G.)

Abstract- In this paper, the influence of the orientation of the graphene monolayers on Goos-Hanchen shift of a graphene-based hyperbolic metamaterial (HMM) slab has been studied. The investigation has been done at the interface of the slab and air, using the transfer matrix method. The structure contains a layer of glass as entrance medium, a layer of air and a HMM multilayer containing graphene-dielectric layers. This arrangement obtains the excitation of TM-polarized surface polaritons (SPs) at the terahertz frequency. The excitation of SPs results in the significant GH shift at the interface which is dependent on the orientation of graphene monolayers.

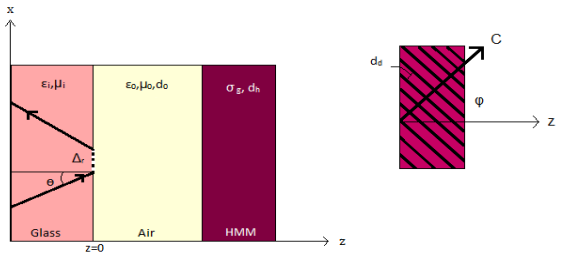
Keywords: Goos-Hanchen shift, graphene, hyperbolic metamaterials, optical axis, surface polaritons.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

هنگامی که پرتو نور از سطح جدایی دو محیط همگن بازتاب کامل می‌کند، دچار یک جابجایی جانبی به نام جابجایی گوس-هانچن می‌شود. دلیل این جابجایی تغییر فاز متفاوت هر کدام از مولفه‌های تشکیل دهنده موج بازتابی است [۱]. در حالت عادی جابجایی گوس-هانچن از مرتبه یک طول موج است و به آسانی قابل مشاهده نیست. بنابراین افزایش مقدار این جابجایی برای کاربردی کردن آن ضروری است [۲]. جابجایی گوس-هانچن در مخابرات نوری، ساخت سوئیچ‌های نوری و المان‌های اپتیکی و فوتونیکی کاربرد دارد. یک روش برای افزایش این جابجایی، تحریک امواج سطحی است. امواج سطحی نوعی از امواج الکترومغناطیسی هستند که بر روی سطح جدایی دو محیط حرکت کرده و انرژی را انتقال می‌دهند و این امر منجر به افزایش شدید جابجایی عرضی در باریکه‌های بازتابی و عبوری می‌شود [۳]. وجود چنین امواجی با قطبش TM در فصل مشترک دو محیط با ضرایب دی الکتریک مختلف‌العلامت مثل هوا و فلزات در فرکانس‌های پایین‌تر از فرکانس پلاسما و یا در هوا و فرامواد مورد بررسی قرار گرفته‌اند [۴]. فرامواد هایپربولیک از ساختارهای لایه‌ای شامل ترکیب دی‌الکتریک-فلز و اخیراً دی‌الکتریک-گرافن طراحی و ساخته می‌شوند. در این مواد عناصر قطر اصلی تانسور دی الکتریک مختلف‌العلامت هستند و این امر منجر به منحنی پاشندگی هایپربولیک می‌شود که کاربردهای جالب توجهی دارد [۵]. فراماده هایپربولیک در نظر گرفته شده در این مقاله شامل لایه های دی‌الکتریک و گرافن است. گرافن که یک شبکه لانه زنبوری دوبعدی از اتم‌های کربن است ویژگی‌های خارق العاده‌ای دارد و می‌توان ویژگی‌های اپتیکی و الکتریکی آن را به وسیله رسانندگی سطحی که وابسته به پتانسیل شیمیایی و زاویه جهت‌گیری لایه‌های گرافن است، توصیف کرد که این ویژگی قابلیت تنظیم‌پذیری را فراهم می‌سازد[۶].

مدل و محاسبات تئوری



شکل ۱: ساختار شامل فراماده هایپربولیک گرافن-پایه برای مطالعه جابجایی گوس-هانچن

ساختار مورد بررسی، همان‌طور که در شکل ۱ نشان داده شده است ساختاری یک‌بعدی شامل یک محیط ورودی از جنس شیشه با ضریب گذردهی الکتریکی $\varepsilon_i=4$ ، یک لایه هوا با ضریب گذردهی الکتریکی $\varepsilon_0=1$ و ضخامت $d_0=58\mu m$ و یک لایه فراماده هایپربولیک گرافن-پایه با ضخامت $d_h=30\mu m$ است. فراماده هایپربولیک از لایه‌های دی‌الکتریک و گرافن به ترتیب با ضخامت‌های $d_d=50nm$ و $d_g=0.335nm$ و ضرایب دی‌الکتریک $\varepsilon_d=2.25$ و $\varepsilon_g=1+i\left(\frac{\sigma_g\eta_0}{k_0 d_g}\right)$ تشکیل شده است که در آن $\eta_0=377\Omega$ امپدانس هوا، d_g ضخامت موثر گرافن، k_0 بردار موج خلا با سرعت نور C است. σ_g نیز رسانندگی سطحی لایه‌های گرافن است که بنابر فرمول کوبو [۷،۸] شامل دو بخش درون‌باندی و بین‌باندی است. ضریب تراوایی تمامی لایه‌ها برابر ۱ در نظر گرفته شده است.

با توجه به اینکه فرکانس کاری در محدوده تراهرتز است برای ساختار درنظرگرفته شده $\lambda >> (d_d+d_g)$ است. بنابراین می‌توان از تئوری محیط موثر برای بررسی انتشار نور در فراماده هایپربولیک موردنظر استفاده کرد. لذا ضریب گذردهی الکتریکی موثر محیط به شکل $\overline{\varepsilon^{eff}}=[\varepsilon_x,\varepsilon_y,\varepsilon_z]$ خواهد بود که در آن:

$$\varepsilon_{x,y}=\varepsilon_{||}=\frac{\varepsilon_g d_g+\varepsilon_d d_d}{d_g+d_d},$$

$$\varepsilon_z=\varepsilon_{\perp}=\frac{\varepsilon_g\varepsilon_d(d_g+d_d)}{\varepsilon_g d_d+\varepsilon_d d_g}$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

علامت های $\parallel$ و $\perp$ به ترتیب نشان‌دهنده جهت‌های موازی و عمودی نسبت به صفحات گرافن هستند. همانطور که در تصویر الحاقی شکل ۱ نشان داده شده است، اگر تک لایه‌های گرافن نسبت به محور z انحراف یابند محور اپتیکی که موازی با صفحه x-z است نسبت به محور z زاویه φ می‌سازد. بنابراین تانسور گذردهی الکتریکی HMM با رابطه زیر داده می‌شود.

$$\varepsilon^{eff}=\begin{pmatrix}\varepsilon_{xx} & 0 & \varepsilon_{xz}\\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0\\ \varepsilon_{zx} & 0 & \varepsilon_{zz}\end{pmatrix} \qquad (۱)$$

که در آن:

$$\varepsilon_{xx}=\varepsilon_{\parallel}\cos^2\varphi+\varepsilon_{\perp}\sin^2\varphi$$
$$\varepsilon_{zz}=\varepsilon_{\parallel}\sin^2\varphi+\varepsilon_{\perp}\cos^2\varphi$$
$$\varepsilon_{xz}=\varepsilon_{zx}=(\varepsilon_{\perp}-\varepsilon_{\parallel})\sin\varphi\cos\varphi$$

باریکه فرودی از شیشه $(\varepsilon_i\mu_i>\varepsilon_0\mu_0)$ تحت زاویه‌ای بزرگتر از زاویه بحرانی ساختار به بره تابیده می‌شود. پروفایل میدان الکتریکی بازتابی از سطح یک ساختار چندلایه با رابطه زیر به میدان فرودی مربوط می‌شود.

$$E_r(x)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}R(k_x)\overline{E}_i(k_x)e^{ik_xx}dk_x \qquad (۲)$$

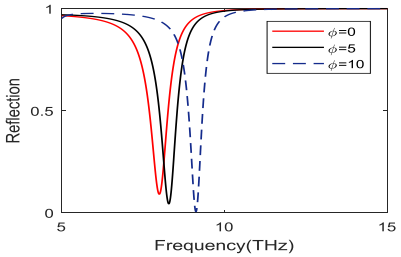
که در آن $R(k_x)$ و $\overline{E}_i(k_x)$ به ترتیب ضریب بازتاب مولفه‌های باریکه فرودی و تبدیل فوریه باریکه فرودی هستند. جابجایی عرضی نسبی باریکه بازتابی نیز با رابطه زیر محاسبه می‌شود [۴].

$$\Delta_r=\frac{1}{a}\frac{\int_{-\infty}^{+\infty}x^r\,|E_r(x)|^2\,dx}{\int_{-\infty}^{+\infty}|E_r(x)|^2\,dx} \qquad (۳)$$

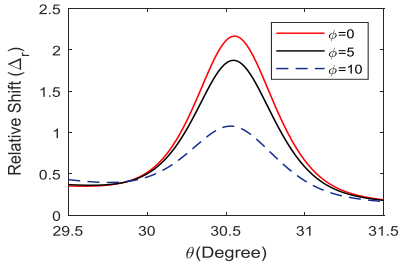
که در آن $a=12\lambda$ پهنای باریکه فرودی و λ طول موج خلا نور فرودی است. باریکه فرودی از نوع گاوسی با میدان الکتریکی به شکل $E_i(x)=\exp\left[-\left(x^2/4a^2\right)+ik_{xi}x\right]$ انتخاب شده است که در آن $k_{xi}=k_i\sin\theta$ مولفه مماس با سطح بردار موج فرودی و $k_i=\omega\sqrt{\varepsilon_i\mu_i}/c$ عدد موج مربوطه است.

نتایج و بحث

برای تحقیق تحریک امواج سطحی از روش ATR استفاده شده است. در شکل ۲ نمودار بازتاب برحسب فرکانس پرتو نور فرودی برای سه زاویه جهت‌گیری متفاوت تک لایه-های گرافن رسم شده است. مشاهده می‌شود که به ازای زاویه‌های جهت‌گیری $\varphi=0°$، $\varphi=5°$ و $\varphi=10°$، کمترین میزان بازتاب از سطح که نشان‌دهنده فرکانس تحریک امواج سطحی است به ترتیب در فرکانس‌های $f=7.87THz$، $f=8.16THz$ و $f=10THz$ رخ می‌دهد.



شکل۲: بازتاب از سطح بره بر حسب فرکانس پرتو نور فرودی و به ازای سه زاویه متفاوت φ. پتانسیل شیمیایی برابر $\mu_c=0.16eV$ است.

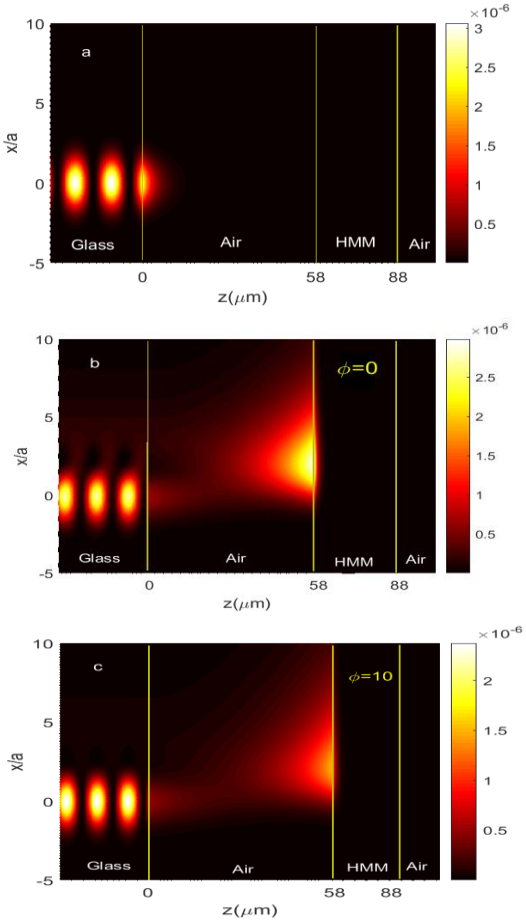


شکل ۳: جابجایی عرضی باریکه بازتابی از فصل مشترک فراماده هایپربولیک و هوا بر حسب زاویه فرودی در $\varphi=0°$، $\varphi=5°$ و $\varphi=10°$ که به ترتیب در فرکانس‌های $f=7.87THz$، $f=8.16THz$ و $f=10THz$ رسم شده است.

با تحریک امواج سطحی میزان جابجایی عرضی باریکه بازتابی از سطح به شکل قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد [۸]. در شکل ۳ میزان جابجایی عرضی باریکه فرودی بر مرز فراماده هایپربولیک و هوا بر حسب زاویه فرودی در سه زاویه φ رسم شده است. همانطور که از شکل مشاهده می‌شود قله جابجایی عرضی با کاهش مقدار φ به بیشترین مقدار خود می‌رسد. برای مشاهده بهتر اثر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

جهت‌گیری لایه‌های گرافن بر میزان جابجایی عرضی یک شبیه‌سازی عددی انجام شده است که توزیع میدان الکتریکی با قطبش TM را در ساختار نشان می‌دهد. در شکل ۴(a) توزیع میدان الکتریکی در زاویه‌ای دور از تحریک امواج سطحی رسم شده است. در این زاویه پرتو نور صرفا بازتاب کلی کرده و جابجایی عرضی قابل ملاحظه‌ای رخ نمی‌دهد. در دو شکل بعدی میدان الکتریکی برای دو زاویه $\varphi=0°$ و $\varphi=10°$ در زاویه تحریک امواج سطحی شبیه‌سازی شده است. با دقت در میدان الکتریکی مربوط به هر دو زاویه و با درنظر گرفتن میله رنگ که نشانگر شدت میدان است، ملاحظه می‌شود که ماکسیمم مقدار شدت میدان الکتریکی در زاویه $\varphi=0°$ بزرگتر از ماکسیمم مقدار شدت میدان در $\varphi=10°$ است. و این موضوع، کاهش جابجایی عرضی در زاویه‌های بزرگتر از صفر φ را تایید می‌کند.



شکل۴: توزیع میدان الکتریکی در خارج و داخل بره برای (a) زاویه تابش $\theta=40°$ (b) زاویه جهت‌گیری $\varphi=0°$ و (c) $\varphi=10°$.

نتیجه‌گیری

دراین مقاله تاثیر جهت‌گیری تک‌لایه‌های گرافن بر میزان جابجایی گوس-هانچن در مرز بره‌ای از فرامادہ هایپربولیک گرافن-پایه برای پرتو گاوسی با قطبش TM بررسی شده است. ابتدا با روش ATR فرکانس کمترین میزان بازتاب کلی از سطح که متناظر با بیشترین میزان جابجایی عرضی است، به دست آمده است. سپس با ثابت درنظرگرفتن فرکانس، میزان جابجایی عرضی در زوایای مختلف محور نوری بررسی شده است. نتایج و شبیه‌سازی‌های عددی نشان می‌دهند که با کاهش مقدار φ جابجایی عرضی بهتری به دست می‌آید.

مرجع‌ها

[1] M. Cheng, P. Fu, X. Chen, X. Zeng, S. Feng, R. Chen," Giant and tunable Goos–Hanchen shifts for attenuated total reflection structure containing graphene"; J. Opt. Soc. Am. B 31 (2014) 2325-2329.

[2] L. Luo and T. Tang; "Goos-Hanchen effect in Kretschmann configuration with hyperbolic metamaterials"; Superlattices and Microstructures; 94 (2016)85-92.

[3] A. Madani and S. Roshan Entezar; "Surface polaritons of one-dimensional photonic crystals containing graphene monolayers"; Superlattices and Microstructures, 75 (2014) 692-700

[4] I. Shadrivov, R. Ziolkowski, A. Zharov and Y.Kivshar; "Excitation of guided waves in layered structures with negative refraction", Opt. Express 13 (2005) 481–492.

[5] A. poddubny, I. Iorsh, P.Belov and Y.Kivshar; "Hyperbolic metamaterials", Nature Photonics; 243 (2013) 948-957.

[6] K. Novoselov, A. Geim, S. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. Dubonos, I. Grigorieva, A. Firsov; "Electric field effect in automatically thin carbon films", Science 306 (2004) 666-669.

[7] G.W. Hanson, "Quasi-transverse electromagnetic modes supported by a graphene parallel-plate waveguide"; J. Appl. Phys. 104 (2008) 084314–5.

[۸] امیر مدنی، نگار شعبانی، صمد روشن‌انتظار و رضا عبدی، "مطالعه پدیده جابجایی گوس-هانچن در بره ای از متامواد هایپربولیک گرافن-پایه"، مقاله نامه کنفرانس فیزیک ایران، (۱۳۹۷) ۷۳۶-۷۳۹

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مطالعه پدیده جابجایی گوس-هانچن در ساختار نیمه بی‌نهایت یک بعدی حاوی فراماده هایپربولیک گرافن-پایه

نگار شعبانی[۱]، امیر مدنی[۱] و صمد روشن انتظار[۲]

[۱] گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، آذربایجان شرقی

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، آذربایجان شرقی

چکیده – در این مقاله پدیده جابجایی گوس-هانچن در یک محیط یک بعدی نیمه بی‌نهایت حاوی فراماده هایپربولیک گرافن-پایه به صورت تئوری و با روش ماتریس انتقال مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهند در صورت تحریک امواج سطحی با قطبش TM در محدوده فرکانسی THz میزان جابجایی عرضی بزرگ و قابل مقایسه با پهنای باریکه فرودی به دست می‌آید. برای تحقیق تحریک امواج سطحی در ساختار از روش بازتاب کلی کاهش یافته (رسم نمودار ATR) استفاده شده است. و در نهایت شبیه‌سازی‌های عددی انجام یافته نتایج به دست آمده را تایید کرده است.

کلید واژه- امواج سطحی، جابجایی گوس-هانچن، گرافن، ماتریس انتقال، فراماده هایپربولیک

Study of Goos-Hanchen shift in semi-infinite one-dimensional structure containing graphene-based hyperbolic metamaterial

Negar Shaabani[1], Amir Madani[1] and Samad Roshan Entezar[2]

[1]Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab
[2]Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz
negarshaabani@outlook.com(N.S.); a-madani@bonabu.ac.ir(A.M.)
s-roshan@tabrizu.ac.ir(S.R.E.)

Abstract- In this paper the Goos-Hanchen effect in semi-infinite one-dimensional medium containing graphene-based hyperbolic metamaterial has been investigated theoretically using transfer matrix method. The results show that the lateral shift would be increased noticeably by the excitation of the TM-polarized surface polaritons in the THz frequency region. The excitation of surface polaritons has been verified by plotting ATR curves for the structure. Finally, the results have been verified by numerical simulations.

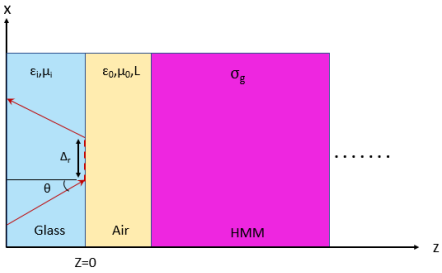
Keywords: Goos-Hanchen shift, graphene, hyperbolic metamaterials, surface polaritons, transfer matrix

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

زمانی که یک پرتو نور تحت بازتاب کلی به فصل مشترک بین دو محیط همگن می‌تابد، یک جابجایی عرضی در مرکز پرتو نور بازتابی نسبت به مرکز نور تابشی رخ می‌دهد این پدیده به جابجایی گوس-هانچن معروف است [۱]. میزان این جابجایی در حالت عادی کمتر از یک طول موج است. اما در ساختارهایی که با ایجاد امواج سطحی، انرژی در فصل مشترک انتقال داده می‌شود، می‌توان اندازه این جابجایی را افزایش داد [۲]. مدهای سطحی نوع خاصی از موج‌های جایگزیده در فصل مشترک جدایی دو محیط هستند که در مرز دارای بیشترین مقدار دامنه هستند و با دور شدن از مرز از هر دو طرف دامنه‌ها کاهش می‌یابد [۳]. وجود چنین امواجی با قطبش TM در فصل مشترک دو محیط با ضرایب دی‌الکتریک مختلف‌العلامت مثل هوا و فلزات در فرکانس‌های پایین‌تر از فرکانس پلاسما و یا در هوا و فراماده مورد بررسی قرار گرفته‌اند [۴]. فراماده هایپربولیک ساختارهای مصنوعی لایه‌ای هستند که در یک جهت مانند فلز و در جهتی دیگر مانند دی‌الکتریک رفتار می‌کنند. در این محیط‌ها تانسور گذردهی الکتریکی دارای مولفه‌های با علامت مخالف است که نتیجه آن سطح هم‌فرکانس هذلولوی به جای سطح هم‌فرکانس بیضوی است. این ویژگی باعث به وجود آمدن کاربردهای جالب توجهی شده است [۵]. در نواحی طول موجی بلند که ثابت شبکه ساختار در مقایسه با آن کوچک است می‌توان از تقریب محیط موثر برای مطالعه این محیط‌ها استفاده کرد. در این حالت کل ساختار به عنوان یک ساختار همگن ناهمسانگرد دیده می‌شود که دارای تانسور گذردهی الکتریکی قطری است. فراماده هایپربولیک بکار گرفته شده در این مقاله شامل نانولایه‌های گرافن است که با توجه به خاصیت تنظیم‌پذیری آن، دسترسی به جابجایی گوس-هانچن قابل کنترل را امکان‌پذیر می‌سازد.

مدل و محاسبات تئوری



شکل ۱: ساختار نیمه بی نهایت یک بعدی حاوی فرامواد هایپربولیک جهت تحریک امواج سطحی

در شکل ۱ ساختار مورد بررسی که یک محیط یک بعدی نیمه بی‌نهایت به ترتیب متشکل از شیشه به عنوان محیط ورودی با ضریب گذردهی الکتریکی $\varepsilon_i = 4$، یک لایه هوا با ضریب گذردهی الکتریکی $\varepsilon_i = 1$ و ضخامت $L = 5\mu m$ و محیطی نیمه‌بینهایت از فراماده هایپربولیک گرافن-پایه است. فراماده هایپربولیک از لایه‌های دی‌الکتریک و گرافن به ترتیب با ضخامت‌های $d_d = 50nm$ و $d_g = 0.335nm$ و ضرایب دی‌الکتریک $\varepsilon_d = 2.25$ و تشکیل $\varepsilon_g = 1 + i\left(\frac{\sigma_g \eta_0}{k_0 d_g}\right)$ شده است که در آن $\eta_0 = 377\Omega$ امپدانس هوا، d_g ضخامت موثر گرافن، k_0 بردار موج خلا با سرعت نور C است. σ_g نیز رسانندگی سطحی لایه‌های گرافن است که بنابر فرمول کوبو [۶] شامل دو بخش درون‌باندی و بین‌باندی به صورت زیر است.

$$\sigma_g(\omega) = \sigma_g^{intra}(\omega) + \sigma_g^{inter}(\omega) \qquad (۱)$$

$$\sigma_g^{intra}(\omega,\mu_c) = i\frac{e^2 k_B T}{\pi\hbar(\hbar\omega + i2\Gamma_1)}\left(\frac{\mu_c}{k_B T} + 2\ln\left(e^{-\frac{\mu_c}{k_B T}} + 1\right)\right)$$

$$\sigma_g^{inter}(\omega,\mu_c) = i\frac{e^2}{4\pi\hbar}\ln\left(\frac{2|\mu_c| - (\hbar\omega + i2\Gamma_2)}{2|\mu_c| + (\hbar\omega + i2\Gamma_2)}\right)$$

که در آن e بار الکترون k_B ثابت بولتزمن، μ_c پتانسیل شیمیایی لایه‌های گرافن، $\hbar$ ضریب ثابت پلانک، T دمای درنظر گرفته شده، ω فرکانس زاویه‌ای و Γ_1 و Γ_2 به ترتیب نرخ پراکندگی انتقالات درون‌باندی و بین‌باندی هستند که

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$\Gamma_1 = \Gamma_2 = 1meV$ است. ضریب تراوایی تمامی لایه‌ها برابر ۱ در نظر گرفته شده است. در این ساختار تک‌لایه‌های گرافن در صفحه x-y قرار گرفته و ساختار در راستای محور z تکرار می شود. تانسور گذردهی الکتریکی HMM با رابطه زیر داده می‌شود.

$$\varepsilon^{eff} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & \varepsilon_{xz} \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ \varepsilon_{zx} & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \qquad (۲)$$

که

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{\perp}\cos^2\varphi + \varepsilon_{\parallel}\sin^2\varphi$$
$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp}\sin^2\varphi + \varepsilon_{\parallel}\cos^2\varphi$$
$$\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp})\sin\varphi\cos\varphi$$

همچنین $\varepsilon_{\parallel} = \frac{\varepsilon_g d_g + \varepsilon_d d_d}{d_g + d_d}$ و $\varepsilon_{\perp} = \frac{\varepsilon_g \varepsilon_d (d_g + d_d)}{\varepsilon_g d_d + \varepsilon_d d_g}$ است. φ نشان‌دهنده جهت‌گیری تک‌لایه‌های گرافن است. باریکه فرودی یک باریکه گاوسی با فرکانس $f = 29.22THz$ و میدان الکتریکی $E_i(x) = \exp[-(x^2/4a^2) + ik_{xi}x]$ که در آن $a = 5\lambda$ پهنای باریکه فرودی، λ طول موج خلا نور فرودی، $k_{xi} = k_i \sin\theta$ مولفه مماس با سطح بردار موج فرودی و $k_i = \omega\sqrt{\varepsilon_i\mu_i}/c$ عدد موج مربوطه است. نور از شیشه $(\varepsilon_i\mu_i > \varepsilon_0\mu_0)$ تحت زاویه بزرگتر از زاویه بحرانی محیط به ساختار می‌تابد. میدان الکتریکی بازتابی از سطح یک ساختار چندلایه با رابطه زیر به میدان فرودی مربوط می‌شود.

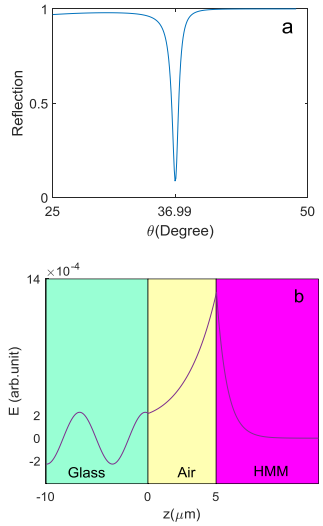
$$E_r(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} R(k_x)\overline{E_i}(k_x)e^{ik_x x}dk_x \qquad (۳)$$

که در آن $R(k_x)$ و $\overline{E_i}(k_x)$ به ترتیب ضریب بازتاب و تبدیل فوریه باریکه فرودی هستند. جابجایی عرضی نسبی باریکه بازتابی نیز با رابطه زیر محاسبه می‌شود.

$$\Delta_r = \frac{1}{a}\frac{\int_{-\infty}^{\infty} x^r |E_r(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_r(x)|^2 dx} \qquad (۴)$$

اندیس و بالانویس r در هر دو رابطه (۳) و (۴) اشاره به باریکه بازتابی از سطح دارد. $\Delta_r << 1$ نشان‌دهنده جابجایی عرضی بسیار کوچکتر از پهنای باریکه فرودی و $\Delta_r \geq 1$ نشان‌دهنده جابجایی عرضی بزرگ و قابل مقایسه با پهنای باریکه است.

نتایج و بحث

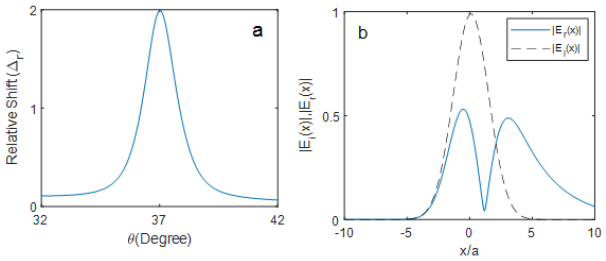


شکل ۲: (a) بازتابندگی ساختار بر حسب زاویه فرودی (b) تحریک امواج سطحی در مرز هوا و فراماده

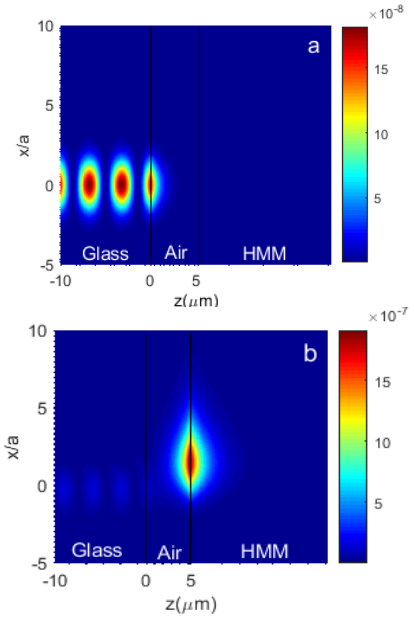
باریکه فرودی با قطبش TM از شیشه به عنوان محیط چگال، با زاویه بزرگتر از زاویه بحرانی وارد لایه هوا شده است و در مرز هوا و شیشه بازتاب کلی رخ داده است. با تغییر زاویه تابش باریکه و محاسبه بازتابندگی مشاهده می‌شود که در زاویه $\theta = 36.99°$ افت شدید در طیف بازتابندگی صورت گرفته که نشان‌دهنده تحریک امواج سطحی در این زاویه است. این موضوع در شکل ۲a به نمایش در آمده است. در شکل ۲b نیز پروفایل دوبعدی میدان الکتریکی درون و بیرون ساختار نشان داده شده است که به وضوح نشانگر تحریک امواج سطحی در مرز هوا و فراماده است. با توجه به تحریک امواج سطحی در زاویه مذکور انتظار می‌رود بیشترین میزان جابجایی عرضی نیز در این زاویه رخ دهد. که این موضوع در شکل ۳a نمایش داده شده است. برای مشاهده بهتر این پدیده با توجه به باریکه فرودی و بازتابی، در شکل ۳b دامنه میدان الکتریکی فرودی و بازتابی بر حسب مختصات x

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

رسم شده‌اند. در زاویه متناسب با تحریک امواج سطحی، بخشی از انرژی باریکه به امواج سطحی منتقل شده و بخش دیگری از باریکه یک بازتاب معمولی خواهد داشت. لذا آن قسمت از باریکه که تحت تاثیر امواج سطحی قرار گرفته است، یک جابجایی عرضی نسبتا بزرگ را تجربه کرده و سپس از مرز بازتاب خواهد کرد و بخش دیگر بدون جابجایی عرضی قابل ملاحظه‌ای بازتاب می‌شود. لذا در پروفایل میدان بازتابی یک منحنی دو قله‌ای مشاهده می شود.



شکل ۳: (a)جابجایی عرضی باریکه بازتابی برحسب زاویه فرودی (b)پروفایل میدان باریکه بازتابی (منحنی پررنگ) و باریکه فرودی (منحنی خط چین) بر حسب x . زاویه فرودی $\theta = 36.99°$ است.



شکل ۴: توزیع میدان مغناطیسی در داخل و خارج ساختار در زاویه فرودی $\theta = 36.99°$ (b) $\theta = 46°$ (a).

برای نمایش بهتر اثر تحریک امواج سطحی بر جابجایی عرضی با استفاده از یک شبیه‌سازی عددی توزیع میدان الکتریکی در داخل و خارج ساختار در شکل ۴ نشان داده شده است. در شکل ۴a که توزیع میدان الکتریکی در زاویه ای به اندازه کافی دور از شرایط تحریک امواج سطحی را نشان می‌دهد، جابجایی قابل مشاهده‌ای در مرز رخ نداده است. اما در شکل ۴b توزیع میدان الکتریکی را برای زاویه $\theta = 36.99°$ که متناسب با تحریک امواج سطحی است نمایش می‌دهد. در صورت تحریک امواج سطحی در مرز فراماده و هوا، انرژی باریکه در مرز منتقل شده و باعث افزایش جابجایی عرضی قابل ملاحظه‌ای شده است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله پدیده جابجایی گوس-هانچن در یک محیط نیمه‌بی‌نهایت یک‌بعدی حاوی فرامواد هایپربولیک گرافن-پایه در بازتاب کلی یک موج گاوسی با قطبش TM از سطح، بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهند در صورت تحریک امواج سطحی در مرز فراماده و هوا میزان جابجایی عرضی قابل ملاحظه‌ای به دست می‌آید.

مرجع‌ها

[1] A. Namdar, R.Talebzadeh, K.Jamshidi-Ghaleh, “Surface wave-induced enhacement of the Goos-Hanchen shift in single negative one-dimensioal photonic crystal”, Optics & Laser Technology, Vol. 49, pp. 183–187, 2013.

[2] IV. Shadrivov, AA. Zharov, YS. Kivshar, “Giant goos-Hanchen effect at the reflection from left-handed metamaterials”, Applied Physics Letters Vol. 83, No. 13, pp. 2713-2715, 2003.

[3] M. Kalafi, A. Soltani-Vala, J. Barvestani “Surface optical waves in semi-infinite one-dimensional PC with a thin nonlinear cap layer”, Optics Communications, Vol. 272, pp. 403-406, 2007.

[4] A. Madani and S. Roshan-Entezar; “Surface polaritons of one-dimensional photonic crystals containing graphene monolayers”; Superlattices and Microstructures, Vol. 75, pp. 692-700, 2014.

[5] A. Poddubny, I. Iorsh, P.Belov and Y.Kivshar; “Hyperbolic metamaterials”; Nature Photonics; Vol. 243, pp. 948-957, 2013.

[6] G.W. Hanson, “Quasi-transverse electromagnetic modes supported by a graphene parallel-plate waveguide”; J. Appl. Phys. Vol.104, pp. 084314–5, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

گرانش‌سنج مبتنی بر مدار قرائت نوری

جلال قلی‌نژاد، کیان جعفری دیانی و کامبیز عابدی

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

چکیده – توانایی اندازه گیری تغییرات اندک گرانش در یک مکان اجازه یافتن منابع هیدروکربن (نفت، گاز و ذغال سنگ)، ماگمای زیر سطح قبل از فوران و تونل‌ها را می‌دهد. تکنولوژی‌های متعددی برای اندازه‌گیری گرانش وجود دارند، که پهنای باند کم و حساسیت زیاد لازمه این سنسورهاست. اما گرانش سنج های کنونی همگی محدودیت‌های ابعاد بزرگ، جرم بالا و قیمت زیاد دارند. در این مقاله گرانش‌سنج مبتنی بر مدار قرائت نوری و با استفاده از تکنولوژی میکروالکترومکانیکال طراحی شده است، که مشکلات برشمرده را برطرف نموده و مزایایی همچون عدم اعمال نویز مکانیکی و رهاسازی آسان جرم مبنا را داراست. طراحی انجام شده در عین سازگاری با تکنولوژی مدارات مجتمع دارای پهنای باند کم، حساسیت بالا، ابعاد کم و امکان تولید تجاری است.

کلید واژه- گرانش‌سنج، سیستم های میکرو الکترومکانیکال (MEMS)، مدار قرائت نوری.

A Gravimeter Based on Optical Intensity ROC

Jalal Gholinejad, Kian Jafari Diani, and Kambiz Abedi

Department of Electrical Engineering, Shahid Beheshti University, Tehran

Abstract- Information about the earth’s crust can be revealed by the measuring of gravity; furthermore, gravimeters can be used in space science, the studying of planets, discovering of hydrogen sources, magma surveys, and geography. Low-cost, high-sensitivity, and low-size are critical needs in gravimetry. High sensitivity, low resonance frequency, low cost, ability for array production, and small size features make a wide applications of gravimeters to be commercial. In this paper, a new structure as gravimeter based on optical ROC and MEMS technology is introduced. The designed sensor has small size, easy release procedure, and low noise while an optical ROC is employed. In summary, a low bandwidth, high-sensitivity, and small MEMS-based Gravimeter is demonstrated, which this could open a way for MEMS gravimeters to be accurate and be commercially used.

Keywords: Gravimeter, Microelectromechanical systems (MEMS), Optical ROC.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

گرانش‌سنجی با هدف بررسی تغییرات اندک محلی در شتاب گرانش زمین انجام می‌گردد، که از این طریق اطلاعاتی در مورد پوسته زمین حاصل می‌شود [۱، ۴ و ۵]. دامنه این تغییرات بسیار کم و به لحاظ زمانی نیز بسیار کند می‌باشند [۱]، بنابرین برای آشکارسازی این سیگنال نیاز به سنسور با حساسیت بسیار بالا و پهنای باند کم داریم. عمده کاربرد گرانش‌سنجی در کشف و بهره‌برداری از منابع هیدروکربن، مطالعه ماگما زیرسطحی و مطالعات جغرافی است، اگرچه در علوم فضا و مطالعه سیارات نیز کاربرد دارد [۱، ۴ و ۵]. از ویژگی‌های مهمی که لازم است گرانش‌سنج‌ها داشته باشند می‌توان به ابعاد کم، هزینه ساخت کم، امکان تولید انبوه (آرایه‌ای) و حساسیت بالا اشاره کرد [۱ و ۲].

در حالت کلی، ادوات گرانش‌سنج بر اساس تکنولوژی حسگری در سه دسته قابل تقسیم‌بندی هستند: گرانش‌سنج‌های پاندولی، گرانش‌سنج‌های نسبی و گرانش‌سنج‌های مطلق [۱ و ۶]. در این بین، گرانش‌سنج‌های نسبی که بر اساس اندازه‌گیری جابجایی یک جرم مبنا متصل به فنر بر اثر تغییرات گرانش عمل می‌کنند، هزینه‌ساخت پایینی دارند [۱، ۵ و ۶]. از معایب این دسته می‌توان به ابعاد بزرگ و حساسیت شدید به دما اشاره کرد که باعث عدم قطعیت و نیاز به کنترل دمایی می‌شود، که در عمل مانع تجاری‌سازی است [۵ و ۶].

با رفع معایب ذکر شده بوسلیه تکنولوژی MEMS به مزایایی همچون ابعاد کم، حساسیت بالا و هزینه ساخت پایین خواهیم رسید [۱ و ۳]. در این مقاله گرانش‌سنج نسبی به صورت جرم متصل به فنر خم طراحی شده است، که ساختار جرم و فنر به‌کار رفته به گونه‌ای تنظیم شده‌است که پهنای باند کم و فیلتر مکانیکی مورد نیاز برای حذف سیگنال لغزش فرکانس کم را ارائه دهد. سپس، برای سهولت در فرآیند رهاسازی از ویفر SOI استفاده شده‌است، و نیز مدار قرائت به صورت نوری طراحی شده است که مزیت‌هایی همچون عدم ایجاد نویز مکانیکی دارد. مطابق با نتایج شبیه‌سازی شده با نرم افزار کامسول (COMSOL)، طراحی انجام شده امکان دستیابی به فرکانس رزونانس مکانیکی مرتبه اول کم و حساسیت زیاد را در مقایسه با سایر طراحی‌ها محقق می‌کند [۲ و ۵].

در ادامه مقاله: ابتدا، ساختار و نتایج پارامترهای مکانیکی همچون ثابت فنر و تحلیل فرکانسی ارائه گشته‌است. سپس، محاسبات مدار قرائت نوری و نتایج آن در اختیار قرار گرفته، و پروسه ساخت پیشنهاد شده‌است. نهایتا، نتیجه‌گیری ارائه گشته‌است.

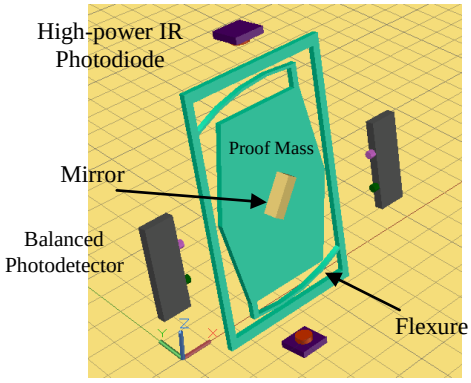
ساختار طراحی‌شده

ساختار به کار رفته قابل مدل‌سازی بر اساس جرم متصل به فنر است، که با توجه به قانون دوم نیوتن در راستای محور حسگری ($\hat{z}$) خواهیم داشت [۱]:

$$m\frac{d^2z}{dt^2} + b_z\frac{dz}{dt} + k_z z = -m\alpha_z \qquad (۱)$$

که در آن m جرم مؤثر ناشی از جرم مبنا، z جابجایی جرم مبنا در راستای محور حسگری، t زمان، b_z ثابت دمپینگ ناشی از هوا (که در این طراحی قابل صرف‌نظر است)، k_z ثابت فنر و α_z سیگنال شتاب گرانش است.

بخش‌های مختلف سنسور طراحی‌شده بر اساس MEMS در شکل ۱ مشخص است. از دو آینه متقاطع در دو سمت جرم مبنا برای انعکاس اشعه فروسرخ تولید شده توسط دو دیود نوری به سمت آشکارسازهای بالانس شده استفاده‌شده است. آشکارسازهای بالانس شده از نوع PIN بوده و طراحی به صورتی است که با حرکت جرم مبنا شدت نور دریافتی این آشکارسازها در مخالفت باهم باشد. همچنین از دو خم متصل به جرم مبنا با نسبت طول به عمق زیاد برای ایجاد ثابت فنر مورد نیاز استفاده شده‌است.



شکل ۱: بخش‌های مختلف گرانش‌سنج طراحی‌شده بر اساس MEMS، که جرم مبنا متصل به فنرهای خم وظیفه تبدیل گرانش به جابجایی با پهنای باند کم را دارد.

با وارد کردن شتاب گرانش در مقادیر مختلف جابجایی جرم مبنا بدست‌آمده است. در این حالت طبق قانون هوک داریم:

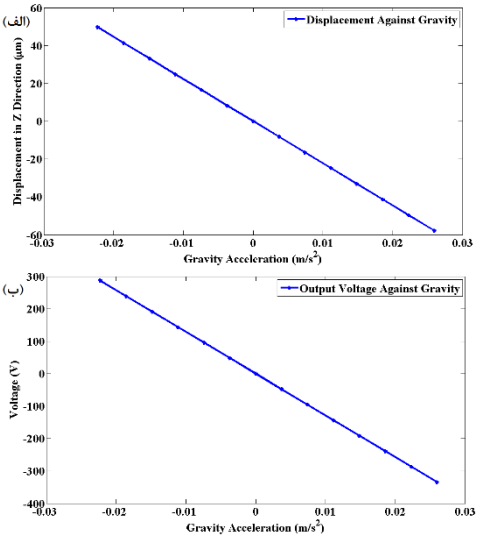
$$k_z = \frac{F_z}{z} = \frac{mg_z}{z} \qquad (۲)$$

که در آن g_z شتاب وارده است. با انجام تحلیل عددی از طریق نرم‌افزار رابطه جابجایی جرم مبنا و گرانش مطابق با شکل ۲-الف بدست می‌آید، و حساسیت مکانیکی سیستم نیز حاصل می‌شود. سپس، باتوجه به رابطه (۲) ثابت فنر محاسبه خواهد شد، و مشخصات حسگر طراحی‌شده در جدول ۱ در اختیار قرار گرفته‌است. بر اساس فرمول زیر [۱]:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$f_{r1} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k_z}{m}} \quad (۳)$$

که در آن f_{r1} فرکانس نوسان مکانیکی مد اول است.

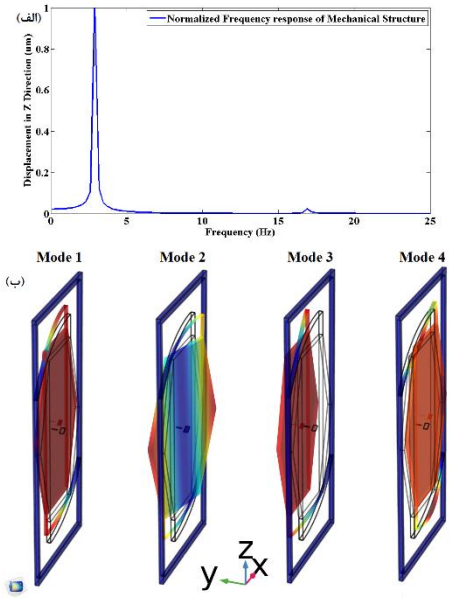


شکل ۲: الف) جابجایی جرم مبنا بر اساس تغییرات عملی گرانش که قدر مطلق شیب این نمودار نماینده حساسیت مکانیکی سیستم است، ب) ولتاژ خروجی حسگر بر اساس تغییرات عملی گرانش زمین، که قدر مطلق شیب نمودار نماینده حساسیت الکتریکی کل سیستم است.

جدول ۱: مشخصات گرانش‌سنج طراحی شده.

سمبل	توضیح پارامتر	مقدار
	ثابت فنر در راستای حسگری	
	حساسیت مکانیکی	
	حساسیت الکتریکی کل سیستم	$1.2871 \times 10^5\ V/g = 128.71\ \mu V/\mu Gal$
	فرکانس رزونانس اول	$2.9613\ Hz$
	نسبت فرکانس دوم به اول	
	جرم مبنا	
	ضخامت ویفر SOI	
	توان دیود نوری در طول موج 800 nm	
	پاسخ دهی آشکارساز نوری در طول موج دیود	
	ابعاد جرم مبنا(طول، عرض، ضخامت، کرانه مثلث)	
	ابعاد فنرهای خم (شعاع خمش، عرض فنر خم، ضخامت فنر خم)	

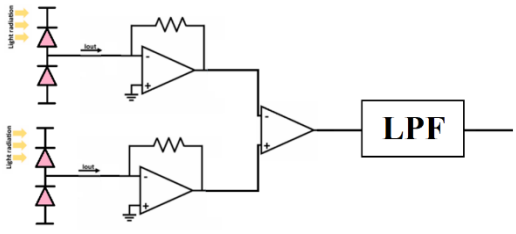
شکل ۳-الف نشان‌دهنده فیلتر مکانیکی پایین گذر مطلوب و فاصله نسبتا زیاد مدهای مرتبه بالاتر است. با انتخاب نسبت طول به عمق زیاد فنرها می‌توان فرکانس‌های نوسان مکانیکی مرتبه بالاتر را از مد اول دور کرد تا در کار حسگر اختلال ایجاد نشود و ساختار پایدار بماند، مطابق با شکل ۳-ب.



شکل ۳: الف) پاسخ فرکانسی سیستم جرم و فنر طراحی شده، ب) نمایش نوسان مدهای نوسان خارج از صفحه.

مدار قرائت نوری

در شکل ۴، منبع نوری فروسرخ دو عدد LED با توان بالا است، که با تابش بر آینه‌های متقاطع (جهت پایداری مکانیکی) در دو سوی جرم مبنا باعث ایجاد جریان در آشکارسازهای بالانس‌شده PIN می‌شوند. سپس، خروجی جریان دو آشکارساز که در مخالفت باهم کم و زیاد می‌شوند، بوسیله مبدل جریان به ولتاژ به صورت تفاضلی تقویت می‌شوند تا حساسیت الکتریکی افزایش یابد. در نهایت با یک فیلتر الکتریکی پایین گذر نویزهای فرکانس بالا حذف می‌شوند. قطعات تجاری هستند، و فرمول‌بندی این موارد به این شکل است [۷]:



شکل۴: مدارت قرائت نوری و مدارات الکتریکی وابسته.

$$I_{PD1,up} = RP_{opt}(W - z)L + I_0 + I_{noise} \quad (۴)$$

$$I_{PD1,down} = I_0 + I_{noise} \quad (۵)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$I_{out1} = I_{PD1,up} - I_{PD1,down} = R \times P_{opt} \times (W - z) \times L = RP_{opt}WL - RP_{opt}zL \quad (۶)$$

$$I_{out2} = I_{PD2,up} - I_{PD2,down} = R \times P_{opt} \times (W + z) \times L = RP_{opt}WL + RP_{opt}zL \quad (۷)$$

که در این روابط به ترتیب: I_{PD} جریان الکتریکی فوتودیود تحت تابش و کور شده (بالا و پایین) در هر زوج آشکارساز بالانس شده و ناشی از جابجایی جرم مبنا و انعکاس آینه‌ها، W پهنای اولیه تحت تابش در حالت سکون جرم مبنا، L طول کاواک ورودی آشکارساز بالانس شده، I_0 جریان تاریکی هر فوتودیود، I_{noise} جریان نویز هر آشکارساز در جفت‌های آشکارساز (با فرض تطبیق ساخت حدودا باهم برابرند)، P_{opt} توان نوری دریافتی توسط آشکارسازهای بالانس شده و I_{out} جریان خروجی از هر آشکارساز است. با تبدیل جریان به ولتاژ و تقویت داریم:

$$V_{out} = G_{Diff}(V_{out2} - V_{out1}) = G_{Diff}G_{IV}R\alpha P_{IR-LED}Lz \quad (۸)$$

که در این روابط، G_{IV} بهره تقویت مبدل جریان به ولتاژ، α ضریب تضعیف آینه ها، P_{IR-LED} توان تولید شده توسط دیودهای فروسرخ و G_{Diff} بهره تقویت کننده تفاضلی است. رابطه (۸) نشان‌دهنده اندازه گیری تغییرات جابجایی جرم مبنا به صورت سیگنال ولتاژ الکتریکی است، که با توجه به حساسیت مکانیکی بدست آمده از تحلیل عددی (شکل ۲-الف)، حساسیت الکتریکی کل سیستم بدست می‌آید. در شکل ۲-ب، قدر مطلق شیب نمودار ولتاژ برحسب گرانش برابر با حساسیت الکتریکی کل سیستم (جدول ۱) است. به ازای تغییر هر میکروگال (گال واحدی رایج برای گرانش است [۱])، حدودا ۱۲۸ میکروولت تغییر در خروجی داریم، که حساسیت بالایی است.

در بحث پروسه ساخت و رهاسازی جرم، با استفاده از روش DRIE-Bosch امکان ایجاد ساختار جرم و فنر و ساپورت اطراف فراهم خواهدشد که ایجاد عمق‌های مورد نظر را سهل می‌کند [۸]، درواقع سیلیکون ۵۰۰ میکرومتری ویفر SOI با این فرآیند اچ شده و SiO_2 زیر با اسید مناسب جهت رهاسازی جرم حذف می‌شود. استفاده از ویفر SOI باعث سهولت در فرآیند رهاسازی است، و در عین حال امکان تولید انبوه را فراهم می‌کند. سپس با استفاده از فرآیند Aerosol-Deposition (AD) آینه‌ها قابل رشد هستند [۹].

نتیجه‌گیری

در این تحقیق، ساختار جرم و فنر نوینی براساس تکنولوژی میکروالکترومکانیکال (MEMS) و مدار قرائت نوری برای اندازه‌گیری تغییرات سیگنال گرانش معرفی شده‌است، که امکان دستیابی به ابعاد کم و حساسیت بالای مورد نیاز را فراهم می‌آورد.

سنسور پهنای باند کم و فیلتر مکانیکی نویزهای فرکانس بالا رانشان داد، که فرکانس رزونانس مد اول ۲,۹۶۱۳ Hz بدست آمد. همچنین، مدار قرائت نوری همراه با مدارات الکتریکی تفاضلی بررسی شده است. طبق نتایج شبیه سازی، حساسیت کل سیستم $128.71\ \mu V/\mu Gal$ بدست آمد.

سپاسگزاري

از دانشگاه گلاسکو به خاطر ارائه آنلاین رساله دوره دکتری آقای Richard Paul Middlemiss تشکر می‌کنیم [۱].

مرجع‌ها

[1] Richard Paul Middlemiss, *A Practical MEMS Gravimeter*, Presented as a thesis for the degree of Ph.D. in the University of Glasgow, 2016.

[2] Igor Korobiichuk, Olena Bezvesilna, Maciej Kachniarz, Andrii Tkachuk, Tetyana Chilchenko, "Two-Channel MEMS Gravimeter of the Automated Aircraft Gravimetric System", International Conference on Systems, Control and Information Technologies, pp. 481-487, 2016.

[3] Jérôme Laine and Denis Mougenot, "A high-sensitivity MEMS-based accelerometer", The Leading Edge, Vol. 33, Issue 11, pp. 1234-1242, 2014.

[4] Middlemiss RP, Bramsiepe SG, Douglas R, Hild S, Hough J, Paul DJ, Samarelli A, Rowan S, Hammond GD., "Microelectromechanical system gravimeters as a new tool for gravity imaging", Phil.Trans.R. Soc. A 376, 2018.

[5] R. P. Middlemiss, A. Samarelli, D. J. Paul, J. Hough, S. Rowan & G. D. Hammond, "Measurement of the Earth tides with a MEMS gravimeter", NATURE, Vol. 531, pp. 614–617, 2016.

[6] Marcia McNutt, *Encyclopedia of Ocean Sciences (Second Edition)*, Elsevier Ltd., pp. 80-87, 2001.

[۷] حسن کاتوزیان، *فتونیک (۱)*، انتشارات دانشگاه صنعتی امیرکبیر، ۱۳۸۴.

[8] Chutani, Ravinder Kumar, et al. "Single-step deep reactive ion etching of ultra-deep silicon cavities with smooth sidewalls." Sensors and Actuators A: Physical, Vol. 208, pp66-72, 2014.

[9] Priya, Shashank, et al."Piezoelectric and magnetoelectric thick films for fabricating power sources in wireless sensor nodes", Sensors, Vol. 9, No. 8, pp. 6362-6384, 2009.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تعیین ضرایب جذب و شکست هیستیدین توسط بیناب‌نمایی تراهرتز

محسن شاهین زاده، سیدشایان شریف، سیدمحمد رضا دربانی، بهاره یحیی‌ئی ، عبدالله اسلامی مجد

پژوهشکده علوم وفناوری اپتیک و لیزر دانشگاه صنعتی مالک اشتر، شاهین شهر

M.shahinzade1371@gmail.com, Shayan.sh41@gmail.com, Darbany2002@yahoo.com, Baharehyahyaei2@gmail.com, Sina_majd@yahoo.com

چکیده – در این پژوهش از سامانه بیناب‌نمایی تراهرتز در مد بازتابی متشکل از دو آنتن نور رسانای گالیم آرسنایدِ دو قطبی به‌منظور تولید و آشکارسازی سیگنال تراهرتز و ادوات اپتیکی از جمله عدسی سیلیکونی و آینه سهموی استفاده شده است. تپ‌های تراهرتز تولید شده دارای طول زمانی کمتر از پیکوثانیه و محدوده‌ی بیناب ۰/۱ تا ۲ تراهرتز می‌باشند. ضرایب جذب و شکست هیستیدین به ترتیب ۴۵/۲ cm^{-1} و ۱/۵۷ محاسبه شد. توانایی آشکارسازی اجسام دارای پوشش از مزایای عملکردی این روش می‌باشد.

کلید واژه- سامانه بیناب‌نمایی تراهرتز، مد بازتابی، آنتن نور رسانا، هیستیدین.

Identification of Absorption and Refractive Coefficient of Histidine by THz Spectroscopy

Mohsen Shahinzade, Seyyed Shayan Sharif , Seyyed Mohammad Reza Darbani, Bahareh yahyaei, Abdollah Eslami Majd

Optics and Laser Science and Technology Research Center, Malek-Ashtar University of Technology, Shahin Shahr, Iran

Abstract- In this research, have been used THz Time Domain Spectroscopy(THz-TDS) at reflection mode contain two dipole GaAs photoconductive antenna in order to generation and detection THz waves and optical instruments such as silicon lens and parabolic mirror. generated Terahertz pulses have subpicosecond pulse duration and spectral range of 0.1-2 THz. Absorption and refractive coefficients of histidine were calculated about 45.2 cm^{-1} and 1.57 respectively. Ability of concealed samples detection is one of the advantages of this method.

Keywords: THz spectroscopy system, Reflection mode, Photoconductive antenna, Histidine.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

بیناب الکترومغناطیسی شامل محدوده‌ی گسترده‌ای از فرکانس‌های مختلف از امواج رادیویی تا پرتوهای گاما می‌باشد. امواج تراهرتز در بازه‌ی بین ریزموج تا امواج فروسرخ قرار می‌گیرند. فرکانس این پرتوها از ۱۰۰ گیگاهرتز تا ۱۰ تراهرتز و از نظر طول موجی در حد فاصل ۱ میلی‌متر تا کمتر از ۱۰۰ میکرومتر می‌باشد. از آن‌جا که امواج تراهرتز دارای بازه‌ی فرکانسی هستند که فرکانس‌های ارتعاشی و چرخشی اکثر مولکول‌ها در این بازه ی بینابی قرار می‌گیرد، لذا از این پرتوها برای کاربردهای مربوط به حوزه بیناب‌نمایی استفاده می‌شود. پس از آن‌که در سال‌های اخیر پیشرفت فناوری تپ‌های کوتاه فمتوثانیه که برای تولید تپ‌های تراهرتز مناسب بود آغاز شد، فناوری تولید تپ‌های تراهرتز نیز پیشرفت سریعی داشته است[۱]. تابش تراهرتز می‌تواند پدیده‌های فیزیکی نظیر برانگیزش‌های فرکانس پایین، دینامیک مربوط به حامل‌ها در مواد الکترونیکی، مدهای جمعی ارتعاشی و گذارهای ارتعاشی و چرخشی را مورد بررسی قرار دهد. با این حال تا همین دهه‌ی اخیر دسترسی به این ناحیه از بیناب الکترومغناطیسی بسیار چالش برانگیز بوده که این پدیده منجر شده است که اغلب شکاف یا گاف تراهرتز نامیده شود. با قرارگیری این ناحیه بین نواحی اپتیک و الکترونیک، می‌توان از روش‌های الکترواپتیکی برای تولید، آشکارسازی و تحلیل آن بهره جست.

تحقیقات در زمینه‌ی دانش و فناوری تراهرتز در طول زمان به‌عنوان کاربردهای جدید بیناب‌نمایی و تصویربرداری گسترده شده است که از آن جمله در زمینه‌هایی از جمله فیزیک حالت جامد، زیست شناسی، داروشناسی، پزشکی و بررسی امنیتی ظهور پیدا کرده است. بسیاری از مولکول‌ها در این محدوده‌ی فرکانسی دارای بیناب اثر انگشتی هستند که علت آن مربوط به جذب ناشی از گذارهای ارتعاشی و چرخشی می‌باشد. از آن‌جا که این گذارها برای هر مولکول خاص منحصر به‌فرد است، بنابراین منجر به بیناب اثر انگشتی تراهرتز می‌شود[۲].

آمینو اسیدها پایه‌بلوک‌های ساختاری هستند که برای تشکیل یافتن پروتئین‌ها با هم ترکیب می‌شوند. هیستیدین یکی از ۲۰ آمینو اسید ضروری بوده که وجود آن برای رشد و ترمیم بافت‌های مربوط به انسان مورد نیاز می‌باشد. در حقیقت مواد از جمله آمینو اسیدها و پروتئین‌ها دارای جذب خاصی از امواج تراهرتز بوده و بیناب چرخشی و ارتعاشی آن‌ها بسیاری از قله‌های جذبی خاص را ارائه می‌کند. این مطلب باعث شده است که بیناب‌نمایی تراهرتز ابزاری قدرتمند برای تحلیل و شناسایی این‌گونه مواد تلقی شود[۳].

امواج تراهرتز دارای انرژی پایینی در مرتبه‌ی میلی الکترون ولت هستند، در نتیجه این امواج برخلاف پرتوهای ایکس یونیزه کننده نیستند. از این ویژگی در تصویربرداری پزشکی استفاده می‌شود که برخلاف تصویربرداری پرتوهای ایکس برای بدن انسان مضر نبوده و به بافت‌های سالم آسیب نمی‌زند. امواج تراهرتز قادر به نفوذ در بسیاری از مواد از جمله پلاستیک، مقوا، کاغذ، لباس و سرامیک و بازتاب از فلزات و همچنین جذب قابل توجهی از آب می‌باشند. این ویژگی‌ها منجر به کاربردهای مربوط به امنیت و بازرسی می‌شود[۴].

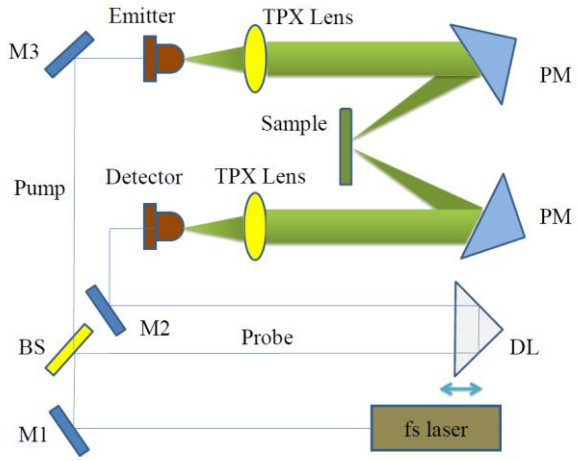
سامانه‌های بیناب‌نمایی حوزه‌ی زمانی تراهرتز شامل بیناب‌نمایی حوزه زمان عبوری و بیناب‌نمایی حوزه زمان بازتابی به‌طور گسترده برای بدست آوردن پارامترهای نوری مواد از جمله ضریب جذب و ضریب شکست در محدوده‌ی تراهرتز مورد استفاده قرار گرفته است. در این پژوهش با برپایی چیدمان بازتابی امواج تراهرتز و ثبت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیناب‌های مربوطه و با استفاده از روابط تحلیلی این حوزه، ضرایب شکست و جذب هیستیدین محاسبه شده است.

مواد و چیدمان

در این پژوهش از یک لیزر فمتوثانیه تیتانیوم سفایر با توان خروجی یک وات و طول موج مرکزی ۸۰۰ نانومتر که دارای پهنای تپ زمانی ۶۰ فمتوثانیه و نرخ تکرار ۸۰ مگاهرتز استفاده شده است. تابش لیزر فمتوثانیه پس از برخورد به یک پرتو شکاف نوری ۵۰-۵۰ به دو شاخه پمپ و پروب تقسیم می‌شود. لیزر فمتو در شاخه پمپ پس از برخورد به آینه به سمت آنتن گسیلنده حرکت کرده و به آن برخورد می‌کند. در اثر برخورد لیزر جفت الکترون حفره در زیرلایه گالیم آرسناید موجود در آنتن تولید شده و توسط ولتاژ بایاس AC خارجی ۱۰ ولت با فرکانس ۵ کیلوهرتز شتاب گرفته و در نهایت منجر به گسیل تابش تراهرتز می‌شود. تپ‌های تراهرتز تولیدی از آنتن نور رسانا از طریق یک عدسی سیلیکونی متصل بر روی آنتن، عدسی TPX و آینه سهموی بر روی نمونه هیستیدین کانونی و به‌طور مجدد با استفاده از یک مجموعه از آینه‌ی سهموی و عدسی TPX و سیلیکونی بر روی آنتن آشکارساز به‌صورت موازی فرود می‌آید. فاصله‌ی کانونی عدسی TPX به‌کار رفته در این چیدمان ۳۰ میلی‌متر و آینه سهموی با پوشش طلا دارای فاصله کانونی ۱۰ سانتی‌متر می‌باشد. سیگنال تراهرتز پس از بازتاب از نمونه به سمت آنتن آشکارساز فرستاده می‌شود. پرتو تراهرتز همزمان با پرتو پروب وارد آنتن آشکارساز شده و حامل‌های به وجود آمده توسط پرتو لیزر به‌وسیله میدان الکتریکی تراهرتز شتاب می‌گیرند و در نتیجه جریان الکتریکی توسط آمپرسنج ثبت می‌شود. با حرکت خط تأخیر انداز نوری، نمونه‌گیری از تپ تراهرتز صورت پذیرفته و شکل تپ تراهرتز بدست می‌آید. چون جریان ورودی به آمپرسنج ضعیف است، از این رو از تقویت کننده فاز بست جهت بهبود نسبت سیگنال به نوفه استفاده می‌شود. در شکل ۱ طرحواره‌ی چیدمان بیناب‌نمایی تراهرتز در مد بازتابی را نشان می‌دهد. نمونه هیستیدین به‌صورت قرص‌هایی با قطر ۳/۲ سانتی‌متر و ضخامت ۲ میلی‌متر تهیه شد.



شکل ۱: طرحواره چیدمان تجربی بیناب‌سنج بازتابی تراهرتز

داده‌های تجربی و تحلیل‌ها

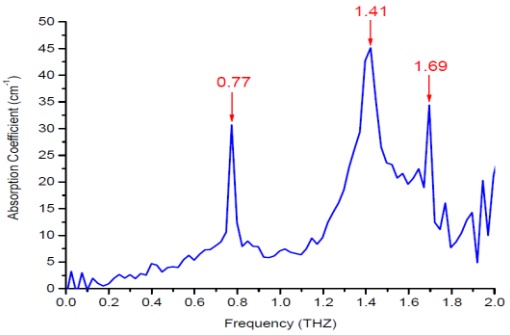
موج الکترومغناطیسی در اثر عبور از محیط با اتم‌ها و یا مولکول‌های مواد اندرکنش کرده که این اثر منجر به جذب، عبور و پراکندگی خواهد شد. با بهره‌گیری از روابط فرنل و قانون اسنل برای موج الکترومغناطیسی که بر روی خط مرزی دو محیط فرود می‌آید، می‌توان ضرایب جذب و شکست نمونه را محاسبه کرد که رابطه‌ی اصلی در زیر آورده شده است[۵]:

$$n(\nu)+j\frac{\alpha(\nu)}{4\pi\nu}=\frac{1-E_S(\nu)/E_M(\nu)}{1+E_S(\nu)/E_M(\nu)} \qquad (۱)$$

در رابطه‌ی بالا ν عددموج، E_S و E_M به ترتیب تبدیل فوریه‌ی سیگنال تراهرتز بازتاب شده از نمونه‌ی هیستیدین و آینه مرجع، $n(\nu)$ ضریب شکست نمونه و $\alpha(\nu)$ ضریب جذب نمونه می‌باشد.

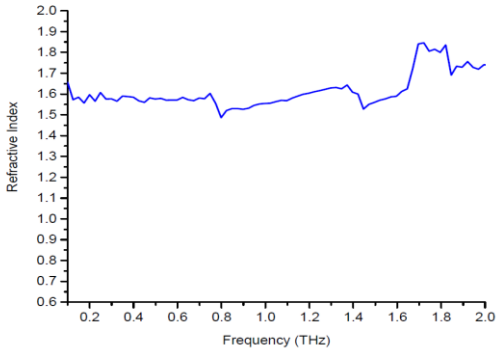
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیناب جذبی هیستیدین در شکل ۲ نشان داده شده است. بیناب ارائه شده در این مقاله با بیناب جذبی ارائه شده توسط ترو[1] و همکارانش سازگار بوده و هر دو قله‌های جذبی یکسانی نشان می‌دهند قله‌های جذبی هیستیدین در ۰/۷۷، ۱/۴۱ و ۱/۶۹ تراهرتز آشکار شده است. مقدار ضریب جذب در ۱/۴۱ تراهرتز که قله‌ی اصلی هیستیدین است، برابر با ۴۵/۳ cm^{-1} بدست آمد[۶].



شکل ۲: تغییرات ضریب جذب هیستیدین برحسب فرکانس

تغییرات ضریب شکست ماده‌ی هیستیدین برحسب فرکانس در شکل ۳ نشان داده شده است. با استفاده از سامانه‌ی بیناب نمایی تراهرتز می‌توان ضریب شکست نمونه را نیز بدست آورد که یکی از مزیت‌های این روش محسوب می‌شود. در این پژوهش ضریب شکست هیستیدین در حدود ۱/۵۷ بدست آمد که با ضریب شکست ارائه شده توسط وانگ[2] و همکارانش توافق خوبی دارد[۷].



شکل ۳: تغییرات ضریب شکست هیستیدین برحسب فرکانس

نتیجه‌گیری

در این پژوهش چیدمان بیناب‌نمایی تراهرتز در مد بازتابی برپا گردید. از این چیدمان به‌منظور تعیین ضرایب جذب و شکست نمونه‌ی آمینو اسید هیستیدین استفاده شد. بیناب جذب و بیناب ضریب شکست هیستیدین با پهنای بینابی ۲ تراهرتز بر حسب فرکانس ارائه گردید. داده‌های آزمایش کاربری این روش در تحلیل کیفی و کمی مواد آمینو اسید را به خوبی نشان می‌دهد.ستفاده از این سامانه بیناب هیستیدین بدست آمد که بیناب اثر انگشتی ماده بوده و می‌توان از آن در کاربردهای مربوط به شناسایی و آشکارسازی بهره جست.

مرجع‌ها

[1] K. Sakai & M. Tani, "*Terahertz Optoelectronics*", Springer, 2005.

[2] J. B. Baxter & G. W. Guglietta, "*Terahertz spectroscopy*", Anal. Chem, vol. 83, pp. 4342-4368, 2011

[3] A. L. Jenkins, R. A. Larsen & T. B. Williams, "*Characterization of amino acids using Raman Spectroscopy*", Spectrochimica Acta Part A, vol. 61, pp. 1585-1594, 2005.

[4] J. F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira & D. Zimdars, "*THz Imaging and Sensing for Security Applications- Explosives, Weapons and Drugs*", Semiconductor Science and Technology, vol. 20, pp. 266-280, 2005.

[5] Y. C. Shen, P. F. Taday, B. E. Cole, W. R. Tribe & M. C. Kemp, "*Detection and Identification of Explosives using Terahertz Pulsed Spectroscopic Imaging*", Applied Physics Letters, vol. 86, 2005.

[6] A. B. True, K. Schroeck, T. A. French & C. A. Schmuttenmaer, "*Terahertz Spectroscopy of Histidine Enantiomers and Polymorphs*", Journal of Infrared, Milimeter and Terahertz Waves, vol. 32, 2011.

[7] W. Weining, Y. Weiwei, Y. Haitao, Z. Cunlin & Z. Guozhong, "*THz Time Domain Spectroscopy of amino acids*", Chinese Science Bulletin, vol. 50, pp. 1561-1565, 2005

[1]True
[2]Wang

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی تئوری آشکارساز مادون قرمز نقطه کوانتومی ژرمانیوم/سیلیکن

محمد قلی پور، داود فتحی، مهدی گردی ارمکی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

چکیده- در این مقاله ما از یک مدل نسبتا دقیق به منظور مطالعه تئوری جریان تاریکی و نوری آشکارساز مادون قرمز نقطه کوانتومی Ge/Si که ساختار نواری متفاوتی را نسبت به نظایر آن در گروه سه - پنج همچون InAs/GaAs دارند، استفاده کرده‌ایم. در بررسی‌مان، فرض کرده‌ایم که هر دو مکانیزم تونل‌زنی میدانِ کمکی و انتشار حرارتی در تعیین اندازه جریان تاریکی سهیم هستند. وابستگی جریان تاریکی آشکارسازهای نقطه کوانتومی به دما و ولتاژ، همچنین سهم تونل زنی میدانِ کمکی و انتشار حرارتی در دماها و ولتاژهای متفاوت در آشکارساز بررسی شده اند. پیش بینی می شود با توجه به نتایج بدست آمده، مقدار جریان تاریکی در نقاط کوانتومی Ge/Si نسبت به نظایر آن در گروه سه – پنج کوچکتر باشد. در نتیجه این ساختارها از قابلیت آشکارسازی بهتری برخوردار هستند.

کلید واژه– نقطه کوانتوم، سیلیکن-ژرمانیوم، جریان تاریکی، آشکارساز نوری.

Theoretical analysis of Ge/Si quantum dot infrared photodetector

Mohammad Gholipoor, Davood Fathi*, Mahdi Gordi Armaki

*** d.fathi@modares.ac.ir**

Abstract- In the article, we have used an accurate model for theoretical studying of dark and illumination characteristics of Ge/Si quantum dot infrared photodetector. In our considerations it is assumed that both thermionic emission and field-assisted tunnelling mechanisms determine the dark current of quantum dot detector. Dependence of the QDIPs dark current to the temperature and voltage bias, and also the thermionic emission and field-assisted tunneling at various temperatures and biasing voltages are investigated. Our results predict that the dark current of Ge/Si quantum dot is smaller than other materials of III-V groups such as InAs/GaAs and as a result, detectivity in photodetectors can be improved.

-Keywords: Quantum dots, Silicon-Germanium, dark current, photodetectors

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

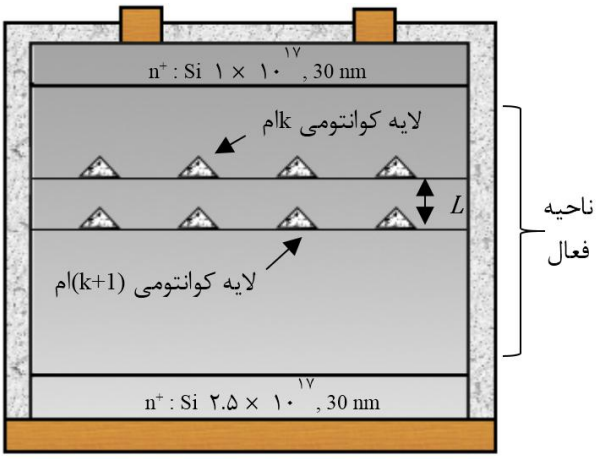
آشکارساز مادون قرمز نقطه کوانتومی یا به اختصار QDIP، توجه محققان زیادی را در دو دهه گذشته به خود جلب کرده است. در این افزاره چون حامل‌ها در سه بعد محصور می‌شوند، عملکرد بهتری همچون دمای کاری بالاتر، جریان تاریکی کمتر و بهره نوررسانایی بیشتری انتظار می‌رود [۱].

در سال ۲۰۰۴ رژهی یک مدل تئوری به منظور مطالعه و بررسی رفتار QDIP[1] ها در زیر تابش نور و در وضعیت تاریکی معرفی کرد [۲] که این مدل در سال ۲۰۰۹ با در نظر گرفتن سهم فرآیند تونل- زنی میدانِ کمکی از الکترون‌ها بهبود یافت و نتایج آن توافق خوبی با داده های تجربی را نشان دادند [۳]. تاکنون، از این مدل تنها به منظور مطالعه ساختارهای ناهمگون گروه سه - پنج مانند InAs/GaAs استفاده شده است. از طرف دیگر، آشکارسازهای نقطه کوانتومی ژرمانیوم محصور شده در بستر سیلیکن، با توجه به سازگاری‌شان با دیگر افزاره‌های نوری مبتنی بر سیلیکن، نوع جذاب دیگری از این ساختارها هستند [۴]. در این مقاله، ما از مدل مذکور برای توصیف عملکرد آشکارسازهای مادون قرمز نقطه کوانتومی Ge/Si استفاده کرده‌ایم.

مدل فیزیکی جریان تاریکی QDIP

شکل ۱ شماتیکی از برش عرضی یک نمونه از آشکارساز نقطه کوانتومی را نشان می‌دهد. ناحیه جذب این آشکارساز از مجموعه‌ای از لایه‌های نقطه کوانتومی جدا شده از موادی با شکاف نواری پهن تشکیل شده است.

هر کدام از این لایه‌ها شامل چگالی نقطه کوانتومی Σ_{QD} و چگالی ناخالصی پذیرنده Σ_D و با دوره تناوب یکسان می باشند. عرض سطح مقطع این نقطه کوانتومی‌های هرمی شکل، a_{QD} ، به اندازه کافی از اندازه ارتفاع آن h_{QD}، بزرگتر است. از اینرو مجموع ضخامت لایه آشکارساز نوری می‌تواند به نحوی تنظیم شود که در راستای عمودی تنها دو تراز انرژی کوانتیده مقید شود. همچنین اندازه بزرگتر سطح مقطع این نقاط کوانتومی هرمی باعث ایجاد ترازهای مقید بیشتر و در نتیجه ظرفیت پذیرش حفره بیشتر می‌شود. مطابق شکل ۱ ناحیه فعال آشکارساز بین دو اتصال با ناخالصی بالا که به عنوان امیتر و کلکتور هستند، قرار گرفته است.



شکل ۱: تصویر شماتیکی از آشکارساز نقطه کوانتومی Si/Ge

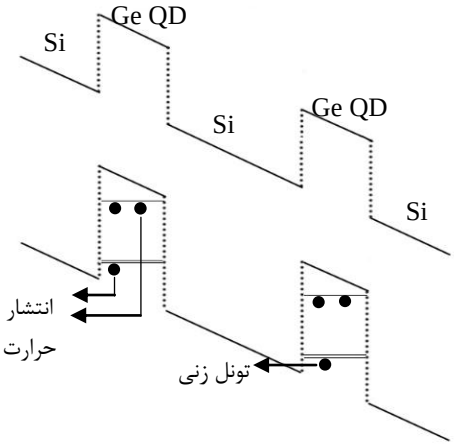
شکل ۲ ساختار نواری نقاط کوانتومی Ge/Si را نشان می‌دهد. همانطور که از این شکل دیده می‌شود ناپیوستگی بزرگ باند ظرفیت منجر به تحدید موثر حفره در چاه پتانسیل ژرمانیوم می‌شود.

میانگین چگالی جریان تاریکی در یک QDIP بصورت زیر بیان می‌شود [۵]:

$$\langle J_{dark} \rangle = J_{\max} \Sigma_{QD} \int_0^{\infty} \exp\left(q\phi / k_B T\right) \qquad (۱)$$

[1] Quantum dot infrared photodetector

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۲ : تصویر شماتیکی از ساختار نواری Ge/Si

که در این معادله q بار حفره، Φ توزیع پتانسیل حفره‌ها در هر لایه نقطه کوانتومی، و J_{max} چگالی جریان بیشینه از اتصال n^+ بالایی است. با جایگذاری توزیع پتانسیل رابطه فوق را می‌توان بصورت زیر نوشت:

$$\left\langle J_{dark} \right\rangle = J_{\max} \frac{\theta}{\langle N \rangle} \times \exp\left(q\left(V + V_D - \frac{\langle N \rangle}{N_{QD}} V_{QD} \right) \Big/ (K+1) k_B T \right) \quad (۲)$$

که در معادله فوق، $\langle N \rangle$ میانگین حفره‌ها در هر نقطه کوانتومی، L فاصله بین لایه‌ها، N_{QD} تعداد بیشینه حفره-هایی که یک نقطه کوانتومی می‌تواند بپذیرد، ε_r ثابت دی‌الکتریک ماده نقطه کوانتومی است. جزئیات روابط θ، V_D و V_{QD} در مرجع [۵] آمده‌اند.

شکل ۲ همچنین بصورت شماتیک فرآیندهای تسخیر، انتشار حرارتی و تونل‌زنیِ میدانِ کمکی را در غیاب نور نشان می‌دهد. به صورت کیفی، جریان QDIP ها تحت بایاس از سه فرآیند اصلی تشکیل شده است: الف) تحریک نوری و حرارتی حفره‌ها از ترازهای مقید نقاط کوانتومی به ترازهای پیوسته، ب) تسخیر حفره‌های متحرک در نقاط کوانتومی، ج) انتقال حفره‌ها بین نقاط کوانتومی باردار. از اینرو معادله توازن دیگری بر مبنای توصیف کیفی فوق چنین می‌توان نوشت:

$$\left\langle J_{dark} \right\rangle = \frac{q\Sigma_{QD}}{P_k}\left(G_{th} + G_{tun} \right) \quad (۳)$$

که پارامترهای P_k احتمال تسخیر حفره، G_{th} نرخ انتشار حرارتی و G_{tun} نرخ تونل‌زنیِ میدانِ کمکی می‌باشد. جزئیات این روابط در مرجع [۵] آمده است.

زیر تابش، حفره ها توسط فرایند تحریک نوری از تراز مقید به تراز پیوسته بالای چاه پتانسیل انتقال می‌یابند. با فرض اینکه در زیر تابش، تحریک نوری بر تحریک حرارتی غالب است، چگالی میانگین جریان نوری را می توان توسط رابطه زیر تعیین کرد:

$$\left\langle J_{photo} \right\rangle = q\eta\phi_s g \quad (۴)$$

در معادله فوق، η راندمان کوانتومی، g بهره نور رسانایی و $\emptyset_s$ چگالی شار فوتون‌های فرودی بر روی آشکارساز است.

نتایج

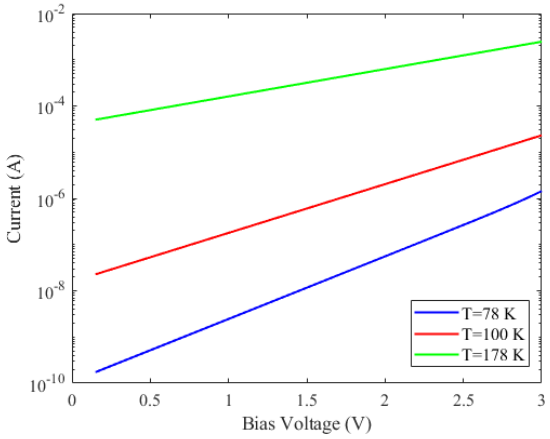
ما از این مدل تحلیلی توسعه یافته به منظور محاسبه جریان تاریکی و نوری QDIP با ناحیه فعال Ge/Si که عملا تابعی از پارامترهای ساختار همچون ابعاد نقطه کوانتومی، ولتاژ بایاس اعمالی و دما است، استفاده کرده‌ایم. مقادیر مهمترین پارامترهای استفاده شده برای شبیه‌سازی در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱ : مقادیر پارامترهای آشکارساز Ge/Si شبیه‌سازی شده

شکل ۳ جریان تاریکی آشکارسازهای Ge/Si را بر حسب ولتاژ بایاس در سه دمای کاری نشان می دهد. با افزایش ولتاژ بخاطر کاهش سد پیش روی حامل نرخ تونل‌زنی افزایش می‌یابد در نتیجه شاهد افزایش جریان هستیم. افزایش دما نیز سبب افزایش نرخ انتشار حرارتی و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

همچنین بخاطر حضور بیشتر حامل‌ها در تراز برانگیخته، باعث افزایش نرخ تونل‌زنی می‌شود، در نتیجه جریان تاریکی با افزایش دما بیشتر می‌شود.



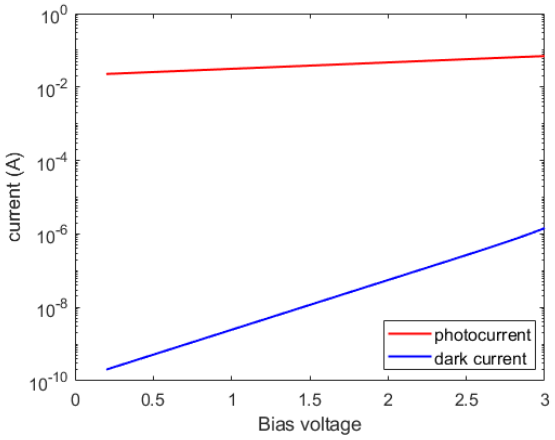
شکل ۳ : جریان تاریکی آشکارسازهای Ge/Si

تغییرات ملایم‌تر جریان تاریکی با ولتاژ در این آشکارساز نسبت به ساختارهایی همچون InAs/GaAs، بخاطر کاهش نرخ تونل‌زنی یا وابستگی ضعیف‌تر آن به میدان الکتریکی می‌باشد. همچنین با توجه به اینکه حفره‌ها سازنده جریان تاریکی هستند کاهش نرخ انتشار حرارتی و هم نرخ تونل‌زنی را داریم که نهایتا سبب کاهش بیشتر جریان تاریکی می‌شود.

نقاط کوانتومی Ge/Si پاسخ نوری درون نواری در محدوده طیفی ۳ تا ۵ میکرومتر را نشان می‌دهند. تحت تابش این محدوده از طول موج نور، و چگالی شار فوتون‌های فرودی $۸ \times ۱۰^{۱۷}\ photon/cm^{۲}s$، تغییرات جریان نوری در دمای ۷۸ درجه کلوین بر حسب ولتاژ بصورت شکل ۴ می‌باشد. علت افزایش جریان نوری با ولتاژ، فرآیندهای بوجود آورنده جریان تاریکی می‌باشند.

نتیجه گیری

به عنوان نتیجه، ما عملکرد یک آشکارساز مادون قرمز نقطه کوانتومی Ge/Si را بصورت تحلیلی بررسی کردیم. این آشکارساز با توجه به نرخ تونل زنی کمتر و جرم موثر حامل بیشتر جریان تاریکی کمتر و قابلیت آشکارسازی مطلوبی را نشان می‌دهند.



شکل ۴: جریان تاریکی و نوری اشکارساز Ge/Si در دمای ۷۸ درجه کلوین

مرجع ها

[1] G. Liu, J. Zhang, and L. Wang, "Dark current model and characteristics of quantum dot infrared photodetectors," Infrared Physics & Technology, vol. 73, pp. 36-40, 2015.

[2] A. Stiff-Roberts, X. Su, S. Chakrabarti, and P. Bhattacharya, "Contribution of field-assisted tunneling emission to dark current in InAs-GaAs quantum dot infrared photodetectors," IEEE photonics technology letters, vol. 16, no. 3, pp. 867-869, 2004.

[3] H. Liu, J. Zhang, Z. Gao, and Y. Shi, "Photodetection of Infrared Photodetector Based on Surrounding Barriers Formed by Charged Quantum Dots," IEEE Photonics Journal, vol. 7, no. 3, pp. 1-8, 2015.

[4] A. Yakimov, V. Timofeev, A. Bloshkin, A. Nikiforov, and A. Dvurechenskii, "Photovoltaic Ge/Si quantum dot detectors operating in the mid-wave atmospheric window (3 to 5 μ m)," Nanoscale research letters, vol. 7, no. 1, p. 494, 2012.

[5] P. Martyniuk and A. Rogalski, "Insight into performance of quantum dot infrared photodetectors," Bulletin of the Polish Academy of Sciences: Technical Sciences, vol. 57, no. 1, pp. 103-116, 2009

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تولید باریکه‌ی بسل با استفاده از ماسک فازی مبتنی بر بلور مایع

حبیب خوش سیما[۱]، فرزانه پناهی شالقونی[۱] و محمد یگانه[۱و۲]

[۱] پژوهشکده‌ی فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز

[۲] دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه‌ی زنجان، زنجان

khoshsima@tabrizu.ac.ir, farzan.p.70@gmail.com, moyeganeh@iasbs.ac.ir

چکیده - شیوه‌های گوناگونی برای ساخت باریکه‌ی بسل ارائه شده است. یکی از ساده‌ترین این روش‌ها، ایجاد توزیع حلقوی نور است. در این مقاله، روش تجربی برای ساخت باریکه‌ی بسل با استفاده ماسک لیتوگرافی شده به شیوه‌ی ثبت الگو بر بلورمایع آلائیده با رنگینه‌ی آزو متیل‌رِد ارائه شده است. برای حصول بهترین نتیجه، از لیزری با طول موج ۵۳۲ نانومتر برای ثبت این الگو استفاده شده است. طبق مشاهدات انجام شده، با اعمال میدان الکتریکی به سلول بلورمایع برای باریکه‌ی نور قطبیده‌ی خطی، باریکه‌ی بسل تولید شد.

کلید واژه- اپتیک فوریه، باریکه‌ی بسل، بلور مایع، پالایه‌ی فضایی.

Generation of Bessel beam using phase mask based on liquid crystal

Habib Khoshsima[*1], Farzaneh Panahi Shalghoni[1], and Mohammad Yeganeh[1,2]

[1]Research Institute for applied physics and astronomy, Tabriz University, Tabriz, Iran
[2]Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran.

Abstract- Various methods have been developed for construction of the Bessel beam. One of the simplest methods is generating an annual distribution of light. In this paper, an experimental method for the production of Bessel beam using a lithographic mask based on azo methyl red-doped liquid crystal is presented. In order to obtain the best result, a 532nm laser was used to recording the pattern. According to observation, by applying the electric field to the liquid crystal cell for linearly polarized light, the Bessel beam was produced.

Keywords: Fourier optics, Bessel beam, liquid crystal, spatial filter.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

باریکه‌ی بسل جزو باریکه‌های غیر پراشی است، از این‌رو ویژگی‌های ممتازی نسبت به باریکه‌های دیگر دارد. قابلیت خود ترمیمی و واگرایی کمتر آن در انتشار، کاربردهای بسیار مهمی در زمینه‌های مختلف همانند انبرک نوری [۱]، تله‌اندازی نوری [۲]، ارتباطات نوری در فضای آزاد، میکرولیتوگرافی [۳] و توموگرافی نوری [۴] برای آن ایجاد کرده است. شعاع لوب مرکزی این باریکه می‌تواند از مرتبه‌ی طول موج نور باشد که از مزیت‌های آن برای کاربردهای ذکر شده است. باریکه‌های بسل را می‌توان به‌وسیله‌ی عدسی مخروطی (آکسیکون) [۵]، ایجاد حلقه‌ی نوری [۶]، ماسک دامنه‌ای یا فازی، صفحات هولوگرافی [۷]، تیغه‌ی منطقه‌ای فرنل [۸]، تحریرگر فضایی نور (SLM) و غیره تولید کرد. از آنجا که تبدیل فوریه‌ی فضایی یک حلقه، تابع بسل ایجاد می‌کند، در اینجا با ایجاد حلقه‌ی نوری و انتشار آن، باریکه‌ی بسل ایجاد نمودیم که ساده‌ترین روش تولید آن است.

سلول بلورمایع به‌دلیل ساخت آسان و قابلیت کنترل‌پذیری خواص نوری‌اش با اعمال ولتاژهای پایین، گزینه‌ی مناسبی برای ایجاد حلقه‌ی نوری در تولید باریکه‌ی بسل است. با افزودن رنگینه‌ی آزو به سلول بلورمایع، بستری برای ثبت الگوی حلقه‌ی روشن ازطریق روش ذخیره‌سازی می‌توان ایجاد کرد. اعمال میدان الکتریکی سبب بازجهت‌گیری مولکول‌های بلورمایع شده و با ایجاد اختلاف فاز بین ناحیه‌ی تاریک و روشن درسلول، سبب تولید باریکه‌ی بسل می‌گردد. در این کار از سیستم 4f به‌منظور ایجاد کمترین انحراف و واگرایی باریکه در طول انتشار نیز استفاده گردید [۹].

مبانی نظری

موج بسل به موجی گفته می‌شود که توزیع عرضی میدان الکتریکی آن نسبت به راستای انتشار توسط تابع مرتبه‌ی صفر بسل (J_0) تعریف شود:

$$E(r,\varphi,z)=A\exp(ik_z z)J_0(k_r r), \qquad (۱)$$

که در آن r φ به‌ترتیب مختصات شعاعی و سمتی هستند. z مختصه‌ی در راستای انتشارِ باریکه است. k_z و k_r به‌ترتیب مؤلفه‌های طولی و شعاعی بردار موج هستند. در این رابطه، از مراتب بالاتر تابع بسل صرف‌نظر کرده‌ایم. توزیع شدت الگوی بسل (مرتبه‌ی صفر)، حلقه‌های هم‌مرکزی است که دارای یک لوب مرکزی پرشدت است.

الگوی ماسک مورد نظر در شکل ۱ نشان داده شده است که با استفاده از تبدیلات فوریه، موج تخت ورودی را به باریکه‌ی بسل در خروجی تبدیل می‌کند. اگر پراش از میدان ورودی $u_i(r')=A\delta(r'-a)$ (δ تابع دیراک است) که حلقه‌ای نازک به شعاع a است را درنظر بگیریم، برای میدان پراش‌یافته‌ی آن در فاصله‌ی z خواهیم داشت [۹]:

$$u_d(r;z)=\frac{2\pi i}{\lambda z}e^{-ikz}e^{\frac{-i\pi(r^2+a^2)}{\lambda z}}aAJ_0(\frac{2\pi a r}{\lambda z}), \qquad (۲)$$

که متناسب با تابع بسل مرتبه‌ی صفر است. از آنجا که در عمل ایجاد توزیع میدان حلقوی ایده‌آل با تابعیت شعاعی دلتای دیراک غیرممکن است، از یک سیستم 4f مطابق شکل ۲ که از دو عدسی تشکیل شده است کمک می‌گیریم. در نهایت تبدیلات دو مرحله‌ای در سیستم 4f از صفحه‌ی جسم با توزیع دایره‌ای یکنواخت به شعاع a تا صفحه‌ی تصویر را به شکل زیر می‌توان نوشت:

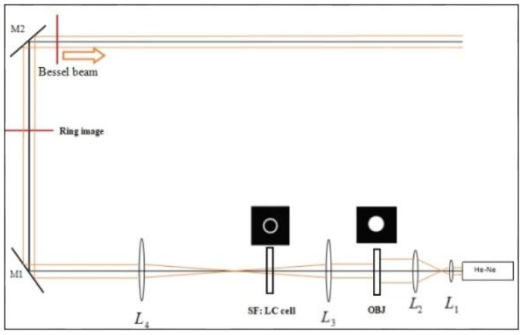
$$u_i(r)=\frac{4\pi^2}{\lambda^2 f^2}\times\int_{p_1}^{p_2}r'dr'J_0(\frac{2\pi rr'}{\lambda f})\int_0^a r''dr''J_0(\frac{2\pi r'r''}{\lambda f}), \qquad (۳)$$

p_1 و p_2 به‌ترتیب شعاع خارجی و شعاع داخلی ماسک حلقه‌ای شکل قرار گرفته در صفحه‌ی فوریه است. مختصات r، r' و r'' به‌ترتیب مربوط به مختصات شعاعی در صفحه‌ی تصویر، صفحه‌ی فوریه و صفحه‌ی جسم است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

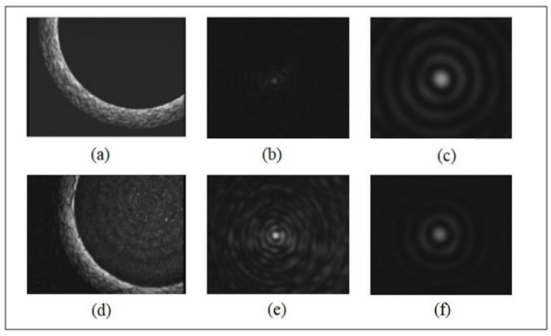


شکل۱: (الف) طرح ماسک مورد نظر، (ب) قرینه‌ی ماسک ثبت طرح



شکل ۲: چیدمان تجربی: عدسی های L_1 و L_2 برای موازی سازی لیزر، L_3 و L_4 با f=50 cm برای ایجاد سیستم 4f.

ترکیبات آزو، به‌دلیل ساختار شیمیایی خاص خود می‌تواند به دو شکل ایزومری سیس و ترانس ظاهر شوند. با تابش نور در محدوده‌ی طیف جذبی رنگینه‌ها، احتمال وقوع فوتوایزومریزاسیون ترانس-سیس-ترانس شکل می‌گیرد. پس از طی چرخه‌های متوالی، بردار راهنمای مولکول‌ها عمود بر قطبش نور ورودی خواهد شد و منجر به بازجهت‌گیری رنگینه‌های آزو خواهد گردید و این بازجهت‌گیری روی مولکول‌های بلورمایع، گشتاوری وارد می‌کند و درنهایت باعث بازجهت‌گیری مولکول‌های بلورمایع نیز می‌شود. با ثبت طرح حلقه بر روی سلول بلورمایع به شیوه‌ی ثبت الگو، سطح سلول دارای نواحی تاریک و روشن می‌شود و در نواحی نوردهی‌شده، مولکول‌ها عمود بر نظم سلول اولیه (HG) قرار می‌گیرند و به‌دلیل دوشکستی بالا در مولکول‌های بلورمایع، اختلاف فاز بین دو ناحیه‌ی تاریک و روشن ایجاد می‌شود [۱۰]. پس از شکل‌گیری این الگو روی سلول و اعمال میدان الکتریکی به آن، اختلاف فاز ایجاد شده برای نور قطبیده‌ی خطی که راستای قطبش آن موازی با مولکول‌های روی حلقه است، تغییر می‌کند. اختلاف فاز بین این دو ناحیه باتوجه به اصل پراش و تبدیلات فوریه، باعث سد فرکانس‌های پایین و عبور فرکانس‌های بالاتر شده و پس از عبور از عدسی دوم و گرفتن تبدیل عکس فوریه توسط آن، باریکه‌ی حلقوی نازکی ایجاد می‌کند و در نهایت با انتشار آن، باریکه‌ی بسل شکل می‌گیرد.



شکل۳: بالا: تصاویر خروجی مربوط به ماسک، پایین: تصاویر خروجی مربوط به سلول بلورمایع. (a) و (d) تصویر الگوی حلقوی تولید شده در فاصله‌ی ۱۱۵سانتی‌متری از عدسی دوم، (b) و (e) باریکه‌ی بسل تولید شده در اولین مکان پس از انتشار در فاصله‌ی ۱۷۵ سانتی‌متری از عدسی دوم. (c) و (f) باریکه‌ی بسل تولید شده در فاصله‌ی ۳۱۵ سانتی‌متری از عدسی دوم.

کارهای تجربی

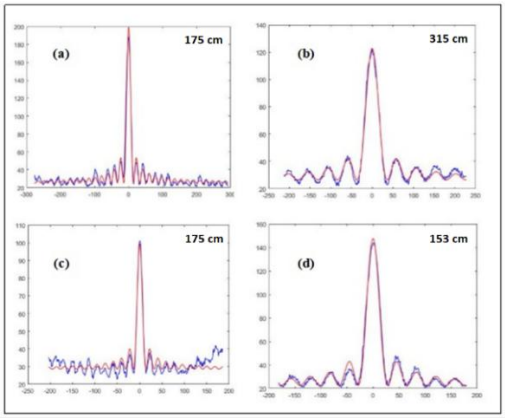
برای ساخت سلول بلورمایع، از سلول آماده با ضخامت ۲۰ میکرون استفاده گردید که دارای یک لایه ITO به‌عنوان الکترود شفاف و یک لایه‌ی شیاردار میکرونی برای ایجاد شیار و نظم‌دهی به مولکول‌های بلورمایع بود. بلور مایع مورد استفاده در این سلول، 1294-1b با دوشکستی $\Delta n = 0.312$ و ضریب شکست عادی $n_o = 1.501$ و ضریب شکست غیرعادی $n_e = 1.813$ بود. رنگینه‌ی آزو متیل‌رد به مقدار ۱ درصد وزنی مورد استفاده قرار گرفت. سلول به مدت یک ساعت در دمای ۷۰°C و به مدت ۱۶ ساعت در دمای ۴۰ درجه در کوره به منظور جای‌گیری مولکول‌های بلورمایع و سرد شدن تدریجی قرار گرفت. ماسک مورد استفاده دارای قطر داخلی ۴ میلی متر و قطر خارجی ۵ میلی متر است. سپس سلول به همراه قرینه‌ی ماسک را در مقابل نور نویسنده که از لیزر پیوسته ($\lambda = 532nm$) با توان $20mW$ و با قطبش خطی p (قطبش موازی با شیارهای سلول) استفاده شد، به مدت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱۷ ساعت به‌منظور ثبت طرح روی سلول قرار گرفت. در نهایت سلول آماده شده را در چیدمان سیستم 4f قرار دادیم. در این چیدمان از لیزر هلیوم- نئون با طول‌موج ۵۹۴ نانومتر (نارنجی) و توان ۱۷ میلی وات پس از پالایش فضایی و موازی کردن، که خارج از محدوده‌ی طیف جذبی رنگینه‌ی متیل‌رد است، استفاده کردیم. این لیزر در هنگام برخورد به جسم با توزیع شدت دایره‌ای به قطر ۵ میلی‌متر (OBJ) دارای قطر ۷ میلی متر است که به وسیله قطر جسم محدود می‌شود. همچنین، با افزودن قطبش‌گر به چیدمان، قطبش نور را موازی با شیارهای سلول قرار دادیم. با توجه به راستای قطبش، باریکه‌ی کاوشگر در ناحیه‌ی روی طرح حلقه n_e و در سایر نواحی، n_o را تجربه خواهد کرد. با اعمال میدان الکتریکی مربعی با فرکانس ۱/۵ کیلوهرتز به سلول، بردار راهنمای مولکول‌های بلورمایع تغییر می‌کند [10]. با افزایش ولتاژ اعمالی مشاهده می‌شود که در ۵ ولت بازجهت‌گیری در سلول ایجاد شده و در فاصله‌ی ۱۱۵ سانتی‌متر از عدسی L_4، الگوی حلقوی به‌طور کامل ایجاد می‌شود و پس از انتشار باریکه در فاصله‌ی ۱۷۵ سانتی‌متری عدسی L_4، باریکه‌ی بسل شروع به شکل‌گیری می‌کند که این نتایج با حالتی که به‌جای سلول از معادل ماسک حلقوی آن استفاده می‌شد، مطابقت دارد. با افزایش ولتاژ کیفیت باریکه‌ی تشکیل شده بهتر می‌شود. برای مقادیر بالاتر از ۱۰ ولت، کیفیت باریکه‌ی تولیدی کاهش یافته و فقط روشنایی تصویر افزایش می‌یابد (شکل‌های ۳ و ۴).

نتیجه‌گیری

در این کار تجربی، با روش ذخیره‌سازی، ساختار حلقوی از جهت‌گیری مولکول‌های بلورمایع در سلول ایجاد گردید. با قرار دادن این سلول در چیدمان 4f، در خروجی، ساختار حلقه‌ی روشن ایجاد و با انتشار آن، باریکه‌ی بسل ایجاد شد. همچنین اثر ولتاژ بر باریکه‌ی بسل نیز بررسی گردید.



شکل ۴: نمودارهای توزیع شدت باریکه‌های بسل در فواصل انتشاری مختلف. در ردیف بالا از ماسک و پایین سلول بلورمایع استفاده شده.

مرجع‌ها

[1] L. A. Ambrosio, M. Zamboni-rached, H. E. Hernández-figueroa, and I. Senior, "Manipulating Gradient Forces on Optical Tweezers using Bessel Beams", Microwave and Optoelectronics Conference, IMOC 2007. SBMO/IEEE MTT-S International, No. 1, 2007.

[2] B. Shao, S. C. Esener, J. M. Nascimento, E. L. Botvinick, and M. W. Berns, "Dynamically adjustable annular laser trapping based on axicons," App. Opt., Vol. 45, 2006.

[3] M. Erdely, et al, "Generation of diffraction-free beams for applications in optical microlithography", J. Vac. Sci. and Technol. B, Vol. 15, 1997.

[4] Z. Ding, H. Ren, Y. Zhao, J. S. Nelson, and Z. Chen, "Highresolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens", Opt. Lett., Vol. 27, 2002.

[5] G. Scott and N. McArdle, "Efficient generation of nearly diffraction-freebeams using an axicon", Opt. Eng. Bellingham Vol. 31, 1992.

[6] I. Abdo, N. Ashry, M. Sadek, M. A. Hakim, and D.Khalil, *Effect of ring width on ring generated Bessel beam*, p. 823608, Proc. SPIE, 2012.

[7] A. Vasara, J. Turunen, and A. T. Friberg, "Holographic generation of diffraction-free beams", Appl. Opt., Vol. 27, 1988.

[8] Arash Sabatyan and Bahar Meshgingalam, "Generation of annular beam by a novel class of Fresnel zone plate", Appl. Opt., Vol. 53, 2014.

[9] J. M. D. Kowalczyk, S. N. Smith, and E. B. Szarmes, "Generation of Bessel beams using a 4-f spatial filtering system," Am. J. Phys., Vol. 77, 2009.

[10] F. Moghadas, H. Khoshsima, and B. Olyaeefar, "High diffraction efficiency in permanent optical memories based on Methyl Red doped liquid crystal," Opt. Quantum Electron., Vol. 47, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی لیزر دوپالسی با استفاده از ساختار Master-Slave

مجید بابایی توسکی، عباس ملکی ، حسن عبادیان و علیرضا خلیلی

دانشگاه صنعتی مالک اشتر اصفهان- پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر

Majid2017bt@gmail.com

چکیده - در این مقاله به طراحی لیزر دو پالسی Nd:YAG با استفاده از ساختار Master-Slave پرداخته شده است. در این طرح از دو هد لیزر به عنوان master و Slave در تولید پرتو لیزری دو پالسی با تاخیر زمانی قابل تنظیم از مرتبه چند میکروثانیه تا چند میلی ثانیه با نرخ تکرار پالس ۱ تا ۱۵ هرتز و با پهنای زمانی ۸ نانوثانیه استفاده گردیده است. برای هم کانال کردن دو لیزر از تکنیک تغییر قطبش با بکارگیری چرخاننده ۹۰ درجه استفاده شده است. دمش محیط فعال در هر دو لیزر به وسیله فلاش لامپ انجام شده است. بهره تبدیل انرژی الکتریکی دمشی به انرژی نوری در حالت رانش آزاد و Q-سوئیچ به ترتیب ۲/۳ و ۱/۹ درصد بدست آمده است. نتایج تجربی بدست آمده با نتایج شبیه سازی LASCAD مقایسه شده است و تطابق بسیار بالای مشاهده شده است.

کلید واژه- لیزر دو پالسی Nd:YAG، چرخاننده قطبش، Master-Slave

Two-pulse laser design using the Master-Slave structure

M. Tooski, A. Maleki ,H. Ebadian and A. Khalili

Optic and laser science & technology research center, malek- Ashtar University of technology, Shahin share, Iran

Majid2017bt@gmail.com

Abstract- In this paper, the design of the two-pulse laser Nd: YAG is studied using the Master-Slave structure. In this design, two heads of laser as master and slave were used in the production of a two-pulse laser beam with a time delay of several microseconds to several milliseconds with a pulse repetition rate of 1 to 15 Hz and a pulse duration 8 nanoseconds. For the channeling of these two lasers, the polarization technique using a 90 degree rotator is used. The active medium in both lasers is pumped by a flash lamp. The conversion of electrical energy to optical energy in free running and Q-switches mods is 2.33 and 1.9 percent, respectively. The experimental results are compared with the results of the LASCAD simulation and a very high adaptation has been observed.

Keywords Two-pulse laser Nd: YAG, polarization rotary, Master-Slave

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

لیزرهای دو پالسی در حوزه های مختلف علوم اعم از طیف سنجی، اندازه گیری سرعت ذرات و حوزه پزشکی مورد استفاده قرار می گیرد. لیزر یکی از ابزار های دقیق در آزمایشگاه مکانیک سیالات و آیرودینامیک است که جهت شناسایی فلوی سیال بسیار مفید است و در بهینه سازی طراحی تونل باد بکار می رود[۱-۴]. در این مقاله به طراحی و ساخت لیزر دو پالسی با ساختار Master-Slave پرداخته شده است که مشخصات پرتو خروجی این لیزر در در ادامه بیان خواهد شد. دو لیزر دارای مشخصات لیزری تقریباً مشابه هستند و خروجی دارای دو پالس با فاصله قابل تنظیم است.

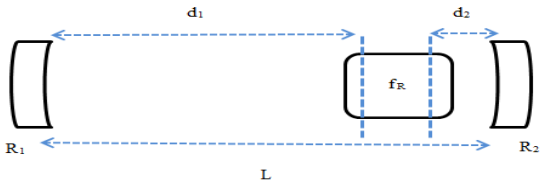
طراحی هد لیزر دو پالسی

یکی از پارامترهای مهم در طراحی مشدد نوری لیزر، مقدار فاصله کانونی ناشی از عدسی گرمایی است. اثر عدسی گرمایی ناشی از دمش محیط فعال لیزری بوجود می آید و عامل مهمی در طراحی مشدد نوری لیزرهای حالت جامد محسوب می گردد. این اثر باعث کاهش کیفیت پرتو خروجی لیزر و افت انرژی بویژه در نرخ تکرار دمش بالا می گردد. فاصله کانونی عدسی گرمایی با توان الکتریکی متوسط دمشی فلاش لامپ رابطه عکس دارد و با افزایش توان دمشی، فاصله کانونی عدسی گرمایی کوچکتر می شود و در نتیجه اثر آن بیشتر می شود[۵].

$$f_R = MP_{in-el-ave}^{-1} \qquad (۱)$$

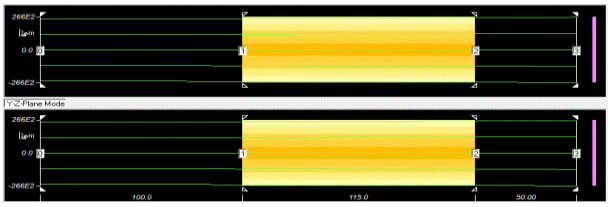
که در آن $P_{in-el-ave}$ توان الکتریکی دمشی متوسط و کمیت M شامل همه پارامترهای مربوط به محیط فعال لیزری است. با محاسبه و شبیه سازی مقدار f_R توسط نرم افزار LASCAD، شعاع انحنای بهینه مشدد نوری که بتواند عدسی گرمایی را تصحیح نماید، انتخاب می شود.

در شکل(۱) طرح واره عدسی گرمایی درون مشدد نوری لیزر نشان داده شده است.



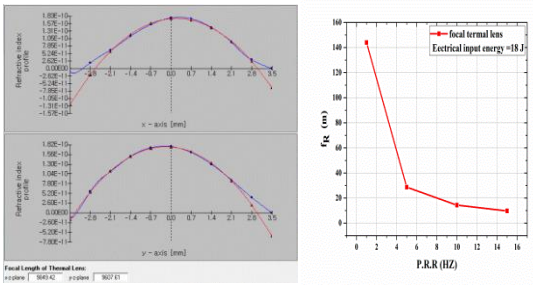
شکل۱: طرح واره مشدد نوری لیزر همراه با عدسی گرمایی f_R، R_1، R_2 شعاع انحنای آینه های لیزر ، L طول مشدد نوری، d_1، d_2 فاصله صفحات اصلی از آینه های مشدد می باشند.

در طراحی مشدد نوری لیزر Master و Slave از ساختار مشدد کاو-کاو برای دست یابی به حجم مدی بالا استفاده شده است بطوریکه اندازه لکه و انرژی خروجی لیزر با تغییرات نرخ تکرار دمش ثابت می ماند. در شکل (۲) مشدد نوری لیزر در محیط نرم افزارLASCAD نمایش داده شده است[۶].



شکل۲: مشدد نوری در نرم افزار لیزریLASCAD

با وارد نمودن پارامترهای ورودی دمشی در محیط نرم افزار، مقدار f_R در نرخ تکرار ۱، ۵، ۱۰ و ۱۵ برای انرژی الکتریکی ۱۸ ژول بدست آمده که در نمودار های شکل (۳) نمایش داده شده است.

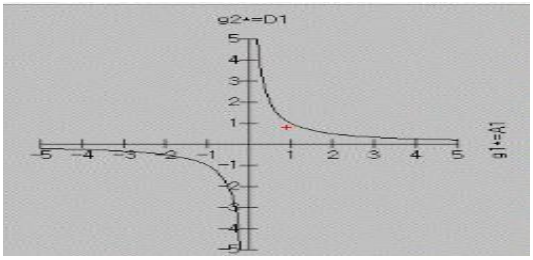


شکل۳: نمودار سمت راست عدسی گرمایی بر حسب نرخ تکرار در انرژی الکتریکی ۱۸ ژول، نمودار سمت چپ ضریب شکست عدسی گرمایی

در شبیه سازی لیزر از آینه های با شعاع انحنا $R_1 = +4\,m$ و $R_2 = +2\,m$ با ضریب بازتاب خروجی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۲۵ ٪ به استفاده شده است. نمودار پایداری مشدد و مشخصات پرتو خروجی در شکل (۴) و جدول (۱) نمایش داده شده است.



شکل ۴: نمودار پایداری مشدد برای انرژی ۱۸ ژول الکتریکی و نرخ تکرار ۱۵ هرتز

جدول۱- نتایج شبیه سازی نرم افزارLASCAD برای مشدد کاو-کاو در نرخ تکرار ۱۵ هرتز

مشخصات پرتو خروجی لیزر	مقدار
f_R(m)	9.8
$2W_1$ (mm)	6.2
$2W_2$ (mm)	6.4
$2W_{output}$ (mm)	6.5
	0.89
	0.81
	0.72
	5

که $2w_1$ ، $2w_L$ و $2w_{output}$ اندازه لکه لیزر در روی آینه پشتی، روی صفحات اصلی عدسی گرمایی و روی آینه خروجی لیزر هستند. پارامترهای g_1^* و g_2^* پارامترهای هندسی مشدد فعال و M^2 فاکتور کیفیت پرتو خروجی لیزر می باشد. اندازه لکه لیزر تقریباً ثابت است و این نشان می دهد که مشدد انتخاب شده مناسب است. در مرحله بعد با استفاده از داده های جدول (۱) و روابط زیر انرژی خروجی لیزر نیز محاسبه و شبیه سازی گردد[۵]:

$$E_{OUT} = A\left(\frac{1-R}{1+R}\right)E_{sat}\left(\frac{2g_0\, l_m}{\delta - lnR} - R\right) \qquad (۲)$$

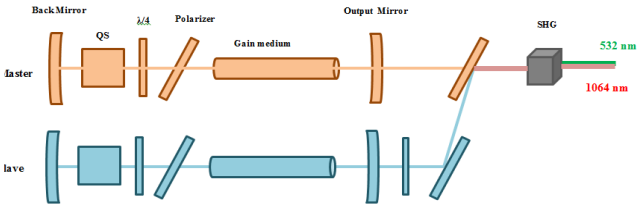
که E_{sat} شار اشباع محیط فعال Nd:YAG، A و l_m سطح مقطع و طول میله Nd:YAG هستند، R ضریب بازتاب آینه خروجی لیزر، g_0 ضریب بهره سیگنال کوچک و δ تلفات مشدد لیزر هستند، با استفاده از روابط زیر شیب بهره و بهره کل لیزر بدست می آید[۵]:

$$\eta_{total} = \frac{E_{Output}}{E_{in-electrical}} \qquad (۳)$$

$$\sigma_s = \frac{E_{Output}}{E_{in-electrical} - E_{th-opt}} \qquad (۴)$$

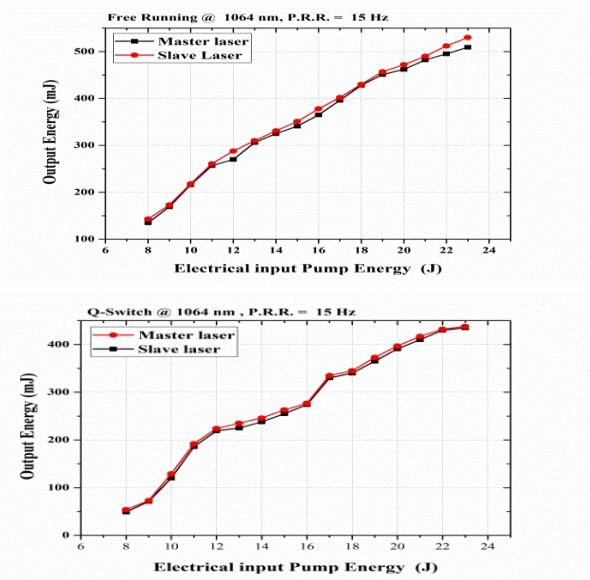
چیدمان آزمایشگاهی و نتایج تجربی

در شکل(۵) طرح واره لیزر Master-Slave نشان داده شده است چنانچه مشاهده می شود، هد master و Slave شامل کاواک لیزری، آینه های مشدد و قطبنده، تیغه چارک موجی و سلول الکترواپتیکی می باشند.



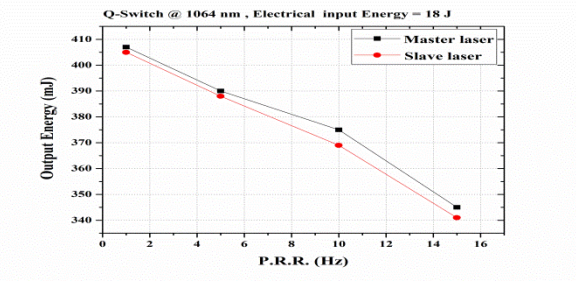
شکل۵: طرحواره ای از لیزر Master-Slave

در این لیزر از فلاش لامپ شرکت V&Q با پهنای پالس متغییر و انرژی الکتریکی ۱۸ ژول جهت دمش میله لیزری Nd:YAG با طول ۱۱۵ میلی متر و قطر ۷ میلی متر استفاده شده است. انرژی خروجی لیزر در حالت رانش آزاد و Q-سوئیچ در شکل (۶) بر حسب انرژی الکتریکی ورودی به فلاش لامپ رسم شده است.

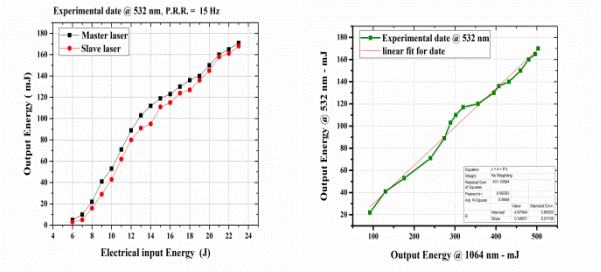


شکل۶ : نتایج تجربی استخراج شده از لیزرهای master و Slave در نرخ تکرار ۱۵ هرتز

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

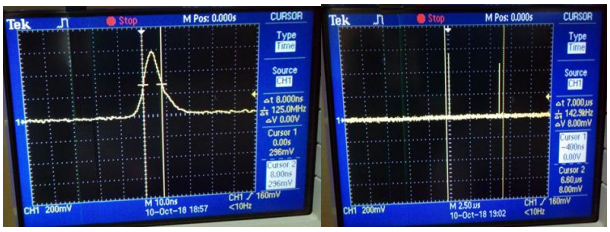


شکل۷: میزان افت انرژی دو لیزر Master و Slave با افزایش نرخ تکرار در انرژی الکتریکی ۱۸ ژول



شکل۸:نتایج انرژی خروجی لیزر در طول موج ۵۳۲ نانومتر بر حسب انرژی ورودی الکتریکی(سمت چپ)، انرژی خروجی در طول موج ۵۳۲ نانومتر بر حسب انرژی خروجی در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر (سمت راست)

نسبت انرژی خروجی در طول موج ۵۳۲ نانومتر به طول موج ۱۰۶۴ نانومتر برای لیزر Master در شکل فوق ارائه شده است و بازده تبدیل حدود ۳۴ درصد بدست می آید.



شکل۹: پهنای پالس خروجی لیزر برای تک پالس(سمت راست) و دو پالس متوالی با فاصله ۷ میکروثانیه

نتیجه گیری

در این مقاله یک لیزر دو پالسی با فاصله بین پالسها از چند میکروثانیه تا چند میلی ثانیه طراحی و ساخته شد که انرژی خروجی لیزر در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر بترتیب ۳۴۵ و ۳۴۰ میلی ژول برای Master و Slave است. پهنای پالس پرتو خروجی ۸ نانوثانیه و نرخ تکرار پالس بین ۱-۱۵ هرتز تغییر می کند. بازده کل لیزر در حالت رانش آزاد و کیو سوئیچ بترتیب ۲/۳ و ۱/۹ درصد می باشد. در این لیزر دو پالسی بازده تبدیل هارمونیک دوم حدود ۳۴ درصد می باشد.

مرجع‌ها

[1] C. Brossard, J.-C. Monnier, P. Barricau, P. Barricau, Y. Le Sant, Principles and Applications of Particle Image Velocimetry, Journal Aerospace lab, December 2009.

[2] L. David and P. Gicquel - Evolutions de la technique PIV à travers quelques conférences internationales de 2000 à aujourd'hui. Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2006, Toulouse, France, September 19-22, 2006.

[3] M. Stanislas , J. Westerweel, J. Kompenhans - Particle Image Velocimetry : Recent Improvements. Proceedings of the EUROPIV2 workshop held in Zaragoza, Spain, March 31, April 1, 2003.

[4] Nikolay F. Andreev, Efim A. Khazanov, Oleg V. Kulagin, Boris Z. Movshevich, Oleg V. Palashov, Guerman A. Pasmanik, Vladimir I. Rodchenkov, Andrew Scott, and Phil Soan, A Two-Channel Repetitively Pulsed Nd :YAG Laser Operating at 25 Hz with Diffraction-Limited Beam Quality, IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, VOL. 35, NO. 1, JANUARY 1999

[5] W.Kochner, Solid state laser Engineering, Springer,2006

[6] LAS-CAD, Laser Stability Analysis in LASCAD Software, the Unique Combination of Simulation Tools for Laser Cavity Analysis and Design. 2013. http://WWW.lascad.com.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

فشرده‌سازی پالس تا محدوده فمتوثانیه با درنظر گرفتن مرتبه‌های بالای سالیتون در تارهای بلوری فوتونی

رضا سعیدی‌زاده، علیرضا خورسندی، سعید قوامی صبوری، مسعود سعید

گروه فیزیک دانشگاه اصفهان، اصفهان

چکیده – در این مقاله فشرده‌سازی پالس‌ها از محدوده‌ی پیکوثانیه به فمتوثانیه به صورت عددی مورد بررسی قرار گرفته شده است. روش مورد استفاده برای فشرده‌سازی پالس، تکنیک مرتبه‌های بالای سالیتون است که بدون نیاز به قطعه اپتیکی می‌توان یک پالس فشرده در اختیار داشت. تار نوری مورد استفاده در این مقاله از نوع تارهای فوتونیک کریستال میان‌تهی مملوء از گاز زنون است که با فرض ناچیز در نظر گرفتن اتلاف، در طول‌موج ۱۰۶۴ نانومتر می‌توان پالس ۱ پیکوثانیه را تا ۱۰ فمتوثانیه فشرده کرد.

کلید واژه- فشرده‌سازی پالس، مرتبه‌های بالای سالیتون ، تار فوتونیک کریستال میان‌تهی

Pulse compression up to fs scale using high-order soliton consideration in photonic crystal fiber

Reza Saeedizadeh, Alireza Khorsandi, Saeed Ghavami Sabouri, Masoud Saeed

Department of physics, University of Isfahan, Isfahan

Abstract- In this paper, pulse compression from picosecond range to femtosecond is numerically investigated. The method used for pulse compression is high-order soliton technique which can be obtained compressed pulse by selecting appropriate length of the fiber without any optical components. The optical fiber used in this paper is a hollow-core photonic crystal fiber filled with xenon, which loss is considered negligible. In this condition, we can obtain a pulse width of 10 fs from a pulse width of 1 ps.

Keywords: compression pulse, high-order soliton, Hollow-core photonic crystal fiber

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱) مقدمه

امروزه پالس‌های فوق کوتاه به عنوان یک ابزار پراهمیت در کاربردهای متنوعی از قبیل علم مواد، زیست شناسی و فیزیک مورد استفاده قرار می‌گیرد[۱]. به منظور تولید پالس‌های فوق کوتاه در محدوده فمتوثانیه، از روش‌های مختلفی، همچون تکنیک قفل‌شدگی در لیزر، می‌توان بهره برد. این تکنیک که اولین روش تولید پالس فمتوثانیه به حساب می‌آید پیچیده، پرهزینه و نیازمند یک منبع انرژی بالایی است[۲]. به همین دلایل، استفاده از خاصیت غیرخطی تارهای نوری، با توجه به سطح مقطع کوچک آن‌ها، جهت فشرده‌سازی پالس مورد توجه قرار گرفت. تکنیک‌های فشرده‌سازی پالس بر پایه اثرات غیر خطی محیط تار، به دو دسته کلی تقسیم می‌شوند:۱) استفاده از تار نوری به همراه قطعه‌های اپتیکی همچون منشور و آینه‌های چیرپینگ به منظور ایجاد تأخیر در مؤلفه‌های فرکانسی پالس.۲) استفاده از خاصیت پاشندگی منفی در محیط تار، بدون به کارگیری هر گونه قطعه اپتیکی. این تکنیک اصطلاحاً « مرتبه‌های بالای سالیتون » نامگذاری شده است[۳].

تارهای نوری با هسته سیلیکا به عنوان اولین نوع تار استفاده شده برای تولید پالس فمتوثانیه در نظر گرفته شد. به منظور تولید پالس‌هایی با انرژی بالا، سیلیکا دارای محدودیت‌های ساختاری است. به همین دلیل تارهای نوری فوتونیک کریستال با هسته میان‌تهی که مملوء از گازهای بی‌اثر است جایگزین مناسبی برای تارهای سیلیکایی محسوب می‌شدند. با استفاده از تارهای نوری از جنس سیلیکا می‌توان پالس‌هایی با انرژی چند نانو ژول تولید کرد. این در حالی است که انرژی پالس‌های تولید شده در تارهای فوتونیک کریستال، به همراه قطعات اپتیکی همچون آینه چیرپینگ، در محدوده میکروژول می‌باشد. حد فاصل بین این دو تکنیک، روش مرتبه‌های بالای سالیتون است که می‌توان پالس‌هایی با انرژی ۱۰ تا ۵۰۰ نانو ژول تولید کرد. در این مقاله به بررسی این تکنیک در تارهای فوتونیک کریستال با هسته مملوء از گاز زنون پرداخته می‌شود.

۲) مبانی نظری

در محیط تارهای نوری، خاصیت اپتیکی به دو دسته‌ی اثرات خطی همچون مرتبه‌های مختلف پاشندگی و اثرات غیر خطی مانند SPM و پراکندگی رامان تقسیم‌بندی می‌شود. با استفاده از معادله غیر خطی شرودینگر می‌توان رفتار پالس در محیط تار نوری را مورد بررسی قرار داد. در این مقاله با ناچیز در نظر گرفتن اتلاف در محیط یک تار فوتونیک کریستال، مرتبه‌های دوم(GVD) و سوم(TOD) پاشندگی و اثر SPM به ترتیب به عنوان اثرات خطی و غیر خطی غالب بر سایر اثرات در نظر گرفته شده است. با لحاظ قرار دادن متغیرهای بدون بعد $\xi = \frac{z}{L_D}$ و $\tau = \frac{T}{T_0}$ معادله شرودینگر از رابطه[۳]:

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = \overbrace{iN^2 |U|^2 U}^{SPM} \underbrace{- i\,\mathrm{sgn}(\beta_2)\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{\beta_3}{6|\beta_2|T_0}\frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3}}_{Linear\ effect} \quad (۱)$$

بدست می‌آید؛که T_0 پهنای پالس ورودی و N مرتبه سالیتون است که از رابطه $N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0}{|\beta_2|}$، با γ ضریب غیر خطی و P_0 بیشینه توان پالس، بدست می‌آید. در این رابطه U میدان بهنجارشده ورودی است که رابطه آن به صورت:

$$U = N\,\mathrm{sech}(\frac{T}{T_0}) \quad (۲)$$

است. در تارهای فوتونیک کریستال پاشندگی از رابطه زیر محاسبه می‌شود[۱]:

$$\beta(\omega) = \frac{n(\omega)\omega}{c}\left(1 - \frac{1}{2}\left(\frac{u_m}{r_{core} n(\omega)\omega}\right)^2\right)$$

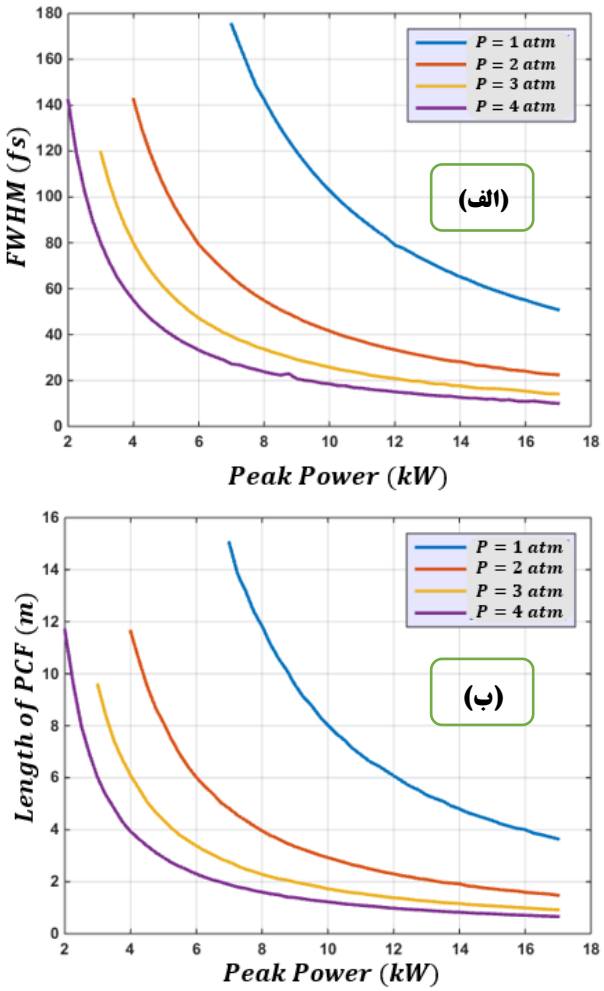
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$\Longrightarrow \beta(\lambda) = n(\lambda)\frac{2\pi}{\lambda}\left(1-\frac{1}{2}\left(\frac{2.405\lambda}{2\pi r_{core} n(\lambda)}\right)^2\right) \quad (۳)$$

در این رابطه، λ طول‌موج پالس ورودی، r_{core} شعاع هسته تار و $n(\lambda)$ معادله سلمایر [۴] گاز درون تار فوتونیک کریستال است. با استفاده از رابطه $\beta_m = \frac{d^m \beta}{d\lambda^m}$ ، مرتبه دوم و سوم پاشندگی بدست می‌آید. مهم‌ترین پارامتری که در روش مرتبه‌های بالای سالیتون مورد استفاده قرار می‌گیرد مرتبه آن یعنی N است که با توجه به معادله بیان شده برای این پارامتر، با افزایش بیشینه توانی، P_0 ، می‌توان مقدار آن را تغییر داد که در قسمت بعد به طور مفصل در مورد آن صحبت خواهد شد.

۳) شبیه‌سازی و نتایج

شبیه‌سازی‌ها برای یک تار فوتونیک کریستال میان‌تهی با قطر ۱۰ میکرون و مملوء از گاز زنون با استفاده از روش عددی SSFT بدست آمده است، بطوریکه پالس ورودی آن دارای پهنای ۱ پیکوثانیه و طول‌موج ۱۰۶۴ نانومتر می‌باشد. شکل (۱.الف) نشان می‌دهد که با افزایش بیشینه توانی، در فشارهای مختلف، می‌توان ضریب فشرده‌سازی را افزایش داد و پالسی با پهنای کوچکتر بدست آورد. از طرفی همانطور که در شکل (۱.ب) نشان داده شده است با افزایش بیشینه توانی می‌توان در طول‌های کوتاهتر و مناسب‌تری به فشرده‌سازی بهینه دست پیدا کرد. در واقع، با توجه به اینکه روش مورد استفاده برای فشرده‌سازی پالس، روش مرتبه‌های بالای سالیتون است، با افزایش بیشینه توانی، مرتبه سالیتون افزایش می‌یابد، بطوریکه در مرتبه‌های بالا، می‌توان ضریب فشرده سازی را افزایش و طول تار را کاهش داد. این امر در حالی اتفاق می‌افتد که با افزایش فشار، شرایط تولید پالس‌های فمتوثانیه بهینه‌تر می‌شود؛ به عبارت دیگر، افزایش فشار باعث تولید پالس-هایی با پهنای کوچکتر در طول‌های کوتاهتر می‌گردد. بنابراین با توجه به اینکه فشار، یک پارامتر فعال به حساب می‌آید، با افزایش یا کاهش آن می‌توان پهنای پالس خروجی را تغییر داد که این اتفاق به معنای تنظیم‌پذیری چیدمان آزمایشگاهی با استفاده تارهای فوتونیک کریستال میان‌تهی است.



شکل ۱: تغییرات الف)پهنای پالس و ب) طول تار فوتونیک کریستال با قطر ۱۰ میکرون نسبت به بیشینه توانی در فشارهای مختلف برای یک پالس ورودی با پهنای یک پیکوثانیه و طول‌موج ۱۰۶۴ نانومتر

در طرف مقابل باید توجه داشت که افزایش بیشینه توانی دارای محدودیت است، بطوریکه این محدودیت به پهنای پالس ورودی و فشار گاز درون تار بستگی دارد. جدول (۱) میزان فشرده‌سازی برای پالس‌ورودی با پهناهای مختلف را نشان می‌دهد. همانطور که مشخص است با افزایش بیشینه توانی، که با افزایش مرتبه سالیتون همراه است، شکل پالس از بین می‌رود و به چند قله تقسیم می‌شود

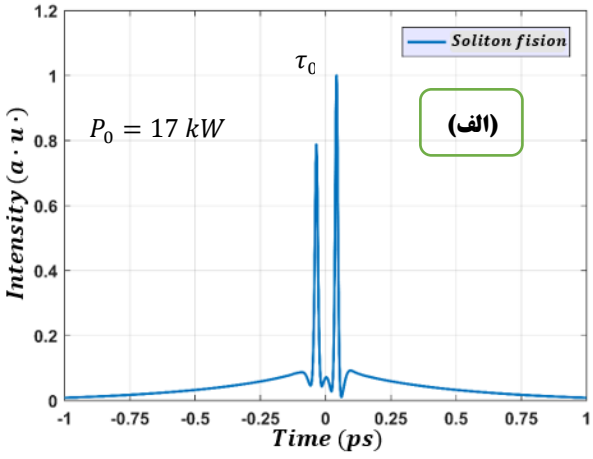
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

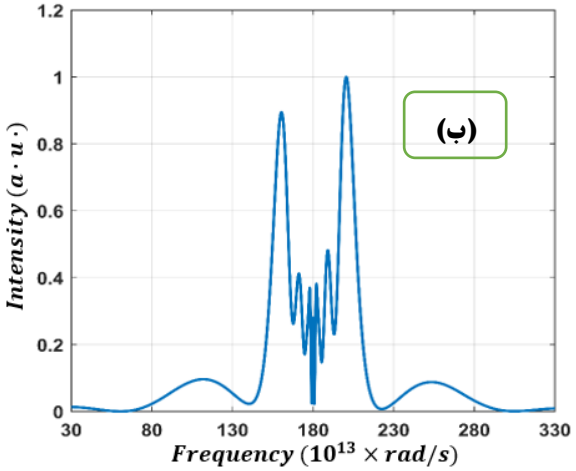
که اصطلاحاً به آن « soliton fission » گفته می‌شود. علاوه بر این، برای پالس‌هایی با پهنای ورودی بزرگتر، میزان فشرده‌سازی، کمتر و طول تار برای رسیده به این فشرده‌سازی، بزرگتر خواهد بود.

جدول۱: نتایج محاسبه شده برای فشرده‌سازی پالس در فشار۴ اتمسفر و طول‌موج ۱۰۶۴ نانومتر نسبت به پهناهای مختلف

$\tau_{1f}^{*}(ps)$	$L = 26.1\ m$	$L = 6.53\ m$	$L = 0.7\ m$
10	$N \approx 7$ $P_0 = 400W$ $\tau_{2f} = 43.2\ fs$	*Soliton fission region*	*Soliton fission region*
5	$N \approx 4$ $P_0 = 450W$ $\tau_{2f} = 81.3\ fs$	$N \approx 7$ $P_0 = 1.6kW$ $\tau_{2f} = 21.83\ fs$	*Soliton fission region*
1	$N \approx 1.5$ $P_0 = 1.7kW$ $\tau_{2f} = 970\ fs$	$N \approx 2$ $P_0 = 3\ kW$ $\tau_{2f} = 83.33\ fs$	$N \approx 5$ $P_0 = 17\ kW$ $\tau_{2f} = 10.06\ fs$

شکل (۲) نمونه‌ای از تقسیم شدن پالس در ناحیه soliton fission را نشان می‌دهد.





شکل۲: الف) پروفایل شدت نسبت به زمان مربوط بـه ناحیـه soliton fission برای یک تار فوتونیک کریستال به قطـر ۱۰ میکـرون و طـول ۰,۷۳ متر مملوء از گاز زنون با فشار ۴ اتمسفر ب) پروفایل شدت نسبت به فرکانس، متناظر با شکل الف.

٤) نتیجه‌گیری

یکی از روش‌های فشرده‌سازی پالس، استفاده از مرتبه‌های بالای سالیتون است. در این روش بدون استفاده از هر گونه قطعه اپتیکی، تنها با استفاده از یک تار نوری فوتونیک کریستال و بر پایه‌ی اثرات غیر خطی محیط تار، می‌توان پالس‌هایی در محدوده زیر ۳۰ فمتوثانیه بدست آورد. در این روش انرژی پالس‌های فشرده شده نسبت به پالس‌های تولید شده در تارهایی با هسته سیلیکا بیشتر می‌باشد که یک مزیت مهم نسبت به روش‌های اولیه محسوب می‌شود.

٥) مرجع‌ها

[1] B.A. Lopez-Zubieta, "*Theoretical analysis of single-cycle self-compression of near infrared pulses using high-spatial modes in capillary fibers*", Opt. Express, Vol. 26, No. 5, pp. 6345, 2018.

[2] Claude Rullier, *Femtosecond Laser Pulses*, Springer Press, 2005.

[3] Govind P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Springer Press, 2013.

[4] M. Nisoli, S. De Silvestri and O. Svelto, "Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique", Appl. Phys. Lett. Vol 68, 1996.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۱۱-۹ بهمن ۱۳۹۷

بررسی اثر گرادیان دمایی روی پراکندگی بریلوئن القایی در تقویت کننده های فیبری پر توان

محمدرضا اسماعیلی، آتوسا سادات عربانیان، رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

چکیده – کاهش توان پراکندگی بریلوئن القایی یکی از مسائل چالشی مهم در تقویت کننده های فیبری توان بالا می باشد. در این مقاله با حل معادلات جفت شده پمپ، سیگنال و بریلوئن القایی (استوکس) جهت توصیف اثر متقابل آنها، وابستگی توان پراکندگی بریلوئن القایی (SBS) و توان سیگنال خروجی از تقویت کننده فیبری بر پایه ایتربیم به گرادیان دمایی نشان داده می شود. در اینجا تاثیر گرادیان دمایی با تغییر دو پارامتر ضریب همرفت گرمایی و قطر غلاف روی توان SBS مورد بررسی قرار می گیرد. نتایج محاسبات نشان می دهد این دو پارامتر کنترلی، ابزار مناسبی برای کاهش قابل ملاحظه توان SBS در تقویت کننده فیبری توان بالا می باشند.

کلید واژه- پراکندگی بریلوئن القایی، ضریب همرفت، گرادیان دمایی، تقویت کننده فیبری توان بالا

The effect of temperature gradient on stimulated Brillouin scattering in high power fiber amplifiers

Mohammad Reza Esmaeily, Atoosa Sadat Arabanian and Reza Massudi

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Evin,Tehran

Abstract- Suppression the power of stimulated Brillouin scattering is one of the key challenges in high power fiber amplifiers. In this paper, by solving the coupled equations of pump, signal, and stimulated Brillouin (Stokes) powers for describing their interactions, the dependence of the stimulated Brillouin scattering (SBS) power and output signal power on the temperature gradient in a ytterbium based fiber amplifier has been shown. Here, the effect of the temperature gradient on the SBS power are investigated by changing the two parameters of the heat convective coefficient and the cladding diameter. The calculation results show that these two control parameters are the proper means for significantly reducing the SBS power in the high power fiber amplifier.

Keywords: stimulated Brillouin scattering, convective coefficient, temperature gradient, high-power fiber amplifier.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

یکی ار عوامل محدودکننده افزایش توان در سیستمهای تقویت کننده لیزر فیبری تبدیل غیرخطی سیگنال به موج با فرکانس کمتر (استوکس) بواسطه فرآیند پراکندگی بریلوئن القایی (SBS) می باشد. آستانه SBS به ویژه در فیبرهای نوری به دلیل هندسه فیبر (قطر هسته کوچک و طول بلند) کوچک می باشد. یک راه حل برای غلبه بر محدودیت SBS استفاده از فیبرهای با قطر بزرگ (LMA) است که با توجه به اینکه در این نوع فیبر قطر هسته افزایش می یابد به منظور حفظ کیفیت پرتو محدود به پراش نیاز به کاهش روزنه عددی به کمتر از ۰,۰۴ دارد که فرایند تولید آن چالش برانگیز است [۱]. به عنوان راه حلی دیگر می توان با تغییر گرادیان دمایی فیبر از طریق ضریب همرفت توان SBS را کاهش داد. ایمای و همکارانش نشان دادند که توزیع دمایی غیریکنواخت به دلیل توزیع غیریکنواخت فرکانس بریلوئن در طول فیبر باعث افزایش آستانه SBS می شود [۲]. لیم و همکارانش با تغییر ضریب همرفت از $h=0.75(W/m^2K)$ به $h=0.5(W/m^2K)$ و تغییر گرادیان دمایی توان SBS را به ازای توان پمپ ۱۷۵ وات، کاملاً رفع کرده اند [۳]. در این مقاله اثر گرادیان دمایی در طول فیبر با تغییر پارامترهایی نظیر ضریب همرفت گرمایی در سطح فیبر و شعاع غلاف فیبر فعال روی کاهش توان SBS و افزایش توان سیگنال خروجی در یک تقویت کننده فیبری توان بالا مورد بررسی قرار گیرد و میزان وابستگی توان SBS به این دو پارامتر نشان داده می شود.

معادلات و تئوری

یک سیگنال قوی تقویت شده در فیبر می تواند یک موج صوتی را همراستا با جهت انتشار سیگنال تولید کند. برهمکنش غیر خطی بین موج صوتی منتشر شده و سیگنال، که به عنوان پراکندگی بریلوئن القایی (SBS) شناخته می شود، به نوبه خود موج جدیدی به نام موج استوکس را با فرکانس نوری کمی پایین تر در جهت رو به عقب ایجاد می کند [۴]. در یک تقویت کننده فیبری پمپ شده در جهت معکوس، سیگنال در طول انتشار در امتداد تقویت کننده فیبری تقویت می شود، در حالی که SBS در جهت مخالف منتشر شده و رشد می کند. معادلات جفت شده توان های سیگنال، پمپ رو به عقب و موج بریلوئن در یک تقویت کننده بر پایه فیبر بهره ایتربیوم می تواند به صورت زیر بیان شود[۴]:

$$
\begin{aligned}
&N_2(z) = N\frac{\Gamma_p\lambda_p\sigma_p^a P_p(z) + \Gamma_s\lambda_s\sigma_s^a P_s(z)}{\Gamma_p\lambda_p(\sigma_p^a+\sigma_p^e)P_p(z) + \frac{hcA}{\tau} + \Gamma_s\lambda_s(\sigma_s^a+\sigma_s^e)P_s(z)}\\
&\frac{dP_b(z)}{dz} = -\left(N_2(z)\sigma_p^e - N_1(z)\sigma_p^a\right)\Gamma_p P_b(z) + \alpha_p P_b(z)\\
&\frac{dP_s(z)}{dz} = -g_{SBS}P_s(z)P_{SBS}(z)/A + (N_2(z)\sigma_s^e - N_1(z)\sigma_s^a)\Gamma_s P_s(z) - \alpha_s P_s(z)\\
&\frac{dP_{SBS}(z)}{dz} = -g_{SBS}P_s(z)P_{SBS}(z)/A + \alpha_s P_s(z) - (N_2(z)\sigma_s^e - N_1(z)\sigma_s^a)\Gamma_s P_{SBS}(z)
\end{aligned}
\qquad (۴-۱)
$$

که $P_s(z)$ توان سیگنال، $P_b(z)$ توان پمپ رو به عقب در مکان Z است. $\sigma_{s,p}^{e,a}$ سطح مقطع های جذب (a) و گسیل (e) امواج سیگنال (s) و پمپ (p) می باشند. A سطح موثر هسته آلاییده به ایتربیم است. Γ_i فاکتور همپوشانی بین مدهای میدان نوری و توزیع ایتربیم می باشد، P_{SBS} و g_{SBS} توان و بهره موج بریلوئن در فرکانس υ_{SBS} می باشد. α_s و α_p اتلافهای پس زمینه ذاتی در فیبر برای امواج سیگنال و پمپ و N_2 و N_1 چگالی جمعیت یون ها در ترازهای بالا و پایین می باشند. معادلات دیفرانسیل (۴-۱) دارای شرایط مرزی در هر دو نقطه انتهایی هستند. چندین روش عددی برای حل مسائل مقدار مرزی وجود دارد. روش مورد استفاده در این مقاله روش واهلشی است که در آن فیبر به چند بخش کوتاه با طول Δz تقسیم می شود و سپس معادلات (۴-۱) را بر اساس این فرض که وارونی جمعیت در بخش های کوتاه ثابت است، حل می شود [۱].

ضریب بهره پراکندگی بریلوئن القایی که با طول عمر فونون صوتی مربوط است، به صورت طیف لورنتسی زیر ارائه می شود [6]:

$$g_{SBS}(\upsilon) = g_0\frac{1}{1+[2(\upsilon-\upsilon_B)/\Delta\upsilon_B]^2} \qquad (۵)$$

که g_0 ضریب بهره SBS برای سیلیکا است و $\Delta\upsilon_B$ پهنای کل در نصف ماکزیمم(FWHM) طیف بهره می باشد که به صورت معکوس با طول عمر فونون متناسب است. υ_B فرکانس مرکزی بریلوئن بوده که به صورت $\upsilon_B = 2n\upsilon/\lambda_s$ تعریف می شود. در اینجا υ سرعت صوت، n ضریب شکست و λ_s طول موج

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

سیگنال است. نتایج تجربی نشان می دهند که فرکانس بریلوئن به طور مستقیم با گرادیان دمایی فیبر متناسب است، در حالیکه شکل بهره بریلوئن به تغییرات دمایی غیر حساس است [۱و۲]. بر اساس این نتایج، جمله دمایی می تواند به سادگی به معادله (۵) اضافه شود. با افزودن این جمله، بهره بریلوئن علاوه بر وابستگی فرکانسی، وابستگی مکانی نیز بصورت معادله (۶) خواهد داشت:

$$g_{SBS}(\upsilon.z) = g_0 \frac{1}{1+[2(\upsilon-\upsilon_B-C_T.\Delta T(z))/\Delta\upsilon_B]^2} \quad (۶)$$

که در اینجا C_T نرخ تغییر فرکانس SBS با تغییر دما به اندازه ΔT است و υ_{SBS} فرکانس مرکزی SBS می باشد. $\Delta T(z)$ به صورت اختلاف دمای مرکز هسته فیبر T_c و دمای سطح غلاف T_b در هر مکان z تعریف می شود.

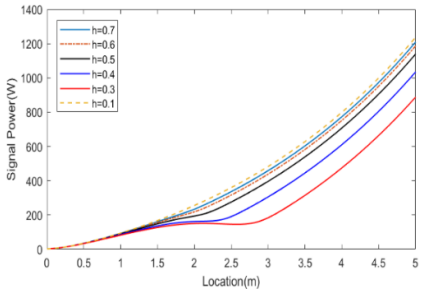
مقدار $\Delta T(z)$ تابعی از توان پمپ است، که در هر مکان z در امتداد طول فیبر فعال به صورت زیر می باشد [۷].

$$\Delta T(z) = \frac{\alpha\eta a^2}{\pi b^2 4k}\left[1+2Ln\left(\frac{b}{a}\right)+\frac{2k}{bh}\right]P_p(z) \quad (۷)$$

در اینجا k ضریب هدایت گرمایی (بر حسب وات بر متر کلوین $(W/m.K)$) می باشد، h (بر حسب وات بر متر مربع کلوین $(W/m^2.K)$) که به ضریب همرفت گرمایی معروف است، به صورت نسبت توان گرمایی در واحد سطح به اختلاف دمای محیط اطراف و سطح غلاف فیبر تعریف می شود. a و b به ترتیب شعاع هسته و غلاف فیبر بر حسب متر می باشد. α ضریب جذب پمپ بر حسب $(1/m)$ بوده و η کسری از توان است که به گرما تبدیل می شود که به صورت $\eta \cong \lambda_s - \lambda_p/\lambda_s$ تعریف می شود و λ_s و λ_p به ترتیب طول موج های سیگنال و پمپ می باشند.

نتایج شبیه سازی

ابتدا با حل معادلات جفت شده (۴-۱) و معادله (۷) به ازای توان پمپ ثابت ۱۸۰۰ وات و پارامترهای داده شده در جدول یک، تحول توان و سیگنال در طول فیبر مورد بررسی قرار گرفت. همانطور که در شکل ۱ و ۲ مشاهده می شود با کاهش ضریب همرفت از ۰,۷ تا ۰,۳ و نتیجتا افزایش گرادیان دمایی، توان سیگنال خروجی تقویتگر به ترتیب از ۱۲۰۰ تا ۹۰۰ وات کاهش و توان SBS خروجی از مقدار ۳۰ وات تا ۲۷۰ وات افزایش می یابد.

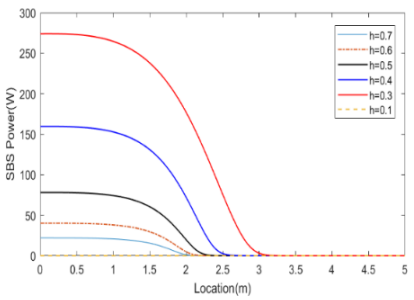


شکل ۱: تحول توان SBS در طول فیبر به ازای ضرایب همرفت گرمایی مختلف

سطح مقطع گسیل پمپ	$\sigma_p^e = 2\times10^{-24}m^2$
سطح مقطع جذب پمپ	$\sigma_p^a = 1.99\times10^{-24}m^2$
سطح مقطع گسیل سیگنال	$\sigma_s^e = 4.2\times10^{-25}m^2$
سطح مقطع جذب سیگنال	$\sigma_s^a = 3.1\times10^{-27}m^2$
ضریب دمایی	$C_T = 2\,MHz/K$
پهنای باند بهره SBS	$10MHz$
بهره SBS برای سیلیکا	$g_0 = 5\times10^{-11}\,m/W$
طول موج پمپ	$\lambda_p = 976nm$
طول موج سیگنال	$\lambda_s = 1080nm$
اتلاف پمپ	$\alpha_p = 0.39dB/m$
اتلاف سیگنال	$\alpha_s = 0.02dB/m$
طول عمر تراز بالایی	$\tau = 0.8ms$
فاکتور همپوشانی سیگنال	$\Gamma_s = 0.85$
غلظت آلاینده ایتربیم	$N = 6.94\times10^{25}m^{-3}$
ضریب هدایت گرمایی	K=1.38 $W/m.K$

جدول ۱: پارامترهای مربوط به فیبر و موج پمپ و سیگنال

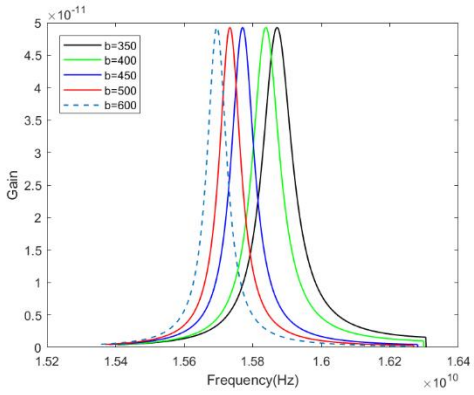
با کاهش بیشتر ضریب همرفت به مقدار کمتر از $h = 0.3$ و به ازای توان پمپ ثابت ۱۸۰۰ وات، گرادیان دمایی به ۳۰۰ درجه سانتی گراد افزایش یافته و تحت این شرایط به دلیل کاهش توان SBS به کمتر از یک وات، توان سیگنال خروجی به بالای ۱۲۰۰ وات افزایش می یابد. و اثر SBS تاثیر قابل ملاحظه ای روی توان سیگنال نخواهد داشت.



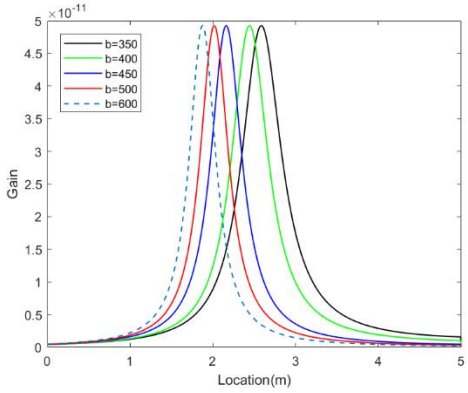
شکل ۲: تحول توان سیگنال در طول فیبر به ازای ضرایب همرفت گرمایی مختلف

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

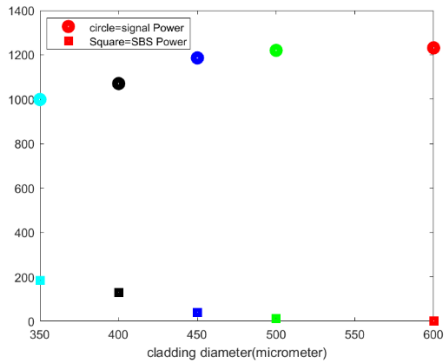
برای بررسی اثر تغییر شعاع غلاف، مجدداً معادلات جفت شده (۱-۴و۷) به ازای توان پمپ ثابت ۱۸۰۰ وات و شعاع هسته ۱۵ میکرومتر و ضریب همرفت ثابت ۲ به ازای تغییر شعاع غلاف از ۱۲۵ تا ۳۰۰ میکرومتر حل شده اند. شکل ۳ و۴ ضریب بهره بریلوئن را به ترتیب بر حسب فرکانس و مکان فیبر به ازای شعاعهای غلاف مختلف نشان می دهد با توجه به شکلهای ۳ و۴ فرکانس مرکزی بریلوئن علاوه بر اینکه جابجایی فرکانسی دارد، با توجه به وابستگی آن به تغییر گرادیان دمایی $\Delta T(z)$، در طول z نیز تغییر می کند. یعنی به ازای هر شعاع غلاف، در یک مکان z خاص در طول فیبر، ضریب بهره ماکزیمم است. شکل ۵ تغییرات توان سیگنال خروجی و توان SBS خروجی را با تغییر شعاع غلاف نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود با افزایش قطر غلاف، توان سیگنال خروجی از ۱۰۰۰ وات به ۱۲۰۰ وات افزایش و توان SBS خروجی از ۲۰۰ وات به ۲ وات کاهش می یابد.



شکل۳ : ضریب بهره SBS بر حسب فرکانس



شکل ۴: ضریب بهره SBS بر حسب مکان



شکل ۵ : توان SBS و سیگنال خروجی به ازای قطرهای متفاوت غلاف

نتیجه‌گیری

در این مقاله با حل معادلات نرخ و تحول توان پمپ، سیگنال و SBS با بهره بریلوئن تعمیم یافته، توسط روش واهلشی، تاثیر گرادیان دمایی روی توان SBS و توان سیگنال خروجی از تقویتگر فیبری بر پایه ی ایتربیم با تغییر دو پارامتر ضریب همرفت و شعاع غلاف، بررسی و مشاهده شد که می توان با تغییر این دو پارامتر و تغییر گرادیان دمایی در طول فیبر میزان توان SBS خروجی را به خوبی کنترل کرد و کاهش داد.

مرجع‌ها

[1] A. Liu, “Novel SBS suppression scheme for high power fiber amplifiers,” Proc. SPIE, vol. 6102, p. 61021R, Feb. 2006.
[2] Y. Imai and N. Shimada, IEEE Photon. Technol. Lett. 5, 1335 (1993).
[3] A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, and A. Tünnermann , Opt. Lett. 28, 1537 (2003).
[4] A. Kobyakov, M. Sauer, and D. Chowdhury, “Stimulated Brillouin scattering in optical fibers” Adv. Opt. Photon. 2, 1 (2010).
[5] M. Nikles, L. Thevenaz, and P. A. Robert, “Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers” J. Lightw .Technol. vol. 15, no. 10, pp. 1842–1851, Oct. 1997.
[6] Zmuda, Michael Wayne, Stimulated Brillouin scattering effects and suppression techniques in high power fiber amplifiers,2009.
[7] Yoh Imai and Noriaki Shimada, “Dependence of stimulated Brillouin scattering on temperature distribution in polarization-maintaining fibers,”1993.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ساخت لیزر تصادفی بر پایه‌ی نوار چسب و محلول رنگ رودامین ۶G

عباس قاسم پور اردکانی[۱]، پیمانه رفیعی پور[۱]

[۱]ایران، شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده‌ی علوم، بخش فیزیک، aghasempour@shirazu.ac.ir

چکیده - در این مقاله، یک لیزر تصادفی بر پایه‌ی نوار چسب به عنوان محیط پراکننده و همچنین محلول رنگ رودامین ۶G به عنوان محیط فعال ساخته می‌شود. به صورت تجربی امکان گسیل نور لیزر تصادفی را از این نمونه بررسی می‌کنیم. ارزان و در دسترس بودن نوار چسب موجب می شود که این ماده گزینه ی مناسبی برای ساخت لیزرهای تصادفی باشد. تا جایی که اطلاع داریم، ساخت لیزر تصادفی بر پایه‌ی نوار چسب برای اولین بار در این مقاله گزارش می‌شود. حفره‌ها و برآمدگی‌هایی که بر روی سطح نوار چسب وجود دارد باعث چند پراکندگی نور شده و بازخورد نوری لازم را برای تابش لیزری تصادفی تأمین می‌کند. در این‌جا، بهره‌ی نوری توسط محلول رنگ رودامین ۶G از طریق فرایند گسیل القایی تأمین می‌شود. نتایج بررسی‌های تجربی گسیل نور لیزر تصادفی را از نمونه نشان می‌دهند. همچنین مقدار انرژی دمش آستانه را برای آن اندازه می‌گیریم. علاوه بر آن، با افزایش انرژی دمش، طول موج قله‌ی تابشی به سمت طول موج‌های بلندتر جابجا می‌شود. این اثر می‌تواند برای کوک کردن تابش لیزر تصادفی به کار برده شود.

کلید واژه- لیزر تصادفی، چند پراکندگی نور، نوار چسب.

Fabrication of a random laser based on a tape and rhodamine 6G solution

Abbas Ghasempour Ardakani[1], Peymaneh Rafieipour[1]

[1]Department of Physics, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran, aghasempour@shirazu.ac.ir

Abstract- In this paper, a random laser is fabricated based on a tape as the scattering medium and rhodamine 6G solution as the gain medium. We experimentally investigate the random lasing emission from this sample. Low cost and availability of the tape causes this material to be a good candidate for fabrication of random lasers. Up to our knowledge, the fabrication of a random laser based on the tape is reported in this paper, for the first time. Holes and bumps which are existed on the surface of the tape lead to the multi-scattering of light and provide the essential optical feedback for random lasing emission. Here, optical gain is provided by rhodamine 6G solution via stimulated emission process. Experimental results demonstrate the random lasing emission from the sample. Also, we measure its threshold pump energy. In addition, the emitted wavelength is red shifted by increasing the pump energy. This effect can be applied for tuning the random lasing emission.

Keywords: random laser, multiple light scattering, tape.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

تقویت نور بر اساس پراکندگی در محیط فعال یکی از جالب‌ترین موضوعات پژوهشی در زمینه‌ی لیزر است. عبارت لیزر تصادفی برای توصیف سیستمی به کار می‌رود که در آن، تولید نور لیزر از یک محیط فعال و بی‌نظم شامل مراکز پراکننده مشاهده می‌شود. لیزرهای تصادفی به دلیل ساده بودن ساخت، کوچک بودن ابعاد و ارزان بودن آن‌ها توجه بسیاری از دانشمندان را به خود معطوف کرده‌اند. امکان تولید نور لیزر با استفاده از پراکندگی نور در یک محیط فعال برای اولین بار توسط لتوخوف در سال ۱۹۶۸ و به صورت تئوری پیش بینی شد [۱]. پس از ساخت اولین لیزر تصادفی در آزمایشگاه در سال ۱۹۹۴ [۲]، این لیزرها به صورت گسترده مورد مطالعه قرار گرفتند. تاکنون انواع گوناگون لیزرهای تصادفی با دمش نوری بر پایه‌ی ذرات نیمه رسانا [۳]، تارهای نوری [۴] و بلورهای مایع [۵] ساخته شده و مورد بررسی قرار گرفته است. علاوه بر آن، لیزرهای تصادفی دیودی با دمش الکتریکی نیز ساخته شده‌اند [۶]. از آن‌جایی که بازخورد نوری در لیزرهای تصادفی توسط چند پراکندگی نور تأمین می‌شود، لیزرهای تصادفی به دو نوع لیزرهای تصادفی رزونانسی و غیر رزونانسی تقسیم بندی می‌شوند. زمانی که چند پراکندگی رخ داده برای نور خیلی قوی باشد، لیزر تصادفی از نوع رزونانسی است. در رژیم پراکندگی ضعیف‌تر، لیزر تصادفی از نوع غیر رزونانسی است. نور خروجی از لیزرهای تصادفی ویژگی‌های متمایزی نسبت به لیزرهای معمولی دارد که از جمله‌ی آن‌ها می‌توان عدم جهتمندی و همدوسی مکانی کم را نام برد. بر این اساس می‌توان از لیزرهای تصادفی به عنوان جایگزین‌های مناسب دیودهای نورتاب در کاربردهایی مانند تصویر برداری‌های زیستی و پزشکی، نشانه‌گذاری، روشنایی و بارکدخوان‌های نوری استفاده کرد.

ما در این مقاله، امکان گسیل نور لیزر تصادفی را که بر پایه‌ی نوار چسب و محلول رنگ رودامین 6G ساخته شده است، بررسی می‌کنیم. از نوار چسب به عنوان محیط پراکننده‌ی لیزر تصادفی برای فراهم آوردن بازخورد نوری و از محلول رنگدانه‌ی آلی نیز به عنوان محیط فعال برای تقویت نور استفاده می‌کنیم. نتایج اندازه‌گیری‌های تجربی و مشاهدات آزمایشگاهی نشان می‌دهند که تابش لیزری تصادفی از نمونه‌ی ساخته شده به دست می‌آید. کاهش قابل توجه پهنا و افزایش سریع شدت تابشی، زمانی که شرط آستانه‌ی لیزری برآورده می‌شود، نشان‌دهنده‌ی رفتار آستانه و نوسان لیزری تصادفی در ساختار است. تا جایی که اطلاع داریم ساخت لیزر تصادفی بر پایه‌ی نوار چسب در مقالات داخلی و خارجی گزارش داده نشده است. علاوه بر آن، نشان می‌دهیم که افزایش انرژی دمش باعث جابجایی قرمز طول موج گسیلی می‌شود.

روش تهیه نمونه

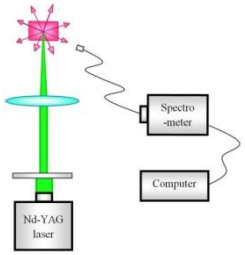
محلولی با غلظت ۱۰/۴ میلی مولار از رنگدانه‌ی رودامین 6G در اتیلن گلیکول را درون یک بشر آماده می‌کنیم. سپس بشر محتوی محلول را به مدت ۳۰ دقیقه بر روی دستگاه استیرر قرار می‌دهیم تا یک محلول همگن به دست آید. پس از آماده سازی محیط فعال، یک قطره از آن را بر روی یک نوار چسب قرار می‌دهیم و به این ترتیب یک نمونه‌ی لیزر تصادفی ساخته می‌شود.

چیدمان آزمایش

نور خروجی از لیزر پالسی Nd-YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر، پهنای زمانی ۱۰ نانو ثانیه و نرخ تکرار ۱۰ هرتز از یک روزنه عبور کرده و با استفاده از یک عدسی کروی بر روی نمونه متمرکز می‌شود. از روزنه برای تنظیم مساحت لکه‌ی پمپ بر روی نمونه استفاده می‌کنیم. نور تابش شده از نمونه توسط یک جفت کننده‌ی نور به یک تار نوری جفت شده و به یک طیف سنج هدایت می‌شود. آن‌گاه با

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

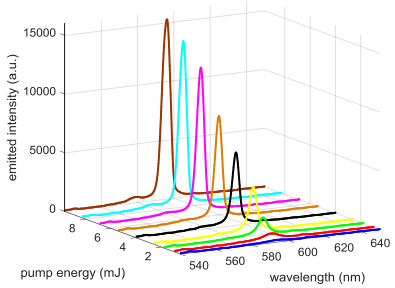
استفاده از کامپیوتری که به طیف سنج متصل است، طیف نور تابشی را ثبت می‌کنیم (شکل ۱):



شکل ۱: طرحواره‌ای از چیدمان وسایل آزمایش.

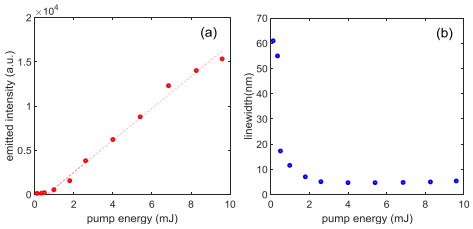
نتایج و جمع‌بندی

نمونه‌ی آماده شده را در مقابل تابش هارمونیک دوم لیزر پالسی Nd-YAG قرار می‌دهیم و طیف تابشی حاصل را به ازای انرژی‌های دمش مختلف ثبت می‌کنیم. شکل ۲ اثر افزایش انرژی دمش را بر روی طیف تابشی حاصل از نمونه نشان می‌دهد:



شکل ۲: تغییر طیف گسیل بر حسب طول موج با افزایش انرژی دمش.

به ازای انرژی دمش خیلی کم، یک منحنی بسیار پهن و با شدت کم که نشان دهنده‌ی گسیل خود به خودی محیط فعال است، در طیف تابشی ظاهر می‌شود. در این حالت، آن‌چه مشاهده می‌شود طیف فلورسانس محیط فعال است. مشاهده می‌کنیم که با افزایش انرژی دمش، شدت تابشی به تدریج زیاد و منحنی گسیل خود به خودی نیز به طرف قله‌ی مرکزی محیط فعال باریک می‌شود که نشان دهنده‌ی گسیل خود به خودی تقویت شده است. بنابراین افزایش انرژی دمش باعث افزایش قابل توجه شدت قله‌ی تابشی و کاهش پهنای آن می‌شود. به منظور درک بهتر تغییرات پهنا و شدت قله‌ی تابشی با افزایش انرژی دمش، پهنا در نصف بیشینه‌ی قله‌ی تابشی و بیشینه‌ی شدت خروجی آن را به ازای انرژی‌های دمش مختلف اندازه‌گیری می‌کنیم و منحنی‌های شدت خروجی بر حسب انرژی دمش و پهنای قله‌ی تابشی بر حسب انرژی دمش را رسم می‌کنیم. نتیجه در شکل ۳ نشان داده شده است:

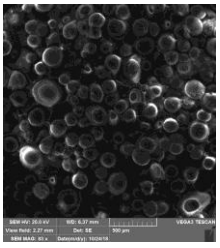


شکل ۳: (a) منحنی شدت بیشینه‌ی قله‌ی تابشی و (b) پهنای قله‌ی تابشی بر حسب انرژی هر پالس دمش.

مشاهده می‌کنیم که به ازای یک انرژی دمش مشخص، افزایش شدت تابشی و کاهش پهنای قله‌ی ظاهر شده در طیف گسیلی با شیب بسیار تندتری ادامه پیدا می‌کند. این رفتار آستانه، حکایت از رخ دادن یک تابش لیزری در سیستم دارد. انرژی دمش آستانه برای ظاهر شدن قله‌ی لیزری در طیف تابشی نیز همان انرژی دمشی است که به ازای آن، شدت تابشی افزایش ناگهانی و پهنای قله نیز کاهش ناگهانی پیدا می‌کند. همان‌طور که در شکل ۳ (a) نشان داده است، به منظور اندازه‌گیری انرژی دمش آستانه، خطی را بر داده‌های تجربی برازش می‌کنیم. محل تقاطع این خط چین با محور انرژی دمش، مقدار انرژی دمش آستانه را به دست می‌دهد. مقدار انرژی دمش آستانه از روی شکل تقریباً برابر با ۰/۷ میلی ژول بر پالس به دست می‌آید. در انرژی دمش آستانه، بهره‌ی دریافتی توسط نور بر افت‌های سیستم غلبه می‌کند و آن‌گاه نوسان لیزری تصادفی آغاز می‌شود. آغاز نوسان لیزری همراه با ظاهر شدن یک قله‌ی بسیار باریک بر روی طیف پهن منحنی گسیل خود به خودی است. شدت این قله‌ی بسیار باریک نیز با افزایش بیش‌تر انرژی دمش، خیلی سریع افزایش می‌یابد. نتایج حاصل نشان می‌دهند که نوسان لیزری

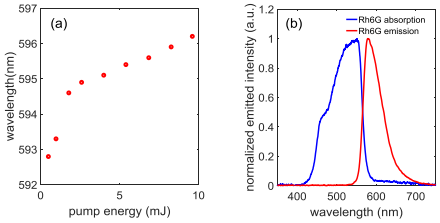
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تصادفی در نمونه‌ی چسب اتفاق افتاده است. برای یافتن علت آن، تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی چسب در شکل ۴ نشان داده شده است. مشاهده می‌کنیم که سطح چسب دارای برآمدگی‌هایی در موقعیت‌های تصادفی است. بنابراین نور در محل برآمدگی‌ها پراکنده می‌شود. چند پراکندگی نور در محل برآمدگی‌ها نیز باعث افزایش زمان ماندگاری نور درون محیط فعال و تقویت بیش‌تر آن می‌شود. به این ترتیب، بازخورد نوری لازم برای نوسان لیزری تأمین شده و تابش لیزری به دست می‌آید.



شکل ۴: تصویر SEM از سطح چسب. خط مقیاس ۵۰۰ میکرون است.

شکل ۵ (a) جابجایی قرمز طول موج تابشی را با افزایش انرژی دمش نشان می‌دهد:



شکل ۴۵: (a) منحنی طول موج قله‌ی تابشی بر حسب انرژی دمش، (b) طیف‌های بهنجار جذب و گسیل مربوط به محلول رنگ.

طیف‌های بهنجار جذب و گسیل مربوط به محلول رنگ رودامین ۶G نیز در شکل ۵ (b) نشان داده شده است. ناحیه‌ی همپوشانی آن‌ها نشان دهنده‌ی این است که جذب مجدد طول موج گسیلی درون محیط اتفاق می‌افتد. مشاهده می‌کنیم که سطح مقطع جذب برای طول موج‌های کوتاه‌تر بزرگ‌تر است. بنابراین نور گسیلی با طول موج کوتاه‌تر بیش‌تر جذب می‌شود. در مقابل، سطح مقطع جذب برای نور گسیلی با طول موج بلندتر کوچک‌تر و بنابراین تقویت برای آن بیش‌تر است. بنابراین به ازای یک انرژی دمش مشخص، نور گسیلی با طول موج بلندتر درون محیط بیش‌تر تقویت می‌شود تا این‌که شرط نوسان لیزری برای آن برآورده شده و تابش لیزر تصادفی در آن طول موج اتفاق بیفتد. از طرف دیگر، با افزایش انرژی دمش بهره‌ی بیش‌تری برای نور فراهم می‌شود. بنابراین افزایش انرژی دمش باعث جابجایی قرمز طول موج تابشی می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک لیزر تصادفی با استفاده از نوار چسب به عنوان محیط پراکننده ساخته شد. از محلول رنگ رودامین ۶G به عنوان محیط فعال استفاده کردیم. نتایج تجربی نشان می‌داد که به ازای انرژی‌های دمش بالاتر از آستانه، یک قله‌ی باریک در طیف گسیلی ظاهر می‌شود. رفتار آستانه برای این قله‌ی تابشی مشاهده شد که نشان دهنده‌ی رخ دادن نوسان لیزری تصادفی در نمونه است. همچنین نتایج بررسی‌های ما نشان می‌داد که طول موج نور تابشی با افزایش انرژی دمش به سمت طول موج‌های بلندتر جابجا می‌شود.

مرجع‌ها

[1] V. S. Letokhov, “Generation of light by a scattering medium with negative resonance absorption”, Sov. Phys. JETP., Vol. 26, pp. 835-840, 1968.
[2] N. M. Lawandy, R. M. Balachandran, A. S. L. Gomes, E. Sauvain, “Laser action in strongly scattering media”, Nature, Vol. 368, pp. 436-438, 1994.
[3] S. J. Marinho, L. M. Jesus, L. B. Barbosa, D. R. Ardila, M. A. R. C. Alencar, J. J. R. Jr, “Bi-chromatic random laser from alumina porous ceramic infiltrated with rhodamine B”, Lser Phys. Lett., Vol. 12, pp. 055801(1-4), 2015.
[4] D. Xueyuan, H. Zhang, X. Wang, P. Zhou, Z. Liu, “Short cavity-length random fiber laser with record power and ultrahigh efficiency, Opt. lett. Vol. 41, pp. 571-574, 2016.
[5] C. W. Chen, H. C. Jau, C. T. Wang, C. H. Lee, I. C. Khoo, T. H. Lin, “Random lasing in blue phase liquid crystals”, Opt. Exp. Vol. 20, pp. 23978-23984, 2012.
[6] F. Gao, M. M. Morshed, S. B. Bashar, Y. Zheng, Y. Shi, J. Liu, “Electrically pumped random lasing based on an Au-ZnO nanowire Schottky junction”, Nanoscale, Vol. 7, pp. 9505-9509, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ساخت لیزر تصادفی بر پایه‌ی ذرات کربن نیترید به عنوان مراکز پراکننده

عباس قاسم پور اردکانی[۱]، پیمانه رفیعی پور[۱]، سیده فاطمه نامی عنا[۲] و جواد تشخوریان[۲]

[۱]ایران، شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده‌ی علوم، بخش فیزیک aghasempour@shirazu.ac.ir، [۲]ایران، شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده‌ی علوم، بخش شیمی tashkhourian@susc.ac.ir

چکیده - در این مقاله، یک لیزر تصادفی بر پایه‌ی ذرات کربن نیترید به عنوان مراکز پراکننده ساخته می‌شود. به صورت تجربی امکان گسیل نور لیزر تصادفی را از نمونه‌ی ساخته شده بررسی می‌کنیم. تا جایی که اطلاع داریم، ساخت لیزر تصادفی بر پایه‌ی ذرات کربن نیترید تاکنون گزارش داده نشده است. از محلول رنگدانه‌ی آلی رودامین ۶G به عنوان محیط فعال استفاده می‌کنیم. بهره‌ی نوری توسط محلول رنگ رودامین ۶G و از طریق فرایند گسیل القایی تأمین می‌شود. بازخورد نوری لازم برای گسیل نور لیزر تصادفی نیز از طریق چند پراکندگی نور توسط ذرات کربن نیترید فراهم می‌شود. نتایج بررسی‌های تجربی، گسیل نور لیزر تصادفی را از نمونه‌ی ساخته شده نشان می‌دهند. مقدار انرژی دمش آستانه را برای لیزر تصادفی ساخته شده اندازه گرفته و نشان می‌دهیم که حضور ذرات کربن نیترید برای فراهم آوردن بازخورد نوری و گسیل نور لیزر تصادفی لازم است.

کلید واژه- لیزر تصادفی، چند پراکندگی نور، کربن نیترید.

Fabrication of a random laser based on carbon nitride particles as the scattering centers

Abbas Ghasempour Ardakani[1], Peymaneh Rafieipour[1], Sayedeh Fatemeh Nami-Ana[2] and Javad Tashkhourian[2]

[1]Department of Physics, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran, aghasempour@shirazu.ac.ir, [2]Department of Chemistry, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran, tashkhourian@susc.ac.ir

Abstract- In this paper, a random laser is fabricated based on carbon nitride particles as the scattering centers. We investigate experimentally the random lasing emission from the fabricated sample. Up to our knowledge, fabrication of random lasers based on carbon nitride particles has not yet been reported. We use rhodamine 6G solution as the gain medium. Optical gain is provided by rhodamine 6G solution via stimulated emission process. Essential optical feedback for random lasing emission is also provided by multiple light scattering from carbon nitride particles. Experimental results demonstrate the random lasing emission from the fabricated sample. We measure the threshold pump energy of the fabricated random laser and show that the presence of carbon nitride particles is essential for providing optical feedback and random lasing emission.

Keywords: random laser, multiple light scattering, carbon nitride

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

لیزرهای تصادفی، چشمه‌های نوری جدید و با ویژگی‌های منحصر به فردی هستند که به عنوان جایگزین مناسب دیودهای نورتاب توجه بسیاری از دانشمندان حوزه‌ی اپتیک و لیزر را به خود جلب کرده‌اند. هرچند کاربردهای پیش‌بینی شده برای آن‌ها معطوف به شاخه‌ی اپتیک و لیزر نمی‌شود. سادگی ساخت، ارزان بودن، ابعاد کوچک، گسیل نور لیزری در تمام زاویه‌ی فضایی 4π استرادیان، تابش در بازه‌ی وسیع فرکانسی و همچنین کوک‌پذیری ساده‌ی نور تابشی از جمله ویژگی‌های برجسته‌ی لیزرهای تصادفی به شمار می‌آید. از این لیزرها می‌توان در شناسایی نظامی، ردیابی، کدگذاری اشیاء، کاربردهای حسگری و همچنین تصویر برداری‌های زیستی و پزشکی استفاده کرد. در لیزرهای تصادفی مانند لیزرهای معمولی از یک محیط فعال برای تقویت نور استفاده می‌شود. اما بر خلاف لیزرهای معمولی، فراهم آوردن بازخورد نوری بدون استفاده از آینه و کاواک فابری پرو انجام می‌شود. این مسأله باعث می‌شود که ساخت این لیزرها بسیار ساده و کم هزینه باشد. در لیزرهای تصادفی وجود یک محیط بی‌نظم با درجه‌ی بالایی از بی‌نظمی می‌تواند بازخورد نوری را تأمین کرده و در نهایت نور لیزر در سیستم لیزری تولید شود. چند پراکندگی نور در یک محیط بی‌نظم، طول پویش نور درون محیط را افزایش می‌دهد. بنابراین نور زمان بیش‌تری درون محیط باقی می‌ماند و بیش‌تر تقویت می‌شود. اولین بار لتوخوف در سال ۱۹۶۸ تقویت نور در محیط بی‌نظم را بر اساس پراکندگی پیش‌بینی کرد [۱]. اولین لیزر تصادفی در آزمایشگاه در سال ۱۹۹۴ ساخته شد [۲]. امروزه دامنه‌ی موادی که به عنوان محیط فعال و محیط پراکننده در لیزرهای تصادفی به کار می‌روند، از ذرات نیمه رسانا [۳] تا تارهای نوری [۴]، کریستال‌های مایع [۵] و نقاط کوانتومی [۶] گسترده شده است.

کربن یکی از فراوان‌ترین عناصر موجود در طبیعت است که گونه‌های مختلف آن مانند نانو لوله‌های کربنی، فولرن، گرافن و انواع نقاط کربنی بسیار مورد توجه محققان و دانشمندان از تمام شاخه‌های علمی قرار گرفته است [۷]. در این مقاله، از ذرات کربن نیترید به عنوان مراکز پراکننده در لیزرهای تصادفی استفاده می‌کنیم. تا جایی که اطلاع داریم تاکنون از ذرات کربن نیترید به عنوان مراکز پراکننده در لیزرهای تصادفی استفاده نشده است. محلول رنگ رودامین 6G نیز به عنوان محیط فعال به کار می‌رود. نشان می‌دهیم که وقتی انرژی دمش از یک حدی بیش‌تر می‌شود، نور لیزر تصادفی از نمونه‌ی ساخته شده تابش می‌شود و با افزایش انرژی دمش، شدت نور تابشی هم افزایش می‌یابد. همچنین مقدار انرژی دمش آستانه را اندازه‌گیری می‌کنیم و نشان می‌دهیم که وجود ذرات پراکننده‌ی کربن نیترید برای گسیل نور لیزر تصادفی لازم است.

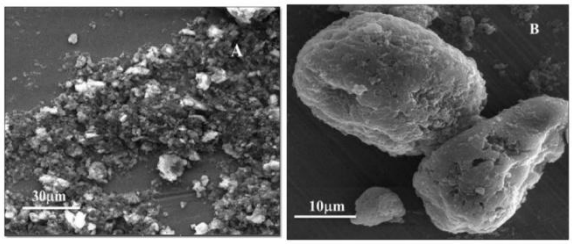
روش تهیه‌ی نمونه

ابتدا ۱۰/۰ میلی‌گرم از پودر ذرات کربن نیترید را درون یک بشر به محلول ۸/۳۵ میلی مولار رنگدانه‌ی رودامین 6G اضافه می‌کنیم. آن را به مدت ۱ ساعت بر روی دستگاه همزن مغناطیسی قرار می‌دهیم. سپس به مدت ۷۵ دقیقه نیز اولتراسونیک می‌کنیم. پس از آماده سازی محلول، مقداری از آن را درون یک سلول قرار می‌دهیم. به این ترتیب، یک نمونه‌ی لیزر تصادفی ساخته می‌شود. یک نمونه‌ی دیگر که فقط حاوی محلول ۸/۳۵ میلی مولار رنگ رودامین 6G باشد نیز به طریق مشابه تهیه می‌شود.

کربن نیترید با حرارت دادن یک ترکیب نیتروژن دار از جنس اوره تهیه می‌شود. به این صورت که ترکیب را درون کوره قرار می‌دهیم تا به مدت ۲ ساعت در دمای $550^{\circ}C$ حرارت ببینند. سپس به مدت دو ساعت دیگر نیز در این دما نگه داشته می‌شود. پس از خنک شدن کوره، پودر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

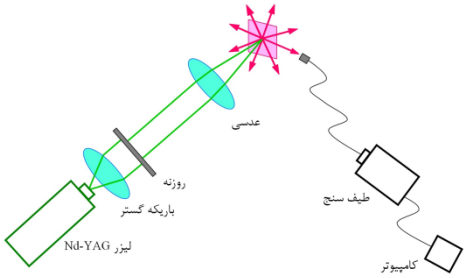
حاصل را جمع آوری می‌کنیم. تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از ذرات کربن نیترید با دو مقیاس بزرگ نمایی مختلف در شکل ۱ نشان داده شده است. اندازه‌ی یک ذره‌ی نوعی در تصویر ۱ (ب)، تقریباً ۳۰ میکرون است.



شکل ۱: تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از ذرات کربن نیترید.

چیدمان آزمایش

در شکل ۲ چیدمان آزمایش به صورت طرحوار نشان داده شده است.

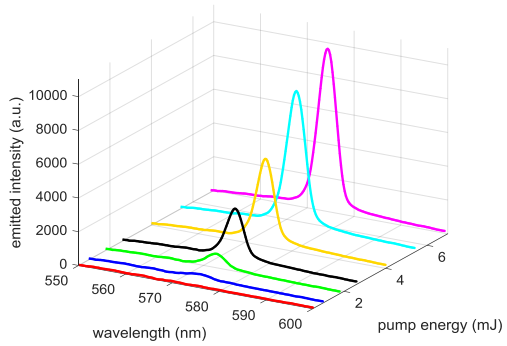


شکل ۲: طرحواره‌ای از چیدمان آزمایش.

هارمونیک دوم لیزر پالسی Nd-YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر، پهنای زمانی ۱۰ نانو ثانیه و نرخ تکرار ۱۰ هرتز توسط باریکه گستر موازی می‌شود. سپس از یک روزنه عبور کرده و با استفاده از یک عدسی بر روی نمونه‌ی آزمایش متمرکز می‌شود. از روزنه برای تنظیم مساحت ناحیه‌ی دمش بر روی نمونه استفاده می‌کنیم. پس از دمش نمونه، نور تابش شده با استفاده از جفت کننده‌ی نور به یک تار نوری جفت شده و به یک طیف سنج هدایت می‌شود. سپس طیف نور تابشی را با استفاده از کامپیوتری که به طیف سنج متصل است رسم می‌کنیم.

نتایج و جمع بندی

ما ابتدا نمونه‌ی محتوی ۱۰/۰ میلی گرم ذرات کربن نیترید را به ازای انرژی‌های دمش ۰/۵، ۰/۹۸، ۱/۸، ۲/۶، ۴، ۵/۴ و ۶/۸۵ میلی ژول بر پالس تحت دمش قرار داده و طیف‌های تابشی به دست آمده را ثبت می‌کنیم. شکل ۳ طیف‌های تابشی حاصل را در انرژی‌های دمش مختلف نشان می‌دهد:

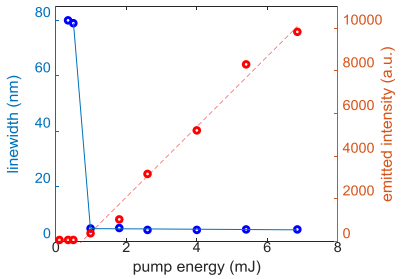


شکل ۳: طیف تابشی بر حسب طول موج متناظر با انرژی‌های دمش مختلف.

مشاهده می‌کنیم که در انرژی‌های دمش کم، منحنی پهن گسیل خود به خودی مربوط به محیط فعال در طیف تابشی ظاهر می‌شود. با افزایش انرژی دمش، این منحنی به طرف بیشینه‌ی بهره‌ی محیط فعال باریک شده و افزایشی نیز در شدت تابشی آن مشاهده می‌شود. در انرژی‌های دمش بالا یک قله‌ی بسیار باریک با شدت قابل توجه در طیف گسیلی دیده می‌شود. پهنای قله‌ی تابشی در انرژی دمش ۶/۸۵ میلی ژول بر پالس برابر با ۴/۴ نانومتر است. در حالی که مقدار پهنا در انرژی دمش ۰/۵ میلی‌ژول بر پالس تقریباً برابر با ۷۹ نانومتر می‌باشد. بنابراین افزایش انرژی دمش باعث کاهش پهنای طیف گسیلی و افزایش شدت آن می‌شود. در شکل ۴ روند تغییرات بیشینه‌ی شدت قله‌ی تابشی و پهنا در نصف بیشینه‌ی آن را بر حسب انرژی دمش مشاهده می‌کنیم. نکته‌ی جالب توجه در این شکل این است که به ترتیب، روند افزایشی و کاهشی شدت و پهنای قله‌ی تابشی از یک

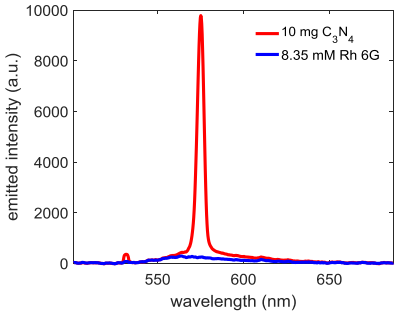
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

انرژی دمش مشخص به بعد با شیب بسیار تندتری اتفاق می‌افتد. این رفتار آستانه، نشان دهنده‌ی رخ دادن نوسان لیزری در نمونه است:



شکل ۴: منحنی شدت بیشینه و پهنای قله‌ی تابشی بر حسب انرژی هر پالس دمش.

بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که تابش لیزری تصادفی در نمونه‌ی ساخته شده به ازای یک انرژی دمش آستانه آغاز می‌شود. در انرژی دمش آستانه، پهنا کاهش ناگهانی و شدت تابشی نیز افزایش ناگهانی پیدا می‌کند. مقدار انرژی دمش آستانه را از روی شکل ۴ تقریباً برابر با ۰/۹ میلی ژول بر پالس به دست می‌آوریم. شکل ۵ طیف‌های تابشی بر حسب طول موج متناظر با نمونه‌ی محتوی فقط ماده‌ی فعال و نمونه‌ی شامل ذرات کربن نیترید را به ازای انرژی دمش ۶/۸۵ میلی ژول بر پالس نشان می‌دهد:



شکل ۵: مقایسه‌ی طیف گسیل بر حسب طول موج متناظر با نمونه‌ی محتوی فقط ماده‌ی فعال و نمونه‌ی شامل ذرات کربن نیترید.

قله‌ی نشان داده شده در طول موج ۵۳۲ نانومتر مربوط به نور پمپ است. مشاهده می‌کنیم که وجود ذرات کربن نیترید برای گسیل نور لیزر تصادفی لازم است. علت آن این است که نور درون محیط فعال در برخورد با ذرات کربن نیترید پراکنده می‌شود. چند پراکندگی رخ داده برای نور نیز بازخورد نوری لازم را برای گسیل نور لیزر تصادفی فراهم می‌کند. زمانی که بهره‌ی دریافتی توسط نور بر افت‌های سیستم غلبه کند، آن‌گاه نوسان لیزر تصادفی در طول موج ۵۷۵ نانومتر آغاز می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله امکان گسیل نور لیزر تصادفی از یک نمونه‌ی آزمایشگاهی ساخته شده بر پایه‌ی ذرات کربن نیترید بررسی شد. از محلول رنگ رودامین ۶G به عنوان محیط فعال لیزر استفاده کردیم. نتایج بررسی‌ها نشان می‌داد که به ازای انرژی‌های دمش بزرگ‌تر از آستانه، تابش لیزری تصادفی از نمونه گسیل می‌شود. مقدار انرژی دمش آستانه را اندازه‌گیری کردیم و نشان دادیم که وجود ذرات پراکننده‌ی کربن نیترید برای تولید نور لیزر تصادفی لازم است.

مرجع‌ها

[1] V. S. Letokhov, “Generation of light by a scattering medium with negative resonance absorption”, Sov. Phys. JETP., Vol. 26, pp. 835-840, 1968.

[2] N. M. Lawandy, R. M. Balachandran, A. S. L. Gomes, E. Sauvain, “Laser action in strongly scattering media”, Nature, Vol. 368, pp. 436-438, 1994.

[3] S. J. Marinho, L. M. Jesus, L. B. Barbosa, D. R. Ardila, M. A. R. C. Alencar, J. J. R. Jr, “Bi-chromatic random laser from alumina porous ceramic infiltrated with rhodamine B”, Lser Phys. Lett., Vol. 12, pp. 055801(1-4), 2015.

[4] D. Xueyuan, H. Zhang, X. Wang, P. Zhou, Z. Liu, “Short cavity-length random fiber laser with record power and ultrahigh efficiency, Opt. lett., Vol. 41, pp. 571-574, 2016.

[5] C. W. Chen, H. C. Jau, C. T. Wang, C. H. Lee, I. C. Khoo, T. H. Lin, “Random lasing in blue phase liquid crystals”, Opt. Exp., Vol. 20, pp. 23978-23984, 2012.

[6] C. Yujie, J. Herrnsdorf, B. Guilhabert, Y. Zhang, I. M. Watson, E. Gu, N. Laurand, M. D. Dawson, “Colloidal quantum dot random laser”, Opt. Exp., Vol. 19, pp. 2996-3003, 2011.

[7] P. Miao, K. Han, Y. Tang, B. Wang, T. Lin, W. Cheng, “Recent advances in carbon nanodots: synthesis, properties and biomedical applications”, Nanoscale, Vol. 7, pp. 1586-1595, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

ساخت بایو حسگر پلاسمونی دو بعدی با هدف تحریک لیزری سلول عصبی موش

سعیدی فرد، ساجده[۱]؛ سهرابی، فوزیه[۱] ؛ قاضی مرادی، محمدحسین[۲]؛ حمیدی، سیده مهری*[۱]؛ فریور، شیرین[۲]؛ انصاری، محمدعلی[۳]

[۱] آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران
۲ دانشکده علوم و فناوریهای زیستی، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران
۳ آزمایشگاه تصویربرداری نوری، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران.

چکیده - پیشرفت در تکنولوژی دیود لیزری امکان تحریک عصبی مادون قرمز را فراهم آورده است. در این مقاله به بررسی تاثیر تحریک لیزری سلول Herpg Hodode (سلول عصبی انتهای کلون روده) در ناحیه ی ایمن فروسرخ نزدیک (۱۴۵۰ نانومتر) پرداخته ایم که بر روی بستره ی نانوتوری پلاسمونیکی دوبعدی کشت شده است. بدین منظور یک ساختار پلاسمونیکی که شامل طلا بر روی نانوتوری دو بعدی است، به روش لایه نشانی گرمایی تهیه شده و پس از کشت سلول عصبی موردنظر، تاثیر تحریک پالس لیزری با استفاده از روش بیضی سنجی در بازه ی زمانی ثابت ۵ میلی ثانیه و بازه ی فرکانسی ۳، ۵ و ۷ هرتز بر سلول عصبی بررسی شده است. نتایج حاصل، نشان دهنده ی حساسیت فرکانسی ساختار در چند طول موج کاربردی است که میتوان جهت تیمارفوتوگرمایی استفاده کرد.

کلید واژه- تحریک لیزری سلول،کشت سلولی، نانوتوری پلاسمونیکی دو بعدی، فروسرخ نزدیک.

Fabrication of two-dimensional plasmonic bio-sensor as detector of Laser stimulation of mouse neural cell

Saeidifard, Sajede[1]; Sohrabi, Foozieh[1]; Ghazimoradi, Mohammad Hossein[2]; Hamidi, Seyedeh Mehri*[,1]; Farivar, Shirin[2]; Ansari, Mohammad Ali[3]

[1]Magneto-plasmonic lab, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.
[2] Life science and biotechnology faculty, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.
[3]Optical Bio-imaging Lab, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.
m_hamidi@sbu.ac.ir

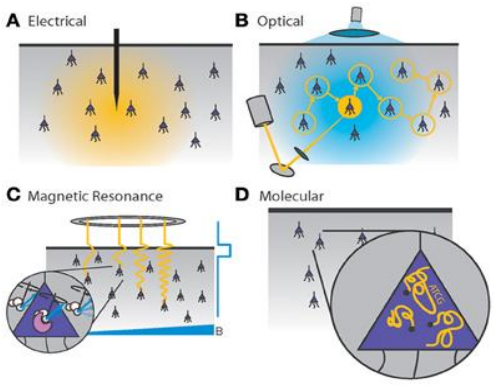
Abstract- Advances in laser diode technology have allowed infrared nerve stimulation. In this paper, we investigated the effect of laser stimulation on Herpg Hodode cell (end of the intestine neural cell) in a near-infrared immune region (1450 nm) which has been cultured on a 2-D plasmonic nano grating template. For this purpose, a plasmonic structure consisting of gold onto a two-dimensional nano grating was prepared by thermal deposition method and after the culture of the desired neuron, the spectroscopy of the samples has been done under different polarizations, given angle, constant duration time of 5 ms and frequency ranges 3, 5 and 7 Hz. At the end, the effect of the pulsed laser has been investigated on the neural cell in various frequency conditions and reflection diagram in term of wavelength has been plotted.

Keywords: Cell culture, Laser cell stimulation, Near infrared, Two-dimensional plasmonic nano-grating

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱ -مقدمه

درواقع در میان انواع مختلف منابع خارجی که برای تنظیم پتانسیل غشاء عصبی استفاده می شود، همیشه تحریک الکتریکی به دلیل قابلیت کنترل خوب و قابل اعتماد بودن بعنوان استاندارد طلایی درنظر گرفته می شده است. با این حال، تحریک الکتریکی دارای محدودیت هایی نظیر دقت فضایی محدود به دلیل گسترش میدان الکتریکی ذاتی و تهاجم اجتناب ناپذیر برای تحویل بار، دارا نبودن ثبات مکانیکی، آسیب ناشی از کاشت و پاسخ التهابی پس از آن است [۲و۱]. بعلاوه، به طور مشابه دانشمندان علوم اعصاب از توانایی روشن یا خاموش کردن هر نورون بصورت مجزا باید استفاده کنند. لذا استراتژی های جایگزین مانند روش های مغناطیسی، مکانیکی و نوری [۳ و۴] پیشنهاد شده است تا فعالیت های عصبی را در سیستم عصبی مرکزی و ثانویه (محیطی) مدوله کند. استفاده از نور در توانایی کنترل رفتار نورون ها و خاموش و روشن کردن آنها بسیار مورد علاقه قرار گرفته است چرا که تا حدودی نسبت به بقیه ی روش ها از تهاجم کمتری برخوردار است[۵]. تکنیک های تنظیم نورون ها با استفاده از نور، به دلیل رزولوشن فضایی و زمانی مزایای زیادی در بررسی مدار نورونی دارد.



شکل ۱: انواع روش های مختلف تحریک.(A) الکتریکی(B)نوری(C)تشدید مغناطیسی و (D)مولکولی.

در طول دهه ی گذشته، تکنیک های جدیدی توسعه یافته است که در آنها از نور برای تحریک نورون استفاده می شود. تکنیک های اخیر قادر به افزایش حساسیت نورون ها و تولید اسپایک های پتانسیل عمل در معرض قرار گرفتن لیزر با مقیاس زمانی ثانیه بوده است. این تکنیک ها شامل بهبود ژنتیکی نورون های مورد نظر برای معرفی گیرنده های نورونی حساس به نور و یا معرفی مولکول های متغیر با نور بوده است که به کانال های یونی خاصی متصل می شوند و زمانیکه در معرض نور قرار می گیرند، رفتار آنها تغییر می کند. در مقابل، پیشرفت در تکنولوژی دیود لیزری برای تحریک عصبی مادون قرمز اجازه ی استفاده از طول موج هایی را می دهد که به طور مستقیم توسط آب جذب می شوند[۵].

تشدید پلاسمونی سطحی (SPR) تکنیک حسگری نوری با حساسیت بالا می باشد که برای آشکارسازی تغییرات کوچک ضریب شکست فصل مشترک فلز-دی الکتریک مورد استفاده قرار می گیرد. SPR به صورت گسترده‌ای برای نمایش در آن واحد برهم کنش های زیستی-مولکولی و آشکارسازی آنالیت های زیستی و شیمیایی در محیط مایع یا گاز مورد استفاده قرار می گیرد. این تکنیک به برهم کنش بین نور و الکترون های آزاد لایه فلز نجیب نیمه شفاف (یا تراشه) مبتنی است [۶].

در این مقاله، به بررسی تحریک لیزری سلول Herpg Hodode (سلول انتهای روده) که بر روی یک بستره نانوتوری دوبعدی کشت داده شده است پرداخته ایم که در واقع با باز و بسته شدن کانال های یونی موجود در سلول بر اثر تابش لیزر در فرکانس های مختلف و بازه زمانی ثابت، ضریب شکست محیط سلولی تغییر کرده و با تحلیل نتایج حاصل به تاثیر فرکانس در ساختار موردنظر پی برد.

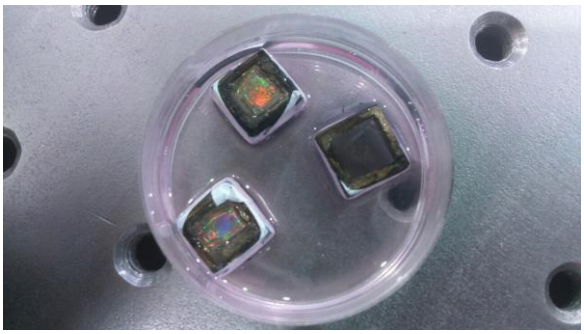
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۲-شرح آزمایش

۲-۱ آماده سازی نمونه ها

برای آماده سازی نمونه ها در ابتدا نانوتوری های دوبعدی از جنس PDMS را به روش لیتوگرافی چاپ نرم تهیه کرده و سپس از روش لایه نشانی گرمایی استفاده کردیم (شکل ۲).

بدین منظور، با استفاده از روش لایه نشانی گرمایی به ضخامت ۳۳ نانومتر طلا بر روی سطح طرح دار PDMS لایه نشانی شده است. در مرحله ی بعدی، روی ساختار نانوتوری های دو بعدی پلاسمونی کشت سلول Herpg Hodode انجام گرفته است که از ناحیه ی کلون روده ی موش جداسازی شده است. سلول‌های Hep G2 در RPMI 1640 شامل ده درصد FBS و دو درصد pen-strep کشت شده‌اند. سلول‌ها با استفاده از ۰,۲۵ درصد تریپیسین و سانتریفیوژ کردن، تریپسی می شوند و پس از رسیدن به کانفلوئنسی ۸۰-۷۰ درصد پاساژ داده می شوند. پس از آسپیراسیون سلولی، سلول‌ها را مجددا در محیط جدید غوطه ورمی‌کنیم و در ظروف جدیدی قرار می‌دهیم. برای پوشش نمونه ها، هر نمونه توسط UV ضدعفونی می شوند و به پلیتی با شش چاهک منتقل می‌شوند.

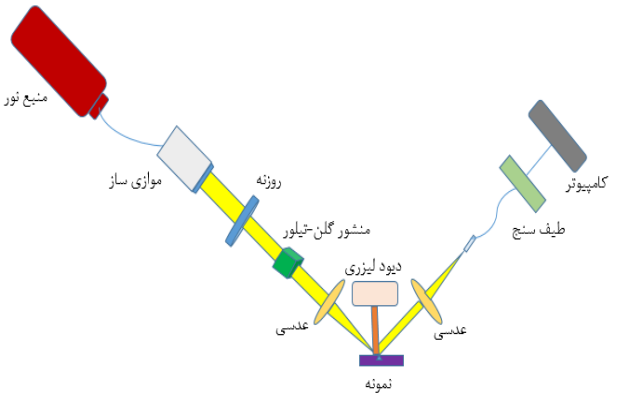


شکل ۲: کشت سلول بر روی بستره پلاسمونی دو بعدی

برای هر چاهک، سوسپانسیونی متشکل از سلول‌ها اضافه می‌شوند به گونه ای که نمونه ها با سلول‌ها پوشیده شوند. هر چاهک حداقل شامل صدهزار سلول می باشد. یک روز بعد نمونه ها قابل اندازه گیری می‌باشند.

۲-۲ روش طیف سنجی:

بیضی سنجی یک تکینک اندازه گیری نوری مبتنی بر قطبش نور فرودی است. نتیجه ی اندازه گیری های بیضی سنجی دو پارامتر Ψ (سای) و Δ (دلتا) می باشد که زوایای اندازه گیری نامیده می شوند. این دو پارامتر اطلاعاتی راجع به عملکرد اپتیکی و ریخت شناسی ماده ی مورد بررسی شامل لایه های بالایی به ما می دهند. بیضی سنجی یک روش غیر مستقیم است که در آن مدل سازی ریاضیاتی اعمال می شود تا بتوان اطلاعاتی را مربوط به ساختار نمونه ی مورد بررسی به دست آورد. طیف سنجی از نمونه ها به ازای زاویه ی برخوردی ۴۰ درجه، تحت بازه ی زمانی ثابت ۵ میلی ثانیه و فرکانس های ۰، ۳، ۵ و ۷ هرتز، یک بار از نمونه‌ی بدون سلول و یک بار با سلول در محیط کشت DMEM به ازای قطبش های نور فرودی S و P با چیدمان شکل ۳ به عمل آمده است. پس از طیف سنجی، نمودار شدت بازتابی به ازای نمونه دارای سلول و بدون سلول رسم شده است.



شکل ۳: چیدمان طیف سنجی بازتابی.

۳-بحث

نمودار سای موثر نمونه های طلا روی توری دو بعدی به ازای زاویه ی فرودی ۴۰ درجه و برای فرکانس های ۳، ۵ و ۷ در شکل ۴ رسم شده است. این مولفه برابر با تقسیم اختلاف مولفه سای در حالت هایی که سلول بر روی نمونه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

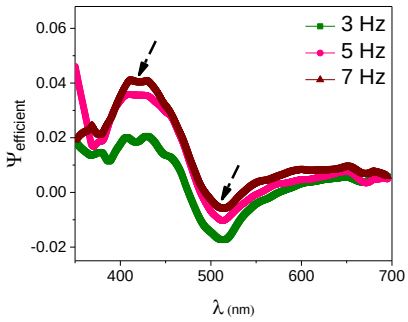
کشت نشده است و حالتی که سلول کشت شده است بر مجموع این دو حالت است. به عبارتی دیگر:

$$(\Psi_{efficient})_{frequency} = (\frac{\Psi_{withcell} - \Psi_{withoutcell}}{\Psi_{withcell} - \Psi_{withoutcell}})_{frequency}$$

پس از به‌دست آوردن مقدار مولفه‌ی سای موثر برای فرکانس های متفاوت ۳، ۵ و ۷ (شکل ۴)، مشاهده می‌شود قله ای در فرکانس ۴۲۵ نانومتر و دره‌ای در فرکانس ۵۱۰ نانومتر ظاهر می‌شود. با تفریق مقادیر سای موثر در قله و دره برای هر فرکانس، مقادیر ۰،۰۳۵۷، ۰،۰۴۵۹ و ۰،۰۴۶۱ به ترتیب برای فرکانس‌های ۳، ۵ و ۷ هرتز به دست می‌آید. به عبارتی دقیق‌تر، با افزایش فرکانس شاهد افزایش اختلاف قله-دره در نمودار سای موثر هستیم. فرکانس بالاتر می‌تواند نمایانگر میزان فعالیت عصبی بیشتر سلول کشت شده باشد و این افزایش فعالیت به خوبی در افزایش میزان اختلاف قله-دره با افزایش فرکانس مشهود است.

۴- نتیجه گیری

با کشت سلول برروی بستره ی پلاسمونیکی و استفاده از روش اندازه گیری بیضی سنجی، توانستیم حساسیت سلول های کشت شده بر روی ساختار به فرکانس لیزر مورد استفاده را با دیدگاهی نوین ارائه دهیم. برای تحریک سلول می توان اطلاعاتی کیفی و کمی در مورد نوع سلول و تحریک لیزری آن بدست آورد که کاربری هایی از جمله تیمار فوتوگرمایی دارد. در ضمن، بایوحسگر پلاسمونیکی ساخته شده برخلاف بایوحسگرهای دیگر احتیاجی به گیرنده‌های زیستی که یکی از مشکلات زیست شناسان است، ندارد و از طریق مدولاسیون زاویه و تغییرات شدت میتوان پی به اندازه‌ی کیفی فعالیت نورونی سلول برد.



شکل ۴: نمودار Ψ موثر

مرجع‌ها

[1]. Grill, W. M., Norman, S. E., & Bellamkonda, R. V. (2009). Implanted neural interfaces: biochallenges and engineered solutions. Annual review of biomedical engineering, 11, 1-24.

[2]. Wells, J. D., Kao, C., Jansen, E. D., Konrad, P. E., & Mahadevan-Jansen, A. (2005). Application of infrared light for in vivo neural stimulation. Journal of biomedical optics, 10(6), 064003.

[3]. Bonmassar, G., Lee, S. W., Freeman, D. K., Polasek, M., Fried, S. I., & Gale, J. T. (2012). Microscopic magnetic stimulation of neural tissue. Nature communications, 3, 921.

[4]. Tufail, Y., Matyushov, A., Baldwin, N., Tauchmann, M. L., Georges, J., Yoshihiro, A. & Tyler, W. J. (2010). Transcranial pulsed ultrasound stimulates intact brain circuits. Neuron, 66(5), 681-694.

[5]. Han, X., & Boyden, E. S. (2007). Multiple-color optical activation, silencing, and desynchronization of neural activity, with single-spike temporal resolution. PloS one, 2(3), e299.

[6]. X. Han and E. S. Boyden, “Multiple-color optical activation, silencing, and desynchronization of neural activity, with single-spike temporal resolution,” PLOS One 2(3), e299 (2007).

[7]. Long, Y. T., & Jing, C. (2014). Localized surface plasmon resonance based nanobiosensors (pp. 1-119). Springer Berlin Heidelberg

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طرحی ارزان و بدیع برای ایجاد بازتاب القایی الکترومغناطیسی بوسیله فراماده

مهدی عسکری[۱]

بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه سلمان فارسی کازرون، کازرون

چکیده – در این مقاله ما ساختار فراماده جدیدی برای ایجاد بازتاب القایی الکترومغناطیسی در محدوده فرکانسی مایکروویو معرفی کرده ایم که در آن بجای ایجاد حفره در تیغه ای فلزی، که تاکنون در تمام ساختارهای معرفی شده به این هدف استفاده مـی شـده است، از دو نوار مسی کوتاه با طول های متفاوت و دو نوار مسی بلند استفاده شده است. ساختار دارای ضریب شکست گروه بـالایی بوده که آن را کاندید مناسبی برای کاربردهای نور آهسته می سازد. استفاده محدود از فلز بخصـوص در محـدوده هـای فرکانسـی تراهرتز که فلزاتی مانند طلا و نقره بکار برده می شوند می تواند دریچه ای به سمت طراحی فراماد با قیمت کمتر شود.

کلید واژه- بازتاب القایی الکترومغناطیسی، تشدید الکترومغناطیسی، فراماد، مایکروویو.

A low cost and novel design for generating electromagnetically induced reflectance using metamaterials

Mehdi Askari

Physics Department, Faculty of Sciences, Salman Farsi University of Kazerun, Kazerun.

Abstract- In this paper we have designed a new metamaterial structure representing electromagnetically induced reflectance in which instead of using holes in metallic slabs, which has been the case in all introduced structures so far, two short wires with different lengths and two long wires have been used. The structure is found to have a large group index which makes it a good candidate for slow light applications. The limited use of metals, especially at terahertz frequencies in which gold and silver are usually used, can open up a new door to fabricating low cost metamaterials.

Keywords: Electromagnetically induced reflectance, electromagnetic resonance, metamaterials, microwave.

[۱] mehdiaskari@kazerunsfu.ac.ir

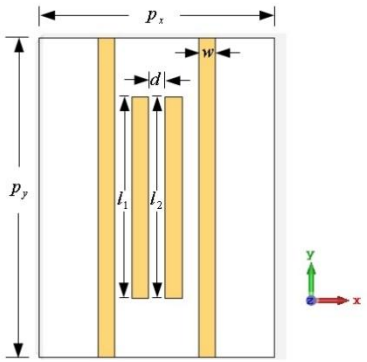
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

بازتاب القایی الکترومغناطیسی پدیده ای است که در آن در بین یک گاف در طیف بازتاب، پنجره فرکانسی باریکی با بازتاب بالا ایجاد می شود[۱و۲]. در سال های اخیر این پدیده به کمک فرامواد ایجاد شده که در همه آن ها از یک تیغه فلزی که تمام سلول واحد را می پوشاند با شکاف هایی در آن، استفاده شده است[۳]. در این مقاله ما برای اولین بار ساختار فراماده ای را معرفی نموده ایم که بدون ایجاد حفره در یک تیغه فلزی و تنها به کمک نوارهای باریک فلزی، بازتاب القایی الکترومغناطیسی را به نمایش می گذارد.

ساختار معرفی شده

شکل ۱ سلول واحد ساختار معرفی شده را نشان می دهد. همان گونه که از شکل پیداست سلول واحد این ساختار شامل دو نوار فلزی کوتاه و دو نوار فلزی بلند بوده که پهنا و ضخامت همه آن ها به ترتیب $w = 0.5mm$ و $t = 0.01mm$ و فاصله خالی بین هر دو نوار فلزی $d = 0.5mm$ است. نوارهای بلند تمام سلول واحد در راستای y را در بر می گیرند. طول نوارهای کوتاه در حالت متقارن با یکدیگر مساوی بوده و در حالت نامتقارن برابر $l_1 = 6mm$, $l_2 = 7mm$ است. ساختار در راستای x و y دوره ای و ابعاد سلول واحد در این دو راستا به ترتیب $p_x = 7mm$ و $p_y = 9.5mm$ است. نوارهای فلزی بر روی یک لایه دی الکتریک از جنس Duroid (tm) به ضخامت $0.264mm$ و ضریب گذردهی الکتریکی $\epsilon = 2.2$ قرار گرفته اند که در صفحه $x-y$ تمام سلول واحد را می پوشاند. در مقایسه با کار دیگری که ما در [۴] انجام داده بودیم حضور سیم های بلند باعث ایجاد برهم کنش موج الکترومغناطیسی با ساختار در تمام فرکانس ها می شود.



شکل ۱. سلول واحد ساختار معرفی شده.

روش انجام شبیه سازی

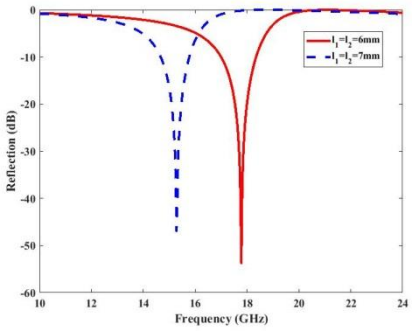
برای انجام شبیه سازی ها از نرم افزار CST Microwave Studio و روش محاسباتی Frequency Domain Solver استفاده نموده ایم. موج الکترومغناطیسی تخت را بگونه ای در راستای z و عمود بر ساختار به آن می تابانیم که میدان الکتریکی آن در راستای y و میدان مغناطیسی در راستای x باشد. برای نوارهای فلزی از مس با مدل فلز دارای افت با رسانندگی $\sigma = 5.8 \times 10^7 z/m$ استفاده کرده ایم.

محاسبات و بحث

ابتدا در دو حالت متقارن یکی با $l_1 = l_2 = 6mm$ و دیگری با $l_1 = l_2 = 7mm$ ضریب بازتاب را محاسبه می کنیم (شکل ۲). در حالت متقارن با $l_1 = l_2 = 6\ mm$ ،

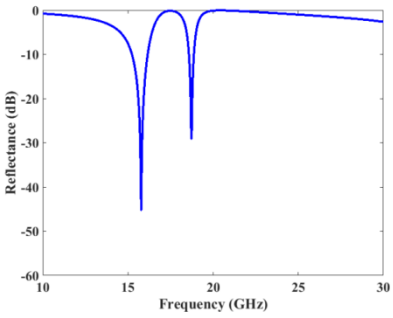
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در فرکانس $17.78\ GHz$ یک گاف در طیف بازتاب مشاهده



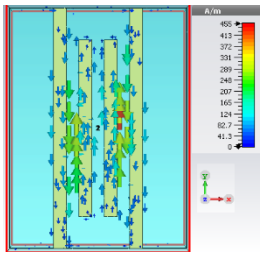
شکل ۲. طیف بازتاب ساختار متقارن. در حالت $l_1 = l_2 = 7\ mm$ طیف بازتاب در فرکانس $15.28\ GHz$ و در حالت $l_1 = l_2 = 6\ mm$ طیف بازتاب در فرکانس $17.78\ GHz$ گاف دارد.

می شود. این گاف هنگامی که $l_1 = l_2 = 7\ mm$ ، در فرکانس $15.28\ GHz$ روی می دهد (شکل ۲). شبیه سازی جریان های سطحی در این دو فرکانس نشان دهنده ایجاد یک دو قطبی الکتریکی در نوارهای کوتاه و در نتیجه برهمکنش مستقیم موج الکترومغناطیسی فرودی با ساختار می باشد که در نتیجه باعث پراکندگی زیاد در موج الکترومغناطیسی و ایجاد گاف در طیف بازتاب می شود. در هر کدام از این حالت ها می توانیم نوارهای کوتاه را به عنوان عضو مد روشن[۲] در نظر بگیریم (شکل ۴ و ۵).

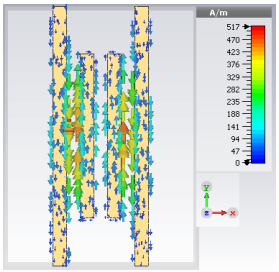


شکل ۳. طیف بازتاب در حالتی که ساختار نامتقارن است. در این حالت در بین دو گاف بازتاب و در فرکانس $17.46\ GHz$ دریچه ای در طیف بازتاب ایجاد می شود که نشان دهنده وجود پدیده بازتاب القایی الکترومغناطیسی است.

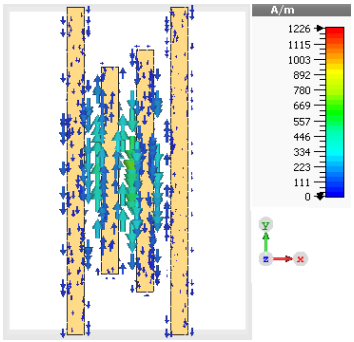
وقتی حالت نامتقارن با $l_1 = 6\ mm, l_2 = 7mm$ را در نظر می گیریم، در بین دو گاف بازتاب که در حالت های متقارن مشاهده گردید، یک دریچه بازتاب در فرکانس $17.46\ GHz$ پدیدار می شود (شکل ۳). شبیه سازی جریان سطحی این ساختار نامتقارن در فرکانس یاد شده نشان دهنده وجود جریان هایی در خلاف جهت در نوارهای کوتاه است که بدان معنا است که دوقطبی های الکتریکی ایجاد شده در نوارهای کوتاه اثر یکدیگر را خنثی کرده و با جلوگیری از پراکندگی موج الکترومغناطیسی دریچه ای در بازتاب ایجاد می کنند (شکل ۶).



شکل ۴. شبیه سازی جریان سطحی در فرکانس $15.28\ GHz$ در حالت $l_1 = l_2 = 7\ mm$.



شکل ۵. شبیه سازی جریان سطحی در فرکانس $17.78\ GHz$ در حالت $l_1 = l_2 = 6\ mm$.

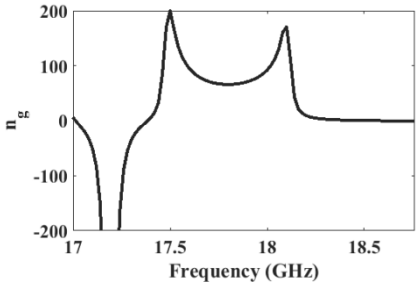


شکل ۶. شبیه سازی جریان سطحی در فرکانس $17.46\ GHz$ در حالت $l_1 = l_2 = 6\ mm$. در این حالت دو قطبی های القا شده در جفت سیم های کوتاه اثر یکدیگر را خنثی کرده و باعث ایجاد بازتاب در موج الکترومغناطیسی می شود.

[۲] Bright mode element

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در انتها با استفاده از ضرایب عبور و بازتاب S_{21} و S_{11} ، و با استفاده از روشهای بازیابی استاندارد، ضریب شکست موثر ساختار را محاسبه کرده و سپس با استفاده از رابطه $n_g = n + dn/d\omega$ ضریب شکست گروه را محاسبه می کنیم (شکل ۷). در پنجره بازتاب، مقدار ضریب شکست گروه نزدیک به ۲۰۰ است که در مقایسه با سایر ساختارهای معرفی شده تاکنون مقدار قابل توجهی است. بنابراین ساختار ما علاوه بر ارزان بودن در ساخت از نظر کارایی نیز جزو بهترین ها بوده می تواند بطور موثری برای ایجاد نور کند مورد استفاده قرار گیرد.



شکل ۷. ضریب شکست گروه محاسبه شده در حالت ساختار نامتقارن.

نتیجه گیری

در این مقاله ساختار فراماده ای را معرفی نموده ایم که بدون ایجاد حفره در یک تیغه فلزی، تنها به کمک نوارهای فلزی مشابه کلاسیکی بازتاب القایی الکترومغناطیسی را به نمایش می گذارد. سلول واحد این ساختار از دو نوار فلزی بلند و دو نوار فلزی کوتاه در وسط آن ها تشکیل شده است که همگی بر روی زیرلایه ای از دی الکتریک قرار دارند. هنگامی که طول نوارهای فلزی کوتاه با هم برابر است گافی در طیف بازتاب از ساختار مشاهده می شود ولی هنگامی که طول دو نوار کوتاه وسطی را نابرابر در نظر می گیریم به علت جفت شدگی بین این دو نوار پنجره عبوری در طیف بازتاب مشاهده می شود که مشابه کلاسیکی پدیده بازتاب القایی الکترومغناطیسی است. ضریب شکست گروه محاسبه شده برای ساختار مقدار نزدیک به ۲۰۰ را نشان می دهد که در مقایسه با ساختارهای معرفی شده تاکنون جزو مقادیر بسیار بالا است و ساختار را کاندید مناسبی برای کاربردهای ایجاد نور آهسته می سازد.

مرجع‌ها

[1]. N. Liu, et. al., “Planar metamaterial analogue of electromagnetically induced transparency for plasmonic sensing”, Nano. Lett., Vol. 10, pp. 1103-1107, 2010.

[2]. X. He, et. al., “Active manipulation of electromagnetically induced reflection in complementary terahertz graphene metamaterial”, Opt. Commun., Vol. 407, pp. 386-391, 2018.

[3]. Z. Vafapour, “Large group delay in a microwave metamaterial analog of electromagnetically induced reflectance”, JOSA A. Vol. 35, pp. 417-422.

[4]. N. Niakan, M. Askari, and A. Zakery, “High Q-factor and large group delay at microwave wavelengths via electromagnetically induced transparency in metamaterials”, JOSA B. Vol. 9, pp. 2329-2333.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

گذار فاز اپتیکی در مدل جینز- کامینگز با موج پاد چرخان

صاحب صمیمی، محمد مهدی گلشن

دانشگاه شیراز- دانشکده علوم پایه- بخش فیزیک golshan@susc.ac.ir

چکیده – دراین مقاله نشان داده شده است یک گذار فاز اپتیکی در سامانه اتم‌های دو ترازه و فوتون‌ها تحت ناکوکی بسیار زیاد و تقریب *موج پاد چرخان*، وجود دارد. محاسبات ما نشان می‌دهد که سامانه در این تقریب نیز دارای دو فاز تابشی کاملا مجزا، فاز معمولی و فاز ابرتابشی، می‌باشد. در فاز معمولی انرژی حالت پایه هامیلتونی کل، تحت ناکوکی بسیار زیاد، حالتی را به‌دست می‌دهد که در آن میانگین فوتون‌ها صفر(فاز معمولی) است. از طرف دیگر اگر ضریب جفتیدگی اتم-فوتون از یک مقدار بحرانی تجاوز کند، در حالت پایه میانگین فوتون‌ها غیر صفر بوده و سامانه به فاز *ابرتابشی* گذار می‌نماید. همچنین نشان می‌دهیم که این گذار فاز از مرتبه دوم می‌باشد.

کلید واژه- اپتیک کوانتومی، امواج پاد چرخان، فاز ابرتابشی، گذار فاز.

Optical Phase Transition in Janes-Cummings Model with Counter Rotating Wave

Saheb Samimi, Mohammad Mahdi Golshan

Physics Department, Science College, Shiraz University, Shiraz, Iran. golshan@susc.ac.ir

Abstract- In this paper it is shown that there is an optical phase transition in the systems of two level atoms and photons, with *large detuning* and under *counter-rotating* wave approximation. Our calculations show that such system, even under this approximation have two independent optical phases, the well known *normal* and *super-radiant* ones. In the normal phase, the ground state of the total Hamiltonian, with a large detuning, is a state for which the mean photon number is zero. On the other hand, when the atom-photon coupling constant exceeds a critical value, the photon mean number is nonzero when the system is in the ground state, and the system makes a transition to the super-radiant phase. We also show this is a second order phase transition.

Keywords: Counter Rotating Wave, Quantum Optics, Phase transition, Super Radiant

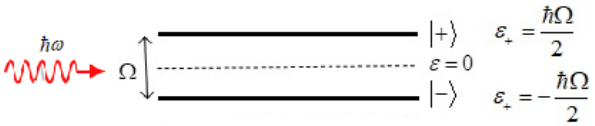
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

مطالعات اخیر نشان می‌هند که در اثر برهم‌کنش اتم و فوتون در یک کاواک اپتیکی، تحت شرایط ویژه، حالت سامانه از " حالت پایه " به حالت دیگری با انرژی کم‌تر گذار می‌نماید. حالت اخیر بر خلاف " حالت پایه " که یک ویژه حالت از هامیلتونی مختل نشده می‌باشد، حالتی از کل هامیلتونی است[۱-۳]. در سال‌های اخیر تحقیقات نظری و تجربی زیادی در مورد گذار فازهای اپتیکی صورت پذیرفته است [۲-۴]. در برهم‌کنش تمام کوانتومی اتم-فوتون از مدل جینز-کامینگز استفاده می‌شود[۵]. چنانچه قدرت برهم‌کنش اتم و فوتون ضعیف باشد در شرایط تشدید، تقریب امواج چرخان، یک تقریب بسیار موفق در توصیف کوانتوم مکانیکی برهم‌کنش اتم فوتون می‌باشد [۶, ۷]. از طرف دیگر چنانچه قدرت برهم‌کنش اتم-فوتون قوی و ناکوکی زیاد باشد، در هامیلتونی برهم کنش تقریب امواج چرخان معتبر نخواهد بود و جمله امواج پادچرخان نقش تعیین کننده‌ای را ایفا می‌کند. این شرایط را می‌توان در برهم کنش اتم و پالس‌های فوق کوتاه مشاهده کرد[۸]. حال سوال آنست که سامانه‌ی اتم-فوتون همانگونه که در تقریب امواج چرخان دارای دو فاز معمولی و ابرتابشی می‌باشد، در تقریب امواج پادچرخان نیز این دو فاز را از خود نشان می‌دهد. بنابراین در این تحقیق ما به بررسی وجود گذار فاز اپتیکی در سامانه‌ی اتم-فوتون تحت تقریب امواج پاد چرخان پرداخته و نشان می‌دهیم که در این تقریب نیز دو فاز اپتیکی و جود دارد. در این راستا ابتدا مروری به برهم‌کنش اتم-فوتون تحت تقریب امواج پاد چرخان ارائه می‌شود. سپس در بخش بعد به بررسی فازهای اپتیکی و ویژگی‌های آن می‌پردازیم. در انتها نیز بصورت مختصر نتایج حاصل از این تحقیق را ذکر می‌کنیم.

مروری بر برهم‌کنش اتم-فوتون در تقریب امواج پاد چرخان

یک سامانه شامل اتم‌های دو ترازه و فوتون، که بصورت طرحواره در شکل ۱ نشان داده شده است، را در نظر بگیرید.



شکل ۱: طرحواره‌ای از سامانه‌ی اتم دو ترازه.

هامیلتونی غیر اختلالی این سامانه مطابق زیر نوشته می‌شود:

$$H_0 = \hbar\omega a^\dagger a + \hbar\frac{\Omega}{2}\sigma_z \qquad (۱)$$

در معادله (۱)، $\hbar$ ثابت پلانک، $a^\dagger$ (a)عملگرخلق (نابودی) فوتون، و σ_z مؤلفه z ماتریس‌های شبه-پائولی می‌باشند. واضح است که ویژه حالت‌های هامیلتونی(۱)، $\{|n,\pm\rangle = |n\rangle\otimes|\pm\rangle\}$ ، که در آن $|n\rangle$ حالت‌های فوتونی و $|\pm\rangle$حالت‌های اتمی را نشان می‌دهند، هستند. مجموعه حالت‌های $\{|n,\pm\rangle\}$، پایه‌های فضای هیلبرت، $\mathcal{H}_{Atom}\otimes\mathcal{H}_{Photon}$ می‌باشند، برای استفاده‌های بعدی خاطر نشان می‌شود که حالت پایه H_0، $|0,-\rangle$ با انرژی $-\frac{\hbar\Omega}{2}$ می‌باشد. حال فرض کنید برهم‌کنش دوقطبی‌های اتمی و فوتون‌ها به صورت ناگهانی روشن شود و ناکوکی بین فرکانس‌های گذار اتمی و فوتونی بسیار زیاد باشد، در این صورت بایستی در هامیلتونی کل از تقریب امواج پاد چرخان استفاده کرد[۸]. تحت این دو تقریب، هامیلتونی مدل جینز- کامینگز مطابق زیر نوشته می‌شود:

$$H = H_0 - \lambda\left(a^\dagger\sigma_+ + a\sigma_-\right) \qquad (۲)$$

که در آن ، σ_+ (σ_-) عملگرهای نردبانی اتم و λ ضریب جفتیدگی هستند. به راحتی می‌توان نشان داد که عملگر، $C = aa^\dagger + \sigma_-\sigma_+$، با کل هامیتونی جابجا می‌شود. از اینرو نمایش ماتریسی هامیلتونی در پایه‌های مشترک با پایه‌های C قطعه قطری (به ابعاد 2×2) خواهد بود. بنابراین، ویژه حالت-های هامیلتونی (۲) بصورت زیر خواهند بود:

$$|\varphi_n\rangle = \alpha_n|n+1,+\rangle + \beta_n|n,-\rangle \qquad (۳)$$

که در آن α_n و β_n، چنانچه به‌زودی خواهیم دید، توابعی مشخص از تعداد فوتون، فرکانس‌ها و ثابت جفتیدگی می‌باشند. ویژه مقادیر انرژی در هر قطعه نیز مطابق رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

(۴)

$$\varepsilon_n^{\pm}=\left(\frac{\hbar\Omega}{2}\right)\left[(2n+1)\eta\pm\sqrt{(1+\eta)^2+g^2\eta(n+1)}\right]$$
$$\equiv\left(\frac{\hbar\Omega}{2}\right)E_n^{\pm}$$

در رابطه اخیر $\eta=\frac{\omega}{\Omega}$ میزانی از ناکوکی و $g=\frac{2\lambda}{\hbar\sqrt{\omega\Omega}}$ ثابت جفتیدگی بدون بعد را تعریف می‌کنند. پس از این مرور کوتاه، حال به " فازهای اپتیکی" در سامانه مورد بررسی می-پردازیم.

فازهای اپتیکی در سامانه اتم دوترازه وفوتون تحت تقریب امواج پادچرخان

در معادله (۴) انرژی حالت پایه از عبارت مربوط به E_n^- بدست می‌آید. در شرایط ناکوکی بسیار زیاد $\eta\to 0$ با صرفنظر از جملات بالاتر از مرتبه ۱ نسبت به η معادله (۴) برای E^- بصورت زیر در می‌آید:

$$\Delta E_n^-\approx\eta\left[(n+1)(1-\frac{g^2}{4})-1\right] \qquad (۵)$$

در معادله (۵)، ΔE^- اختلاف بین E_n^- و انرژی بهنجار شده حالت پایه H_0 را نشان می‌دهد.

الف- فاز اپتیکی عادی

همانطور که در معادله (۵) دیده می‌شود، در شرایط $g<2$، ΔE^- تابع صعودی از تعداد فوتون‌ها است بنابراین انرژی حالت پایه همواره به ازای $n=0$ رخ می‌دهد. می‌توان نشان داد که ضرایب بسط در رابطه‌ی (۳)، برای حالت پایه، $\alpha_G\approx 0$ و $\beta_G\approx 1$ می‌باشند. در این فاز، انرژی حالت پایه از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\varepsilon_G^-\approx-\frac{\hbar\Omega}{2}\left(1+\frac{g^2}{4}\eta\right) \qquad (۶)$$

در فاز معمولی و برای حالت $\eta\to 0$ ، مقدار $\langle a^\dagger a\rangle$ نسبت به حالت پایه صفر می‌باشد. همچنین می‌توان نشان داد که در فاز معمولی عدم یقین در کمیت‌های $X_1=a+a^\dagger$ و $X_2=i\left(a-a^\dagger\right)$ (میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی) عبارتست از:

$$\Delta X_1=\Delta X_2=1 \qquad (۷)$$

ب) فاز اپتیکی ابرتابشی

برای $g>2$ ، ΔE^- تابعی اکیدا نزولی از تعداد فوتون‌ها می‌شود. این نشاندهنده این واقعیت است که تحت شرایط ناکوکی بالا و $g>2$ یک تقاطع سطوح انرژی بین حالت پایه-ی H_0 و حالت‌های با انرژی‌های E_n^- اتفاق می‌افتد بطوریکه همواره $\varepsilon_n^-<-\frac{\hbar\Omega}{2}$. این واقعیت چنانچه خواهیم دید بیانگر گذار سامانه به یک فاز جدید است. انرژی حالت پایه در این فاز به ازای:

$$n=\frac{1}{4\eta}\left[\left(\frac{g}{2}\right)^2-\left(\frac{2}{g}\right)^2\right] \qquad (۸)$$

حاصل شده و از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\varepsilon_G\approx-\frac{\hbar\Omega}{4}\left[\left(\frac{g}{2}\right)^2+\left(\frac{2}{g}\right)^2\right] \qquad (۹)$$

توجه می‌شود که در $g=2$ و در حد $\eta\to 0$ عبارت (۹) به عبارت (۶) میل کرده و در نتیجه انرژی حالت پایه برای مقدار بحرانی پیوسته می‌باشد. این شرایط ضرایب α_G و β_G در رابطه‌ی (۳) برای حالت پایه بصورت زیر بدست می‌آیند:

$$\begin{cases}\alpha_G\approx\frac{1}{2}\sqrt{(\frac{g}{2})^4-1}\\ \beta_G\approx\frac{1}{2}\left[3-\left(\frac{g}{2}\right)^4\right]\end{cases} \qquad (۱۰)$$

مقدار میانگین تعداد فوتون‌ها را نسبت به حالت‌پایه، برای فاز فرا اپتیکی در حد $\eta\to 0$ مطابق رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\langle a^\dagger a\rangle\approx\frac{1}{4\eta}\left[\left(\frac{g}{2}\right)^2-\left(\frac{2}{g}\right)^2\right]\neq 0 \qquad (۱۱)$$

بدین ترتیب در حالت پایه میانگین تعداد فوتون‌ها برای $g>2$ مخالف صفر بوده و سامانه به فاز اپتیکی ابرتابشی گذار

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

می‌نماید. در فاز ابرتابشی عدم یقین در کمیت‌های X_1 و X_2 برای حالت پایه بصورت زیر بدست می‌آیند:

$$\Delta X_1 = \Delta X_2 \approx \sqrt{\frac{2}{\eta}\left[\left(\frac{g}{2}\right)^2 - \left(\frac{2}{g}\right)^2\right]} > 1 \qquad (۱۲)$$

رابطه‌ی اخیر نشان می‌دهد که در فاز ابرتابشی عدم یقین در اندازگیری میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی افزایش یافته است.

نتیجه‌گیری

در سامانه‌ای که دراین تحقیق بررسی شد، یک ضریب جفتیدگی معین بدست آمد (ضریب جفتیدگی بحرانی) که سامانه اتم-فوتون در همسایگی این ضریب جفتیدگی ناپایدار است. زیرا ورای ضریب جفتیدگی بحرانی تقاطع ترازهای انرژی کل، نسبت به حالت پایه هامیلتونی بدون برهم‌کنش به وجود می‌آید، بطوری که انرژی حالت پایه هامیلتونی کل، از انرژی حالت پایه هامیلتونی بدون برهم‌کنش پایین‌تر قرار می‌گیرد. این تقاطع سطوح انرژی منجر به گذار سامانه از حالت عادی (غیر تابشی) به حالت ابرتابشی می‌شود. در ادامه نتایج مهم این مقاله احصاء می‌شود:

- سامانه در همسایگی ضریب جفتیدگی بحرانی $g_c = 2$ ناپایدار می‌باشد.
- در فاز عادی، میانگین تعداد فوتون‌ها نسبت به حالت پایه صفر می‌باشد در حالیکه در فاز ابرتابشی این میانگین غیر صفر خواهد بود.
- با مشتق‌گیری از انرژی حالت پایه (رابطه‌های (۶) و (۹)) نسبت به ضریب جفتیدگی نتیجه می‌شود که مشتق اول (مانند انرژی حالت پایه) در ضریب جفتیدگی بحرانی پیوسته است. این در حالی است که مشتق دوم انرژی حالت پایه ناپیوسته می‌باشد. بنابراین گذار فاز بررسی شده در این تحقیق یک گذار فاز مرتبه دوم می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] J. Gelhausen, M. Buchhold, Dissipative Dicke model with collective atomic decay: Bistability, noise-driven activation, and the nonthermal first-order superradiance transition, Physical Review A, 97 (2018) 023807.
[2] M.-J. Hwang, P. Rabl, M.B. Plenio , Dissipative phase transition in the open quantum Rabi model, Physical Review A, 97 (2018) 013825.
[3] S. Mukhin, N. Gnezdilov, First-order dipolar phase transition in the Dicke model with infinitely coordinated frustrating interaction, Physical Review A 97(2018) ,053809.
[4] M.-J. Hwang, R. Puebla, M.B. Plenio, Quantum phase transition and universal dynamics in the rabi model, Physical review letters, 115 (2015) 180404.
[5] M.O. Scully, M.S. Zubairy, *Quantum optics*, in, AAPT, 1999.
[6] H.-P. Eckle, H. Johannesson, A generalization of the quantum Rabi model: exact solution and spectral structure, Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, 50 (2017) 294004.
[7] A. Rosenhouse, On the squeezing of coherent states by the multiphoton Jaynes-Cummings Hamiltonian with an intensity-dependent coupling, Journal of modern optics, 38 (1991) 269-286.
[8] M. Anand, S. Pabst, O. Kwon, D.E. Kim, Attosecond counter-rotating-wave effect in xenon driven by strong fields, Physical Review A, 95 (2017) 053420.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی عملکرد فوتوکاتالیستی پلاسمونی ایروژل تیتانیا در حضور نانوذرات طلا و نانوذرات طلا/نقره

سیما صدریه و رسول ملک فر

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، بخش فیزیک ، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران صندوق پستی ۱۷۵-۱۴۱۱۵
simasadrieyeh@yahoo.com
malekfar@modares.ac.ir

چکیده –کامپوزیت ایروژل تیتانیا- نانوذره‌ی فلزی همزمان از خواص ریخت‌شناسی منحصربه‌فرد ایروژل، ویژگی‌های ذاتی تیتانیا و اثرات پلاسمونی نانوذرات فلزی بهره می‌برد و از این رو گزینه‌ی مناسبی برای استفاده در کاربردهای فوتوکاتالیستی پلاسمونی است. در این تحقیق، به روش غوطه‌وری با افزودن نانوذرات طلا و نانوذرات طلا و نقره (حضور هم‌زمان) به ایروژل تیتانیا دو نانوکامپوزیت مختلف سنتز شده و خاصیت فوتوکاتالیستی آنها با بررسی میزان تخریب‌نوری مولکول آزمون اسید سالیسیلیک (SA) توسط طیف‌سنج فرابنفش- مرئی (UV-Vis) مورد بررسی قرار گرفت. نتایج به دست آمده نشان داد که حضور طلا باعث افزایش بهره‌ی فوتوکاتالیستی ایروژل تیتانیا شده و علاوه بر آن حضور هم‌زمان طلا و نقره نیز منجر به بهبود عملکرد نانوکامپوزیت خواهد شد.

کلید واژه- ایروژل تیتانیا، طلا، فوتوکاتالیز پلاسمونی، نانوذرات، نقره.

Investigating the Plasmonic Photocatalystic Activity of Titania Aerogel in the Presence of Gold and Gold/Silver Nanoparticles

Sima Sadrieyeh and Rasoul Malekfar

Atomic & Molecular Physics, Department of Physics, Faculty of Basic Science, Tarbiat Modares University, Tehran, P.O. Box 14115-175, I.R. Iran

Abstract- Titania- metal nanoparticle composite aerogel simultaneously benefits from unique morphological characteristics of aerogel, intrinsic properties of titania and plasmonic effects of metal nanoparticles. Therefore these nanocomposites are one of the best candidates in plasmonic photocatalystic applications. In this research by loading titania aerogel via immersion method with gold nanoparticles and gold and silver nanoparticles (simultaneous existence) two different nanocomposites were synthesized and their photocatalystic activity was investigated through photodegradation of salicylic acid (test molecule) by means of UV-Vis spectroscopy. The obtained results showed that the presence of Au increases the photocatalystic efficiency of titania aerogel and furthermore the simultaneous existence of Au & Ag also improves the activity of the nanocomposite.

Keywords: Gold, Nanoparticles, Plasmonic Photocatalysis, Silver, Titania Aerogel.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

فوتوکاتالیز (پلاسمونی) یکی از پراستفاده‌ترین روش‌ها برای تولید سوخت، شکافت آب، زدودن آلودگی‌ها و ترکیبات شیمیایی و تبدیل آنها به ترکیبات غیرسمی با استفاده از نور خورشید است. در میان مواد مختلف، تیتانیا نیم‌رسانایی است که بواسطه‌ی داشتن خواص فیزیکی و شیمیایی ویژه، قیمت پایین و غیرسمی بودن بسیار مورد توجه و استفاده قرار گرفته است. علی‌رغم وجود این مزایا تیتانیا دارای نقاط ضعفی مانند بزرگ بودن گاف انرژی و کوتاه بودن طول‌عمر حامل‌های بار است. به منظور افزایش بهره‌وری تیتانیا در کاربردهای فوتوکاتالیستی، راه‌حل‌های گوناگونی مورد استفاده قرار گرفته است که کارآمدترین آنها استفاده از نانوذرات فلزی پلاسمونی درمجاورت تیتانیا است. وجود نانوذرات پلاسمونی علاوه بر تاثیرگذاری از جهت تشدیدهای پلاسمونی سطحی منجر به ایجاد یک مسیر دوم، مستقل از نیم‌رسانا، برای جذب نور می‌شوند. علاوه بر این از آنجایی که طول‌موج جذبی نانوذرات به اندازه‌ی آنها وابسته است، با انتخاب اندازه‌ی مناسب امکان بهره‌برداری بیشتری از طول‌موج مرئی نور خورشید فراهم می‌شود [۱-۳].

علاوه بر بهره‌برداری از نور خورشید، عامل مهم دیگر در افزایش بهره‌وری فوتوکاتالیست‌ها ساختار آنها است. مطالعات مختلف نشان داده که ساختارهای سه بعدی بواسطه‌ی مساحت سطح بالاتر نسبت به ساختارهای صفر، یک و دو بعدی دارای مزیت بیشتری هستند. در میان ساختارهای سه بعدی موجود، ایروژل‌ها به سبب داشتن یک شبکه‌ی سه بعدی مزومتخلخل به هم پیوسته گزینه‌ی بسیار مناسبی برای استفاده در فوتوکاتالیست‌ها هستند [۴]. با در نظر داشتن این عوامل می‌توان حدس زد که نانوکامپوزیت ایروژل تیتانیا که حاوی نانوذرات فلزی پلاسمونی است می‌تواند گزینه‌ی ایده‌آلی برای فوتوکاتالیز پلاسمونی باشد [۵-۷].

در این مقاله دو نانوکامپوزیت ایروژل تیتانیا یکی با افزودن نانوذرات طلا و دیگری با افزودن هم‌زمان نانوذرات طلا و نقره، هر دو به روش غوطه‌وری، سنتز شده و عملکرد فوتوکاتالیستی ایروژل‌های به دست آمده با دیده‌بانی افت طیف جذبی SA بررسی و نتایج آن با ایروژل تیتانیای خالص مورد مقایسه قرار گرفته است.

روش تجربی

سنتز نانوذرات طلا و نقره

نانوذرات طلا با افزودن یک‌باره‌ی ۲ mL محلول آبی سیترات سدیم با مولاریته‌ی ۷۷/۶ mM به ۲۰ mL محلول آبی نمک طلا ($HAuCl_4$) با مولاریته‌ی ۲ mM که در حال هم خوردن شدید و جوشیدن است، به دست می‌آید. بیشینه طول‌موج جذبی این نانوذرات در طیف‌سنجی UV-Vis در حدود ۵۲۲ nm اندازه‌گیری شده است [۸].

نانوذرات نقره با افزودن قطره قطره‌ی ۱۰ mL محلول آبی ۱ mM نمک نقره ($AgNO_3$) به ۳۰ mL محلول آبی ۲ mM بوروهیدرید سدیم که در حال هم خوردن در حمام یخ است، تولید می‌شود. بیشینه طول‌موج جذب این نانوذرات در طیف‌سنجی UV-Vis در حدود ۴۰۰ nm اندازه‌گیری شده است [۹].

سنتز نانوکامپوزیت ایروژل تیتانیا- نانوذره‌ی طلا و نقره

برای تولید نانوکامپوزیت ابتدا ژل تیتانیا به روش سل- ژل و با استفاده از $Ti[OCH(CH_3)_2]_4$، C_2H_5-OH، HNO_3 و H_2O به نسبت مولار ۷/۳۵: ۰/۰۸: ۲۱: ۱ تولید [۱۰] و پس از گذراندن دوره‌ی ۶۰ روزه‌ی پیرسازی در اتانول و سپس تعویض حلال، به مدت سه روز در محلول کلوئیدی نانوذرات تازه سنتز شده قرار می‌گیرد (روش غوطه‌ور). بعد از سه روز، ژل از محلول کلوئیدی نانوذرات خارج شده و بعد از تعویض حلال مجدد به وسیله‌ی استخراج ابربحرانی با دی‌اکسیدکربن در دمای ۷۵ $^{\circ}C$ و فشار ۲۲۰ atm

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

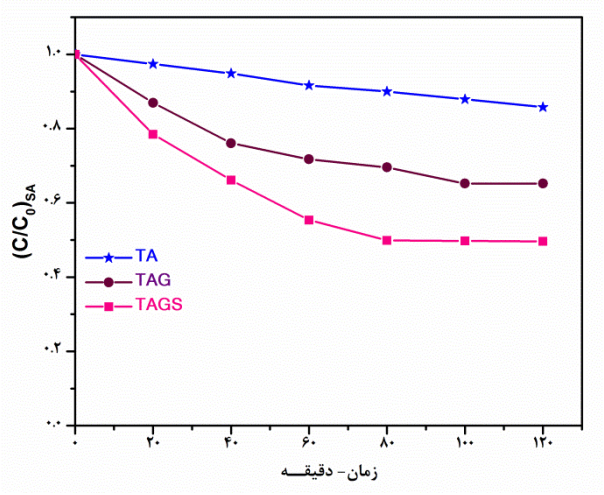
خشک می‌شود. در این تحقیق یکی از ژل‌ها در محلول کلوئیدی نانوذرات طلا (TAG) و دیگری در مخلوطی از دو محلول کلوئیدی نانوذرات طلا و نقره با حجم برابر (TAGS) قرار گرفت و یک ایروژل تیتانیای خالص (TA) نیز سنتز شد [۱۱].

روش انجام آزمون فوتوکاتالیستی

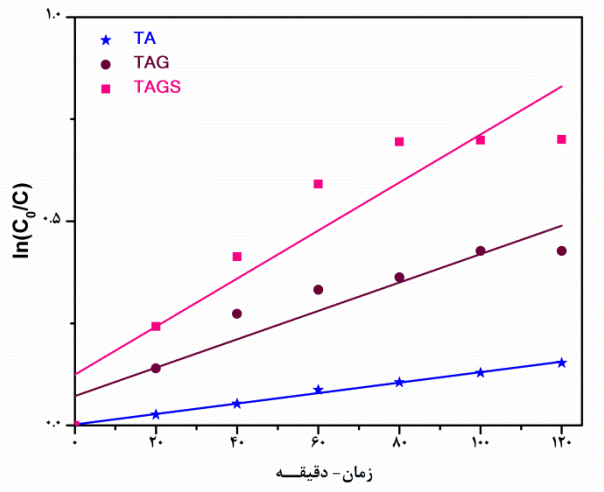
برای سنجش عملکرد فوتوکاتالیستی نانوکامپوزیت‌ها، تخریب‌نوری اسید سالیسیلیک (SA) بوسیله‌ی دیده‌بانی افت شدت طیف جذبی آن بر اثر تابش‌دهی مورد بررسی قرار می‌گیرد. برای این منظور ابتدا طیف جذبی UV-Vis محلول آبی SA با غلظت مشخص (اولیه) اندازه‌گیری می‌شود. سپس مقداری از نانوکامپوزیت مورد نظر داخل محلول ریخته شده و بعد از تکان دادن شدید به مدت ۲۰ دقیقه برای دستیابی به حالت تعادل فرآیند جذب-واجذب در تاریکی قرار می‌گیرد. سپس محلول به مدت ۲ ساعت در فاصله‌ی ۴۰ cm از یک شبیه‌ساز خورشیدی (یک دستگاه آپارات با لامپ زنون ۳۵۰ W) قرار گرفته و هر ۲۰ دقیقه طیف جذبی آن اندازه‌گیری می‌شود.

بحث و بررسی نتایج

برای نمایش میزان کاهش غلظت SA از نمودار غلظت نسبی C/C_0 بر حسب زمان استفاده می‌شود. با به دست آوردن مقدار شدت جذب از روی نمودار و با توجه به غلظت اولیه C_0 با استفاده از رابطه‌ی $A = C\varepsilon d$، که در آن A شدت جذب، C غلظت، ε ضریب جذب مولی و d ضخامت ظرف حاوی محلول است، می‌توان غلظت محلول (C) را در هر ۲۰ دقیقه محاسبه نمود. نمودارهای به دست آمده در شکل ۱ نشان داده شده است. علاوه بر این برای محاسبه‌ی بهره‌ی ماده‌ی فوتوکاتالیستی ضریب k_{app} که به آن ثابت نرخ می‌گویند، با توجه به غلظت نسبی SA محاسبه می‌شود. از آنجایی که واکنش تجزیه‌ی‌نوری یک واکنش سینماتیک شبه مرتبه‌ی اول است، ثابت نرخ از روی نمودار $\ln(C_0/C)$ بر حسب زمان (t) به این صورت محاسبه می‌گردد که مقدار ضریب k_{app} شیب نمودار خطی‌ای است که با این نمودار جفت‌سازی شده و با استفاده از رابطه‌ی $\ln(C_0/C) = k_{app}\, t$، مقادیر k_{app} برای نمونه‌ها محاسبه می‌شود. نمودارهای به دست آمده برای k_{app} در شکل ۲ نشان داده شده است. بیشتر بودن شیب نمودار k_{app} به معنای بالاتر بودن بهره‌ی فوتوکاتالیستی ماده‌ی مورد نظر است.



شکل ۱: نمودار غلظت نسبی ایروژل تیتانیا و نانوکامپوزیت‌های تولید شده.



شکل ۲: نمودار ضریب k_{app} ایروژل تیتانیا و نانوکامپوزیت‌های تولید شده.

همان‌طور که در هر دو شکل دیده می‌شود، نمودارهای میزان افت شدت و همچنین ضریب k_{app} برای ایروژل خالص نیز به منظور مقایسه‌ی عملکرد ایروژل تیتانیا با

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

حضور و بدون حضور نانوذرات پلاسمونی ارائه شده است. با توجه به نتایج به دست آمده مشاهده می‌شود که عملکرد فوتوکاتالیستی ایروژل تیتانیای خالص بدون حضور نانوذرات فلزی دارای پایین‌ترین k_{app} است، لذا می‌توان به این نتیجه‌ی قطعی دست یافت که حضور نانوذرات فلزی پلاسمونی که در حقیقت موجبات ارتقای فرآیند فوتوکاتالیز به فرآیند فوتوکاتالیز پلاسمونی را فراهم می‌آورند، به طور کل منجر به بهبود فعالیت فوتوکاتالیستی ماده‌ی نیم‌رسانا می‌شود. یکی از عوامل تأثیرگذار، افزایش گستره‌ی جذب نور خورشید توسط نانوکامپوزیت‌ها است که ناشی از طول‌موج جذبی نانوذرات پلاسمونی است. در واقع در فوتوکاتالیز پلاسمونی دو مسیر مستقل جذب انرژی (خورشیدی) وجود دارد: بدنه‌ی نیم‌رسانای TiO_2 و نانوذرات فلزی (بواسطه‌ی خاصیت پلاسمونی‌شان)، که عملکرد هم‌زمانِ این دو مسیر موجبات هم‌افزایی در جذب انرژی را فراهم می‌آورد.

علاوه بر این مشاهده می‌شود که حضور هم‌زمان دو نانوذره‌ی طلا و نقره دارای نتیجه‌ی بهتری نسبت به حضور نانوذره‌ی طلا به تنهایی است. علت این امر را می‌توان به صورت تقریبی ناشی از اثرات هم‌افزایی نوسانات پلاسمونی آلیاژی دو نانوذره دانست.

نتیجه‌گیری

در این مقاله به منظور بررسی اثر حضور نانوذرات پلاسمونی بر خاصیت فوتوکاتالیستی ایروژل تیتانیا دو نانوکامپوزیت ایروژل تیتانیا یکی با افزودن نانوذرات طلا و دیگری با افزودن هم‌زمان نانوذرات طلا و نقره سنتز شد. عملکرد فوتوکاتالیستی نانوکامپوزیت‌های تولید شده با دیده‌بانی افت شدت طیف جذبی SA ناشی از تخریب‌نوری آن بر اثر تابش‌دهی مورد بررسی قرار گرفت. آنچه از مشاهده‌ی نتایج حاصل از بررسی افت شدت نسبی و ضریب k_{app} نانوکامپوزیت‌ها و ایروژل خالص و مقایسه‌ی آنها با یکدیگر به دست آمد، نشان داد که حضور نانوذرات به صورت کلی موجب افزایش بهره‌ی فوتوکاتالیستی ایروژل تیتانیا می‌شود. از طرفی حضور دونانوذره هم‌زمان در ساختار ایروژل این بهره‌وری را مجدداً افزایش می‌دهد.

مرجع‌ها

[1] K. Hashimoto, H. Irie, A. Fujishima, TiO2 photocatalysis: a historical overview and future prospects, Japanese journal of applied physics, 44 (2005) 8269.
[2] X. Zhang, Y.L. Chen, R.-S. Liu, D.P. Tsai, Plasmonic photocatalysis, Reports on Progress in Physics, 76 (2013) 046401.
[3] C. Clavero, Plasmon-induced hot-electron generation at nanoparticle/metal-oxide interfaces for photovoltaic and photocatalytic devices, Nature Photonics, 8 (2014) 95-103.
[4] K. Nakata, A. Fujishima, TiO2 photocatalysis: design and applications, Journal of Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews, 13 (2012) 169-189.
[5] M. Schneider, A. Baiker, Aerogels in catalysis, Catalysis Reviews, 37 (1995) 515-556.
[6] H. Li, Z. Bian, J. Zhu, Y. Huo, H. Li, Y. Lu, Mesoporous Au/TiO2 nanocomposites with enhanced photocatalytic activity, Journal of the American Chemical Society, 129 (2007) 4538-4539.
[7] M. Baia, V. Danciu, Z. Pap, L. Baia, Towards Improving the Functionalities of Porous TiO2-Au/Ag Based Materials, Advanced Sensor and Detection Materials, (2014) 193-227.
[8] C.D. Keating, M.D. Musick, M.H. Keefe, M.J. Natan, Kinetics and thermodynamics of Au colloid monolayer self-assembly: undergraduate experiments in surface and nanomaterials chemistry, J. Chem. Educ, 76 (1999) 949.
[9] L. Mulfinger, S.D. Solomon, M. Bahadory, A.V. Jeyarajasingam, S.A. Rutkowsky, C. Boritz, Synthesis and study of silver nanoparticles, J. Chem. Educ, 84 (2007) 322.
[10] S. Sadrieyeh, R. Malekfar, The effects of hydrolysis level on structural properties of titania aerogels, Journal of Non-Crystalline Solids, 457 (2017) 175–179.
[11] S. Sadrieyeh, R. Malekfar, Photocatalytic performance of plasmonic Au/Ag-TiO2 aerogel nanocomposites, Journal of Non-Crystalline Solids, 489 (2018) 33-39.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

افزایش نرخ گذار تابش فلورسانس با بهره کوانتومی بالا با استفاده از فراماد هذلولوی چندلایه‌ای

مریم محمودی، مریم اردکانی، میثم گزمه و سید حسن توسلی

ایران، تهران، ولنجک، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما

چکیده – افزایش نرخ گذارخودبخودی تابشگرهای کوانتومی با استفاده از نانوساختارها، با توجه به رشد روز افزون علوم و تکنولوژی برهمکنش نور-ماده در ابعاد نانومتری، در سال های اخیر بسیار مورد مطالعه و کاربرد قرار گرفته است. فراماد هذلولوی بدلیل فراهم آوردن چگالی حالت های فوتونی زیاد، از جمله افزاره‌های قابل توجه در این زمینه به حساب می‌آیند. در این مقاله، با استفاده از شبیه سازی FDTD و محاسبات تابع گرین، به بررسی چگالی حالت‌های فوتونی افزاره فراماده هذلولوی متشکل از ۶ لایه متناوب طلا-آلومینا پرداخته و نرخ گذار خودبخودی به تفکیک گذار غیرتابشی و تابشی (فلورسانس) برای تابشگر کوانتومی در مجاورت ساختار، محاسبه شده است. نتایج افزایش نرخ گذارتابشی با فاکتور ۱۰ برابر و بهره کوانتومی حدود ۵۰ درصد را نشان می‌دهد.

کلید واژه- افزایش نرخ گذار تابش فلورسانس، چگالی حالت فوتونی، فراماد هذلولوی، مهندسی اپتیکی.

Fluorescence Decay Rate Enhancement With High Quantum Efficiency Using Multilayer Hyperbolic Metamaterials

Maryam Mahmoodi, Maryam Ardekani, Meisam Gazmeh and Seyed Hassan Tavassoli

Iran, Tehran, Velenjak, Shahid Beheshti University, Laser and Plasma Research Institute

ma_mahmoodi@sbu.ac.ir, m.ardekani@sbu.ac.ir, m_gazmeh@sbu.ac.ir, h-tavassoli@sbu.ac.ir

Abstract- Decay rate enhancement of quantum emitters using nanostructures have been widely studied in the last decades, thanks to the development of science and technology of light-matter interaction in nanoscales. Hyperbolic metamaterials (HMMs) as artificial nanostructures providing high photonic density of states (PDOS) are highly promising in this regard. In the present paper, we investigate PDOS of a hyperbolic metamaterial component consisting of 6 alternating gold-alumina layers, using FDTD simulation and the Green's function. Non-radiative and radiative (fluorescence) spontaneous decay rate enhancement of a quantum emitter nearby the structure is calculated. The results indicate the fluorescence enhancement of a factor of 10 having quantum efficiency of about 50 percent.

Keywords: Fluorescence decay rate enhancement, Hyperbolic metamaterials, Optical engineering, Photonic density of states.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

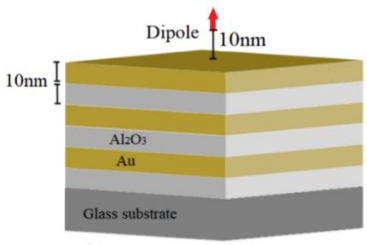
مطالعه طیف تابش خودبخودی مولکول‌ها، از ابزارهای اصلی در آنالیز شیمیایی مواد و زیربنای علوم پزشکی به طور ویژه در طیف‌سنجی و تصویرنگاری فلورسانس به شمار می‌رود. تغییر نرخ گذار تابش خودبخودی یک تابشگر کوانتومی (مولکول، یون، فلوئورسازه، نقطه کوانتومی و...) از اثرات بنیادی در الکترودینامیک کوانتومی است که امروزه با توجه به ظهور فناوری‌های ساخت ادوات نانومتری، در ساختارهایی با ابعاد زیر طول‌موجی مورد مطالعه قرار می‌گیرد. فراماده هذلولوی[1] نانوساختارهایی با قابلیت مهندسی بهینه هستند که به دلیل دارا بودن مدهایی با بردار موج بزرگ و همچنین ویژگی ذاتی در افزایش چگالی حالت‌های فوتونی، از توانمندی بالقوه‌ای در کاربردهای حسگری[2]، تصویرنگاری[3] و تقویت تابش فلورسانس[4] برخوردار می‌باشند. در این مقاله افزاره فراماده تشکیل شده از ۶ لایه متناوب طلا و آلومینا[1] هرکدام با ضخامت ۱۰nm (۳ سلول واحد) که در طول موج‌های بزرگتر از ۵۵۰ نانومتر در رژیم هذلولوی قرار دارد، مورد مطالعه قرار گرفته است. در شبیه سازی با استفاده از روش FDTD و تابع گرین، مد هذلولوی افزاره بررسی شده و با قرار دادن یک دو قطبی الکتریکی به عنوان یک تابشگر کوانتومی در فاصله ۱۰nm از سطح ساختار (شکل۱)، چگالی حالت‌های فوتونی و افزایش نرخ گذار خودبخودی تابشگر محاسبه شده است.

مهندسی تابش فلورسانس

بر اساس قانون طلایی فرمی[2] نرخ گذار خودبخودی یک تابشگر کوانتومی به چگالی حالت‌های فوتونی موضعی[3] بستگی دارد که با رابطه زیر نشان داده می‌شود.

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar}|\langle f_k|H_{int}|i_k\rangle|^2\rho(\hbar\omega_k) \qquad (۱)$$

به طوری که H_{int} هامیلتونی گذار از تراز برانگیخته i به تراز نهایی f و ρ چگالی حالت‌های در دسترس برای فوتونی است که فرکانسی برابر با فرکانس گذار $\omega = \omega_{if}$ و تکانه‌ای متناظر با بردار $\mathbf{k}$ دارد. چگالی حالت‌های فوتونی به محیطی که تابشگر در آن قرار دارد وابسته است؛ بنابراین با تغییر و مهندسی محیط اطراف تابشگر، چگالی حالت فوتونی می‌تواند افزایش یابد. از روش‌های مرسوم در مهندسی چگالی حالت‌های فوتونی می‌توان به استفاده از ساختارهای مبنتی بر تشدید پلاسمونی[5] و فوتونیک کریستال[6] اشاره کرد. به دلیل وجود اتلاف (کانال‌های غیرتابشی) ساختارهای پلاسمونی دارای محدودیت کاربرد می‌باشند. با معرفی فراماده هذلولوی مطالعات زیادی برای استفاده از آن‌ها در مهندسی فلورسانس انجام گرفته است. این نوع از فراماده بدلیل بهره‌گیری از مدهای پلاسمونی حجمی غیرتشدیدی، چگالی حالت‌های زیاد در پهنای باند بزرگ فراهم می‌کنند.



شکل۱: افزاره فراماده هذلولوی متشکل از ۶ لایه طلا-آلومینا و دوقطبی الکتریکی به فاصله ۱۰ نانومتر از سطح ساختار.

فراماده هذلولوی

همزمان با شروع قرن بیست‌ویک مواد مصنوع مهندسی شده‌ای (فراماده) با خواص اپتیکی جدید معرفی شد. فراماده هذلولوی به عنوان دسته خاصی از این مواد که همگن، غیرمغناطیسی و بسیار ناهمسانگرد هستند، به

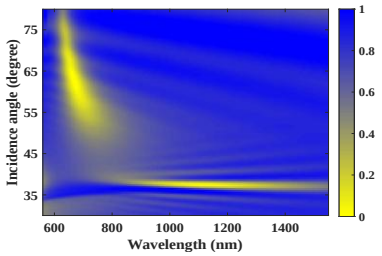
[1] Al_2O_3
[2] Fermi's Golden Rule
[3] Local Density of States (LDOS)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

دلیل خواص فیزیکی منحصر به فرد به سرعت توجه زیادی به خود جلب کردند. این نوع از فراماد که از فلز و دی-الکتریک تشکیل می‌شوند (در مقایسه با مواد معمول با صفحات پاشندگی به شکل کروی و یا بیضوی) صفحات پاشندگی به شکل هذلولی دارند[7]. در میان مواد مختلف، طلا و آلومینا پرکاربردترین موادی هستند که در ساختارهای متناوب چندلایه‌ای، می‌توانند فراماد هذلولوی نوع دوم در بازه طول موجی مرئی ایجاد کنند[1]. تعداد لایه‌ها بیشتر ویژگی‌های ساختار هذلولوی را بهتر نمایان می‌کند؛ از طرفی به دلیل محدودیت‌های ساخت، از دیگاه تجربی ساختارهایی با تعداد لایه‌های زیاد مطلوب نیست. در نتیجه در این مقاله ساختاری با ۶ لایه متناوب طلا و آلومینا برای بررسی در نظر گرفته شده است.

نتایج و بحث

برای بررسی افزاره مورد نظر، ابتدا مد هذلولوی ساختار با استفاده از شبیه سازی FDTD و محاسبه طیف بازتابی مورد مطالعه قرار گرفته است. شکل۲، مد هذلولوی افزاره فراماده را در بازه طول موجی ۱۵۰۰-۵۵۰ نانومتر و در زاویه فرود ۸۰-۳۰ درجه نمایش می‌دهد که در طول موج‌های بزرگتر از ۸۰۰ نانومتر به صورت پهن باند، غیرتشدیدی و با اتلاف کم دیده می‌شود (پهنای مد معرف اتلاف می‌باشد).



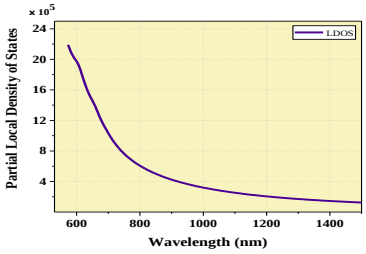
شکل۲: مد هذلولوی افزاره فراماده چندلایه ای؛ غیرتشدیدی و پهن باند در طول موج‌های بزرگتر از ۸۰۰ نانومتر.

چگالی حالت‌های فوتونی

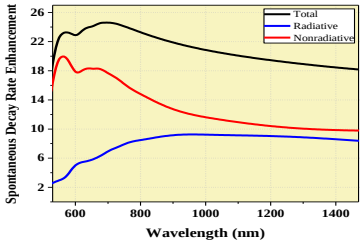
چگالی حالت‌های فوتونی مانند چگالی حالت‌های الکترونی، در قلب بسیاری از پدیده‌های فیزیکی قرار دارد و تغییرات این کمیت یک عامل کلیدی در طراحی بسیاری از افزاره‌های اپتیکی است. در این مقاله برای محاسبه چگالی حالت‌های فوتونی موضعی منتسب به مد هذلولوی از روش تابع گرین استفاده شده و یک دوقطبی الکتریکی در مجاورت افزاره و در راستای عمود بر ساختار (z) قرار داده شده است. بخش موهومی مولفه عمودی بردار گرین طبق رابطه زیر متناظر با چگالی حالت‌های فوتونی خواهد بود[8].

$$\rho = \frac{6\omega}{\pi c^2} Im(G_z) \qquad (۲)$$

در شکل۳ نمودار چگالی حالت‌های فوتونی موضعی نشان داده شده است. همانطورکه انتظار می‌رود بیشینه مقدار چگالی حالت‌ها در بازه ۸۰۰-۵۵۰ نانومتر است و در طول موج‌های بزرگتر از ۸۰۰ نانومتر به رفتاری ثابت می‌رسد.



شکل۳: چگالی حالت‌های فوتونی موضعی در مجاورت افزاره فراماده هذلولوی متشکل از ۶ لایه ۱۰ نانومتری طلا-آلومینا.



شکل۴: افزایش نرخ گذار خودبخودی تابشگر در مجاورت افزاره فراماده (مشکی)، به تفکیک افزایش نرخ گذار تابشی (آبی) و غیرتابشی (قرمز).

بهره کوانتومی در افزایش نرخ گذار تابشی

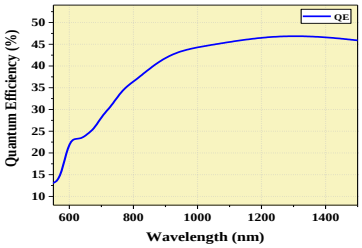
افزایش نرخ گذار خودبخودی تابشگر کوانتومی Γ، که بیانگر مجموع نرخ گذارهای تابشی و غیرتابشی است با فاکتور زیر محاسبه می‌شود، به طوری که ρ_0 چگالی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

حالت‌های فضای آزاد و Γ_0 نرخ گذار خودبخودی تابشگر در فضای آزاد است.

$$EF = \frac{\Gamma}{\Gamma_0} = \frac{\rho}{\rho_0} \qquad (۳)$$

فاکتور افزایش نرخ گذار برای دو قطبی در مجاورت افزاره هذلولوی با نمودار مشکلی رنگ در شکل۴، دیده می‌شود. با



شکل۵: بهره کوانتومی برای تابشگر مجاور افزاره فراماده

استفاده از شبیه‌سازی FDTD، این فاکتور افزایش در میدان نزدیک (مجموع گذارهای تابشی و غیرتابشی) و میدان دور[4] تابشگر (گذار تابشی) محاسبه شده و به صورت تفکیک شده در شکل۴، گذار تابشی و غیرتابشی به ترتیب به رنگ قرمز و آبی نشان داده شده است. در طول موج‌های بزرگتر از ۸۰۰ نانومتر (مد پهن باند و کم اتلاف هذلولوی) گذارهای غیرتابشی به حداقل رسیده و گذار تابشی با فاکتور افزایش ۱۰ برابر دیده می‌شود. بهره کوانتومی[5] معیاری از شدت فلورسانس است، که به رقابت بین مسیرهای تابشی و غیرتابشی برای گذار یک تابشگر پرداخته و با رابطه زیر بیان می‌شود[1]. شکل۵ بهره کوانتومی نزدیک به ۵۰٪ برای مد

$$\Phi = \frac{\Gamma_r}{\Gamma_r + \Gamma_{nr}} \qquad (۴)$$

پهن باند هذلولوی را نشان داده که در مقایسه با روش های مبتنی بر تشدید، رقم قابل توجهی است.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش با استفاده از شبیه‌سازی FDTD و محاسبات تابع گرین، چگالی حالت‌های فوتونی موضعی برای افزاره فراماده هذلولوی محاسبه و افزایش نرخ گذار خودبخودی از مسیرهای تابشی و غیر تابشی مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج بدست آمده افزایش قابل توجه تابش فلورسانس (گذار تابشی) برای تابشگری که در مجاورت افزاره فراماده قرار دارد را به دلیل مد پهن باند هذلولوی نشان می‌دهد.

مرجع‌ها

[1] P. Shekhar, J. Atkinson, and Z. Jacob, “Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications,” *Nano Converg.*, vol. 1, no. 1, p. 14, 2014.

[2] M. A. Baqir, A. Farmani, T. Fatima, M. R. Raza, S. F. Shaukat, and A. Mir, “Nanoscale , tunable , and highly sensitive biosensor utilizing hyperbolic metamaterials in the near-infrared range,” *Appl. Opt.*, vol. 57, no. 31, pp. 9447–9454, 2018.

[3] T. Repän, A. V Lavrinenko, and S. V Zhukovsky, “Dark-field hyperlens: Super-resolution imaging of weakly scattering objects,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 19, p. 25350, 2015.

[4] D. Lu, J. J. Kan, E. E. Fullerton, and Z. Liu, “Enhancing spontaneous emission rates of molecules using nanopatterned multilayer hyperbolic metamaterials,” *Nat. Nanotechnol.*, vol. 9, pp. 48–53, 2014.

[5] C. Sauvan, J. P. Hugonin, I. S. Maksymov, and P. Lalanne, “Theory of the spontaneous optical emission of nanosize photonic and plasmon resonators,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, no. 23, pp. 1–5, 2013.

[6] K. Kuroda, T. Sawada, T. Kuroda, K. Watanabe, and K. Sakoda, “Doubly enhanced spontaneous emission due to increased photon density of states at photonic band edge frequencies.,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 15, p. 13168, 2009.

[7] A. I. Fernández-domínguez, F. J. García-vidal, and L. Martín-moreno, “Unrelenting plasmons,” *Nat. Photonics*, vol. 11, no. 1, pp. 8–10, 2017.

[8] L. Novotny and B. Hecht, *Principles of Nano-Optics*. Cambridge university Press, 2006.

[4] Near and Far field
[5] Quantum Efficiency

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

سامانه لامپ درخش پالس کوتاه برای دمش نوری پلاسمای القاییده لیزری

فاطمه سادات تحصیلداران[۱]، امیر حسین فرهبد*[۲] و رسول ملک فر[۱]

[۱] گروه فیزیک اتمی و مولکولی، بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران
[۲] پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران

چکیده – دمش نوری پلاسمای القاییده لیزری فلزات در محیط کم فشار، غالباً نیازمند چشمه نوری پر توان در ناحیه آبی و فرابنفش بیناب است. برای این منظور و برای تامین بیشینه شدت دمش نوری در مکان تمرکز باریکه لیزر با سطح هدف، مدار و آرایش ویژه ای برای تحریک ۲ و ۴ لامپ درخش زنون هر یک با طول قوس ۲۰ میلیمتر طراحی، و رفتار مدار تخلیه و توانایی تحریک لامپ ها در محیط کم فشار هوا و گاز نئون از ۰/۱ الی ۱۰۰ میلی بار مورد بررسی قرار گرفت. مشاهدات تجربی نشان می دهند که پهنای تپ جریان تخلیه لامپ ها به ازای ۰/۵ ژول انرژی الکتریکی کل تحویل شده به لامپ ها کمتر از ۳/۵ میکروثانیه است. علاوه بر آن، لغزش زمانی میان قله تپ لیزر تا لحظه بروز قله پالس جریان لامپ کمتر از ۱ میکروثانیه است که برای دمش موثر نوری پلاسما در لحظه مورد نظر کاملاً مناسب می باشد.

کلید واژه- پلاسمای القاییده لیزری، دمش نوری، لامپ درخش زنون

System of short pulse flashlamps for optical pumping of a laser-induced plasma

Fatemesadat Tahsildaran[1], Amir Hossein Farahbod[*2], and Rasoul Malekfar[1]

[1] Atomic and Molecular Physics Group, Department of Physics, Tarbiat Modares University, Tehran
[2] Department of Plasma and Nuclear Fusion, Nuclear Institute of Science and Technology, Tehran

Abstract- Optical pumping of the laser-induced plasma of metals at a low-pressure atmosphere requires high power optical sources in the blue and ultra-violet region of spectrum. To achieve the highest optical pumping at the laser beam position on the target surface, a special optical configuration and discharge circuit are designed and applied to trigger two and four, 20 mm arc length, xenon flash lamps in series. Moreover, the behavior of discharge circuit and its capability to excite the flash lamps at a low pressure of air and neon atmosphere (0.1-100 mbar) is investigated. The experimental findings show that the pulse-width of the discharge current for 0.5 J total charging energy is less than 3.5 microseconds. In addition, the jitter among the peaks of discharge current and the laser pulse is less than 1 microseconds that is more than the adequate to pump effectively plasma at the proper time.

Keywords: Laser induced plasma, Optical pumping, Xenon flash lamp

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

دمش پلاسمای حاصل از برهمکنش لیزر با فلز در حوزه زمانی نانوثانیه در محیط گاز کمکی کم فشار برای تقویت نوری و نوسان لیزر به روش دمش بازترکیبی اتم [۱] و اخیراً دمش نوری پلاسمای القاییده لیزری به کمک پرتو همدوس دمش حاصل از یک لیزر تنظیم پذیر پارامتری بر روی گذار دمش اتم فلز مورد نظر گزارش شده است [۲].

در گذشته لامپ درخش کم فشار با فشار اولیه گاز درونی ۱ الی ۵۰ میلی بار و تخلیه الکتریکی سریع با پهنای زمانی تپ جریان از مرتبه ۱ میکروثانیه برای دمش نوری محیط فعال رزینه با طول عمر کوتاه ترازهای انرژی کمتر از ۱۰ نانوثانیه و یا مطالعه شکست نوری پیوندهای مواد آلی به کار رفته است[۳و۴]. معهذا تا کنون هیچ گزارشی حاکی از دمش نوری ناهمدوس و سریع پلاسمای القاییده لیزری به کمک تابش های لامپ درخش در دست نیست.

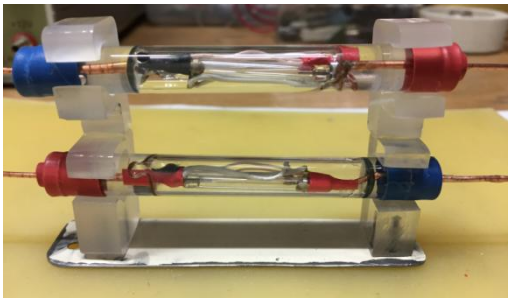
در این مقاله چگونگی آماده سازی و رفتار چشمه ناهمدوس نوری متشکل از ۲ و ۴ لامپ کوچک درخش هر یک به ترتیب با طول میان دو الکترود $L=۲۰\ mm$ و قطر درونی $d=۳\ mm$ و پهنای زمانی جریان و تابش در حد $\tau=۳/۵\ \mu s$ برای دمش نوری پلاسما مورد بررسی قرار می گیرد.

ساختار تجربی

دمش نوری پلاسما در محیط کم فشار به کمک لامپ درخش در ناحیه فرابنفش مستلزم حضور اتصالات ولتاژ بالا در محیطی مستعد شکست دی الکتریک است که این امر سبب بروز مشکلات متعدد در هنگام اعمال تپ تحریک لامپ جهت پدید آمدن پلاسمای اولیه و سپس تخلیه الکتریکی درون لامپ می گردد. ولتاژ مورد نیاز برای تحریک خارجی لامپ های درخش کوچک مورد نظر با طول ۲۰ میلیمتر میان دو الکترود لامپ، در حد ۴ کیلو ولت است. با توجه به قانون پاشن برای بستگی شکست دی الکتریک به میدان الکتریکی و فشار گاز [۵]، در فشاری در حد ۱۰ میلی بار برای محیط هوا یا هر نوع گاز کمکی تک اتمی نظیر نئون، آرگون یا هلیوم، میدانی کمتر از ۱ کیلو ولت بر سانتیمتر سبب بروز کرونا، شکست دی الکتریک، و رگه های غیر قابل کنترل جریان میان پایانه های متصل به ولتاژ بالای لامپ و دیواره های فلزی محفظه برهمکنش و سایر نقاط کم پتانسیل می شود.



الف)



ب)

شکل ۱: الف) دو نمونه لامپ درخش قبل از مونتاژ نهایی و نصب درون لوله کوارتز، ب) مجموعه های تکمیل و نصب شده درون چارچوب نگهدارنده حاوی ۴ لامپ، آماده نصب درون محفظه برهمکنش لیزر و هدف فلزی.

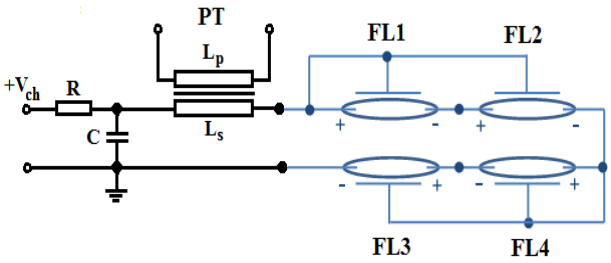
برای رفع مشکل مذکور و با توجه به ضرورت نزدیکی چشمه نوری به موضع برخورد باریکه لیزر با سطح هدف جهت دمش موثر نوری پلاسمای القاییده لیزری، ضروری

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

است تا لامپ های درخش در فشار اتمسفر در حداقل فاصله هندسی تا موضع برخورد و با حداکثر تراگسیل نوری مرز جداکننده لامپ ها و محیط کم فشار مستقر شوند. برای این منظور از شیشه کوارتز استفاده شد که تراگسیل نوری قریب ۹۰ درصد در ناحیه بینابی بیش از ۲۰۰ نانومتر از خود نشان می دهد. هر ۲ لامپ درخش درون لوله شیشه کوارتز به قطر بیرونی ۱۰ میلیمتر و ضخامت ۱ میلیمتر در محیط با فشار اتمسفر نصب، و سپس به کمک رزین مناسبی اتصالات دو انتهای لوله حاوی لامپ ها از محیط کم فشار پلاسمای لیزری جدا می شوند، شکل ۱.

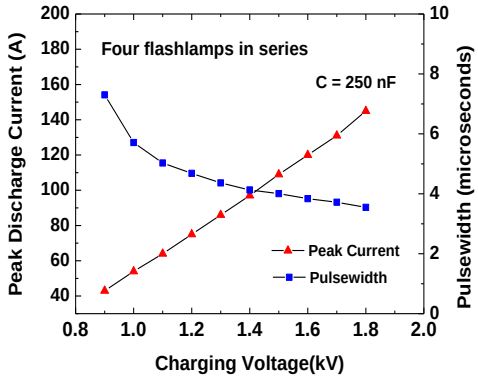
روش تحریک لامپ های درخش

جهت سهولت و اطمینان از تحریک همزمان هر ۲ یا ۴ لامپ درخش و پرهیز از ورود ترمینال تحریک ولتاژ بالا به درون محفظه پلاسمای لیزری، مدار تحریک و تخلیه ویژه ای طراحی و مورد استفاده قرار گرفت، شکل ۲. مدار مذکور ترکیبی از روش تحریک سری و تحریک خارجی لامپ درخش است.



شکل۲: چگونگی اتصال لامپ های درخش FL1-4 و الکترودهای تحریک کننده خارجی آنها به یکدیگر به همراه مدار تحریک و تخلیه الکتریکی. آند با (+) و کاتد هر لامپ با (-) از یکدیگر متمایز شده است.

روش تحریک ترکیبی برای لامپ های درخش بلند با فاصله ۲۵۰ میلیمتر میان دو الکترود و با یک سوییچ نیم رسانا، برای دمش محیط های فعال لیزر حالت جامد در گذشته مورد مطالعه قرار گرفته است [۶]. مدار شکل ۲ نمونه ای متفاوت، ساده و کارآمد از تحریک ترکیبی لامپ ها است که آن را برای دمش پلاسمای لیزری با گسترش فضایی کمتر از ۱۰ میلیمتر به کار گرفته شد. لامپ های درخش بر روی جدار خارجی خود دارای پوششی شفاف و رسانا برای تحریک خارجی می باشند. ایده اصلی در تحریک یک جفت لامپ، اتصال پوشش رسانای تحریک خارجی لامپ به آند لامپی است که در پتانسیلی به مراتب بالاتر از اتصال مشترک دو لامپ قرار دارد. بدین ترتیب ولتاژ بالای پالس ترانسفورمر PT محرک لامپ ها، در آغاز به آند مورد اشاره و همزمان به جدار بیرونی لامپ ها اعمال می شود که تخلیه اطمینان بخش و عملاً همزمان تمامی لامپ ها را در پی دارد.



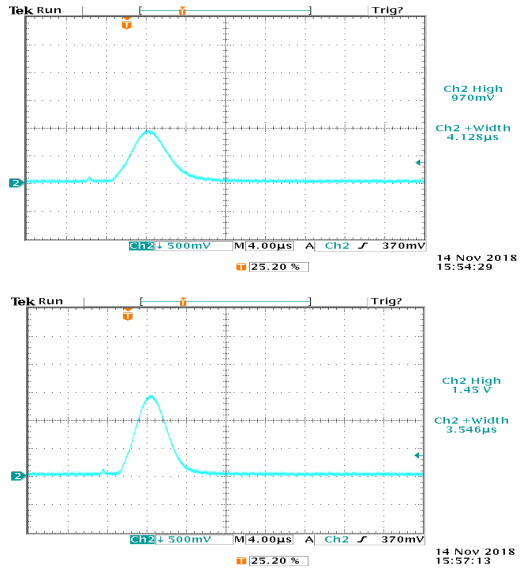
شکل۳: رفتار قله و پهنای زمانی جریان تخلیه بر حسب ولتاژ شارژ خازن برای مدار تخلیه با ۴ لامپ درخش که مطابق شکل۲ به صورت سری با یکدیگر قرار گرفته اند.

یافته های تجربی

افزایش قله جریان عبوری از پلاسمای لامپ دو ویژگی سودمند کوتاه شدن پهنای زمانی تپ نوری و انتقال قله تابش های پلاسما به سوی طول موج های کوتاهتر را به همراه دارد. افزایش جریان سبب کوتاه شدن پهنای زمانی تپ نوری گسیل یافته از لامپ می شود زیرا شدت تابش های پلاسمای لامپ عملاً تابعی درجه اول از جریان عبوری از لامپ است. شکل ۳ نمودار تجربی پهنای زمانی و قله جریان عبوری از ۴ لامپ را نشان می دهد. اندازه گیری ها به کمک پیچه روگوفسکی با پهنای باند ۲۰

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مگاهرتز انجام شده است. ظرفیت خازن C مدار تخلیه برابر با ۲۵۰ نانوفاراد است. ولتاژ شارژ خازن V_{ch} از ۹۰۰ تا ۱۸۰۰ ولت متناظر با ۰/۱ الی ۰/۴ ژول انرژی ذخیره شده در خازن است.



شکل۴: نمونه هایی از رفتار زمانی جریان تخلیه برای مدار با ۴ لامپ درخش سری. ولتاژ شارژ خازن: بالا) ۱/۴ کیلو ولت، پایین) ۱/۸ کیلو ولت. پهنای زمانی تپ جریان به ترتیب ۴/۱۳ و ۳/۵۴ میکروثانیه و قله جریان تخلیه لامپ ۹۷ و ۱۴۵ آمپر است.

دلیل کاهش یافتن پهنای زمانی تپ جریان τ، بستگی آن طبق رابطه (۱) [۷] به خودالقای ثانویه پالس ترانسفورمر L_s است که L_s با افزایش جریان و نزدیک شدن به ناحیه اشباع هسته ترانسفورمر کاهش می یابد. خودالقای کل مدار عملاً با L_s برابر است.

$$\tau = ۳\sqrt{L_s C} \qquad (۱)$$

مشاهده تجربی نشان می دهد که حداکثر ولتاژ قابل اعمال به ۲ لامپ سری قبل از بروز تحریک خودبخودی و تخلیه کنترل ناپذیر لامپ ها ۱۵۰۰ ولت است. بدین ترتیب حداکثر انرژی قابل تحویل در بانک خازنی مدار برابر با ۱/۱ ژول است که این مقدار طبق رابطه (۲) حتی از انرژی انفجار یک لامپ $E_{ex} = ۱۴\ J$ نیز به مراتب کوچکتر است که تضمین کننده طول عمر لامپ ها می باشد[۷].

$$E_{ex} = ۰/۱۲ L d\sqrt{\tau} \qquad (۲)$$

در شکل ۴ دو نمونه از رفتار زمانی تپ جریان عبوری از مجموع لامپ ها مشاهده می شود. عدم وجود جریان منفی که سبب کاهش عمر مفید لامپ می شود نشانه وضعیت مطلوب نزدیک میرایی بحرانی مدار تخلیه لامپ به شمار می آید[۷].

نتیجه‌گیری

چگونگی آماده سازی، تحریک و رفتار مجموعه لامپ های درخش حاوی گاز زنون برای تولید تپ های نوری توانمند کوتاه از مرتبه ۳ میکروثانیه با تکرار پذیری و لغزش زمانی کمتر از ۱ میکروثانیه از لحظه تحریک، در محیط کم فشار برای دمش ناهمدوس نوری پلاسمای القاییده لیزری به صورت تجربی مورد بررسی قرار گرفت. در مقایسه با لیزرهای تنظیم پذیر، ارزانی و سهولت نسبی استفاده، از مزایای این نوع چشمه های نوری به شمار می آید.

مرجع‌ها

[1] W. T. Silfvast, L. H. Szeto, and O. R. Wood II, “Recombination lasers in expanding CO_2 laser-produced plasmas of argon, krypton, and xenon”, Applied Physics Letters. Vol. 31. No. 5, pp. 334-337, 1977.

[2] L. Nagli, M .Gaft, I .Gornushkin, R .Glaus, “Stimulated emission and lasing in laser-induced plasma plume”, Opt. Commun. Vol. 378, pp. 41-48, 2016.

[3] C. M. Ferrar, “Simple, high Intensity short pulse flashlamps”, Rev. Scientific Instrum.Vol. 40. No. 11, pp.1436-1438, 1969.

[4] Y. Levy, G. Neumann, and D. Treves, “Ablative flashlamps for high peak power dye lasers”, Appl. Opt. Vol. 16, No. 8, pp. 2293-2296, 1977.

[5] Michael A. Lieberman, Allan J. Lichtenberg, *“Principles of plasma discharges and materials processing”*, p. 547, (2nd ed.). Hoboken, N.J. Wiley-Interscience, 2005.

[۶] فرهبد، امیر حسین، *سیستم تحریک لامپ درخش با پیش یونش دوگانه*، ثبت اختراع، سازمان ثبت اختراع و مالکیت معنوی، ۱۳۹۰.

[7] W. Koechner, “*Solid-State Laser Engineering*”, (6 th ed.), Springer, 2006.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

عملکرد اپتیکی سلول خورشیدی آلی مبتنی بر پایه PEDOT:PSS/CuPC/C60 و PEDOT:PSS/ZnPC/C60

مهناز قاضی، علی‌اصغر شکری

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران

چکیده - در این مقاله، با استفاده از مدل اپتیکی نرم‌افزار شبیه‌ساز Gpvdm مبتی بر روش ماتریس انتقال عملکرد اپتیکی سلول خورشیدی آلی مبتنی بر پایه PEDOT:PSS/CuPC/C60 و PEDOT:PSS/ZnPC/C60 را بررسی کرده‌ایم. وابستگی کمیت‌های تراکم و جذب فوتونها، چگالی جریان اتصال کوتاه و ولتاژ مدار باز و همچنین بازده تبدیل توان و عامل پرشدگی به ضخامت لایه‌های فعال محاسبه شده است. نتایج محاسباتمان نشان می‌دهد که مقادیر کمیت‌های مذکور برای ضخامت بهینه ۳۰nm لایه فعال CuPC بیشتر از ضخامت بهینه ۱۵nm لایه فعال ZnPC است به طوری که ساختار نامتجانس بر پایه فتالوسیانین مس می‌تواند به عنوان سلول خورشیدی با عملکرد بهتری معرفی می‌شود. نتایج این مقاله ممکن است در طراحی ادوات اپتوالکترونیکی و سلول خورشیدی آلی مفید باشد.

کلید واژه- بازده تبدیل توان، تراکم و جذب فوتونها، چگالی جریان اتصال کوتاه، سلول خورشیدی آلی

Optical performance of an organic solar cell based on PEDOT: PSS/CuPC/C60 and PEDOT: PSS/ ZnPC/C60

Mahnaz Gahazi, Aliasghar Shokri

Department of physics, Payam Noor University (PNU), P.O.Box 19395-3697, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, using optical model of Gpvdm simulator software based on the transfer matrix, we have investigated the optical performance of organic solar cell based on PEDOT: PSS/CuPC/C60 and PEDOT:PSS/ZnPC/C60. The active layer thickness dependence of the density and photon absorption, short circuit current density, the feedback-voltage, the efficiency of the power conversion and filling factor are calculated. The results indicate that the measured values of all the parameters mentioned above for the optimum thickness of 30 nm of the active layer of CuPC are greater than the optimal thickness of 15 nm of the active layer ZnPC have been. Our results may have important applications for building blocks in the organic solar cell and optoelectronic devices

Keywords: Power conversion, Photon density and absorption, Short circuit current density, Organic solar cell

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در دهه‌های اخیر تلاش‌های زیادی برای توسعه سلول‌های خورشیدی در جهت کاهش هزینه‌های ساخت و افزایش بازده آنها صورت گرفته است. این تلاش‌ها به دنبال استفاده از فرآیندهایی بوده‌اند که به دمای فرآیند بالا، زمان‌های طولانی فرآیند و زیر لایه‌های سخت و گران‌قیمت نیازی نداشته باشند. در این میان، فتالوسیانین‌های فلز مد نظر است، که در این مقاله سلول خورشیدی آلی را به صورت یک چندلایه‌ای نامتجانس شامل نیمرساناهای مختلف از نوع دهنده و گیرنده که به وسیله یک لایه میانی (لایه فعال) از نوع ماده آلی (فتالوسیانین) انتخاب می‌کنیم. با در نظر گرفتن عنصر مرکزی فتالوسیانین از نوع فلزات مختلف مانند مس و روی، بازده و کمیت‌های مختلف سلول خورشیدی (جریان مدار کوتاه، ولتاژ مدار باز، ضریب جذب و ضریب عامل پرشدگی) مورد بحث قرار می‌گیرد. در این مقاله، با استفاده از مدل اپتیکی نرم‌افزار شبیه-ساز Gpvdm، سلول خورشیدی با لایه‌های فعال ZnPC/c60 و CuPC/c60 مورد مطالعه قرارگرفته است.

مدل اپتیکی

مدل اپتیکی بر اساس روش ماتریس انتقال می‌باشد که اولین بار توسط پترسون و همکارانش بر روی سلول خورشیدی آلی مورد استفاده قرارگرفت [۱]. از آنجا که تعداد اکسایتون‌ها در یک موقعیت خاص در یک ساختار به‌طور مستقیم وابسته به انرژی جذب شده توسط مواد است می‌توان با درنظرگرفتن عمودی بودن نور فرودی, انرژی‌جذب شده درمکان x لایه فعال(لایه j) را توسط رابطه (۱) محاسبه نمود:

$$Q_{j(x,\lambda)} = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 \alpha_j \eta_j \left| E_{j(x,\lambda)} \right|^2 , \alpha_j = \frac{4\pi k_j}{\lambda} \qquad (1)$$

این، به این معنی است که انرژی جذب شده در موقعیت x درساختار لایه‌ای متناسب با سرعت نور c و ε_0 ضریب‌گذردهی خلا و α_j ضریب‌جذب و η_j ضریب‌شکست لایه‌فعال و $\left| E_{j(x,\lambda)} \right|^2$ مربع میدان‌الکتریکی درون لایه فعال است. تعداد اکسایتون‌های ایجادشده در یک لایه متناسب با تعداد فوتون های جذب شده است و از اینرو، $\left| E_{j(x,\lambda)} \right|^2$ به‌طور مستقیم نشان‌دهنده تولید اکسایتون‌های تولیدشده در هر نقطه است. آهنگ تولید اکسایتون با معادله (۲) داده می‌شود [۲]:

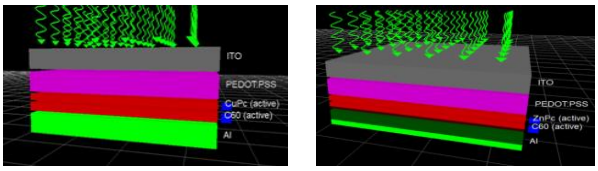
$$G_{j(x)} = \frac{1}{hc} \int_{350}^{800} Q_{j(x,\lambda)} \lambda d\lambda \qquad (2)$$

در این رابطه، h ثابت پلانک، c سرعت نور و λ طول موج نور فرودی می‌باشند. در حالت ایده‌آل می توان با جمع تمامی اکسایتون‌ها در ناحیه فعال، به رابطه بیشترین چگالی جریان اتصال کوتاه دست پیدا کرد. بنابراین، چگالی جریان اتصال کوتاه ایجادشده از رابطه(۳) محاسبه می‌شوند [۳].

$$J_{sc} = e \int G_{j(x)} dx \qquad (3)$$

بررسی نتایج

دو نوع ساختار بکار برده شده در شکل (۱) نمایش داده شده است:



شکل۱ :ساختارسلول خورشیدی آلی متشکل ازلایه فعال CuPC/C60 و ZnPC/C60

جدول۱: مقایسه پارامترهای اپتیکی ساختارA با ضخامت ۳۰nm و ساختار B با ضخامت۱۵nm

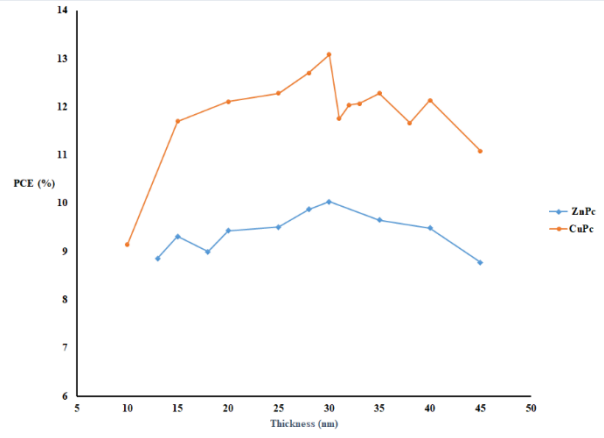
Device	Thickness (nm)	FF	PCE (%)	V_{OC} (V)	J_{sc} (Am^{-2})
A	30	0.733	13.086	0.841	-211.94
B	15	0.700	9.315	0.721	-184.19

ثابت‌های اپتیکی (n, k) لایه‌های CuPc, c60, ZnPc ازمراجع استخراج شده است [۴ و ۵]. ابتدا برای یافتن ضخامت بهینه ،نمودار چگالی جریان مدار کوتاه برحسب

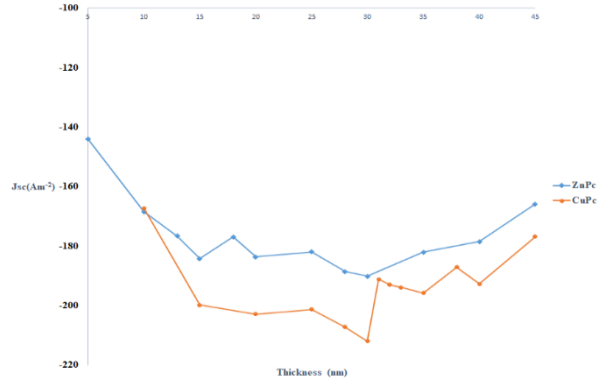
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

ضخامت را برای سلول با لایه فعال CuPc/c60 (ساختارA) و لایه فعال ZnPc/c60 (ساختارB) بدست آورده‌ایم (شکل۲ ببینید).

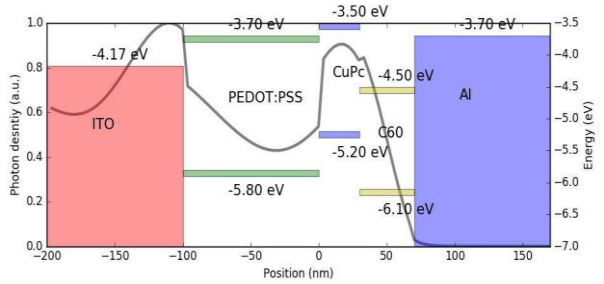
در ابتدا توسط نرم افزار شبیه ساز Gpvdm[1] که اساس محاسبات عددی این شبیه ساز برمبنای روش نیوتن رافسون و مبنای محاسبات اپتیکی و الکتریکی آن براساس روش پترسون می‌باشد.ضخامتهای بهینه رابرای بیشترین بازده تبدیل توان دوساختار محاسبه نموده ایم و سپس مقایسه بین پارامترهای اپتیکی را انجام داده ایم.با توجه به اطلاعات ارائه شده در جدول ۱ مشاهده می‌شود که مقادیر تمام پارامترهای به دست آماده از دستگاه A با ضخامت بهینه ۳۰ nm بالاتر از دستگاه B با ضخامت بهینه ۱۵nm می‌باشد. نحوه تغییر بازده تبدیل توان برحسب ضخامت لایه فعال در شکل ۲ ارائه شده است. البته لازم به ذکر است که در ضخامت ۱۵nm و ۳۰nm در لایه فعال ZnPc قله بازده داریم که بالاترین بازده در ضخامت ۳۰nm لایه ZnPc رخ داده است اما به علت بالارفتن احتمال بازترکیب در این ضخامت ما دستگاه شبیه‌ساز gpvdm را با ضخامت ۱۵nm تنظیم نمودیم. باتوجه به شکل۳ مشاهده می-کنیم که روند کاهش و افزایش چگالی جریان اتصال کوتاه در هردو ساختار در ضخامت‌های مشابه, یکسان می‌باشد و در هردو ساختار در ضخامت ۱۰nm بیشترین چگالی جریان اتصال کوتاه را داریم ودرضخامت ۳۰ nm کمترین مقدار چگالی جریان اتصال کوتاه را داریم. با توجه به اینکه در این دو ساختار لایه های ZnPc و CuPc هردو نقش دهنده را بر عهده دارند با مقایسه شکل‌های ۴و۵ درمی‌یابیم که لایه CuPc نقش‌دهندگی خود را بهتر ایفا می‌نماید و تراکم فوتونها در این لایه ازدستگاه A بیشتر از لایه ZnPc ساختارB می‌باشد.



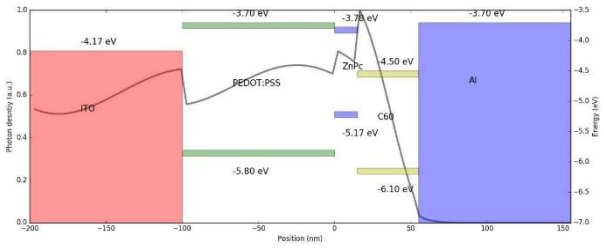
شکل ۲- بازده تبدیل توان برحسب ضخامت‌های دو ساختار A وB



شکل۳- چگالی جریان اتصال کوتاه برحسب ضخامت دو ساختار A وB



شکل۴- نمودار تراکم فوتون درتمامی لایه‌های دستگاه A



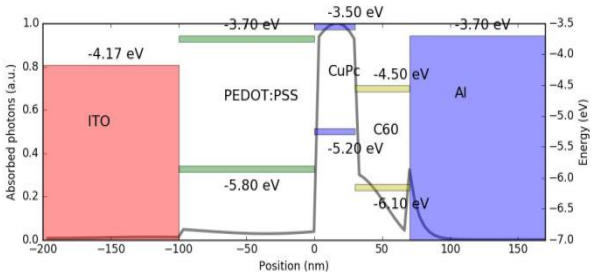
شکل۵- نمودار تراکم فوتون درتمامی لایه‌های دستگاه B

با مقایسه شکل‌های ۶ و ۷ مشاهده می کنیم که ماکزیمم جذب چگالی فوتونها در CuPc وZnPc هردو در ۱ می‌باشد

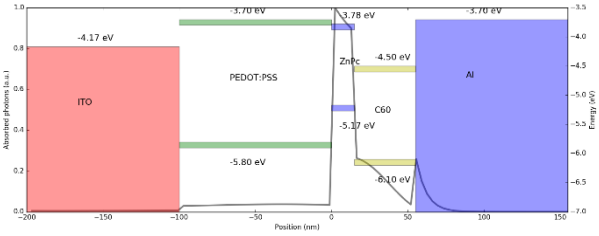
[1]General-purpose Photovoltaic Device Model (gpvdm)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

اما با این تفاوت که در CuPc نمودار تقریباً دراین محدوده به صورت سهمی می‌باشد اما در ZnPc به صورت خطی با یک نقطه ماکزیمم می‌باشد و سپس به شدت نزولی می‌گردد. طبق نمودارهای مربوطه به نظر می‌رسد که جذب فوتون‌ها در CuPc بیشتر می‌باشد.



شکل۶- نمودار جذب فوتون در تمامی لایه‌های دستگاه A



شکل۷- نمودار جذب فوتون در تمامی لایه‌های دستگاه B

نتیجه گیری

درد این مقاله، عملکرد سلول خورشیدی آلی با استفاده از نرم-افزار شبیه‌ساز gpvdm که اساس کار آن روش ماتریس انتقال می‌باشد بررسی گردید. پارامترهایی چون ولتاژ مدار باز و چگالی جریان اتصال کوتاه و عامل پرشدگی و بازده تبدیل توان در ساختار A با ضخامت ۳۰nm نانومتر دارای مقادیر بالاتری از ساختار B با ضخامت۱۵nm می باشد. زیرا با این حال که ساختار A در لایه دهنده خود دارای گاف انرژی بزرگتری می-باشد اما نسبت به لایه دهنده ساختار ,B دارای تراکم فوتونی و جذب فوتونی بهتری می‌باشد. در ادامه کار، از داده‌های این مقاله برای بحث در مورد پارامترهای فتوولتائیک(ولتاژ مدار باز، فاکتور پرشوندگی، بازده تبدیل توان) این دو ساختار می‌توان استفاده نمود.

سپاسگزاری

از آقای مهندس هاشم حجتی‌راد به خاطر راهنمایی‌هایشان تشکر و قدردانی می‌کنیم.

مرجع‌ها

[1] A. A. Pettersson L., S. Roman L., Inganas O., Modeling photocurrent action spectra of photovoltaic devices based on organic thin films, **J. Appl. Phys.** 86 (1999) 487.

[2] 2. Albrecht S., Schafer S., Lange I., Yilmaz S., Dumsch I.,Allard S., Scherf U., Hertwig A., Neher D., Lightmanagement in PCPDTBT :PC70BM solar cells: Acomparison of standard and inverted device structures,

[3] 3. E. Petoukhoff C., K. Vijapurapu D., M. Ocarroll D.,Computational comparison of conventional and invertedorganic photovoltaic performance parameters withvarying metal electrode surface workfunction, **Sol.Energy Mater. Sol. Cells,** 120 , 572-583 (2014)..

[4] 4. Monestier, F., Simon, J.-J., Torchio, P., Escoubas, L., Ratier, B., Hojeij, W., Lucas, B., Moliton, A., Cathelinaud, M., Defranoux, C., Flory, F. (2008). Optical modeling of organic solar cells based on CuPc and C_60. Applied Optics, 47(13), C251-C256.

[5] 5.Senthilarasu, S., Velumani, S., Sathyamoorthy, R., Subbarayan, A., Ascencio, J. A., Canizal, G., Sebastian, P. J., Chavez, J. A., Perez, R. (2003). Characterization of zinc phthalocyanine (ZnPc) for photovoltaic applications. Applied Physics A: Materials Science & Processing, 77(3-4), 383–389.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تولید پلاسمونیکی نور لیزری با طول‌موج کوتاه با استفاده از نانوساختارپاپیونی شکل طلای روکش‌دار مستقر روی زیر لایه

محمد سلیمانی، مسعود محبی، محمدرضا فروزش فرد

گروه فیزیک، دانشگاه ولی‌عصر، رفسنجان
m.mohebbi@vru.ac.ir

چکیده – ما تولید هارمونیک مرتبه بالا ناشی از برهم‌کنش گاز هیدروژن با میدان الکتریکی تقویت‌شده به وسیله‌ی پلاسمون سطحی موضعی را بررسی می‌کنیم. این میدان‌ها زمانی که یک نانوساختار پاپیونی شکل طلای روکش‌دار که روی یک زیرلایه از جنس YAG قرار دارد در معرض یک موج تخت کوتاه مدت با طول‌موج بلند قرار می‌گیرد تولید می‌شوند. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که با به کار بردن هم‌زمان پوشش عایق نازک اطراف نانو ساختار و زیر لایه، تقویت میدان در گاف نانوساختار به حدی است که می‌توان به تولید هارمونیک مرتبه بالاتر دست یافت. با این پیشنهاد، از تخریب نانوساختار جلوگیری می‌شود و درنتیجه می‌توان از ساختار، برای دفعات زیاد جهت تولید هارمونیک استفاده کرد.

کلید واژه- هارمونیک مرتبه بالا، میدان الکتریکی تقویت‌شده، نانوساختار، پلاسمون سطحی موضعی

Plasmonic Production of Short-wavelength Laser Light Using a Coated-Gold Bow-tie Nanostructure placed on Substrate

Soleimani Mohammad, Mohebbi Masoud, Forouzeshfard Mohammad Reza

Department of Physics, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, Rafsanjan

Abstract- We investigate high-order harmonic generation resulting from the interaction of Hydrogen gases with Enhanced electric field based on Localized surface plasmon. These fields produced when a coated-gold bow-tie nanostructure on a sublayer is illuminated by a short planner wave of long wavelength. The simulation results show that by simultaneously applying a thin insulated coating around the nanostructure and substrate, the field strength in the nanostructure gap is such that the higher order harmonic generation can be achieved. By this offer can be prevented nanostructure from destruction, and results that one can be apply to produce harmonics for many times.

Keywords: High-order Harmonic, Enhanced electric field, Nanostructure, Localized surface plasmon

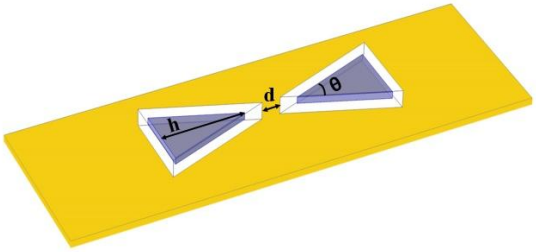
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

تولید هارمونیک مرتبه بالا زمانی رخ می‌دهد که اتم‌ها و مولکول‌های گاز و یا جامدات کریستالی تحت تابش پالس لیزری شدیدی قرار گیرند. این فرآیند غیرخطی باعث تولید تابش فرابنفش دور (XUV) و اشعه X نرم از پالس لیزری فمتوثانیه با طول‌موجی در محدوده طیف مرئی و یا مادون‌قرمز می‌شود. پالس لیزری مورد استفاده در فرآیند تولید هارمونیک مرتبه بالا باید دارای شدتی از مرتبه $10\ TW\ cm^{-2}$ باشد. بنابراین یک تقویت پالس بر مبنای چرپ[۱] برای بالا بردن قله توان پالس فمتوثانیه لازم می‌باشد. اخیرا با استفاده از تشدید پلاسمون سطحی در نانو ساختار پاپیونی شکل فلزی، میدان الکتریکی فرودی تا بیش از 20 dB تقویت می‌شود[۲] درنتیجه شدت پالس لیزری از آستانه موردنیاز برای تولید هارمونیک مرتبه بالا تجاوز کرده البته نرخ تکرار پالس ثابت باقی می‌ماند و دیگر نیازی به فرآیند تقویت لیزری نیست. نیم‌رخ طیفی هارمونیک‌های مرتبه بالای تولیدشده توسط میدان پلاسمونیکی تقویت‌شده تعیین می‌شود. لذا پژوهش‌های زیادی برای بهبود کنترل طیف هارمونیک‌های تولیدی انجام شده است [۳-۵]. تاکنون نانو ساختارهای استفاده شده در این فرآیند دارای دو ضعف اصلی می‌باشند اول مقاومت کم در برابر آسیب‌های حرارتی ناشی از پالس لیزری (که با تغییر شکل و یا تبخیر نانو ساختار) باعث کاهش طول عمر نانو ساختار می‌شود[۶]. ضعف دوم نانو ساختارها نقاط داغ (ناحیه فضایی که شدت میدان الکتریکی به بیشترین مقدار خود می‌رسد) به‌شدت باریک و محدود هستند[۷]. در این مقاله برای حل این مشکل، استفاده از یک لایه‌ی عایق نازک حول نانو ساختار پیشنهاد داده می‌شود که نه‌تنها از تخریب نانو ساختار جلوگیری می‌کند بلکه باعث کاهش میدان تقویت‌شده درون گاف نانوساختار به مقدار زیادی نمی‌شود. در نتیجه در قیاس با تولید باریکه لیزری با کوتاه‌ترین طول‌موجی که کیم و همکارانش [۲] به صورت تئوری و تجربی به آن دست یافته بودند، با این پیشنهاد که در این مقاله ارایه می‌دهیم می‌توان به تولید باریکه لیزری با طول‌موج کوتاه‌تر نیز دست یافت. هم‌چنین در این مقاله، به‌منظور عینیت بخشیدن به استفاده از چنین ساختاری در آزمایشگاه، یک زیر لایه در زیر نانو ساختار با روکش عایق قرار داده شد. در ادامه بر پایه شبیه‌سازی عددی، به بررسی تأثیر قرار دادن این زیر لایه بر تقویت میدان و طیف هارمونیک تولیدی پرداخته می‌شود.

شبیه‌سازی

در این قسمت مطابق شکل (۱) با استفاده از نرم‌افزار کامسول یک نانوذره پاپیونی شکل از جنس طلا با زاویه رأس $\theta = 10^\circ$، ارتفاع $h = 275nm$، ضخامت $t = 25nm$، گاف $d = 10nm$ و با روکش عایق به ضریب شکست ۱,۴۶ و ضخامت ۲ نانومتر که بر روی یک زیر لایه به ضریب شکست ۱,۸۳ و ضخامت ۲۵ نانومتر درون یک مکعب مستطیل از جنس هوا قرار دارد شبیه‌سازی می‌کنیم.

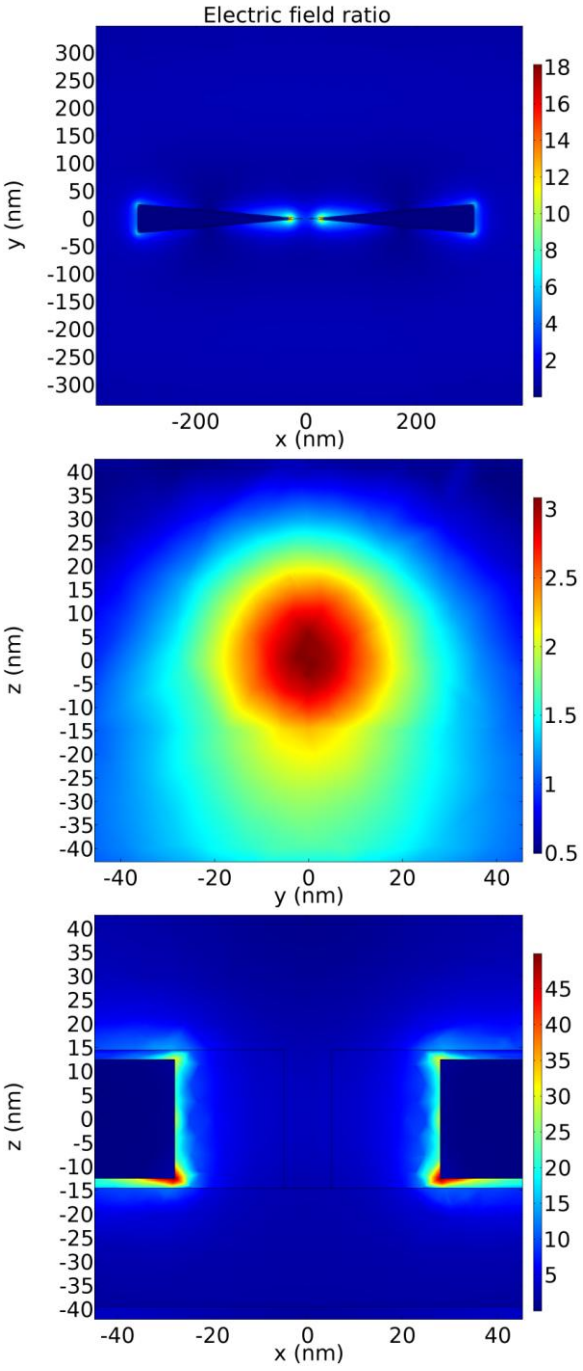


شکل ۱: شکل سه‌بعدی نانو ساختار متشکل از دو مثلث از جنس طلا (رنگ بنفش) با روکش عایق (رنگ سفید) روی یک زیر لایه از جنس YAG (رنگ زرد).

لازم به ذکر است که مشخصات هندسی نانوذره تحت بررسی، بعد از بهینه‌سازی توسط نرم‌افزار کامسول به دست‌آمده‌اند که در ازای این مقادیر بهینه از پارامترهای هندسی (مقادیری که در بالا اشاره شد) بیشترین تقویت میدان الکتریکی درون گاف نانو ساختار به دست می‌آیند. یک موج الکتریکی تخت از سطح بالایی مکعب، با طول‌موج ۸۰۰nm و با قطبش الکتریکی در راستای محور

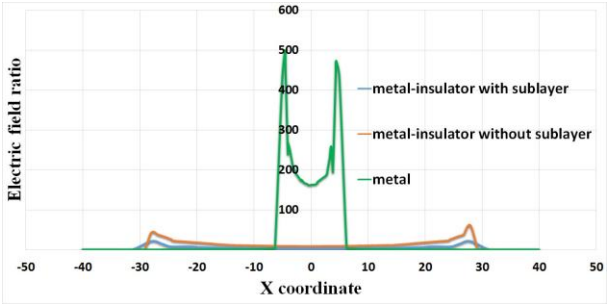
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

x که در راستای z منتشر می‌شود به نانو ساختار تابیده می‌شود و توزیع ضریب میدان الکتریکی پراکنده‌شده (نسبت اندازه میدان الکتریکی پراکنده‌شده به‌اندازه میدان فرودی) برای حالت نانو ساختار با روکش عایق و زیر لایه در شکل (۲) گزارش‌شده است.



شکل ۲: توزیع دوبعدی میدان الکتریکی تقویت‌شده در اطراف نانو ساختاری از جنس طلا با روکش عایق و روی زیر لایه از جنس YAG در صفحه‌های yz، xz و xy که از مرکز گاف نانو ساختار عبور می‌کنند.

با مقایسه مقدار تقویت میدان الکتریکی در صفحه‌های xy، xz و yz درمی‌یابیم بیشترین تقویت در ناحیه فضای خالی بین نوک مثلث‌ها (گاف نانو ساختار) اتفاق می‌افتد. بنابراین در گام بعد توزیع یک‌بعدی میدان الکتریکی تقویت‌شده روی خط واصل بین دو رأس نانو ساختار را مطابق با شکل (۳) برای تمامی حالت‌های نانو ساختار بدون روکش عایق، با روکش عایق، با روکش عایق و زیر لایه نشان داده می‌شود. مطابق شکل بیشترین تقویت میدان فرودی برای حالت نانوساختار طلای بدون روکش طلا و زیر لایه برابر با مقدار تقریبی ۴۸۰ برابر بر روی نوک مثلث‌ها و ۱۸۰ برابر در وسط گاف (x=y=z=0) می‌باشد. با اضافه کردن فقط لایه‌ی روکش مقدار تقویت به مقدار تقریبی ۱۰ برابر بر روی نوک مثلث‌ها و مقدار تقریبی ۳ برابر در وسط گاف کاهش می‌یابد. با اضافه کردن یک زیر لایه به نانوساختار طلای روکش‌دار، مقدار تقویت به مقدار تقریبی و ثابت ۳ برابر در سرتاسر گاف کاهش می‌یابد.



شکل ۳: توزیع یک‌بعدی میدان الکتریکی تقویت‌شده روی خط واصل بین دو رأس نانو ساختار (z=0) برای حالت‌های نانو ساختار بدون روکش عایق، با روکش عایق، با روکش عایق و زیر لایه

تولید هارمونیک مرتبه بالا

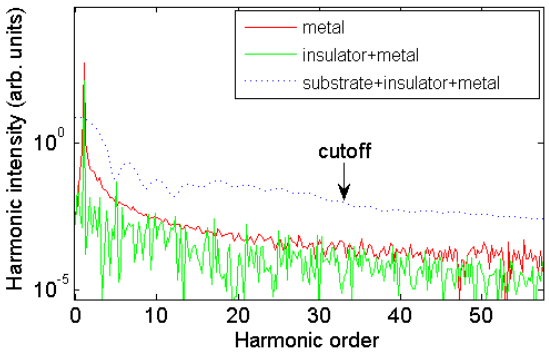
درنهایت با قرار دادن یک اتم هیدروژن در وسط گاف (به‌عنوان مثال بر روی وسط خط واصل بین دو رأس) نانو ساختار می‌توان به بررسی پاسخ غیرخطی این اتم به میدان تقویت‌شده پرداخت [۸, ۹]. دینامیک حرکت یک الکترون که در یک میدان الکتریکی با قطبش خطی (درون گاف بر روی خط z=0) مطابق با شکل (۳) حرکت می‌کند را می‌توان با تقریب خوبی از حل معادله شرودینگر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

وابسته به زمان یک‌بعدی به دست آورد. بر این مبنا می‌توان شدت هارمونیک‌های مرتبه بالای گسیل‌شده را محاسبه کرد [۱۰].

در شکل (۴) طیف هارمونیک‌های مرتبه بالا برای موردهای فقط نانو ساختار طلا، نانو ساختار طلا با روکش عایق و نانوساختار طلا با روکش عایق مستقر بر زیر لایه نشان داده

شده است. شدت میدان فرودی $5\times10^{11}\,\mathrm{W/cm^2}$ و مدت تپش $10\,fs$ در نظر گرفته‌شده است.



شکل ۴: طیف هارمونیک‌های مرتبه بالا برای موردهای فقط نانو ساختار طلا (قرمز)، نانو ساختار طلا با روکش عایق (سبز) و نانوساختار طلا با روکش عایق مستقر بر زیر لایه (آبی نقطه‌چین).

مرتبه فرکانس قطع برای حالت نانوساختار طلا با روکش عایق مستقر بر زیر لایه که قابلیت پیاده کردن آزمایشگاهی دارد حدود ۳۴ می‌باشد. در دو حالت دیگر فرکانس قطعی به علت تقویت زیاد (که منجر به تخریب ساختار در واقعیت می‌شود) مشاهده نمی‌شود.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش به بررسی طیف هارمونیک ناشی از اتم هیدروژن درون گاف نانوساختار پاپیونی شکل از جنس طلا و با روکش عایق که روی زیر لایه از جنس YAG قرار دارد پرداخته شد تا امکان واقعی تولید هارمونیک مرتبه بالا در آزمایشگاه میسر شود. وجود لایه عایق از تخریب نانوساختار جلوگیری می‌کند و با این چیدمان می‌توان یک منبع لیزری طول‌موج کوتاه و با قابلیت استفاده طولانی در اختیار داشت.

مرجع‌ها

[1] J. Seres, E. Seres, A. J. Verhoef, G. Tempea, C. Streli, P. Wobrauschek, V. Yakovlev, A. Scrinzi, C. Spielmann, F. J. N. Krausz, “Laser technology: source of coherent kiloelectronvolt X-rays”, Nature, Vol.433, pp. 596, 2005.
[2] S. Kim, J. Jin, Y.J. Kim, I.Y. Park, Y. Kim, S.W. J. N. Kim, “High-harmonic generation by resonant plasmon field enhancement”, Nature, Vol.453, pp. 757, 2008.
[3] H. Ebadian, M. Mohebbi, “Plasmonic nanostructure assisted HHG in NIR spectrum and thermal analysis”, Appl. Phys., Vol.51, pp.8, 2018.
[4] H. Ebadian, M. Mohebbi, “Strong electric field enhancements in asymmetric metallic nanostructures and high-order harmonic generation”, Appl. Opt., Vol.55, 2016.
[5] Pfullmann, N. et al, “Nano-antennae assisted emission of extreme ultraviolet radiation,” Annalen der Physik, Vol.526, 2014.
[6] I. Y. Park, J. Choi, D. H. Lee, S. Han, S. Kim, S. W. J. A. d. P. Kim, “Generation of EUV radiation by plasmonic field enhancement using nano-structured bowties and funnel-waveguides”, Ann. Phys., Vol.525, pp. 87-96, 2012.
[7] M. Sivis, M. Duwe, B. Abel, C. J. N. P. Ropers, “Extreme-ultraviolet light generation in plasmonic nanostructures”, Nature, Vol.9, pp. 304, 2013.
[8] C. Winterfeldt, “Generation and control of high-harmonic radiation”, Würzburg university, 2006.
[9] M. F. Ciappina, J. Pérez-Hernández, L. Roso, A. Zaïr, M. Lewenstein, “High-order harmonic generation driven by plasmonic fields: a new route towards the generation of UV and XUV photons”, in Journal of Physics: Conference Series (IOP Publishing), pp. 012001, 2015.
[10] Masoud Mohebbi and Sakineh Nazarpoor Malaei, “Electron path control of high-order harmonic generation by a spatially inhomogeneous field”, Modern Optics, Vol. 63, No. 7, pp. 643–652, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی متمرکز کننده‌های آینه‌ای خطی فرنلی برای نیروگاه‌های حرارتی خورشیدی

هادی برزویی

[1]دانشکده مهندسی، دانشگاه فناوری‌های نوین سبزوار، کد پستی ۹۶۱۵۹۱۸۳۳۹
h_borzouei@yahoo.com

از بازتابنده‌های سهموی خطی برای پیش‌گرم یا تامین حرارت مورد نیاز نیروگاهی استفاده می‌کنند. بازتابنده‌های فرنلی جایگزین مناسب و ارزان قیمتی برای متمرکز کننده‌های سهموی خطی هستند. در این شبیه‌سازی، نمونه کوچک مقیاسی از بازتبانده فرنلی با آینه‌های تخت شبیه‌سازی شده و با کمک معیار دهانه عددی نموداری عمومی برای طراحی بازتابنده فرنلی در هر مقیاس دلخواهی ایجاد شده است. در این طراحی تعداد ۳۷ آینه با پهنای ۱۰ سانتی متر برای دریافت ۶۸ درصد نور رسیده به سطح مقطع نورگیر استفاده شده است. زاویه دید سامانه متمرکز کننده برای رسیدن به بازده ۶۸درصد، ۶۵ درجه است. استفاده از آینه‌های مقعر با شعاع انحنای ۵ متر به جای آینه‌های تخت، شدت نور متمرکز شده بر روی لوله انتقال حرارت را ۲,۵ برابر افزایش داده است.

کلید واژه- انرژی خورشیدی، بازتابنده فرنلی، آینه‌های متمرکز کننده، نیروگاه حرارتی، آینه‌های مقعر.

Design of Linear Fresnel Reflector as A Solar Thermal Generator

Hadi Borzouei

Engineering Faculty, Sabzevar university of new technology, Iran, 9615918339
h_borzouei@yahoo.com

The parabolic linear reflectors are the common concentrator for solar thermal generators. The linear Fresnel reflectors are the best replacement for linear parabolic concentrators. In this study the small scale of linear Fresnel reflectors with the flat mirror designed. The numerical aperture criteria assisted to make lockup table. In this simulation, the 37 discrete mirror of 10 cm width collects the 68% of received optical power. The half width of overall system is 2.4 m and the system field of view is 65 degrees. Replacement of flat mirror by concave mirror of 5 m radiuses has increased the intensity on absorber pipe by 2.5 times.

Keywords: Fresnel reflector, Mirror Concentrator, Solar Energy, Thermal power generator.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

نیروگاه‌های خورشیدی فرنلی یکی از جدیدترین نیروگاه-های حرارتی خورشیدی هستند [۱]. این نیروگاه‌ها با هندسه ساده‌تر نسبت به نیروگاه‌های سهموی خطی، هزینه‌های ساخت کمتری دارند. [۲].

دست‌یابی به دماهای بالاتر توسط نیروگاه‌های بازتابی فرنلی بازده مولد برق را افزایش می‌دهد. برای دست‌یابی به دمای بالاتر باید تمرکز شدت نور بیشتر شود و برای افزایش شدت نور روی لوله انتقال حرارت، دو راه وجود دارد: افزایش تعداد آینه‌ها و کانونی کردن بیشتر نور توسط انحنا دادن به آینه‌ها. انحنای هر آینه باعث می‌شود که پهنای لکه روی لوله جاذب کمتر شود. در این مقاله اثر تعداد آینه‌ها بر شدت نور متمرکز شده بررسی شده و نیزآینه‌های تخت با آینه‌های مقعر جایگزین شده‌اند. بهینه انحنای هر آینه محاسبه شده و اثر مضاعف آن بر شدت روی لوله مطالعه شده است.

روش طراحی

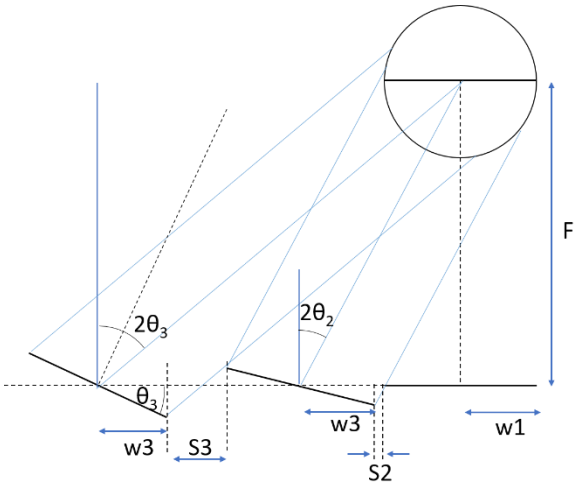
متمرکز کننده فرنلی ترکیبی از آینه‌های تخت است که تحت زاویه‌ها و در فاصله‌های مشخص در کنار یکدیگر قرار گرفته‌اند (شکل ۱). در این طراحی، پهنای تمام آینه‌های نواری یکسان فرض شده است. مرکز تمام آینه‌ها روی خط زمینه قرار داشته و آینه‌ها نسبت به این مرکز می‌چرخند. محل قرارگیری آینه‌ها توسط رابطه ۲ محاسبه می‌شود و زاویه سمت‌گیری هر آینه از رابطه بازگشتی ۳ محاسبه می‌شود.

$$w_n = w_1 \cos(\theta_n) \qquad (۱)$$

$$S_n = w_1 \tan(2\theta_n)(\sin(\theta_n) + \sin(\theta_{n-1})) \qquad (۲)$$

$$F\tan(2\theta_n) - w_n - S_n = \left(\sum_{1}^{n-1} 2w_j + S_j\right) - w_1 \qquad (۳)$$

که n شماره آینه، w_n پهنای موثر آینه، θ_n زاویه سمت-گیری آینه نسبت به محور افقی، S_n شکاف بین هر آینه و آینه قبلی و F فاصله کانونی بازتابنده فرنلی است.



شکل ۱: هندسه متمرکز کننده فرنلی برای کانونی کردن نور خورشید بر لوله انتقال سیال.

در بازتابنده فرنلی به علت شکاف خالی بین دو آینه نواری، توان دریافتی تابعی خطی از پهنای سطح مقطع نورگیر متمرکز کننده آینه فرنلی نیست. با افزایش اندازه دهانه عددی در بازتابنده فرنلی، فاصله‌های تاریک بین دو آینه متوالی نیز بیشتر شده و مقدار بیشتری از توان رسیده به پهنای کل متمرکز کننده هدر خواهد رفت. ما برای مطالعه رفتار بازتابنده فرنلی با هر اندازه و ابعادی از مشخصه شناخته شده دهانه عددی استفاده می‌کنیم:

$$NA = n\sin(\theta_m) \qquad (۴)$$

که n ضریب شکست محیط و θ_m بزرگترین زاویه تابش نور به متمرکز کننده فرنلی است. بزرگ شدن دهانه عددی معادل افزایش تعداد آینه‌ها است و توان بیشتری از نور خورشید بر لوله انتقال حرارت متمرکز خواهد شد.

علاوه بر اثر دهانه عددی، انحنای آینه‌ها نیز بر شدت نور اثر دارند که تا کنون محاسبه سرراست برای آن انجام نشده است. اگر به جای آینه‌های نواری تخت از آینه‌های

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقعر استفاده شود پهنای لکه نور روی لوله جاذب کمتر شده و تمرکز نور بیشتر خواهد شد. در تابش خارج از محور به آینه‌ی مقعر، رابطه بین جسم و تصویر برای پرتوهای مماسی (تانژانتی) از معادله زیر محاسبه می‌شود [۳]:

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{q}=\frac{2}{R\cos(\theta)} \qquad (۶)$$

که p محل جسم نسبت به آینه، q محل تصویر پرتوهای مماسی، R شعاع انحنای آینه مقعر و θ نصف زاویه بین پرتو تابش و بازتابش است.

همانگونه که در **Error! Reference source not found.** رسم شده است، در تابش خارج از محور و در زاویه 2θ، اندازه فاصله کانونی هر آینه با کسینوس زاویه کوچک می‌شود. پهنای a اندازه لکه ناشی از بیرونی‌ترین آینه بر روی لوله جاذب از تناسب مثلث‌ها بدست می‌آید:

$$\frac{a}{L-f\cos(\theta)}=\frac{w\cos(\theta)}{f\cos(\theta)} \qquad (۷)$$

که L فاصله لوله جاذب تا آینه، d فاصله لوله تا نقطه کانونی و θ نصف زاویه بین تابش و بازتابش است. با انتخاب تعداد آینه‌های لازم برای ساخت بازتابنده فاصله آخرین آینه تا محور مشخص می‌شود. شعاع انحنای آینه‌ها از رابطه زیر و بر حسب فاصله آینه وسط تا مرکز لوله و فاصله آخرین آینه تا مرکز لوله محاسبه می‌شود:

$$R=2f=2\frac{L_2+L_1}{\cos(\theta_1)+\cos(\theta_2)} \qquad (۹)$$

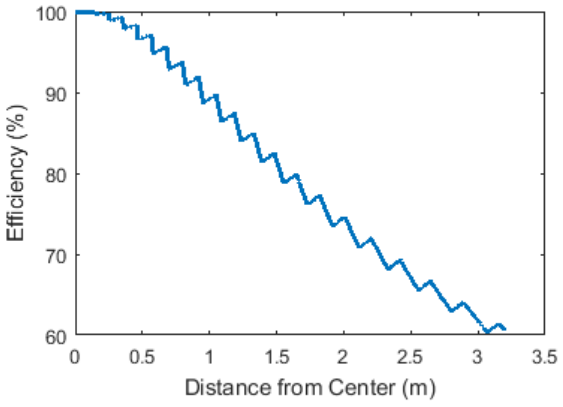
شبیه سازی

برای آنکه مقیاس کردن طراحی انجام شده به اندازه‌های بزرگ‌تر یا کوچک‌تر امکان پذیر باشد، در شبیه‌سازی‌ها، ارتفاع قرارگیری لوله جاذب ۱ متر، پهنای آینه‌ها ۱۰ سانتی‌متر و قطر لوله هم ۱۰ سانتی‌متر (معادل بزرگ‌ترین سطح مقطع موثر آینه) در نظر گرفته شده است. روابط بازگشتی ۱ تا ۳ توسط محیط متلب محاسبه شده و نتایج آن در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱: نتایج طراحی اپتیکی برای محل آینه‌ها و زاویه قرارگیری آن‌ها در نیروگاه بازتابنده فرنلی خورشیدی.

شماره آینه	محل قرارگیری	زاویه	شکاف بین دو آینه
۱	۰	0	0.25
۲	۱۰۰,۲	2.86	1.50
۳	۲۰۱,۴	5.69	3.75
۴	۳۰۴,۳	8.46	6.96
۵	۴۰۹,۸	11.14	11.15
۶	۵۱۸,۶	13.71	16.25
۷	۶۳۱,۵	16.14	22.24
۸	۷۴۹,۲	18.42	29.10
۹	۸۷۲,۶	20.55	36.80
۱۰	۱۰۰۲,۴	22.53	45.33

بازده اپتیکی سامانه در شکل ۲ رسم شده است. توان بازتاب شده روی لوله به توان تابیده شده به واحد سطح محاسبه شده است. شکستگی ایجاد شده در رسم نمودار از گسسته بودن تعداد آینه‌ها ناشی می‌شود و شکل ۳ رفتار زاویه میدان دید و اندازه دهانه عددی را بر حسب فاصله مرکز آینه‌ها از وسط سامانه متمرکز کننده نشان می‌دهد.

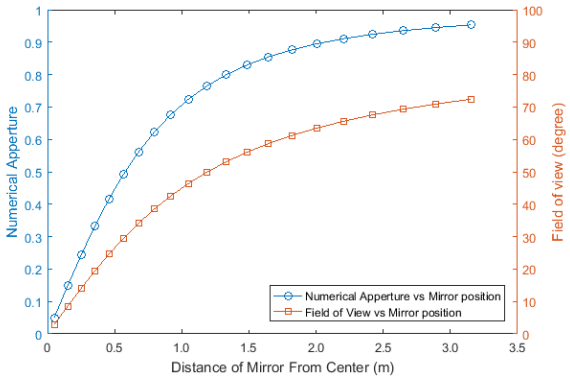


شکل ۲: بازده توان رسیده به لوله جاذب بر حسب فاصله روی محور قرار گیری آینه‌ها.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در بررسی تجربی انجام شده توسط مورین و همکاران[۴] هزینه تولید انرژی برق بر حسب تعداد آینه‌ها محاسبه شده است. ارتفاع لوله از آینه اولیه ۷٫۵ متر و پهنای کل گیرنده ۳۵ متر است که از هر طرف ۱۷٫۵ متر را در بر می‌گیرد. زاویه دید آخرین آینه ۶۵ درجه محاسبه شده است. از طرفی، در شکل۳ زاویه ۶۵ درجه با فاصله ۲٫۴ متر معادل است و اگر در ارتفاع ۷٫۵ متر ضرب شود فاصله ۱۸ متر را تایید می‌کند که مطابقت بسیار خوبی با ۱۷٫۵ متر گزارش شده در نتایج تجربی دارد. شکل ۳ مقیاس خوبی برای طراحی نیروگاه فرنلی در هر اندازه دلخواه ایجاد می‌کند.

با انتخاب ارتفاع لوله از متمرکز کننده و زوایه دید لوله از منظر آخرین آینه فاصله آخرین آینه توسط شکل ۳ محاسبه شده و توسط ارتفاع لوله مقیاس می‌شود. بازده اپتیکی بازتابنده نیز به کمک فاصله آخرین آینه توسط شکل ۲ محاسبه می‌شود.



شکل ۳: (سمت راست) دایره‌ها تغییرات دهانه عددی را بر حسب فاصله هر آینه تا مرکز نشان می‌دهند. (سمت چپ) مربع‌ها تغییرات میدان دید را بر حسب فاصله هر آینه تا مرکز نشان می‌دهند

با انتخاب آینه‌های مقعر، توان اپتیکی بر روی لوله نازک‌تری متمرکز خواهد شد. اگر پهنای موثر ۴٫۸ متر با بازده ۶۸ درصد برای دریافت نور فرض شود. فاصله دورترین آینه تا لوله ۲٫۴ متر خواهد بود. زاویه دید آخرین آینه توسط لوله ۶۵ درجه، فاصله آینه مرکزی تا لوله ۱ متر و فاصله آخرین لوله ۲٫۶ و شعاع انحنای آینه‌های نواری پنج متر محاسبه می‌شود. با جایگزینی آینه‌های مقعر با آینه‌های تخت، قطر لوله جاذب از ۱۰ به ۴ سانتی‌متر کاهش یابد که معادل ۲٫۵ برابری شدت نور است.

نتیجه

با استفاده از مفهوم دهانه عددی، مقیاسی تولید شده است که رابطه بین ارتفاع لوله جاذب، پهنای کل بازتابنده و بازده اپتیکی سامانه را میسر می‌سازد. نتایج شبیه‌سازی با نتایج تجربی مقایسه شده و کارایی این روش تایید شده است. در این شبیه‌سازی اثر زاویه دید بر تعداد آینه‌ها و بازده اپتیکی بازتابنده‌های فرنلی بررسی شده است. اندازه‌های به کار رفته در شبیه‌سازی تبدیل به مقیاس‌های کوچک‌تر و بزرگ‌تر را به راحتی میسر می‌سازد.

برخلاف طراحی‌های رایج در بازتابنده‌های فرنلی، از آینه‌های خمیده برای بازتاب نور استفاده شده و با این انتخاب، تمرکز نور بالا رفته و شدت بیشتری روی لوله جاذب متمرکز می‌شود. روش سرراست و دقیق برای محاسبه شعاع انحنای بهینه در آینه‌ها بر حسب اندازه‌های بازتابنده ارایه شده است.

مرجع‌ها

[1] Xie, WT, YJ Dai, RZ Wang, and K Sumathy. "Concentrated Solar Energy Applications Using Fresnel Lenses: A Review." *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 15, no. 6 (2011): 2588-606.

[2] Mathur, SS, TC Kandpal, and BS Negi. "Optical Design and Concentration Characteristics of Linear Fresnel Reflector Solar Concentrators—Ii. Mirror Elements of Equal Width." *Energy Conversion and Management* 31, no. 3 (1991): 221-32

[3] Dalton, Murphy L. "Astigmatism Compensation in the Czerny–Turner Spectrometer." *Applied optics* 5, no. 7 (1966): 1121-23.

[4] Morin, G., et al. "Road map towards the demonstration of a linear Fresnel collector using a single tube receiver". in *13th International Symposium on Concentrated Solar Power and Chemical Energy Technologies*. 2006

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر انحنای دیسک نازک روی تلفات پراش در رزوناتورهای بر پایه اکسیکون

رضا آقبلاغی (r.aghbolaghi@gmail.com)، حبیب صاحب قران چره‌جلو(h.sahebghoran@ymail.com) ،
مصطفی آقازاده (m24.aghazadeh@gmail.com)

گروه فوتونیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بناب، بزرگراه بناب، بناب

چکیده – در این مقاله، پروفایل دامنه روی آینه‌ی خروجی، روی ماده فعال، اندازه لکه‌ی مرکزی و تلفات پراش با در نظر گرفتن شعاع‌های انحناهای مختلف برای محیط فعال و آینه خروجی در یک رزوناتور بر پایه اکسیکون برای لیزرهای دیسکی نازک بررسی شده‌اند. نتایج نشان می‌دهند که با انتخاب شعاع انحنای مناسب برای دیسک نازک می‌توان تلفات پراش، اندازه لکه مرکزی، پروفایل دامنه را کنترل نمود و موجب بهبود کیفیت باریکه‌ی خروجی شد.

کلید واژه- لیزر دیسکی نازک، اکسیکون، تلفات پراش رزوناتور، اثر تغیر شکل ماده فعال

Thin Disk's Radius of Curvature Effects on Diffraction Loss in Axicon- Based Resonators

Reza Aghbolaghi, r.aghbolaghi@gmail.com, Habib Sahebghoran Charehjaloo, h.sahebghoran@ymail.com, Mostafa Aghazadeh, m24.aghazadeh@gmail.com.

Photonics group, Basic science department, Bonab University, Bonab highway, Bonab

Abstract- In this paper, The amplitude profile at the output coupler mirror and at the active medium, the spot size and the loss diffraction have been investigated in an axicon-based thin disk resonator by considering some radius of curvature for the thin disk and the output coupler. The results show the diffraction loss, the spot size and the amplitude profile can be controlled by selecting of the appropriate radius of curvature for the thin disk and causing improvement of output beam.

Keywords: thin disk laser, diffraction loss, radius curvature.

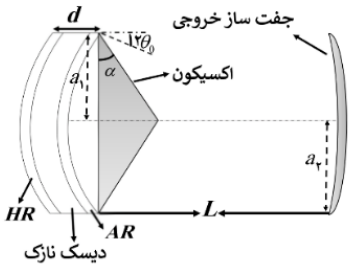
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در سال ۱۹۸۷ دسته‌ای از باریکه‌های غیرپراشی به نام بسل معرفی شدند که ناوردایی پروفایل عرضی در طول انتشار، یکی از ویژگی‌های برجسته آنها می‌باشد [1]. روش‌های متنوعی برای تولید آنها وجود دارد که می‌توان به روش استفاده از مدهای متمرکز شده [2]، استفاده از المان‌های فازی انکساری [3]، هولوگرام [4] و همچنین اکسیکون اشاره کرد [5]. می توان هر یک از این روش ها در بیرون یا داخل کاواک انجام داد. رزوناتور بر پایه اکسیکون برای اولین بار توسط روگل سالازارو و همکارانش و همزمان بطور مستقل توسط خیلوو و همکارانش پیشنهاد شد [6,7]. پایین بودن اثرات مخرب گرمایی ناشی از گرادیان، یکی از ویژگی‌های برجسته پیکربندی لیزرهای دیسکی می‌باشد که برای اولین بار توسط آدولف گیزن در سال ۱۹۹۴ معرفی شد [8]. کم بودن اختلاف انرژی بین تراز پایین لیزری با تراز پایه، رسانایی حرارتی مناسب میزبان و بالا بودن طول عمر از جمله ویژگی‌های مهم Yb:YAG است و باعث می‌شود تا از آن به عنوان محیط فعال در لیزرهای دیسکی نازک برای داشتن خروجی با توان بالا استفاده شود [9]. از مزایای این نوع لیزرها می‌توان به خروجی آن با توان بالا همراه با کیفیت خوب اشاره کرد. به همین دلیل برای تولید باریکه‌های خاص پیشنهاد می‌شوند برای مثال در [10] باریکه‌های با قطبش شعاعی و مماسی در یک پیکربندی رزوناتور دیسکی نازک تولید شده است. ما این پیکربندی را برای دیسک نازک گزارش کردیم [11]. وجود بار گرمایی در محیط فعال باعث تغییر شکل دیسک می‌شود و انتخاب انحنای اولیه در این فرآیند نقش اساسی بازی می‌کند. اثرات انحنای دیسک نازک روی پرفایل مد غالب رزوناتور قبلا توسط نویسندگان همین مقاله بررسی شده است [13,12]. قابل ذکر است که در [14] میزان تغییر شکل دیسک نازک توسط ضریب M^2 بررسی شده است. بررسی اثر انحنای دیسک نازک روی تلفات پراش و اندازه لکه مد غالب می‌تواند دید جامعی در مورد رفتار رزوناتور بدهد. بنابراین در طراحی رزوناتور، اگر دیسک نازک بصورت انحنادار انتخاب شود در برخی نواحی تلفات کاواک در اثر تغییر شکل دیسک تغییر نمی‌کند و بازده و کیفیت باریکه حفظ می‌شود و در نتیجه توان خروجی افزایش می‌یابد. در این مقاله، ابتدا چیدمان رزوناتور برپایه اکسیکون در لیزر دیسک نازک مرور شده است. سپس با استفاده از روش تکرار فکس- لی پروفایل دامنه باریکه بسل-گاوسی استخراج شده است و در نهایت تلفات پراش کاواک برحسب تغییرات شعاع انحنای دیسک نازک و جفت‌ساز خروجی تحلیل شده‌اند.

پیکربندی رزوناتور پیشنهادی و انتگرال پراش

شکل ۱ پیکربندی رزوناتور پیشنهادی را نشان می‌دهد که شامل سه قسمت اصلی دیسک نازک، اکسیکون و جفت-ساز خروجی است. روی دیسک یک لایه‌ی بازتابنده‌ی کامل در سطح پشتی و یک لایه‌ی عبوردهنده‌ی کامل (ضد بازتاب) در سطح جلویی برای هر دو طول موج لیزر و پمپاژ وجود دارد.



شکل۱ : پیکربندی رزوناتور متشکل از اکسیکون و لیزر دیسک نازک انحنا دار با ضخامت ۲۰۰ میکرومتر و جفت‌ساز خروجی. ضریب شکست دیسک و اکسیکون برابر با ۱/۸ است. زاویه رأس اکسیکون α برابر ۰/۵ درجه است.

جهت شبیه‌سازی رزوناتور از روش کلاسیکی فکس- لی استفاده کرده‌ایم. جهت محاسبه انتشار از انتگرال پراش هویگنس-فرنل استفاده شده است [15]. تابع عبور اکسیکون، جفت‌سازخروجی یا دیسک نازک است و بصورت زیر تعریف می‌شوند:

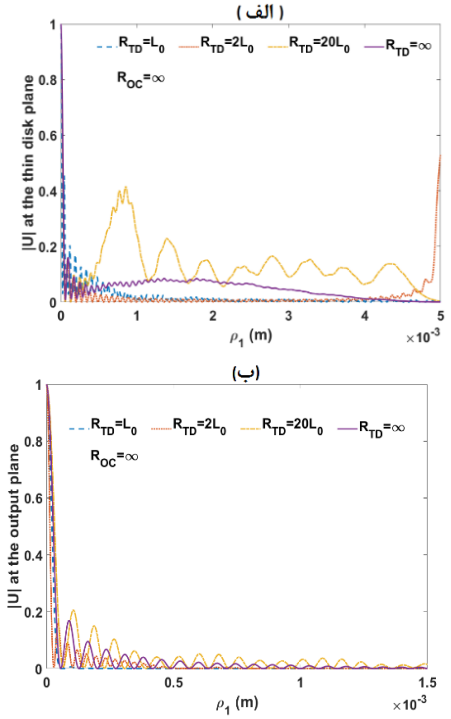
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$T_{axicon}(\rho_1) = \exp\left(-i\,2k\,\theta_0\,\rho_1\right)$$
$$T_{OC}(\rho_2) = exp\left(-ik\,\rho_2^2/R_{OC}\right)$$
$$T_{TD}(\rho_1) = exp\left(-ik\,\rho_1^2/R_{TD}\right) \qquad (۱)$$

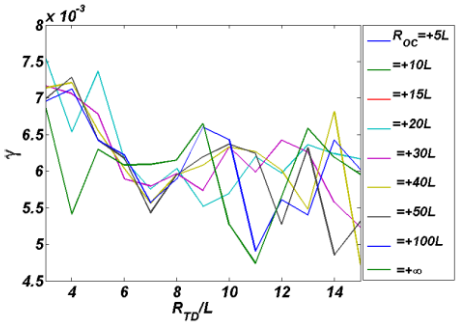
در این روابط R_{TD} شعاع انحنای دیسک و R_{OC} شعاع انحنای آینه‌ی جفت‌ساز خروجی می‌باشند. θ_0 زاویه بردار موج نسبت به محور z می‌باشد. تلفات پراش در هر بار عبور از رابطهٔ $\gamma = 1 - P_i/P_{i-1}$ محاسبه می‌شود که در آن P_i توان باریکه در دور iام است و برابر است با $P_i = 2\pi\int I_i\,rdr$. همچنین I_i شدت باریکه در دور iام در روی صفحهٔ اکسیکون یا جفت‌ساز خروجی است.

منحنی‌های پروفایل دامنه و تلفات پراش

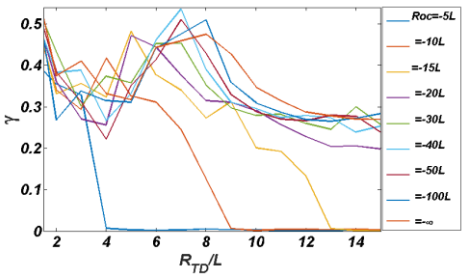
حل عددی انتگرال پراش فرنل-کریشهف با در نظر گرفتن ۴۰۰ بار رفت- برگشت و تقسیم‌بندی کردن ρ_1 و ρ_2 به ۱۵۰۰ قسمت مساوی از صفر تا ۰٫۵mm انجام شده است. در شکل ۲ با در نظر گرفتن تغییرات شعاع انحنای دیسک نازک و با تخت فرض کردن آینه‌ی جفت‌ساز خروجی پروفایل دامنه بسل-گاوسی در روی صفحات دیسک نازک و خروجی رسم شده‌اند. حلقه‌های بسل در روی آینه خروجی در بازه‌ی $\rho_1 : 0 \to 1.5mm$ مشاهده می‌شوند و بعد از آن تقریبا ناپدید می‌شوند (۲-ب). روی صفحه‌ی آینه‌ی خروجی تغییرات اندازه لکه مرکزی باریکه با تغییر R_{TD} بیشتر محسوس است (۲-ب). همچنین وقتی $R_{TD} = +20L$ پروفایل دامنه روی صفحه دیسک (۲-الف) نامنظم بوده و برای $R_{TD} = +2L$ دو پیک در ابتدا و انتهای بازه ρ_1 مشاهده می‌شوند. در ادامه، تلفات پراش با در نظر گرفتن شعاع انحناهای مختلف R_{TD} و R_{OC} بررسی شده‌اند. با توجه به شکل ۳، کمترین تلفات پراش در ناحیه $R_{TD} > 0$ و $R_{OC} > 0$ مشاهده شد. در شکل ۴، با فرض $R_{TD} > 0$ و $R_{OC} < 0$، کمترین تلفات پراش تنها برای شعاع انحنای کمتر از 15L- برای آینه‌ی خروجی و برای شعاع انحنای بزرگتر از 2L برای دیسک وجود دارد.



شکل۲ : تغییرات دامنه برحسب شعاع انحنای مثبت برای دیسک نازک در (الف) روی سطح دیسک نازک (ب) روی سطح آینه خروجی رسم شده است.

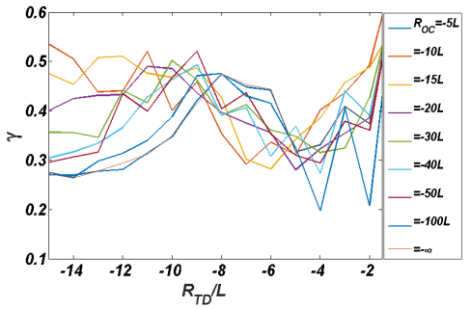


شکل۳ : تلفات پراش برای $R_{TD} > 0$ و $R_{OC} > 0$ را نشان می‌دهد.



شکل۴ : تلفات پراش برای $R_{TD} > 0$ و $R_{OC} < 0$ را نشان می‌دهد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۵ : تلفات پراش $R_{TD}<0$ و $R_{OC}<0$، را نشان می‌دهد.

در شکل ۵ برای ناحیه $R_{TD}<0$ و $R_{OC}<0$ تلفات پراش رسم شده است. مشاهده می‌شود که تلفات پراش بسیار بالا بوده و در حد یک دهم می‌باشد. در نتیجه می‌توان از منحنی‌های شکل‌های ۳ و ۴ نواحی کاری مناسب برای رزوناتور انتخاب نمود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله پروفایل دامنه و تلفات مدهای غالب رزوناتور بر پایه اکسیکون مناسب برای لیزر دیسکی بررسی گردید. مشاهده شد با انتخاب شعاع انحنای مناسب برای دیسک نازک پروفایل دامنه، شعاع لکه مرکزی و تلفات پراش را می‌توان کنترل کرد. همچنین مشاهده شد وقتی دیسک و آینه خروجی مقعر باشند تلفات پراش کمترین مقدار خود را دارند (از مرتبه یک هزارم) و موجب افزایش بازدهی و کیفیت باریکه می‌شوند.

مرجع‌ها

[1] J. Durnin, “Exact solutions for nondiffracting beams. I. the Scalar theory,” J. Opt. Soc. Am. A 4, 651–654, 1987.

[2] W.X. Cong, N.X. Chen, and B.Y. Gu, “Generation of no diffracting beams by diffractive phase elements,” J. Opt. Soc. Am. A 15.2362–2364, 1998.

[3] J. Turunen, A. Vasara, and A. T. Friberg, “Holographic generation of diffraction-free beams,” Appl. Opt. 27. (1988) 3959–3962, 1988.

[4] Vasara,J.Turunen, and A. T. Friberg, “Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms,” J. Opt. Soc. Am. A 6. 1748–1754, 1989.

[5] G. Scott and N. McArdle, ‘‘Efficient generation of nearly diffraction-free beams using an axicon,’’ Opt. Eng. 3, 2640–2643, 1992.

[6] J. Rogel-Salazar, G. H. C. New, and S. Chávez-Cerda,“Bessel–Gauss beam optical resonator,” Opt. Commun.190. 117–122, 2001.

[7] A. N. Khilo, E. G. Katranji, and A. A. Ryzhevich, “Axiconbased Bessel resonator: analytical description and experiment,” J. Opt. Soc. Am. A 18. (2001) 1986–1992, 2001.

[8] Giesen and J. Speiser, “Fifteen years of work on thin-disk lasers: results and scaling laws”, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 13 (3). 598, 2007.

[9] Hagop Injeyan, Gregory Goodno ,“High Power Laser Handbook,” McGraw-Hill Professiona, 2001.

[10] R. Aghbolaghi and H. Sahebghoran, "Radially and azimuthally polarized laser beams by thin-disk laser," Appl. Opt. 55. 3510-3517, 2016.

[11] R. Aghbolaghi, S. Batebi, and J. Sabaghzadeh, "Thin-disk laser with Bessel-like output beam: theory and simulations," Appl. Opt. 52. 683-689. 2013.

[۱۲] رضا آقبلاغی، حبیب صاحب قران چره‌جلو، رباب زادجمال سیفی، " اثر تغییر شکل باریکه روی باریکه خروجی"، ۲۳ کنفرانس اپتیک و فوتونیک و ۹ کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه تربیت مدرس، ۱۳۹۵.

[۱۳] رضا آقبلاغی، حبیب صاحب قران چره‌جلو، رباب زادجمال سیفی، " اثر انحنای عدسی مخروطی روی پروفایل خروجی تشدیدگر بر پایه عدسی مخروطی"، پنجمین همایش ملی مهندسی اپتیک و لیزر ایران، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، ۱۳۹۶.

[14] T. Miura, T. Suganuma and Akira Endo, "Basic Characteristics of High Power Yb: YAG Thin-Disk Laser toward Short Pulse Operation," *2005* Pacific Rim Conference on Lasers & Electro-Optics, Tokyo, Japan, pp. 50-51, 2005.

[15] Raúl I. Hernández-Aranda, Sabino Chávez-Cerda, and Julio C. Gutiérrez-Vega, "Theory of the unstable Bessel resonator," J. Opt. Soc. Am. A 2. 1909-1917, 2005.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

هماهنگ‌های بالا از مولکول H_2He^{2+} در میدان پلاسمونیک

رضا آقبلاغی، سهیلا مجیدی، مصطفی آقازاده

گروه مهندسی اپتیک و لیزر دانشگاه بناب، آذربایجان‌شرقی- بناب- بزرگراه ولایت

r.aghbolaghi@gmail.com

چکیده –در این مقاله، به منظور بررسی اثر میدان پلاسمونیک بر روی نقطه قطع طیف هماهنگ بالا، ابتدا میدان لیزری به H_2He^{2+} در حضور نانو ذره کروی طلا تابانده می‌شود، سپس هماهنگ‌های بالای حاصل از برهم کنش میدان افزایشی پلاسمونیک با مولکـول H_2He^{2+} محاسبه و نتایج آن با اتم هیدروژن و اتم هلیوم مقایسه می‌شود. نتایج نشان می دهد که مرتبه قطع H_2He^{2+} بیشتر از دو اتم دیگر است بنابراین برای تولید هماهنگ بالاتر استفاده از H_2He^{2+} نسبت به اتم دیگر بهینه‌تر است.

کلید واژه- تولید هماهنگ بالا، میدان لیزری قوی، میدان افزایشی پلاسمونیک، نانو ذرات طلا

High Harmonic Generation from H_2He^{2+} Molecules in Plasmonic Field

Reza Aghbolaghi, Soheila Majidi, Mostafa Aghazadeh

Department of Engineering Optic and Laser, university of Bonab (sohilamajidi@gmail.com)

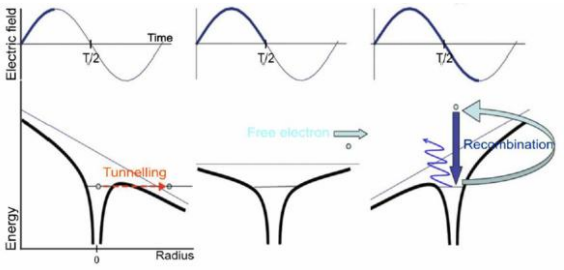
Abstract- In this article, in order to investigate the effect of the plasmonic field on the cut off position in high harmonic spectrum, laser field is incident on H_2He^{2+} molecules and the gold nanoparticles. Then, high harmonic spectrum obtained from interaction between the plasmonic fields with H_2He^{2+}molecules is calculated and compared with the hydrogen and helium atoms. Our results show that the cut off H_2He^{2+} molecules is more than two other atoms, so it is more efficient to use H_2He^{2+} molecules than two other atoms to produce higher harmonics.

Keywords:High harmonic generation, Strong laser field, plasmonic field, Spherical gold nanoparticles.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

تولید هماهنگ بالا (HHG) یک فرآیند غیرخطی است که با استفاده از تئوری نیمه کلاسیکی که توسط کورکوم [۱] و کالاندر [۲] و کوانتومی که توسط لونشتاین[۳] ارائه شده، تشریح شود. در مدل سه مرحله‌ای، لیزر فمتوثانیه به اتم برخورد می‌کند. این میدان قوی بر پتانسیل کولنی غلبه کرده و آن را خم می‌کند، در نتیجه یک سد ایجاد می‌کند. ۱) الکترون از سد ایجاد شده تونل-زنی می‌کند. ۲) الکترون رها شده در میدان لیزری شتاب می‌گیرد و انرژی جنبشی کسب می‌کند، باتغییر جهت میدان الکترون به سمت یون برمی‌گرد. ۳) در اثر بازترکیب الکترون با یون مادر، انرژی جنبشی کسب شده به صورت فوتون (XUV) تابش می‌کند (شکل ۱).



شکل ۱) شکل‌های بالا تغییرات میدان الکتریکی و شکل‌های پایین اندرکنش میدان و اتم را نشان می‌دهد که معادل با مدل سه مرحله است.

مکانیزم فیزیکی HHG بر مبنای پلاسمونیک: پالس کم شدت فمتوثانیه با مد پلاسمون جفت می‌شود نوسان پیوسته میان بارهای آزاد فلز انجام می‌دهند. منجر به افزایش رزنانس میدان داخلی موضعی در نزدیکی نانوساختار می‌شود[۴]. افزایش برای غلبه بر شدت آستانه خوب است. با تزریق گازهای نجیب در سمت میدان افزایش یافته، HHG می‌تواند تولید شود[۵].

در این مقاله، یک‌بار معادله شرودینگر را برای اتم‌های H_2He^{2+} و هیدروژن و هلیوم را به صورت عددی حل شده است و هماهنگ‌های مرتبه بالا را در میدان همگن لیزری و غیرهمگن پلاسمونیک شبیه‌سازی شده است و سپس نتایج شبیه‌سازی با هم مقایسه می‌شود.

تئوری

در این شبیه سازی، طیف هماهنگ بالا با استفاده از حل عددی معادله شرودینگر در یک بعد محاسبه می‌شود. (در کل محاسبات از واحد اتمی استفاده می‌شود)

$$i\frac{\partial\psi(x,t)}{\partial t}=H(t)\psi(x,t)=[-\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+V_a+V_L(x,t)]\psi(x,t) \quad (۱)$$

اینجا $V_a(x)=-1/\sqrt{x^2+a^2}$ پتانسیل کولنی هموار، a ثابت هموارساز اتم است که برای اتم‌های مختلف مقادیر مختلف دارد. $V_L(x,t)=E(x,t)x$ پتانسیل ناشی از اندرکنش لیزر و اتم است که در اینجا اتم هیدوژن و هلیوم به‌کار رفته است. در اینجا علاوه بر اتم‌های هیدروژن و هلیوم، از یون مولکول H_2He^{2+} استفاده شده است که معادله شرودینگر برای به صورت زیر تغییر خواهد کرد[۶]:

$$i\frac{\partial\psi(x,t)}{\partial t}=H(t)\psi(x,t)=[-\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+V_{ion}+V_C(x,t)]\psi(x,t) \quad (۲)$$

که $v_{ion}=\frac{q_{He}q_H}{\sqrt{R^2+a}}-\frac{q_H}{\sqrt{(z-z_H)^2+b}}-\frac{q_{He}}{\sqrt{(z-z_{He})^2+b}}$ پتانسیل کولنی هموارنرم برای یون مولکول است. R فاصله بین دو هسته هلیوم و هیدروژن، Z مکان الکترون نسبت به مرکز جرم دو هسته، $q_H=1$ و $q_{He}=2$ بار الکتریکی دو هسته است $Z_{He}=-\frac{M_HR}{M_{He}+M_H}$ و $Z_H=\frac{M_{He}R}{M_{He}+M_H}$ که به ترتیب پتانسیل هسته هیلوم و هیدروژن هستند. پتانسیل اندرکنشی H_2He^{2+} و میدان لیزری هست:

$$V_c(t)=[\frac{q_{He}M_H-q_HM_{He}}{M_H+M_{He}}R+(1+\frac{q_H+q_{He}-1}{M_H+M_{He}}z)]E(x,t)$$

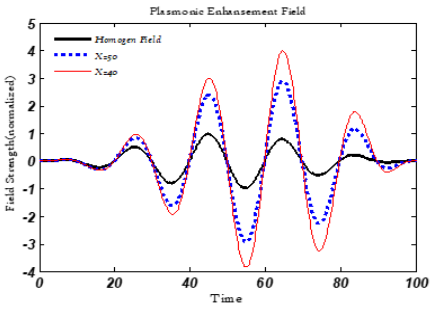
میدان لیزری $E(x,t)$ اولیه به ازای اتم‌ها و یون‌ها یکسان است. وابستگی فضایی میدان را می‌توان بصورت عبارت اختلال و تقریب دوقطبی تعریف کرد منجر به رابطه

$$E(x,t)=E_0\,f(t)\exp(-x/X)\sin\omega t \quad (۳)$$

در راستای x پلاریزه شده، E_0 پیک دامنه، ω فرکانس و $f(t)$ بسته فازاست. میدان پلاسمونیک با $\exp(-x/X)$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مشخص شده است که هم بـه انـدازه و جـنس نانوسـاختار کروی مورد استفاده بستگی دارد[۶]. ثابت X غیرهمگنی ناشی از نانوذره است. تغییـر X معـادل بـا انتخـاب نـوع نانوذره‌ی مـورد اسـتفاده اسـت. شـکل ۲ مقایسـه میـدان همگن لیزری و غیر همگن پلاسمونیک را نشان می‌دهد.



شکل۲) مقایسه میدان لیزری همگن(نمودار سیاه) بـا میـدان افزایشـی غیـر همگن پلاسمونیک نمودارقرمز $X = ۴۰$، و آبی $X = ۵۰$.

در ابتدا میدان همگـن اسـت بـا حضـور نـانوذرات طـلا میدان غیرهمگن شده، اگر نور به نـانو ذرات طـلا برخـورد کند، زمانی که میدان لیزری به یک نانوذره اعمال می‌شـود الکترون‌های رسانش برانگیخته مـی‌شـوند و بـدین ترتیـب دوقطبی‌های نوسانی شدید بنام پلاسمون‌ها ایجاد می‌شود. در اینجا نانو ذره کروی از جنس طلا است و از پالس لیـزر به شکل پالس $\sin^2$ استفاده شده است.

$$f(t) = \sin^2(\frac{\omega t}{2n_p}) \qquad (۴)$$

n_p تعداد کل چرخه‌های اپتیکی است پس پهنـای پـالس برابر $\tau = 2\pi n_p/\omega$ است. در تقریب تـک الکتـرون فعـال، هماهنگ حاصل از یک اتـم یـا مولکـول بـا تبـدیل فوریـه شتاب الکترون فعال [۱] متناسب اسـت، کـه بصـورت زیـر می باشد:

$$I(t) = \left|f_{\omega}\right|^2 = \left|1/\sqrt{2\pi}\int f(t)e^{-i\omega t}dt\right|^2 \qquad (۵)$$

$f(t)$ با استفاده از رابطه زیر بدست می آید:

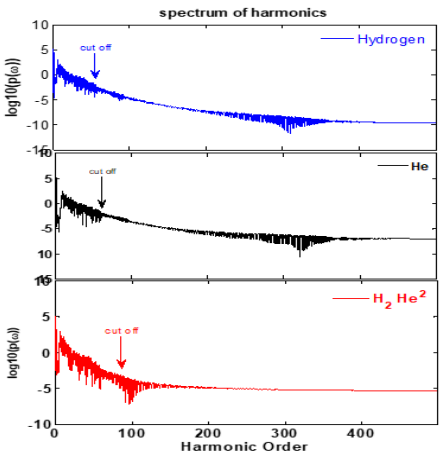
$$f(t) = \langle\psi(x,t)\left|-\frac{dv(x)}{dx} + E(t)\right|\psi(x,t)\rangle \qquad (۶)$$

مقادیر طول موج پرتو الکترومغناطیسی همـدوس و شـدت پالس به ترتیب برابر با طول مـوج $\lambda = 720nm$ بـا پهنـای پالس $13fs$ و $I = 5\times10^{13}W/cm^2$ می‌باشند این پارامترها با در نظر گرفتن شرایط تجربی در نظر گرفته شده‌اند[۷].

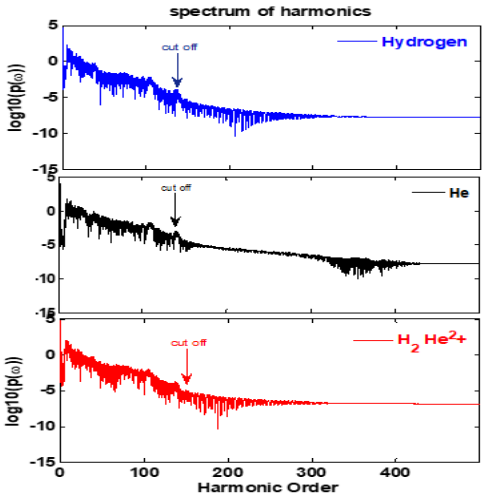
نتایج و بحث

در ابتدا تولیـد هماهنـگ‌هـای مرتبـه بـالا را در غیـاب نانوذرات فلزی طلا (میدان همگن لیزر) و سپس در حضـور نانوذرات فلزی که باعث ایجاد میدان پلاسمونیک می‌شـود، را بررسی می‌کنیم. در شـکل (۳) طیـف حاصـل از میـدان همگن (در غیاب میـدان پلاسـمونیک) اسـت کـه مرتبـه قطع آن برای اتم هیدروژن (رنگ آبی) در هماهنگ ۸۳ و مرتبه قطع برای اتم هلیوم (رنگ سیاه) در هماهنگ ۸۷ و مرتبه قطع برای اتم H_2He^{2+} (رنگ قرمـز) در هماهنـگ ۹۲ قرار دارد نشان داده شده است و بـا انتخـاب $X = ۵۰$، یعنی حضور نانوذرات که باعث میدان پلاسمونیک می‌شود. در شکل(۴) که مرتبه قطع آن برای اتم هیدروژن (رنگ آبی) در هماهنگ ۱۳۶ و مرتبه قطع آن برای اتـم هلیـوم (رنگ سیاه) در هماهنـگ ۱۳۹ و مرتبـه قطـع بـرای اتـم H_2He^{2+} (رنگ قرمز) در هماهنگ ۱۴۴ افزایش مـی‌یابـد این بدین معنی است که میدان پلاسمونیک باعث افـزایش هماهنگ قطع می‌شود. حال می‌خواهیم تاثیر اندازه میـدان پلاسمونیک بـر روی تولیـد هماهنـگ‌هـای مرتبـه بـالا را بررسی کنیم. همچنان کـه اشـاره کـردیم بـا کـاهش X، میدان پلاسمونیک افزایش می‌یابد. با انتخاب $X = ۴۰$، به این نتیجه رسیدیم که با افزایش میدان ناحیه تخت نسبت به میدان قبلی افزایش پیدا کرده اسـت. کـه در شـکل (۵) مرتبه قطع آن بـرای اتـم هیـدروژن در هماهنـگ ۱۷۱ و مرتبه قطع آن برای اتم هلیوم در هماهنگ ۱۷۷ و مرتبـه قطع برای اتم H_2He^{2+} (رنـگ قرمـز) در هماهنـگ ۱۸۵ افزایش می‌یابد شکل(۳).

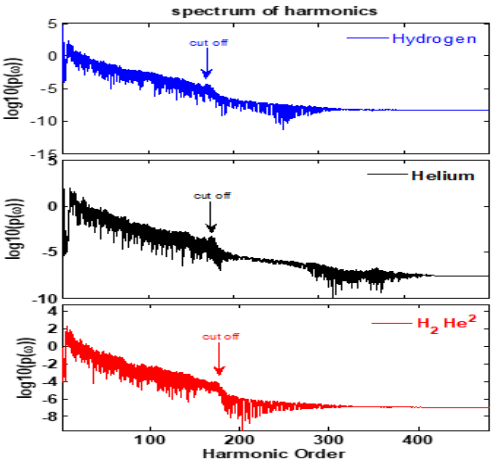
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۳) تولید هماهنگ مرتبه بالا با طول موج لیزر $\lambda = 720nm$ با پهنای پالس $13fs$ و $I = 5\times10^{13}W/cm^2$



شکل۴) تولید هماهنگ مرتبه بالا با طول موج لیزر $\lambda = 720nm$ با پهنای پالس $13fs$ و $I = 5\times10^{13}W/cm^2$ $X = 50$



شکل۵) تولید هماهنگ مرتبه بالا با طول موج لیزر $\lambda = 720nm$ با پهنای پالس $13fs$ و $I = 5\times10^{13}W/cm^2$ $X = 40$

نتیجه گیری

ما یک مطالعه تئوری از تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا در گازهای هیدروژن و هلیوم و H_2He^{2+} را به وسیله میدان الکتریکی غیرهمگن فضایی را ارائه کردیم. این میدان زمانی که نانوساختارهای متفاوت در معرض تابش پالس کوتاه و قوی قرار می‌گیرند، تولید می‌شود، جنس فلز و ساختار هندسی نانوساختار مورد استفاده در تولید هماهنگ‌ها اهمیت زیادی دارند. با توجه به نتایج بدست آمده از روش عددی استفاده از میدان الکتریکی غیرهمگن باعث افزایش مرتبه هماهنگ ناحیه قطع نسبت به میدان الکتریکی همگن می‌شود و تاثیر میدان افزایشی بر روی سه ماده یکسان بود. همچنین با مقایسه طیف‌های هماهنگ‌های مرتبه بالای گاز هیدروژن و هلیوم و H_2He^{2+} در شکل‌های ۲ و ۳ و ۴ می‌بینیم که مرتبه قطع H_2He^{2+} بیشتر از دو ماده دیگر است و مرتبه قطع هلیوم بیشتر از گاز هیدروژن است. افزایش مرتبه ناحیه قطع در تولید پالس‌های آتوثانیه از اهمیت زیادی برخوردار است. هرچه مرتبه قطع بیشتر و ناحیه تخت گسترده‌تر باشد پالس آتوثانیه تولید شده کوتاه تر خواهد بود. نتایج شبیه سازی نشان می‌دهد که استفاده از H_2He^{2+} در میدان پلاسمونیک نسبت به دو اتم دیگر بهینه‌تر است

مرجع‌ها

[1] P.B. Corkum and F.Kraus; "Attosecond science"; nature Physics3 (2007)381-387.

[2] D.Hongchuan, W.Huiqiao and B.Hu Phys. Rev. Let. 81 (2010) 063813.

[3] G.T.Zhang, J.Wu.C.L.Xia and X. Shen Phys. Rev. Let. 80 (2009) 055404.

[4] P. B. Corkum, Phys. Rev. Let. 71 (1993) 1994

[5] I.-Y. Park, S. Kim. J. Choi, D.-H. L. Y.-J. Kim, M. F. Kling, M. I. Stockman. And S.-W. Kim, Nat. Phot. 5 (2011) 677

[6] A. Husakou, S.-J. Im, and J. Herrmann, Phys. Rev. A 83(2011) 043839

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

حسگر زیستی مبتنی بر تشدیدگر لوله‌ای جفت شده عمودی با موجبر زیرطول موجی

لادن اکبری، دکتر کامبیز عابدی، دکتر کیان جعفری

دانشکده مهندسی برق دانشگاه شهید بهشتی

چکیده – در این مقاله، عملکرد تشدیدگر لوله‌ای نوری تزویج‌شده به فرم عمود با موجبر اسلات با ابعاد زیر طول موج، برای کاربردهای حسگری زیستی تحلیل شده است. به علت دیواره بسیار نازک در مقیاس زیر طول موجی تشدیدگرلوله‌ای و فاصله چند نانومتری بین تشدیدگر و موجبر که از ویژگی‌های برجسته ساختار می‌باشند، هم تزویج نوری چشمگیری با نرخ انقراضی برابر ۱۱۱ دسی بل و هم در کاربردهای حسگری زیستی، حساسیتی برابر ۴۶۳ نانومتر بر واحد ضریب شکست، وضوح 10^{-4} و ضریب برجستگی برابر ۶۵۲,۲ حاصل شده است. با بررسی اثر تغییر فاصله بین موجبر و تشدیدگر، مشاهده می‌شود که بالاترین میزان حساسیت و بیشترین تغییرات نرخ انقراض برابر ۱۱,۷۴ دسی بل در فاصله ۱۰۰ نانومتری حاصل شده است. ساختار پیشنهادی، می‌تواند برای کاربردهای فوتونیکی مجتمع شده آزمایشگاه-بر روی-تراشه استفاده شود.

کلید واژه- تشدیدگرهای حلقوی، تشدیدگرهای لوله‌ای،حسگر زیستی، حسگر نوری، میکروکاواک.

A BioSensor based on a Vertical coupled Tubular Resonator in subwavelength waveguide

Ladan Akbari ,Dr Kambiz Abedi, and Kian Jafari

Department of Electrical Engineering, Shahid Beheshti University

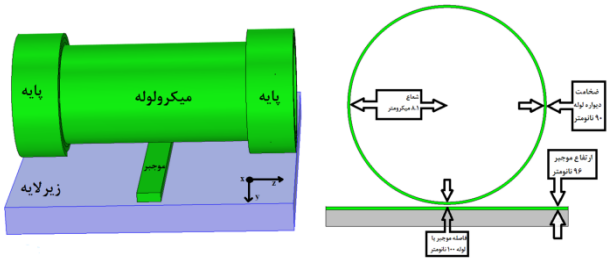
Abstract- In this paper, the performance of the coupler optic resonator is analyzed in a vertical scheme with a subwavelength slot waveguide for applications of bio-sensing. Due to a subwavelength-very thin wall and a several hundred nanometer gap between the resonator and the waveguide, which is an outstanding feature of this structure, a significant optical coupling with an extinction ratio of 111 dB and in bio-sensing application, the sensitivity is 463 nm / RIU, the resolution is 10^{-4} and FOM is 652.2. By considering the effect of varying the gap between the waveguide and the resonator, it is observed that the highest sensitivity and the maximum shift in the extinction ratio of 11.74 dB at 100 nm are obtained. The proposed structure can be used for integrated lab-on-chip photonic applications.

Keywords: Micro cavities, Photonic sensors, Ring resonators, Bio sensors, Tubular resonators .

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

حسگرهای زیستی به عنوان افزاه‌های تحلیلگر زیستی، با قابلیت تشخیص تغییرات حاصل از حضور ماده زیستی در محیط اطرافمان، در سال‌های اخیر، مورد توجه تحقیقات بسیاری قرار گرفته اند. تحقیقات علمی و عملی بسیاری در زمینه بهبود پارامترهای عملکردو مشخصات حسگرهای زیستی نظیر افزایش حساسیت، قابلیت اطمینان، کاهش قیمت، سهولت در فرآیند تولید، کاهش ابعاد و مجتمع سازی حسگرهای زیستی نوری صورت گرفته اند و این تحقیقات همچنان ادامه دارند. اساس عملکرد حسگرهای زیستی نوری، بر مبنای میزان برهم‌کنش نور با ماده زیستی است که سنجش این برهمکنش، از طریق بررسی رفتار نمودار طیف انتقالی نور بر حسب طول موج، صورت می‌پذیرد. هر چه میزان این برهمکنش بیشتر باشد، پارامترهای حسگری نظیر حساسیت و وضوح حسگری بهبود خواهند یافت. یکی از راهکارهای افزایش برهمکنش نور-ماده، افزایش طول مسیر نوری منتشرشده در ساختار می‌باشد که با بکارگیری تشدیدگرهای نوری دی‌الکتریک حلقوی این امر میسر می‌شود. زیرا تشدید انجام شده در تشدیدگرهای نوری حلقوی موجب افزایش طول مسیر نوری و در نتیجه افزایش ضریب کیفیت می‌شود. همچنین به دلیل قابلیت کوچک‌شدن، سهولت در فرآیند ساخت، قابلیت حمل آسان، پایداری مکانیکی و سازگاری با فوتونیک مجتمع‌شده، این تشدیدگرها به عنوان انتخاب مناسبی برای برای کاربردهای حسگری زیستی می-باشند. با توجه به هندسه‌های متنوع موجود برای تشدیدگرهای حلقوی، حسگرهای زیستی مبتنی بر این هندسه‌ها شامل کره-ها،ترویدها، حلقه‌ها و لوله‌ها ساخته شده‌اند. نسبت به انواع دیگر، حسگرهای تشدیدگر لوله‌ای، به جهت دارا بودن ویژگی-هایی نظیر فرآیند ساخت ساده‌تر، مجتمع‌سازی یکپارچه، هندسه سه بعدی با امکان تحدید نوری سه بعدی خارج طرحی در لایه های فوتونیکی انباشته شده و هسته توخالی که به طور همزمان امکان بکارگیری آن به عنوان کانال سیال و تشخیص-دهنده تغییرات ضریب شکست، مورد توجه تحقیقات قرار گرفته‌اند[۴-۱]. مواد مختلفی برای ساخت حسگرهای تشدیدگر لوله‌ای از جمله پلیمر، گالیم آرسناید، سیلیکن و ترکیباتش بکارگرفته شده‌اند، که از بین آن‌ها، سیلیکن، به جهت قابلیت ویژه‌اش در کوچک‌سازی ابعاد و در نتیجه، امکان ساخت تراشه-های کوچکتر، انتخاب مناسبتری می‌باشد[۵]. در این مقاله، ساختار سیلیکنی تحلیل و طراحی شده است که، هم ضخامت دیواره لوله-موجبر زیر میکرون و هم خواص حسگری بالاتری نسبت به نمونه‌های پیشین داشته باشد.



شکل ۱: شکل سمت راست: نمای سه بعدی طرحواره حسگر زیستی بر پایه تشدیدگر میکرولوله پیشنهادی و شکل سمت راست: برش عرضی در راستای x-y در ناحیه ای از لوله که به موجبر تزویج شده است.

ساختار حسگر پیشنهادی

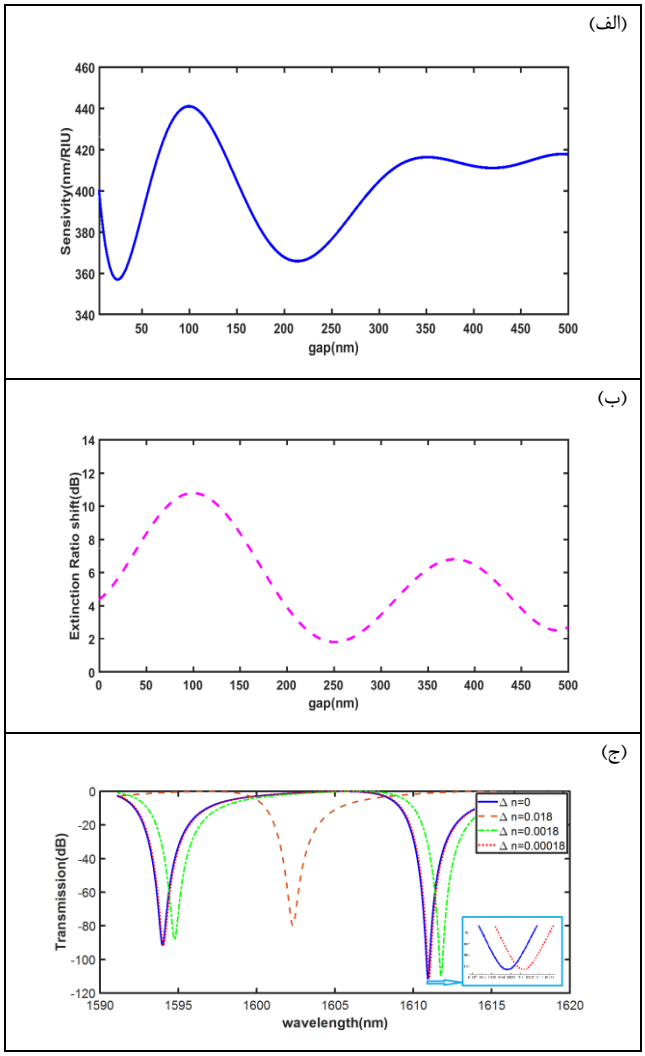
شکل ۱ ساختار حسگر پیشنهادی را نشان می‌دهد که شامل یک تشدیدگر لوله‌ای سیلیکنی تزویج‌شده به یک موجبر اسلات سیلیکنی می‌باشد که بر روی زیر لایه دی اکسید سیلیکنی به ارتفاع ۴میکرومتر قرار گرفته اند. تشدیدگر لوله‌ای، دارای شعاع داخلی ۸,۱ میکرومتری، دیواره‌هایی هموار در شعاع با ضخامت ۹۰ نانومتر، طول ۵۰میکرومتر می‌باشد که به طور عمودی بر روی موجبر سیلیکنی به طول ۵۰ میکرومتر، عرض ۴۰۰ و ارتفاع ۹۶ نانومتر قرار گرفته است. عرض ۴۰۰ نانومتری موجبر مقابل میکرولوله، در فاصله ۱۰۰ نانومتری از لوله که با استفاده از دو پایه با قطر بزرگتر از لوله، در ابتدا و انتهای لوله ایجاد شده است، می‌باشد. با اعمال نور از یک سمت موجبر، نور در موجبر منتشر شده و به تشدیدگر تزویج می‌شود. طول موج تشدید برابر $\lambda_{res} = n_{eff}\frac{L}{m}$ است که در آن m عدد صحیح و نمایانگر تعداد مودها، n_{eff} ضریب شکست موثر مود انتشار و L طول محیط سطح مقطع حلقوی لوله به شعاع R که برابر $2\pi R$ هست، می‌باشند. ضریب کیفیت که رابطه مستقیم با فرکانس تشدید دارد، از نسبت فرکانس زاویه‌ای بر پهنای باند

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تشدیدگر حاصل می‌شود. از طریق سنجش میزان تغییرات طول موج تشدید[1] در طیف عبوری، می‌توان به میزان تغییرات ضریب شکست حاصل از حضور ماده در داخل لوله پی برد، که مکانیسم عملکرد حسگرهای زیستی مبتنی بر تشدیدگرهای لوله‌ای بر همین اساس می‌باشد. نسبت $\Delta\lambda_{res}$ بر تغییرات ضریب شکست(Δn)، پارامتر حساسیت حسگری[2] با واحد نانومتر بر واحد ضریب شکست را ارائه می‌نماید.

نتایج شبیه‌سازی

پاسخ نوری و نمودار طیف عبوری حسگر پیشنهادی شکل ۱، برای موج تابشی با قطبش TE، با استفاده از روش FDTD و تحلیل سه بعدی، در نرم افزار لومریکال محاسبه شده‌است. به منظور یافتن مشخصات بهتر حسگرها و صرفه جویی در زمان و هزینه، قبل از فرآیند ساخت و مجتمع سازی، انجام محاسبات تئوری و شبیه سازی ساختارها شرایط ضروری می‌باشند. با هدف یافتن حسگر مناسب، فاصله تزویج مناسب بین موجبر، به طوری که در آن فاصله، ساختار دارای مشخصه‌های حسگری مناسبی باشد، تاثیر تغییر فاصله تزویج بین موجبر و لوله بر حسب حساسیت نسبت به ضریب شکست و قدرمطلق تغییرات نرخ انقراض[3] در فاصله‌هایی از ۵ تا ۵۰۰ نانومتر، به ازای تغییرات ضریب شکست برابر ۰,۰۱۸،در فضای داخلی لوله به ترتیب در شکل‌های ۲-الف و ۲-ب، ارایه شده‌اند. با تغییر فاصله تزویج بین موجبر و لوله ΔER، مقادیر مثبت، صفر و منفی برایΔER حاصل می‌شوند، زیرا این فاصله، تاثیر مستقیم بر ضریب تزویج و ER دارد که بیانگر کوک‌پذیری ساختار حسگر نسبت به فاصله تزویج، کوک‌پذیر می‌باشد. در شکل ۲-ب، برای یافتن فاصله‌ای با بیشینه مقدار ΔER ، قدر مطلق ΔER محاسبه شده‌است. در دو شکل، مشاهده می‌شود که هم بیشینه میزان حساسیت و هم بیشینه ΔER در فاصله ۱۰۰ نانومتری، رخ داده‌اند که به ترتیب برابر ۴۶۳ نانومتر بر واحد ضریب شکست و ۱۲,۲۷ دسی بل هستند.



شکل ۲: الف-منحنی حساسیت، ب-منحنی ΔER بر حسب تغییر در فاصله، ج- منحنی عبوری بر حسب طول موج که نمودار آبی بدون اعمال تغییرات ضریب شکست و منحنی خط چین قرمز با اعمالΔn=0.018 ، سبز با اعمال Δn=0.0018 و قرمزΔn=0.00018

در فاصله محاسبه شده برای حالت بیشینه پارامترهای حسگری، نمودار عبور نوری بر حسب طول موج در شکل ۲-ج برای تغییرات ضرایب شکست صفر با رنگ آبی، برای۰,۰۱۸ با رنگ نارنجی و خطچین، برای۰,۰۰۱۸ با رنگ سبز و نقطه-خط و برای۰,۰۰۰۱۸ با رنگ قرمز و دونقطه ارائه شده است. بزرگنمایی برای Δn های صفر و ۰,۰۰۰۱۸، در کادر فیروزه‌ای رنگ گوشه پایین سمت راست شکل ۲-ج، نشان دهنده کمترین میزان تغییرات ضریب شکست قابل سنجش و پارامتر وضوح حسگری حدود $۱۰^{-۴}$ می‌باشد. حسگر پیشنهادی طول

1 Resonance wavelength shift(Δ λres)
2 Sensivity(S)_ nm/RIU
3 Extinction Ratio shift(ΔER)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

موج‌های تشدید برابر ۱۶۱۰,۹۳ و ۱۵۹۳,۹۸ نانومتر بوده که به ترتیب دارای نرخ‌های انقراضی برابر ۱۱۱,۴۴- و ۹۱,۴۵- دسی بل و ضریب کیفیتی برابر ۹۷۰۰ و ۹۶۶۰ هستند. مقدار FSR برابر ۱۷,۴۶ نانومتر می‌باشد. با اعمال Δn برابر ۰,۰۱۸ که معادل اعمال تغییرات ضریب شکست حاصل از وجود ۱۶۰ گرم/لیتر گلوکز محلول در آب در طول موج ۱۵۵۰نانومتر است[۶]، طول موج از ۱۵۹۳,۹۸ به ۱۶۰۲,۳ نانومتر جابجا شده، نرخ انقراض برابر ۷۹,۷۱- دسی بل و ضریب کیفیت برابر ۷۸۱۶حاصل می‌شود. بیشینه حساسیت برای $\Delta\ \lambda_{res}$ برابر ۸,۳۲، ۴۶۳ نانومتر بر واحد ضریب شکست و بیشینه ΔER برابر ۱۱,۷۴ دسی بل حاصل شده است. برای حسگر پیشنهادی یک ضریب برجستگی مطابق با رابطه $FOM = \frac{\Delta ER}{\Delta n}$ برابر ۶۵۲,۲ دسی بل حاصل می‌شود.

جدول ۱: مقایسه بین نتایج حاصل از حسگر پیشنهادی و کارهای مشابه

مراجع	ماده	شعاع و ضخامت دیواره (µm)	حساسیت nm/RIU	ΔER(dB), FOM
[۲]	Si	۱۰۶ ۱۳	۸۰۰	۱,۵ ۳,۴۹
[۳]	Tio2	۱۰ ۰,۲۴۵	۱۴۰	۲۳ ۱۷,۳
[۴]	پلیمر	۱۲,۵ ۰,۵	۳۹۰	۱۰,۲ ۲۶,۸۴
این مقاله	Si	۸,۱ ۰,۰۹	۴۶۳	۱۱,۷۴ ۶۵۲,۲

جدول ۱ مقایسه بین ساختارهای مشابه و ساختار پیشنهاد شده در این مقاله را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که نتایج حاصل از این مقاله، به نسبت کارهای مشابه، بهبود قابل ملاحظه ای را هم در حساسیت، هم ΔER، FOM و هم در ابعاد ارایه نموده است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، حسگر زیستی مبتنی بر تشدیدگرلوله‌ای با ضخامت دیواره بسیار نازک زیرمیکرون در تزویج با موجبری با ابعاد زیر طول موج، تحلیل و طراحی شد. بررسی اثر تغییر فاصله تزویج بین لوله‌و موجبر بر روی حساسیت و ΔER که جزو مشخصه‌های حسگری می‌باشند، نشان داد که در فاصله ۱۰۰ نانومتری، هم بیشینه حساسیت حدود ۴۶۳ نانومتر بر واحد ضریب شکست و هم بیشینه ΔER حدود ۱۱,۷۴ دسی بل حاصل شد. همچنین دیواره بسیار نازک در مقیاس زیر طول موجی لوله در مجاورت با فاصله ۱۰۰ نانومتری، تزویج نوری چشمگیری با نرخ انقراض ۱۱۱ دسی بل ، وضوح 10^{-4} و FOM برابر ۶۵۲,۲ نشان داد. ساختار حسگر پیشنهادی، علاوه بر با دارا بودن مشخصه‌های حسگری بهبود یافته، به جهت دارا بودن هسته توخالی به عنوان کانال سیال، می‌تواند برای کاربردهای سیال نوری و فوتونیکی مجتمع شده آزمایشگاه-بر روی-تراشه استفاده شود.

مرجع‌ها

[1] C.P.K. Manchee, V. Zamora, J.W. Silverstone, J.G.C. Veinot, A. Meldrum, Opt. Express, Vol 19, No.22, 2011.

[2] M. Sumetsky, R. S. Windeler, Y. Dulashko and X. Fan, “Optical liquid ring resonator Sensor”, Opt. Express, 2007,15, 14376.

[3] A. Madani, S. M . Harazim,V. A. Quinones, A. Finn, “Optical mictotube cavities monolithically integrated on photonic chips for optofluidic sensing”, Opt. Lett., Vol. 42, No. 3, 2017.

[4] Y. Li, Y. Fang, J. Wang, and Y. Mie, “Integrative Optofluidic Microcavity with Tubular channels via two-2013.photon polymerization”, R.S. Chemistry. Vol.1, 2013.

[5] W. Bogaerts, Peter Heyn, Thomas Vaerenbergh, K. Vos, S. Kumar, “Silicon microring resonators”, Laser Photonics Rev. Vol.6, No. 1, pp.47-73, 2012.

[6] C. Ciminelli, F. Dellolio, D. Conteduca, C. M. Armeniese, “High Performance SOI microring Resonator for Biochemical Sensing”, Optics & Laser Technology, Vol. 59. Pp. 60- 67, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

آشکارسازی مولکول فنیل‌آلانین موجود در پلاسمای خون نوزادان مبتلا به بیماری فنیل کتونوریا با استفاده از حسگر زیستی مبتنی بر طیف سنجی رامان ارتقاء یافته‌ی سطحی (SERS)

نفیسه شریفی[1*]، وحید اسکندری[2]

[1] گروه لیزر و فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان ۸۷۳۱۷۵۳۱۵۳، ایران
[2] پژوهشکده علوم و فناوری نانو ، دانشگاه کاشان، کاشان ۸۷۳۱۷۵۳۱۵۳، ایران

*sharifi@kashanu.ac.ir

چکیده- در این پژوهش، ابتدا با استفاده از روش شیمیایی با عامل کاهنده‌ی ساکاروز، نانوساختارهای نقره در دمای ۵۰ درجه سانتی‌گراد ساخته شد. در ادامه با استفاده از روش شیمیایی، نانوساختارهای نقره روی زیرلایه‌ی شیشه‌ای لایه‌نشانی شد. با استفاده از آنالیزهای مختلف شامل میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM)، تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) و طیف سنجی رامان (Raman)، مشخصه-های پوشش‌های نقره ساخته شده به روش شیمیایی، بررسی شدند. در این مطالعه، پوشش نقره ساخته شده به عنوان زیرلایه‌ی فعال SERS برای آشکارسازی اسیدآمینه فنیل‌آلانین تا غلظت 10^{-7} مولار استفاده شد تا ارتعاش‌های مولکولی این اسیدآمینه آشکارسازی شود. اهمیت آشکارسازی این اسیدآمینه ناشی از اهمیت آن در تشخیص سریع و به موقع بیماری فنیل‌کتونوریا در نوزادان است. در ادامه، پلاسمای خون نوزاد سالم و نوزاد مبتلا به بیماری فنیل‌کتونوریا بر روی حسگر ساخته شده، حکاکی شد. زیرلایه فعال SERS، شدت ارتعاش‌های مولکولی اسیدآمینه فنیل‌آلانین را در هر دو پلاسمای خون نوزاد سالم و نوزاد مبتلا به بیماری فنیل‌کتونوریا افزایش می‌دهد که شدت ارتعاش‌های مولکولی اسیدآمینه فنیل‌آلانین در نوزاد ناسالم به دلیل غلظت‌های بالاتر این اسیدآمینه بالاتر است که به دلیل بیماری فنیل‌کتونوریا است.

کلید واژه- حسگرهای زیستی SERS، نانوساختار نقره، اسیدآمینه فنیل آلانین، پلاسمای خون، بیماری فنیل‌کتونوریا.

Molecular diagnosis of plasma phenylalanine in neonates with phenylketonuria disease using biological sensors based on Surface-Enhanced Raman Spectroscopy (SERS)

Nafiseh Sharifi[1,*] and Vahid Eskandari[2]

[1] Laser and photonic group, Department Physics, University of Kashan, Kashan 8731753153, Iran
[2] Nanoscience and nanotechnology re1search center, University of Kashan, Kashan 8731753153, Iran

*sharifi@kashanu.ac.ir

Abstract-In this study, silver nanoparticles were chemically synthesized and deposited on glass substrates using a reducing agent of sucrose, at 50°C. Different characterizations including atomic force microscopy (AFM), field emission scanning electron microscopy (FESEM), and Raman spectroscopy were obtained to study silvery substrates. Then, the silvery substrates were used as active SERS substrates to detect molecular vibrations of phenylalanine amino acid up to the concentration of 10^{-7} M. The importance of phenylalanine amino acid detection is due to the early diagnosis of phenylketonuria in neonates. There for the blood plasma of a healthy neonate and a neonate with phenylketonuria disease were engraved on active SERS substrates. they enhance the intensity of molecular vibration peaks of phenylalanine amino acid of two kinds of blood plasmas The intensities of molecular vibrations of unhealthy plasma are stronger than healthy plasma due to the higher concentrations of phenylalanine amino acid, which is the sign of Phenylketonuria disease.

Keywords: SERS Biological Sensors, Silver Nanostructures, Phenylalanine, Blood Plasma, Phenylketonuria.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در سال ۱۹۷۴، برای اولین بار طیف سنجی رامان ارتقاء یافته‌ی سطحی و رامان عادی برای مولکول پیرایدن گزارش شده است. از آنجا که SERS یک طیف اثر انگشتی و دقیق برای شناسایی مواد زیستی محسوب می‌شود، در این صورت SERS می‌تواند برای اندازه گیری مایعات موجود در بدن به عنوان روشی برای تشخیص بیماری های مختلف از جمله سرطان و بیماری فنیل‌کتونوریا باشد [۳-۱]. در این تحقیق، سرم خون کودک سالم و کودک مبتلا به بیماری فنیل‌کتونوریا تهیه شد و با حکاکی روی بسترهای شیشه‌ای پوشش داده شده با نقره و با استفاده از طیف‌سنجی رامان، ارتعاش‌های مولکول‌های موجود در سرم خون آشکار شد و سپس مورد بررسی قرار گرفت. هدف از این تحقیق، آشکارسازی اسیدآمینه فنیل‌آلانین موجود در پلاسمای خون نوزاد سالم و نوزاد مبتلا به بیماری فنیل‌کتونوریا با استفاده از روش ارزان و تکرارپذیر SERS است.

روش ساخت نانوذرات نقره و زیرلایه نقره اندود

ساخت لایه‌ی نقره‌ای به شرح زیر است:

زیرلایه‌ها به صورت لام‌های شیشه‌ای با ابعاد ۱ cm × ۲/۵ cm به عنوان زیرلایه برش داده شد. مراحل ساخت زیرلایه پوشش داده شده با نانوذرات نقره در شکل ۱ نمایش داده شده است. واکنش‌های ایجاد شده در هر مرحله مطابق زیر است.

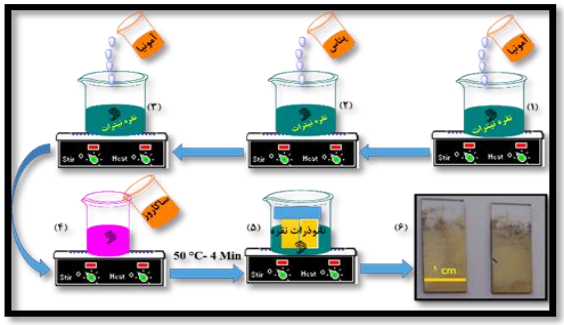
$$2AgNO_3 + 2NH_4OH \rightarrow Ag_2O(s) \downarrow + 2NH_4NO_3 + H_2O \quad (1)$$

$$Ag2O + 4NH4 + 2OH \rightarrow 2\,[Ag\,(NH3)2] + 3H2O \quad (1)$$

$$.2AgNO3 + 2KOH \rightarrow Ag2O + 2KNO3 + H2O \quad (2)$$

$$Ag2O + 4NH4OH + 2KNO3 \rightarrow 2\,[Ag\,(NH3)2]NO3 + 2KOH + 3H2O \quad (3)$$

در مرحله (۴) و (۵) با اضافه کردن محلول کاهنده ساکاروز و قرار دادن لام‌ها در این محلول آماده شده کمپلکس نقره بر روی سطح شیشه احیاء می‌شود و لایه نازک و یکنواختی از نقره روی زیرلایه‌ها تشکیل می‌شود.

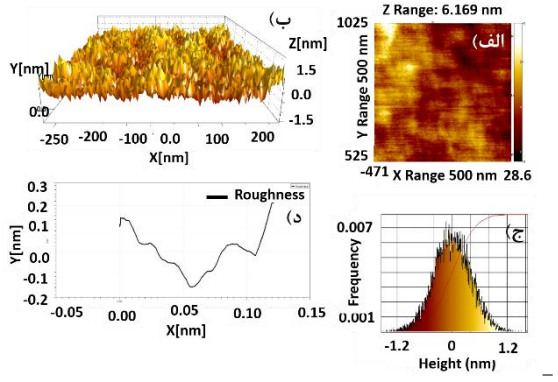


شکل ۱: طرحواره ساخت نانوذرات نقره و پوشش دهی آن‌ها روی شیشه و تصویر زیرلایه‌های شیشه‌ای پوشش داده شده با نانوذرات نقره تهیه شده به روش شیمیایی و با عامل کاهنده‌ی ساکاروز.

در ادامه محلول اسیدآمینه‌ی فنیل‌آلانین با غلظت‌های مختلف تهیه شده و محلول پلاسمای خون تهیه شده از قبل بر روی زیرلایه‌های نقره‌اندود شده قرار گرفت و در معرض هوا خشک شد و طیف رامان و طیف رامان ارتقاء یافته‌ی سطحی آن‌ها مورد بررسی قرار گرفت.

نتایج و بحث

شکل ۲ تصویر میکروسکوپ نیروی اتمی نانوساختار نقره لایه نشانی شده بر روی سطح شیشه را نشان می‌دهد. الف) تصویر دوبعدی ب) تصویر سه‌بعدی ج) نمودار ارتفاع زبری‌ها و د) نمودار میانگین ارتفاع زبری سطح نسبت به کم‌ترین و بیش-ترین سطح از پوشش نقره لایه نشانی شده بر روی سطح شیشه

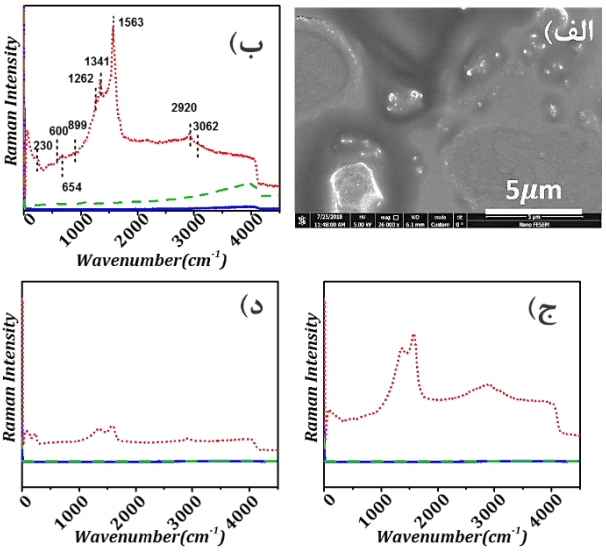


شکل ۲: تصویر میکروسکوپ نیروی اتمی پوشش نقره لایه نشانی شده بر روی سطح شیشه الف) تصویر دوبعدی، ب) تصویر سه‌بعدی، ج) منحنی هیستوگرام نرمالیزه شده و افت و خیزهای زبری و د) نمودار میانگین ارتفاع زبری سطح.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

را نمایش می‌دهد. با توجه به شکل ۲ محدوده‌ی ارتفاع لایه-نشانی شده با پوشش نقره ۶ نانومتر تعیین شده است. میانگین زبری پوشش نقره‌ی لایه‌نشانی شده ۹/۱ نانومتر و بیش‌ترین میانگین ارتفاع زبری سطح ۳۱/۸ نانومتر و عمیق‌ترین زبری سطح ۱۵/۶ نانومتر را نشان می‌دهد.

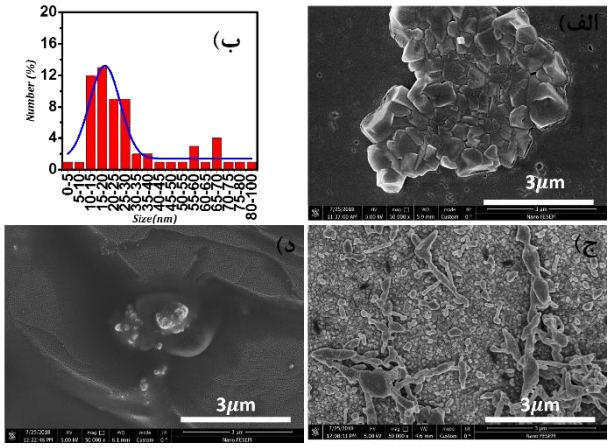
شکل ۳-الف تصویر FESEM اسید آمینه‌ی فنیل‌آلانین حکاکی شده روی زیرلایه نقره اندود شده را نشان می‌دهد. نقره پوشش داده شده روی زیرلایه شیشه‌ای به صورت نقاط با رنگ روشن‌تر و بزرگ‌تر مشاهده می‌شوند که کلوخه‌هایی از نانوساختارهای نقره‌اند. اسیدآمینه‌ی فنیل‌آلانین کل سطح را پوشش داده است و در واقع به علت لایه‌نشانی اسیدآمینه‌ی فنیل‌آلانین، نانوساختارهای نقره زیر این اسید آمینه دفن شده-اند و به خوبی قابل مشاهده نیستند. شکل ۳-ب، طیف SERS اسید آمینه فنیل آلانین با غلظت 10^{-3} مولار روی زیرلایه شیشه‌ای و روی زیر لایه شیشه‌ای نقره اندود شده را نشان می-دهد. در این شکل، ارتعاش‌های مختلف مربوط به مولکول فنیل‌آلانین حکاکی شده بر روی زیرلایه نقره اندود، نمایش داده شده است. ارتعاش C-H در $2920\ cm^{-1}$، ارتعاش کششی مربوط به حلقه‌ی 8υa در $1563\ cm^{-1}$، ارتعاش‌های کششی متقارن مربوط به کربوکسیل (COO^{-}) در $1341\ cm^{-1}$، ارتعاش کششی مربوط به فنیل-کربن در $1262\ cm^{-1}$، ارتعاش کششی C-COO در $899\ cm^{-1}$، ارتعاش مربوط به حلقه‌ی 6bυ در $654 cm^{-1}$ ارتعاش مربوط به حلقه‌ی 8bυ در $600\ cm^{-1}$ و تعیین طیف مربوط به 8aυ-6bυ بر اساس داده‌های موجود در مقاله Podstawka و همکارانش مورد بررسی قرارگرفته است[۴]. تصویر ۳-ج و ۳-د مربوط به طیف SERS اسید آمینه فنیل آلانین با غلظت‌های 10^{-5} و 10^{-7} مولار روی زیرلایه شیشه‌ای و روی زیرلایه شیشه‌ای نقره اندود شده را نشان می‌دهد که حسگر ساخته شده توانست تا غلظت 10^{-7} مولار از اسیدآمینه فنیل-آلانین را تشخیص دهد.



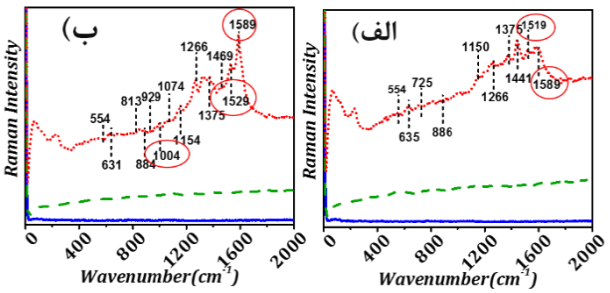
شکل ۳: الف) تصویر FESEM مربوط به اسیدآمینه فنیل‌آلانین حکاکی شده روی زیرلایه شیشه‌ای پوشش داده شده با نانوساختارهای نقره. طیف رامان (منحنی آبی- خط ممتد) شیشه‌ی نقره‌اند شده، (منحنی سبز-خط‌چین) شیشه‌ی حکاکی شده با اسیدآمینه‌ی فنیل‌آلانین، (منحنی قرمز- نقطه‌چین) اسیدآمینه‌ی فنیل‌آلانین حکاکی شده روی شیشه‌ی نقره‌اندود که اسیدآمینه‌ی فنیل‌آلانین با غلظت‌های ب) 10^{-3} ، ج) 10^{-5} و د) 10^{-7} به کار گرفته شده است.

تصویر FESEM زیرلایه نقره اندود، پلاسمای خون روی شیشه، پلاسمای حکاکی شده روی زیرلایه نقره اندود در شکل ۴ مشاهده می‌شود که در شکل (الف) تجمع نانوساختارهای نقره به صورت جزایری در نقاط مختلف زیرلایه است که ذرات دارای ساختار بیضوی و کروی نامنظم هستند و اندازه‌ی متوسط ۱۵ تا ۲۰ نانومتر دارند (شکل ب). در شکل (ج) غشاهای موجود در پلاسمای خون به صورت یکنواخت و میله‌ای شکل و به هم چسبیده مشاهده می‌شوند. در شکل (د) که بیشترین بخش پوشش نقره زیر پلاسما دفن شده است؛ تصویر ساختارهای نقره در مرکز تصویر دیده می شود که به صورت کروی و بیضوی نامنظم هستند و پلاسمای خون پوششی تقریبا همگن روی شیشه نقره اندود دارد. شکل ۵-الف و ب، طیف رامان (منحنی آبی- خط ممتد) نقره پوشش داده شده روی شیشه، (منحنی سبز- خط چین) پلاسمای خون سالم و ناسالم روی شیشه را نشان می‌دهند که هیچ‌گونه سیگنال واضحی در آن‌ها مشاهده نمی‌شود. (منحنی قرمز- نقطه چین) طیف حسگر SERS را نشان می‌دهند که پلاسما خون نوزاد سالم و نوزاد مبتلا به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۴: تصاویر FE-SEM: الف) نانوساختارهای نقره پوشش داده شده روی زیرلایه شیشه‌ای ب) توزیع اندازه نانوساختارهای نقره روی زیرلایه شیشه‌ای، ج) پلاسمای خون روی زیرلایه شیشه-ای و د) پلاسمای خون لایه‌نشانی شده روی شیشه نقره اندود.



شکل ۵: طیف رامان (منحنی آبی- خط ممتد) شیشه‌ی نقره‌اند شده، (منحنی سبز-خط‌چین) شیشه‌ی حکاکی شده با پلاسمای خون ، (منحنی قرمز- نقطه‌چین) پلاسمای خون حکاکی شده روی شیشه‌ی نقره‌اندود (الف) پلاسمای خون نوزاد سالم و (ب) پلاسمای خون نوزاد مبتلا به بیماری فنیل‌کتونوریا.

بیماری فنیل‌کتونوریا روی شیشه نقره اندود شده (زیرلایه SERS) را نشان می‌دهد .به علت تشدید پلاسمونی نانوساختارهای نقره، در طیف SERS در شکل ۵-الف که مربوط به پلاسمای خون نوزاد سالم است؛ ارتعاش کششی (C=C) در ۵۱۹ cm^{-1} و ارتعاش کششی (C=C) cm^{-1} ۱۵۸۹ مشاهده می‌شوند. در شکل ۵-ب نیز طیف SERS پلاسمای خون نوزاد با بیماری فنیل‌کتونوریا، ارتعاش خمشی مربوط به V(C-N) در ۱۰۰۴ cm^{-1}، ارتعاش کششی (C=C) در ۱۵۱۹ cm^{-1} و ارتعاش کششی (C=C) در cm^{-1} ۱۵۸۹ مربوط به اسیدآمینه فنیل‌آلانین مشاهده می‌شود. شدت ارتعاش‌های مربوط به اسیدآمینه فنیل‌آلانین در پلاسمای خون نوزاد سالم کم‌تر است در صورتی که شدت هر سه پیک ارتعاشی پلاسمای خون نوزاد ناسالم از شدت بیش‌تری دارد که به دلیل افزایش اسیدآمینه فنیل آلانین در پلاسمای خون کودک مبتلا به بیماری فنیل‌کتونوریا است.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق، زیرلایه‌ی فعال در SERS (شیشه نقره‌اندود شده) به روش شیمیایی ساخته شد. با حکاکی اسیدآمینه‌ی فنیل‌الانین روی زیرلایه‌ی نقره‌اندود، ارتعاش‌های مولکولی این اسیدآمینه با استفاده از طیف‌سنجی رامان آشکار شد. با حکاکی پلاسمای خون نوزاد سالم و نوزاد مبتلا به بیماری فنیل‌کتونوریا روی زیرلایه‌ی شیشه‌ای نقره‌اندود، اسیدآمینه‌ی فنیل‌آلانین موجود در پلاسمای خون نیز با استفاده از طیف‌سنجی رامان و زیرلایه فعال آشکارسازی شد که با افزایش شدت پیک ارتعاش-های مولکولی اسیدآمینه‌ی فنیل‌آلانین نسبت به طیف‌سنجی رامان بدون زیرلایه فعال، روشی کم‌هزینه برای تشخیص زود هنگام بیماری فنیل‌کتونوریا می‌تواند باشد. روش ارائه شده می-تواند برای شناسایی، تجزیه‌وتحلیل گونه‌های زیستی و غیرزیستی دیگر در غلظت‌های کم نیز به کار برده شود.

مرجع‌ها

[1] P. A. Mosier-Boss, "Review of SERS substrates for chemical sensing," *Nanomaterials*, vol. 7, p. 142, **2017**.

[2] S. Feng, R. Chen, J. Lin, J. Pan, G. Chen, Y. Li, et al., "Nasopharyngeal cancer detection based on blood plasma surface-enhanced Raman spectroscopy and multivariate analysis," Biosensors and Bioelectronics, vol. 25, pp. 2414-2419, **2010**.

[3] H. Jin, Q. Lu, S. Jin, Z. Song, Y. Zou, H. Ding, et al., "Research on Measurement Conditions for Obtaining Significant, Stable, and Repeatable SERS Signal of Human Blood Serum," IEEE Photonics Journal, vol. 9, pp. 1-10**, 2017**.

[4] E. Podstawka, Y. Ozaki, L.M. Proniewicz, Part I: Surface-enhanced Raman spectroscopy investigation of amino acids and their homodipeptides adsorbed on colloidal silver, Applied spectroscopy 58(5) (**2004**) 570-58.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تصویربرداری از گلبول‌های خونی با استفاده از میکروسکوپی غیرخطی تولید هماهنگ سوم

حسین حسینی، مهدی مزدور دشتابی، محمد دلجور، رضا مسعودی

h.hosseini.sbu@gmail.com, m_dashtabi@sbu.ac.ir, mohammad.deljour@gmail.com, r-massudi@sbu.ac.ir

چکیده – ابداع لیزرهای فمتوثانیه، شدت مورد نیاز برای فرایندهای غیرخطی همچون تولید هماهنگ سوم را فراهم ساخت که موجب رفع برخی از چالش‌های میکروسکوپی مانند تصویربرداری از نمونه‌های ضخیم و با پراکندگی بالا شد . در این مقاله، از یک منبع نوری فمتوثانیه جهت ساخت میکروسکوپ غیرخطی بر پایه تولید هماهنگ سوم استفاده و مزایای این روش بررسی شده است. همچنین با تصویربرداری از گلبول‌های خونی، تصویربرداری بدون برچسب از نمونه‌های زیستی با استفاده از میکروسکوپ غیرخطی تولید هماهنگ سوم، مورد ارزیابی قرار گرفته است.

میکروسکوپ غیرخطی، میکروسکوپ تولید هماهنگ سوم، میکروسکوپ جاروب نقطه‌ای

Imaging of blood cells using nonlinear microscopy of third harmonic generation

Hossein Hosseini, Mahdi Mozdoor Dashtabi, Mohammad Deljoor, Reza Massudi

Abstract- The invention of femtosecond lasers provided the intensity required for nonlinear processes, such as third harmonic generation which eliminates some of the microscopic challenges, such as imaging thick and high dispersion specimens.in this paper, use of a femtosecond optical source for the construction of a nonlinear microscope based on third harmonic generation, and study the advantages of this method. Also by imaging blood cells, label free imaging of biological specimens using a third-harmonic generation nonlinear microscope are evaluated.

Keywords: non-linear microscope, third harmonic generation microscope, laser scanning microscope.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در سال ۱۸۷۳ ارنست آبه، با فرمول بندی تئوری یافته‌های پیشین در حوزه میکروسکوپی، میکروسکوپی نوین را پایه‌گذاری کرد. اما میکروسکوپ‌های مرسوم برای تصویربرداری از نمونه‌های ضخیم، مناسب نبودند. با اختراع میکروسکوپ هم‌کانون توسط مینسکی در سال ۱۹۵۷ و همچنین میکروسکوپ هم‌کانون جاروب لیزری در سال ۱۹۶۱ گام مهمی در راستای، افزایش توان تفکیک و عمق تصویربرداری برداشته شد[۱]. روند پیشرفت میکروسکوپ‌ها در این سال‌ها ادامه یافت و در سال ۱۹۹۰، نخستین میکروسکوپ غیرخطی که بر اساس فرایند غیرخطی جذب دوفوتونی بود توسط دنک ساخته شد[۲] . در این میکروسکوپ به دلیل جذب غیرخطی، عمق نفوذ و توان تفکیک نسبت به میکروسکوپی خطی افزایش یافت[۳, ۴]. همچنین در این میکروسکوپ‌ها از طول‌موج‌های بزرگ‌تر، در حدود فروسرخ که پراکندگی نمونه‌های زیستی در آن پایین‌تر است، استفاده می‌شد در نتیجه امکان تصویربرداری از نمونه‌های با پراکندگی بالا فراهم گردید. لذا استفاده از فرایندهای غیرخطی در میکروسکوپی، یکی از مشکلات مهم پیش روی میکروسکوپی را برطرف کرد. به همین دلیل در این مقاله به بررسی چیدمان میکروسکوپ غیرخطی تولید هماهنگ سوم و تصویر برداری از گلبول‌های خونی خواهیم پرداخت.

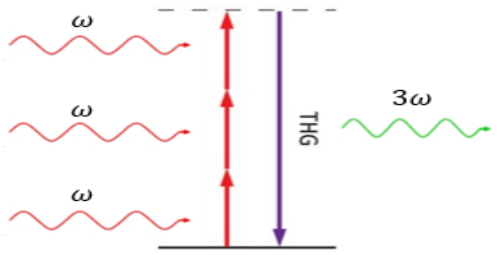
تئوری

۱-غیر خطی

اپتیک غیرخطی در واقع بررسی و مطالعه برهمکنش نور و ماده، در حالتی است که قطبش و میدان رابطه غیرخطی باهم دارند. برای درک بهتر این مطلب وابستگی قطبش یک ماده به میدان اعمالی بررسی شده است. وابستگی قطبش به میدان به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\tilde{p}(t) = \epsilon_0\chi^{(1)}\tilde{E} + \epsilon_0\chi^{(2)}\tilde{E}^2 + \epsilon_0\chi^{(3)}\tilde{E}^3 + \cdots \quad (۱)$$

که جملات به ترتیب پاسخ خطی، پاسخ غیرخطی مرتبه دوم و سوم می‌باشند[۵]. در فرایند غیرخطی مرتبه سوم سه فوتون با فرکانس ω جذب و یک فوتون با فرکانس $\omega 3$ تولید می‌شود (شکل۱). فرایندهای تولید هماهنگ پارامتریک هستند به عبارت دیگر در این فرایندها حالت کوانتومی پایه و نهایی یکسان بوده و هیچ انرژی در برهمکنش نور و ماده به ماده منتقل نمی‌شود در نتیجه ماده گرم نخواهد شد[۵]. به همین



شکل ۱: شمای فرایند غیرخطی مرتبه ۳

دلیل فرایندهای غیرخطی تولید هماهنگ (همچون تولید هماهنگ سوم) برای تصویربرداری از نمونه‌های زنده زیستی مناسب هستند. از دیگر ویژگی‌های فرایند تولید هماهنگ سوم عدم وجود سیگنال در محیط همگن به دلیل جابجایی فاز گوی می‌باشد. دلیل این پدیده تداخل ویرانگر سیگنال تولیدی قبل و بعد از کانون بوده که به اندازه‌ی π اختلاف فاز دارند و موجب از بین رفتن سیگنال تولیدی خواهد شد [۶]. اما در نقاطی همچون مرز دو محیط که تقارن شکسته می‌شود، سیگنال قابل توجهی تولید شده که این ویژگی میکروسکوپی هماهنگ سوم را برای تصویربرداری از نمونه‌های شفاف و همچنین آشکارسازی مرزها در نمونه (برای مثال تعیین گرانولسیته گلبول‌ها) مناسب کرده است[۷].

۲-میکروسکوپی

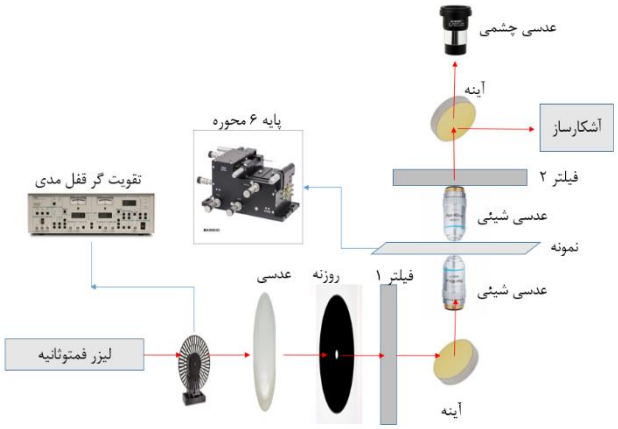
به طور کلی میکروسکوپ‌ها به دو دسته‌ی میدان گسترده و جاروب نقطه‌ای دسته‌بندی می‌شوند. در میکروسکوپ‌های میدان گسترده کل نمونه، همزمان روشن و سرعت تصویربرداری آنی می‌باشد. در این میکروسکوپ‌ها به دلیل اینکه کل نمونه همزمان روشن می‌شود، نور بخش‌های دیگر با نور صفحه کانون مخلوط شده و باعث کاهش نسبت سیگنال به زمینه و توان

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تفکیک می‌گردد. دسته دوم میکروسکوپ‌های جاروب نقطه‌ای هستند که در آن‌ها نمونه به صورت نقطه به نقطه روشن و سیگنال جمع‌آوری شده از آن ثبت می‌گردد. در این میکروسکوپ‌ها اصولاً از روش هم‌کانون استفاده می‌شود که این موضوع موجب افزایش توان تفکیک و نسبت سیگنال به زمینه می‌گردد. استفاده از منابع نوری فمتوثانیه و تلفیق اپتیک غیرخطی با میکروسکوپی جاروب نقطه‌ای لیزری منجر به میکروسکوپ غیرخطی جاروب نقطه‌ای لیزری می‌شود. در این میکروسکوپ‌ها به دلیل جذب غیرخطی، حجم کانونی کمتر از حد پراش، قابل دستیابی می‌باشد که موجب بهبود توان تفکیک و عمق تصویربرداری می‌گردد [۸, ۹].

چیدمان تجربی

چیدمان تجربی میکروسکوپ غیرخطی تولید هماهنگ سوم در شکل ۲ نشان داده شده است.

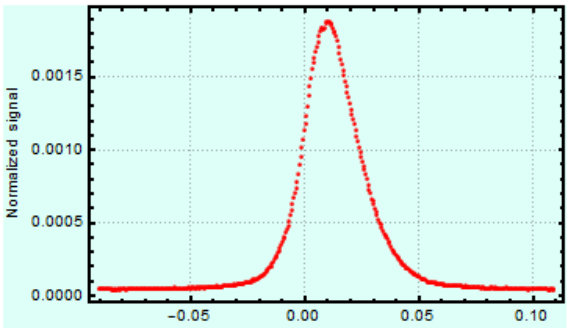


شکل ۲: چیدمان تجربی میکروسکوپ غیرخطی جاروب نقطه‌ای

در این چیدمان از لیزر تمام فیبری قفل مدی با پالس ۱۲۰ فمتوثانیه و طول موج مرکزی ۱۵۷۰ نانومتر به عنوان منبع نوری استفاده شده است. باریکه لیزری پس از عبور از فیلتر شماره ۱ و حذف طول موج‌های ناخواسته ناشی از محیط بهره، توسط آینه ۴۵ درجه وارد عدسی شیئی با بزرگنمایی ۴۰ شده و به شدت روی نمونه کانونی می‌شود. سپس سیگنال هماهنگ سوم تولیدی توسط یک عدسی شیئی دیگر جمع‌آوری و با عبور از فیلتر شماره ۲ و حذف طول موج منبع لیزری، به سمت آشکارساز هدایت شده و با پردازش سیگنال دریافتی توسط نرم افزار Lab View تصویر نهایی تشکیل می‌گردد. به منظور جاروب نقطه لیزری روی نمونه جهت تشکیل تصویر، نمونه به روی یک پایه XYZ قرار گرفته است. عدسی شیئی دوم به همراه عدسی چشمی، تشکیل یک میکروسکوپ میدان‌گسترده می‌دهد که با استفاده از آن می‌توان محل مناسب نمونه را پیدا کرد. در این چیدمان از دستگاه تقویت‌کننده قفل‌شونده به همراه چاپر اپتیکی به عنوان سیستم حذف نویز استفاده شده است. به دلیل ضعیف بودن سیگنال هماهنگ سوم، از آشکار ساز PMT استفاده شده که از حساسیت بالایی برخوردار است. نورهای محیطی موجب بالا رفتن سطح نویز و همچنین آسیب به آشکارساز می‌شوند. برای جلوگیری از این مشکل، چیدمان در داخل محفظه تاریک قرار داده شده است.

نتایج تجربی

سیگنال هماهنگ سوم ثبت شده در فصل مشترک شیشه-هوا در شکل ۳ نشان داده شده که از جاروب یک لام میکروسکوپ در راستای محوری به دست آمده است.



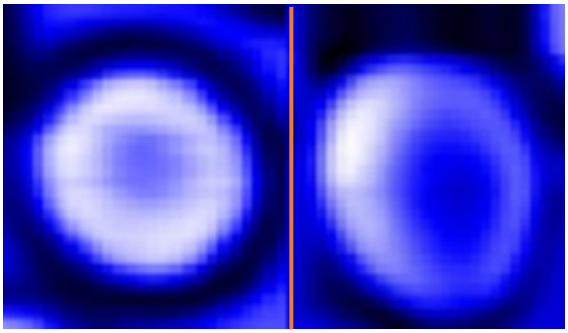
شکل ۳: سیگنال تجربی میکروسکوپی تولید هماهنگ سوم مرسوم از فصل مشترک شیشه-هوا

همانطور که در شکل قابل مشاهده است زمانی که سطح لام به صفحه کانون می‌رسد بیشترین سیگنال هماهنگ سوم تولید می‌شود. همچنین هر چه سطح فصل مشترک، از صفحه کانون دور می‌شود تولید هماهنگ سوم کاهش یافته و در نهایت به صفر میل می‌کند.

از آنجایی که بیشترین شدت در صفحه کانون رخ می‌دهد می‌توان با استفاده از شکل ۳ مکان صفحه کانون را با دقت میکرومتری تعیین کرد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

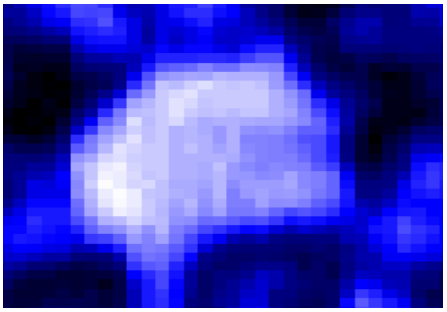
به منظور بررسی و راستی‌آزمایی عملکرد میکروسکوپی هماهنگ سوم ابتدا از یک گلبول قرمز به هر دو روش میکروسکوپی غیر خطی هماهنگ سوم و میکروسکوپ خطی جاروب نقطه‌ای تصویربرداری شده است. همانطور که در شکل ۴ نشان داده شده است تصویر گلبول قرمز خون به خوبی ثبت شده و شکل کلی گلبول به همراه تقعر آن قابل مشاهده می‌باشد که نشان از عملکرد مناسب میکروسکوپ غیرخطی تولید هماهنگ سوم دارد.



شکل ۴: تصویر میکروسکوپ غیرخطی هماهنگ سوم از گلبول قرمز خون(راست) تصویر میکروسکوپ خطی جاروب نقطه‌ای با استفاده از لیزر هلیوم نئون(چپ)

این تصویر از آرایه‌ای ۵۰*۵۰ پیکسلی، در گام‌های ۲۰۰ نانومتری تشکیل شده است که میدان دید آن ۱۰*۱۰ میکرومتر می‌باشد. با توجه به اینکه صفحه کانون روی گلبول قرار دارد بیشترین سیگنال هماهنگ سوم تولیدی مربوط به لبه گلبول می‌باشد و متناسب با فاصله از صفحه کانون، سیگنال افت می‌کند.

برای بررسی توان تمایز ساختاری میکروسکوپ، از یک گلبول سفید احاطه شده توسط چند گلبول قرمز تصویربرداری شد که در شکل ۵ نشان داده شده است. این تصویر از آرایه‌ای ۴۰*۴۰ پیکسلی، در گام‌های ۵۰۰ نانومتری تشکیل شده است که میدان دید آن ۲۰*۲۰ میکرومتر می‌باشد.



شکل۵: تصویر میکروسکوپ غیرخطی هماهنگ سوم از گلبول سفید به همراه گلبول قرمز خون

شدت سیگنال هماهنگ سوم حاصل از گلبول سفید بیشتر از گلبول قرمز می‌باشد که به دلیل مرزهای ناشی از گرانولسیته گلبول سفید و تفاوت پذیرفتاری مرتبه سوم گلبول سفید و قرمز می‌باشد. این ویژگی به منظور تصویربرداری غیر مخرب و بدون برچسب از نمونه‌های زیستی مورد استفاده قرار می‌گیرد. همچنین تصویر ثبت شده نشان می‌دهد این چیدمان جهت تصویربرداری از نمونه های شفاف (همچون گلبول سفید) که میکروسکوپ‌های مرسوم در تصویربرداری از آنها دچار مشکل هستند، مناسب می‌باشد.

نتیجه‌گیری

تصویربرداری هماهنگ سوم از گلبول‌های خونی انجام شده است. این تصویربرداری تمایز خوبی بین گلبول‌های خونی نشان می‌دهد و برای تصویربرداری بدون رنگ‌آمیزی گلبول‌های خونی مناسب است. شدت ثبت شده از گلبول‌های مختلف متفاوت است. گلبول های سفید به دلیل گرانولسیته بالا دارای شدت سیگنال قوی تری هستند. با توجه به تصویر ثبت شده از گلبول سفید این میکروسکوپ برای تصویر برداری از نمونه‌های شفاف مناسب می‌باشد.

مراجع

1. Minsky, M., *Microscopy Apparatus.* U.S. Patent #3013467, 1957.
2. W. Denk, J.S., and W. Webb,Science,, *"Two-photon laser scanning fluorescence microscopy,"* 1990. . **vol. 248, no. 4951, pp. 73–76**.
3. P. J. Campagnola, M.-d.W., A. Lewis, and L. M. Loew, *"High-Resolution Nonlinear Optical Imaging of Live Cells by Second Harmonic Generation,"* Biophysical Journal, 1999. **, vol. 77, no. 6, pp. 3341–3349**.
4. Denk, F.H.a.W., *"New developments in multiphoton microscopy,"* Current Opinion in Neurobiology,, 2002. **vol. 12, no. 5, pp. 593–601**.
5. Robert.W.Boyd., *"Nonlinear Optics"*. p. 2.
6. G. T. Boyd, Y.R.S., and T. W. Hansch, and 1986., *"Continuous-Wave 2nd-Harmonic Generation as a Surface Microprobe,"*. Optics Letters,. **vol. 11, no. 2, pp. 97–99,**.
7. Tsang, T.Y.F., , *"Optical third-harmonic generation at interfaces,"* Physical Review A, 1995. **vol. 52, no. 5, pp. 4116–4125**.
8. al., J.S.e., *"Characterization of femtosecond pulses focused with high numerical aperture optics using interferometric surface-third-harmonic generation,"*. Opt. Commun. 147, 153–156 (1998).
9. Squier, E.E.H.a.J.A., *"Advances in multiphoton microscopy technology,"*. Nat. Photonics 7, 93–101 (2013).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تصحیح ابیراهی آستیگماتیسم و کما در طیف سنج آرایه ای رامان

هادی برزویی

[1]دانشکده مهندسی، دانشگاه فناوری‌های نوین سبزوار، کد پستی ۹۶۱۵۹۱۸۳۳۹
h_borzouei@yahoo.com

آستیگماتیسم و کما دو عامل اصلی و محدود کننده دقت و توان دریافتی در طیف‌سنجی رامان هستند. قسمت دریافت کننده در طیف سنج رامان در بازه طول موجی ۷۸۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر بر اساس ساختار زرنی-ترنز طراحی شده است. این سیستم، دو آینه‌ای و بدون کانون با سرعت دریافت F/4.5 است. اثر ابیراهی آستیگماتیسم با افزودن عدسی استوانه‌ای و ابیراهی کما با تنظیم محل جسم و تصویر کمینه شده‌اند. از توری ۶۰۰ خط بر میلی‌متر یک اینچ استفاده شده و توان تفکیک ۰,۲۵ نانومتر بدست آمده است.

کلید واژه- طیف سنج آرایه ای، طیف سنجی رامان، ابیراهی کما، ابیراهی آستیگماتیسم.

Astigmatism and Coma aberration Correction in Raman array spectrometer

Hadi Borzouei

Engineering Faculty, Sabzevar university of new technology, Iran, 9615918339
h_borzouei@yahoo.com

The very weak signal of Raman scattering needs the optimized array spectrometer. The Astigmatism and Coma aberrations are the main problem in received energy and wavelength resolution. An optimized array spectrometer in range of 780 to 1100 nm with F/number of 4.5 has been designed. A cylindrical lens added to correction of Astigmatism aberration. The optimum point of object and image respect to mirrors calculated. This special design minimizes the Coma aberration. The 600 line per millimeter grating has been used and the resolution of 0.25 nm has achieved.

Keywords: Array spectrometer, Raman spectroscopy, Coma aberration, Astigmatism aberration.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

طیف سنج رامان یک ابزار بسیار قدرتمند و انعطاف پذیر در شناسایی و تشخیص مواد شیمیای، مواد زیستی و سرطان است [۱]. سیگنال رامان بسیار ضعیف بوده و معمولا نسبت سیگنال به نویز پایینی دارد. برای افزایش بازدهی اپتیکی در طیف‌سنج رامان، باید دهانه عددی در طراحی طیف‌سنج افزایش پیدا کند که با افزایش ارتفاع پرتو بر روی آینه‌ها همراه است. ابیراهی‌های کما و آستیکماتسیم به ارتفاع باریکه روی آینه‌ها وابسته هستند [۲]. طراحی‌های مختلفی برای کاهش ابیراهی‌ها و افزایش زاویه دریافت نور در این نوع طیف‌سنج‌ها انجام شده است [۳-۶]. در این مقاله، تصحیح هر دو ابیراهی آستیگماتیسم و کما انجام شده است.

اصول طراحی

چیدمان طیف‌سنج آرایه‌ای با هندسه زرنی-ترنر در شکل ۱ آمده است. در طراحی زرنی-ترنر طول‌موج‌های تابیده شده به توری بازتابی بر حسب مشخصات توری و زاویه فرود نور پاشیده می‌شوند. زاویه تابش و فرود باریکه بر توری از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$d(\sin\theta_i+\sin\theta_r)=m\lambda \qquad (۱)$$

که λ طول موج نور تابشی، d فاصله بین خطوط در توری پراش، θ_i زاویه تابش بر روی توری و θ_r زاویه بازتاب از توری است. مخروط نوری که مرکز آن در وسط توری قرار دارد پاشندگی طول‌موج‌ها توسط توری را مشخص می-کند.با مشتق‌گیری از رابطه توری بدست می‌آید:

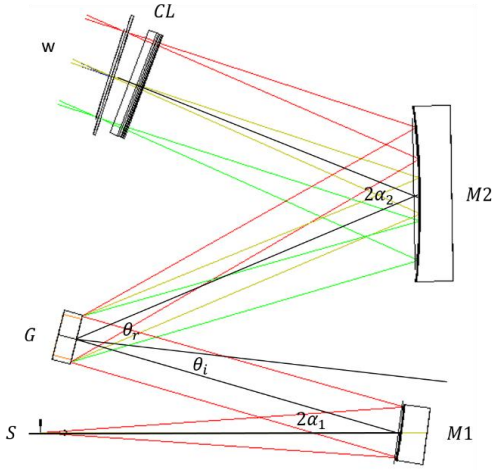
$$\Delta\theta_r=\frac{m\Delta\lambda}{d\cos\theta_r} \qquad (۲)$$

در این رابطه تغییرات زاویه ناشی از پاشیدگی، بر حسب تغییرات طول موج محاسبه می‌شود.

اگر به صورت معکوس به مساله نگاه کنیم، باریکه‌های مرکزی در هر مخروط نوری که به آشکارساز رسیده‌است با هم موازی‌اند و انگار از آشکارساز ساطع شده و در وسط توری متمرکز شده‌اند. پس رابطه زیر بین پهنای آشکارساز، مشخصات توری و هندسه آینه دوم برقرار است:

$$w=2f_2\cos\alpha_2\tan\frac{\Delta\theta_r}{2}=R_2\cos\alpha_2\tan\frac{\Delta\theta_r}{2} \qquad (۳)$$

که f_2 فاصله کانونی آینه دوم، α_2 زاویه چرخش آینه دوم نسبت به محور اصلی و R_2 شعاع انحنای آینه دوم است.



شکل ۱: چیدمان قطعات اپتیکی در هندسه زرنی-ترنر برای طراحی طیف سنج آرایه‌ای رامان. S شکاف ورودی نور، M1 آینه اول، G توری پراش، M2 آینه دوم، CL عدسی استوانه‌ای، W پهنای آشکارساز است.

از طرفی مساله را به صورت مستقیم و با دیدگاه اپتیک موجی و حد پراش بررسی می‌کنیم. فرض می‌شود که توری پراش تنها عامل محدود کننده توان اپتیکی و نیز دهانه بند دستگاه اپتیکی باشد و آینه دوم، تمام نور رسیده به سطح مقطع توری را روی آشکارساز متمرکز می‌کند. برای آنکه دو قله متوالی ناشی از پراش قابل تفکیک باشند باید به اندازه نیم‌پهنای پراش از یکدیگر فاصله داشته باشند. در این حالتحداقل به دو پیکسل در آشکارساز نیاز است. اندازه هر پیکسل (a) در آشکارساز از این رابطه بدست می‌آید:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$a=\frac{\lambda}{G\sin\theta_r}f_2\cos\alpha_2=\frac{1}{2}\frac{\lambda}{G\sin\theta_r}R_2\cos\alpha_2 \qquad (۴)$$

که G پهنای توری پراش است. فاصله کانونی موثر آینه دوم در رابطه‌های ۲ و ۳ بر اساس دو رابطه مختلف بدست آمده‌اند. از ترکیب این دو رابطه زاویه بازتاب از توری بدست می‌آید:

$$\theta_r=\arctan(\frac{\lambda d w}{\Delta\lambda G a}) \qquad (۵)$$

برای محاسبه نسبت اندازه شعاع انحنای دو آینه، از بزرگ-نمایی سیستم اپتیکی استفاده می‌کنیم. این سیستم به صورت هم‌کانون طراحی شده و یک سیستم بدون کانون است که بزرگ‌نمایی آن از رابطه زیر بدست می‌آید[۷]:

$$m=\frac{R_2\cos\alpha_2}{R_1\cos\alpha_1} \qquad (۶)$$

و آستیگماتیسم TA و ابیراهی کروی CC به ترتب از رابطه‌های زیر محاسبه می‌شوند:

$$TA=\frac{1}{R}\alpha^2 \qquad (۷)$$

$$CC=\frac{(R-p)}{pR^2}\alpha \qquad (۸)$$

اختلاف بین دو کانون ناشی از پرتوهای ساجیتال و تانژانتی توسط رابطه زیر محاسبه شده و در نهایت قبل از رسیدن به آشکارساز توسط عدسی استوانه‌ای جبران می-شود [۴].

برای رفع ابیراهی کما محل جسم و تصویر به گونه‌ای انتخاب می‌شوند که اندازه ابیراهی کمای آن‌ها روی توری با هم برابر و علامت مخالف داشته باشند.

شبیه سازی

در کاربردهای پزشکی، طول موج ۷۸۰ نانومتر میزان جذب کمی در بافت دارد از این رو برای تحریک ترازهای رامان لیزر ۷۸۰ نانومتر انتخاب شده و طیف پاداستوکس رامان در گستره ۷۸۰ تا ۱۱۰۰ اندازه گیری می‌شود. پس، پهنای طیفی ۳۲۰ نانومتر و طول موج مرکزی، ۹۴۰ نانومتر است. از بین آشکارسازهای رایج در این حوزه، آشکارساز S11639 متعلق به شرکت هاماماتسو انتخاب شده است [۸]. این آشکارساز ۲۰۴۸ پیکسل دارد که هر کدام ۱۴ میکرومتر پهنا دارند. پهنای کل آشکارساز ۲۸,۶۷۲ میلی‌متر است. در ورودی دستگاه شکاف ۱۵ میکرونی قرار داده شده و از توری پراش با ابعاد یک اینچ با مشخصه ۶۰۰ خط در میلی‌متر جهت تفکیک طول موجی بهره برده‌ایم. ابیراهی آستیگماتسیم و کما هر دو به ارتفاع پرتو تا محور اپتیکی حساس هستند بدین جهت قطعات اپتیکی استفاده شده در این طراحی دایروی انتخاب شده‌اند.

زاویه تابشی α_1 و α_2 تابع‌های مستقل در طراحی هستند و توسط محدودیت‌های مکانیکی مشخص می‌شوند و باید به گونه‌ای انتخاب شوند که قابلیت ساخت وجود داشته باشد. تمام متغیرهای دیگر توسط روابط معرفی شده در قسمت قبل در محیط متلب محاسبه می‌شوند. مشخصات اولیه ایجاد شده به عنوان طراحی اولیه در قسمت غیر متوالی محیط نرم افزاری زیماکس وارد می‌شوند.

سیگنال رامان بسیار ضعیف است و سامانه دریافت کننده باید برای دریافت بیشترین انرژی ورودی و بیشترین توان تفکیک بهینه سازی شود. پهنا و ارتفاع لکه روی آشکارساز به عنوان قید طراحی معرفی شده توسط الگوریتم کمترین شیب بهینه سازی می‌شود.

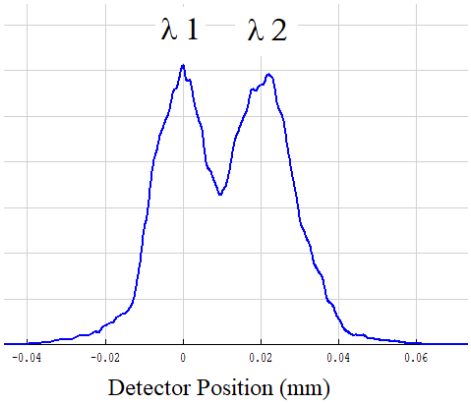
جدول ۱: جزییات طراحی نهایی در طیف سنج آرایه‌ای رامان.
زاویه‌ها بر حسب درجه و اندازه‌ها بر حسب میلی‌متر هستند.

مشخصه	محاسبه	متغیرها	شبیه‌سازی
آلفا_۱	۸	خیر	8
آلفا_۲	۲۰	خیر	20
آر_۱	235	بله	227

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

آر_۲	248	مقید	247
تتا_آر	38.3	بله	141.7
تتا_آی	-3.2	بله	۱۷۶٫۸
جسم	132	بله	118
تصویر	103	بله	106
فاصله کانونی_۱	116	مقید	102
فاصله کانونی_۲	117	بله	116
زاویه آشکارساز	۰	بله	۳٫۸۶
محل عدسی استوانه‌ای	104	بله	95

زاویه‌های آلفا قید ثابت بوده و تغییر نکرده‌اند. شعاع انحنای آینه دوم به علت چرخش ۳٫۸۶ درجه‌ای آشکارساز کمی تعدیل شده و از ۲۴۸ به ۲۴۷ کاهش یافته است. محل جسم و تصویر برای برآورده شدن شرط یکسان بودن ابیراهی کما تغییر کرده اند. اندازه لکه بعد از بهینه سازی همچنان بزرگ بوده و با پهنای جسم یکی نشده است. شعاع انحنای آینه اول بر حسب رابطه ۵ تغییر می‌کند تا اندازه جسم و تصویر یکسان باقی بماند. نتیجه بهینه سازی در توان تفکیک دستگاه دیده نمایش داده می‌شود که در شکل ۲: رسم شده است. توان تفکیک این دستگاه ۰٫۲۵ نانومتر محاسبه شده است.



شکل ۲: اختلاف مکانی دو طول موج متوالی برای حد تفکیک ریلی. طول موج اول ۹۴۰ نانومتر و طول موج دوم ۹۴۰٫۲۵ نانومتر و اختلاف بین دو قله ۲۲ میکرومتر است.

نتیجه‌گیری

در این گزارش، طراحی و شبیه‌سازی طیف‌سنج آرایه‌ای انجام شده و مشخصات اپتیکی برای ساخت طیف‌سنج ۷۸۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر استخراج شده‌اند. بعد از تصحیح ابیراهی آستیگماتیسم و کما، دقت طول موجی ۰٫۲۵ نانومتر بدست آمده است. شکاف ورودی ۱۵ میکرونی بوده و زاویه پذیرش سیستم (دهانه عددی) در حالت بهینه سازی شده ۰٫۱۱ رادیان است. توری پراشی یک اینچ استفاده شده و تمام قطعات ارتفاع یک اینچ دارند.

مرجع‌ها

[1] Santos, Inês P, Elisa M Barroso, Tom C Bakker Schut, Peter J Caspers, Cornelia GF van Lanschot, Da-Hye Choi, Martine F van der Kamp, Roeland WH Smits, Remco van Doorn, and Rob M Verdijk. "Raman Spectroscopy for Cancer Detection and Cancer Surgery Guidance: Translation to the Clinics." *Analyst* 142, no. 17 (2017): 3025-47.

[2] Gomez-Vieyra, Armando and Daniel Malacara-Hernández. "Geometric Theory of Wavefront Aberrations in an Off-Axis Spherical Mirror." *Applied optics* 50, no. 1 (2011): 66-73

[۳] هادی برزویی، محمد چهارسوقی، محمد رضا طاهری، فاطمه طاهری، احسان احدی اخلاقی. "طراحی و بهینه طیف سازی آرایه سنج بازتابی"، کنفرانس فیزیک ایران .مشهد: انجمن فیزیک ایران, ۱۳۹۴.

[4] Austin, Dane R, Tobias Witting, and Ian A Walmsley. "Broadband Astigmatism-Free Czerny-Turner Imaging Spectrometer Using Spherical Mirrors." *Applied optics* 48, no. 19 (2009): 3846-53

[5] Lee, Kye-Sung, Kevin P Thompson, and Jannick P Rolland. "Broadband Astigmatism-Corrected Czerny–Turner Spectrometer." *Optics express* 18, no. 22 (2010): 23378-84.

[6] Xue, Qingsheng. "Astigmatism-Corrected Czerny–Turner Imaging Spectrometer for Broadband Spectral Simultaneity." *Applied optics* 50, no. 10 (2011): 1338-44.

[7] Goodman, Douglas S. "Magnification Equations for a Two-Lens System." *Applied optics* 24, no. 12 (1985): 1732-32

[8] ILX511B, Sony and Toshiba TCDDG. "Line Array Sensor Comparison." (2016).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی پدیده جایگزیدگی اندرسون در انتشار امواج پلاسمون سطحی بر پایه گرافن

میلاد ثانی[۱]، فاطمه صفرزاده[۱] ، محمود حسینی فرزاد[۱] و علی هاتف[۲]

[۱] بخش فیزیک دانشگاه شیراز، پردیس ارم دانشگاه، میدان ارم، شیراز

[۲]آزمایشگاه فیزیک محاسباتی نیپیسینگ، بخش علوم کامپیوتر و ریاضی، دانشگاه نیپیسینگ، کانادا

چکیده – گرافن ساختاری دو بعدی با خواصی منحصر به فرد است. تحرک بالای حامل ها در گرافن باعث می شود که پلاسمون های گرافن اتلاف کم و محدودیت به سطح قابل ملاحظه ای داشته باشند. این امر گرافن را برای کاربردهای پلاسمونیک مناسب می کند. در این مقاله ساختاری متشکل از توری سیلیکونی و گرافن مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می دهند که با ایجاد بی نظمی در ساختار پیشنهادی می توان مودهای پلاسمونی جدیدی ایجاد کرد که شدت قابل مقایسه ای نسبت به مودهـای سـاختار مـنظم دارند. این امر چنین ساختاری را کاندید مناسبی برای رزوناتورها و به طور کلی وسایل اپتوالکترونیکی می کند.

کلید واژه- تک لایه گرافن، پلاسمون سطحی، جایگزیدگی اندرسون

Investigation of Anderson localization phenomena in propagation of surface plasmon waves in graphene surface

Milad Sani[1], Fatemeh safarzadeh[1], Mahmood Hosseini Farzad[1] and Ali Hatef[2]

[1]Department of physics, University of shiraz, Shiraz, Iran

[2]Nipissing Computational physics laboratory (NCPL), Department of computer science and mathematics, nipissing university-north bay, canada

Abstract- graphene is a 2d structure with unique properties. High carrier mobility in graphene causes to graphene plasmons have low loss and considerable confinement to the surface. This suites graphene for plasmonic applications. In this article a structure consists of silicon grating and graphene were investigated. Results showing that with creating disorder in the proposed structure, we can create new localized plasmon modes that have comparable intensity than ordered structure modes. This makes such a structure as a suitable candidate for resonators and in general optoelectronic devices.

Keywords: Anderson localization, Graphene monolayer, Surface plasmon

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

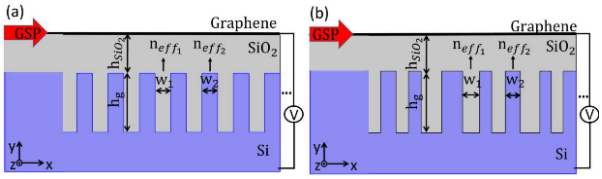
مقدمه

گرافن تک لایه ای دوبعدی از اتم‌های کربن است که با ویژگی‌های منحصر به فردی که از خود نشان می‌دهد افق‌های جدیدی برای طراحی نانوساختارهای پلاسمونیک باز می‌کند [۱]. پلاسمون‌های سطحی گرافن می‌توانند در محدوده‌ی طیفی فروسرخ نزدیک تا تراهرتز تحریک شوند. تحرک بالای حامل‌ها در گرافن موجب می‌شود که، پلاسمون‌های گرافن اتلاف کمی داشته باشند و شدیداً محدود به سطح باشند. به علاوه میزان تحرک حامل‌ها در گرافن توسط دوپ شیمیایی و اعمال ولتاژ قابل کنترل است. این خواص گرافن را کاندید مناسبی برای کاربرد در ساختارهایی نظیر مدارهای فوتونیک [۲], سنسورها [۳] و ... می‌کند. محققان علاقه زیادی به مشاهده و مطالعه پدیده جایگزیدگی اندرسون امواج پلاسمون سطحی دارند و پژوهش‌هایی در این زمینه انجام شده است [۴-۶]. تداخل پراکندگی‌های چندگانه امواج پلاسمون سطحی در محیط‌های نامنظم می‌تواند منجر به رخداد پدیده جایگزیدگی اندرسون شود[۷]. گرافن به دلیل اتلاف کمتر پلاسمون‌های سطحی، محیط مناسب‌تری را برای رخداد جایگزیدگی اندرسون فراهم می‌آورد. اخیراً جایگزیدگی اندرسون پلاسمون‌های گرافن را در توری سیلیکونی نامنظم بر پایه‌ی گرافن نشان داده‌ایم [۸].

در این مقاله، ساختاری متشکل از یک لایه گرافن قرار گرفته بر روی توری سیلیکونی، به منظور بررسی رفتار پلاسمون‌ها در حضور بی نظمی شبیه سازی شده است. در ادامه تأثیر ایجاد بی نظمی با درجات مختلف بر مودهای پلاسمونی مورد بررسی و تحلیل قرار گرفته است.

تئوری و ساختار شبیه‌سازی شده

در این مقاله با هدف بررسی اثر ایجاد بی‌نظمی بر رفتار پلاسمون‌ها، ساختاری به فرم شکل ۱ شبیه‌سازی شده است. این ساختار از یک تک‌لایه گرافن قرار گرفته بر روی یک توری سیلیکونی تشکیل شده است.



شکل ۱: تصویری شماتیک از نانوساختار توری-گرافن. a توری پریودیک. b توری رندم با درجه بی نظمی ۲۰٪.

در ساختار پریودیک w_1 و w_2 که اندازه پهنا و فاصله میان دندانه‌هاست، ۵۰ نانومتر است. فضای میان گرافن و توری از ماده SiO2 پر شده است. h_{SiO2} و h_g به ترتیب فاصله میان سطح توری تا لایه گرافن و ارتفاع دندانه توری است و هردو برابر با ۱۵۰ نانومتر درنظر گرفته شده اند.

پلاسمون‌ها از سمت چپ ساختار تحریک می‌شوند. ساختار توری، موجب مدوله شدن رسانندگی گرافن و ضریب شکست مؤثر حرکت پلاسمون‌ها می‌گردد. برای بررسی خواص اپتیکی گرافن از رابطه‌ی کوبو[1] مربوط به رسانندگی اپتیکی برای انتقال درون باندی و بین باندی استفاده می‌شود که ترم درون باندی (ترم اول) به دلیل کوچک بودن قابل صرف نظر است [۹]:

$$\sigma_g(\omega)=\frac{ie^2k_BT}{\pi\hbar^2(\omega+i\tau^{-1})}[\frac{\mu_c}{k_BT}+2\ln[\exp(-\frac{\mu_c}{k_BT})+1]]+\frac{ie^2}{4\pi\hbar}\ln[\frac{2|\mu_c|-\hbar(\omega+i\tau^{-1})}{2|\mu_c|+\hbar(\omega+i\tau^{-1})}] \quad (۱)$$

در رابطه ۱، e بار الکترون، ω فرکانس فوتون در خلأ، $T=300K$ دما، τ زمان واهلش تکانه و μ_c پتانسیل شیمیایی است که از رابطه $\mu_c=\hbar v_f(\pi n)^{1/2}$ به دست می آید که n چگالی دوپینگ گرافن و v_f سرعت فرمی است. همچنین $\tau=\mu\mu_c/(ev_f)^2$. $\mu=20000cm^2v^{-1}s^{-1}$ تحرک حامل و $n=\varepsilon_d\varepsilon_0V/eH$ که ε_d و ε_0 به ترتیب گذردهی نسبی SiO2 و فضای آزاد هستند.

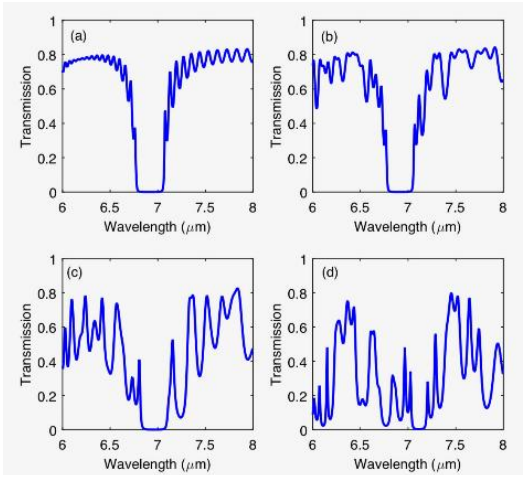
[1] kubo

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$V=80v$ ولتاژ اعمال شده و H فاصله توری تا سطح گرافن است.

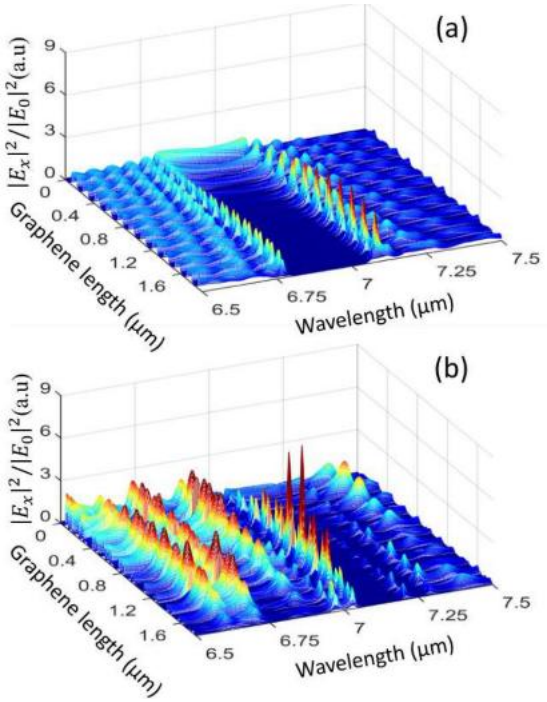
بحث و نتایج

برای رخداد پدیده‌ی جایگزیدگی اندرسون برای حرکت پلاسمون‌های سطحی، پهنای دندانه‌های توری را به صورت رندم انتخاب می‌کنیم (شکل ۱ سمت راست). در اینجا طیف عبور را مورد محاسبه قرار داده‌ایم. نمودار عبور برای یک ساختار منظم با توری پریودیک و سه ساختار با توری رندم با درجات بی نظمی ۵٪، ۱۵٪ و ۲۵٪ در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲: طیف عبور گرافن بر پایه توری سیلیکونی براگ برای توری پریودیک (a) و توری های رندم با درجات بی نظمی ۵٪ (b)، ۱۵٪ (c)و ۲۵٪ (d).

شکل ۲ نشان می‌دهد که در نواحی ممنوعه مربوط به ساختار پریودیک مودهای پلاسمونیکی رندم ایجاد می‌شوند. به علاوه باندهای ممنوعه نازک جدیدی در نواحی عبوری ساختار منظم به وجود می‌آیند. برای درک علت فیزیکی این رفتار، باید ماهیت تداخل امواج پلاسمونی را مورد توجه قرار داد. امواج پلاسمونی گرافن ضمن انتشار، تغییرات پریودیک و یا نامنظم توری را در قالب تغییر ضریب شکست مؤثر حس می‌کنند که این امر منجر به بازتاب‌های متعدد امواج پلاسمونی می‌گردد. برای طول‌موج‌های باند عبوری تداخل سازنده و برای طول موج‌های باند ممنوعه تداخل ویرانگر رخ داده است. شکل ۳، توزیع شدت میدان الکتریکی نرمالایز شده را به عنوان تابعی از طول موج و مکان روی سطح گرافن نشان می‌دهد که یکی از آن‌ها مربوط به ساختار پریودیک و دیگری مربوط به ساختار بی‌نظم با درجه‌ی بی نظمی ۲۵٪ است.

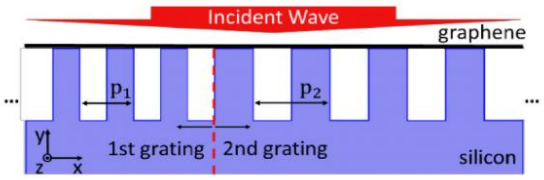


شکل ۳: توزیع شدت میدان الکتریکی به عنوان تابعی از طول موج و موقعیت برای یک ساختار پریودیک (a) و یک ساختار رندم با درجه بی نظمی ۲۵ ٪ (b).

این شکل به وضوح ایجاد مودهای پلاسمونی در مناطق ممنوعه را نشان می دهد. همچنین می‌توان جایگزیده شدن مودهای پلاسمونی در طول ساختار را نیز مشاهده کرد. نکته‌ی قابل توجه شکل این است که به دلیل رخداد پدیده‌ی جایگزیدگی اندرسون شدت مود می‌تواند به اندازه‌ی فاکتور ۹ نسبت به مودهای پلاسمونیک ساختار پریودیک افزایش یابد. چنین ساختاری می‌تواند به عنوان رزوناتوری با فاکتور کیفیت بالا مورد استفاده قرار گیرد. به علاوه این که مودهای پلاسمونی چنین ساختاری با تغییر ولتاژ اعمال شده میان گرافن و توری به طور دقیق قابل کنترل هستند. این مودهای پلاسمونی بسیار جایگزیده که قابل کنترل نیز هستند، افق‌های جدیدی برای پیشرفت وسایل اپتوالکترونیکی همچون فیلترهای فوتونیک، سنسورهای پلاسمونیک و مدولاتورهای فضایی نوری باز می‌کنند.

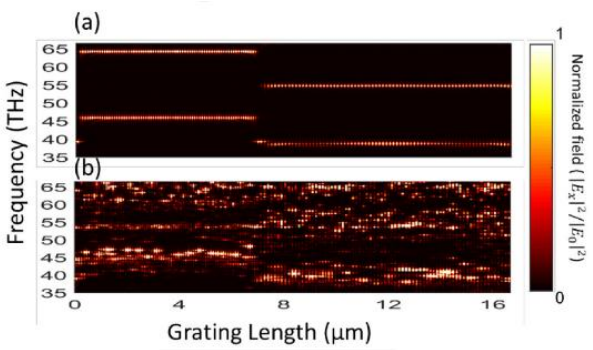
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در ساختار دیگری دو توری به هم چسبیده را شبیه سازی کردیم که از بالا مورد تابش قرار می‌گیرد که p1=35 و p2=50 به ترتیب پریود توری اول و پریود توری دوم هستند (شکل ۴).



شکل ۴: نانوساختار با دو توری به هم چسبیده.

سپس در ساختار دو توری با تغییر پهنای دندانه‌ها بی‌نظمی ایجاد شده است. شکل ۵ توزیع شدت میدان الکتریکی روی سطح گرافن را در دو ساختار پریودیک (شکل ۵a) و بی‌نظم (شکل ۵b) نشان می‌دهد.



شکل ۵: توزیع شدت میدان الکتریکی برای ساختار دو توری به هم چسبیده به عنوان تابعی از فرکانس و طول در دو حالت پریودیک (a) و رندم (b).

همانگونه که از شکل ۵ استنباط می‌شود برای ساختار پریودیک، پلاسمون‌ها در دو فرکانس ۴۵,۸ و ۶۴,۱ تراهرتز مربوط به توری اول و دو فرکانس ۳۸,۷ و ۵۴,۸ تراهرتز مربوط به توری دوم تحریک می‌شوند. اما پس از ایجاد بی‌نظمی در ساختار دو توری، پلاسمون‌های جایگزیده تقریباً در تمام فرکانس‌ها از ۳۷ تا ۶۶ تراهرتز با شدت یک مرتبه بزرگی، بزرگ‌تر از پلاسمون های توری پریودیک، تحریک می‌شوند. اگر تعداد توری‌ها افزایش یابد، طیف فرکانسی پلاسمون‌های تحریک شده پهن‌تر می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، ساختاری بر پایه گرافن را پیشنهاد دادیم و به بررسی ایجاد بی نظمی بر حرکت پلاسمون ها در این ساختار پرداختیم. نتایج نشان دادند که با ایجاد بی نظمی می توان مودهای پلاسمونی را در مناطق طیفی ممنوعه مربوط به ساختار پریودیک ایجاد کرد؛ که این مودها علاوه بر قابل کنترل بودن، شدت قابل ملاحظه‌ای نسبت به مودهای پلاسمونی ساختار پریودیک دارند. بنابراین پدیده‌ی جایگزیدگی اندرسون در حرکت پلاسمون‌ها می‌تواند به طور قابل ملاحظه‌ای بازدهی ساختارهای پلاسمونیک بر پایه‌ی گرافن را افزایش دهد. این ساختار پیشنهادی می تواند کاندید مناسبی برای استفاده در رزوناتورها و سایر ادوات پلاسمونیکی بر پایه گرافن از جمله فیلترها، سنسورها و مدولاتورها باشد.

مرجع‌ها

[1] Cox J. D., Yu R. and Garc´ıa de Abajo F. J., Phys. Rev. B, 96 ,045442(2017).

[2] Kim J. and Choi S., Opt. Express, 19 ,24557, (2011).

[3] Yu R., Cox J. D. and Garc´ıa de Abajo F. J., Phys. Rev. Lett., 117 ,123904 (2016).

[4] Grsillon. S, et al, Phys. Rev. Lett. 82 (22), pp.45204523 (1999).

[5] Bozhevolnyi. S. I, Volkov. V. S. Leosson. K, phys. Rev. Lett. 89 (18), p.186801 (2002).

[6] Rting. F, Phys. Rev. B, 83, 115447 (2011).

[7] Sanchez-Gil J. A., Freilikher V., Yurkevich I. and Maradudin A. A., Phys. Rev. Lett., 80 ,948(1998).

[8] Sani M. and Hosseini Farzad M., Phys. Rev. B, 97 ,85406(2018).

[9] Falkovsky. L.A. and Pershoguba. S. S, Phys. Rev. B 76, 153410 (2007).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

گیت پیشنهادی برگشت پذیر توفولی (CCNOT) بر اساس مخلوط سازی تبهگن چهار موج

اشکان ابوالحسنی [۱]، عزالدین مهاجرانی [۲]، کیوان ناوی [۳]

[۱] دانشگاه آزاد اسلامی، واحد علوم و تحقیقات تهران، گروه فوتونیک، تهران، ایران

[۲] دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما، تهران، ایران

[۳] دانشگاه شهید بهشتی، دانشکده مهندسی و علوم کامپیوتر، تهران، ایران

[1] ashkan.abolhassani@srbiau.ac.ir , [2] e-mohajerani@sbu.ac.ir , [3] navi@sbu.ac.ir

چکیده – با پیشرفت روز افزون علوم محاسباتی در قرن حاضر، نیاز به پردازش سریع اطلاعات بیشتر از هر زمانی احساس می شود. با پیشرفت ادوات فوتونیکی و کوچک سازی مقیاس آن ها، رفته رفته مدار مجتمع های فوتونیکی به دلیل سرعت خیلی بیشتر پردازش نوری نسبت به همتاهای الکترونیکی، جای مدار مجتمع های الکترونیکی را پر کرده و کامپیوترهایی تماماً نوری و در ادامه کامپیوترهای کوانتومی از حالت آزمایشگاهی خارج شده و به سمت صنعتی شدن پیش می روند. در این پژوهش، پیشنهادی بر اساس استفاده از پاسخ غیر خطی محیط پلیمری PMMA آلاییده به رنگینه DR1 در آزمایش مخلوط سازی تبهگن چهار موج، و تطبیق نتایج آن با منطق کامپیوترهای کوانتومی و تعریف کیوبیت های فوتونی بر اساس قطبش، برای پیاده سازی گیت برگشت پذیر توفولی (CCNOT) به صورت تمام اپتیکی، ارائه شده است.

کلید واژه: گیت برگشت پذیر، توفولی، کیوبیت، قطبش، مخلوط سازی تبهگن چهار موج

Toffoli (CCNOT) reversible suggested gate based on Degenerate Four Wave Mixing method

Ashkan Abolhassani [1], Ezzedin Mohajerani [2], Keivan Navi [3]

[1] Department of Photonic, Science and Research branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran
[2] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
[3] Faculty of Computer Science and Engineering, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- Along with the increasing advances of computing science in the current century, we need quick information processing more than ever. By improving photonic devices and their scaling down, integrated photonic circuits have gradually substituted their electronic counterparts due to their much faster optical processing capabilities than that of electronic integrated circuits. Fully optical computers followed by quantum computers are consequently passing through experimental phase and are being commercialized. In this proposed research, implementing fully optical Toffoli reversible gate (CCNOT) is presented which is on the basis of using PMMA polymeric medium contaminated with polymeric dye DR1 non-linear response in Degenerate Four Wave Mixing test and then matching the results against quantum computer logic and the definition of photonic qubits based on polarization.

Keywords: Reversible Gate, Toffoli, Qubit, Polarization, Degenerate Four Wave Mixing

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

اهمیت اپتیک غیر خطی در قرن بیست و یکم، شاید بیشتر به لحاظ کاربرد هایی است که در عرصه مهندسی فوتونیک می توان از آن ها انتظار داشت. پیشرفت تحقیقات در زمینه شناسایی عناصر و ترکیبات مناسب و واجد اثرات اپتیک غیر خطی، اعم از ترکیبات آلی و معدنی و نیمه هادی ها، و همچنین کشف اثرات جدید اپتیک غیر خطی نظیر پدیده مزدوج فاز، هولوگرافی متحرک و پویا، شفافیت القایی الکترومغناطیسی، تولید هماهنگ های دوم، سوم و پنجم نوری، همه و همه مقدماتی بودند، برای ساخت ادوات نوری دو حالته و ذخیره کننده های اطلاعاتی به منظور ساخت و توسعه کامپیوترهای نوری، اعم از نوع کلاسیک یا کوانتومی [1]، و همچنین امکان استفاده وسیع تر از نور در نسل جدید مخابرات نوری (استفاده از سالیتون ها[1]) [2] و پردازش اطلاعات در مکان های مختلف. در این مقاله پس از معرفی کیوبیت و گیت کوانتومی توفولی[2] (CCNOT[3])، به طور خاص به مخلوط سازی تبهگن چهار موج[4] که یک پدیده غیر خطی مرتبه سوم بوده و نتایج آن اساس کار مدل پیشنهادی گیت مذکور در این مقاله است، می پردازیم.

کیوبیت (Quantum Bit)

واحد اصلی پردازش اطلاعات در یک کامپیوتر کلاسیک بیت می باشد، که می تواند تنها یکی از دو حالت ۰ یا ۱ را داشته باشد. بر اساس مفهومی مشابه می توانیم واحد اصلی پردازش اطلاعات در یک محاسبهٔ کوانتومی را تعریف کرده و آن را کیوبیت که کوتاه شده ی عبارت بیت کوانتومی (quantum bit) می باشد، بنامیم. در تصویر مکانیک کوانتومی، حالت کیوبیت یک بردار در فضای دو بعدی هیلبرت است که با کِت ($|\ \rangle$) نشان داده می شود [3]. در تشابه با بیت کلاسیک، دو حالت پایه کیوبیت $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ می باشند؛ اما برخلاف بیت کلاسیک که همیشه در یک حالت مشخص ۰ یا ۱ قرار دارد ، کیوبیت می‌تواند در حالت برهم نهی (superposition) از دو حالت پایه قرار داشته باشد، به این صورت که:

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \qquad (۱)$$

در اینجا ضرایب α و β در حالت کلی عددی مختلط می باشند، یعنی اعدادی به فرم $z = x + iy$ که $i = \sqrt{1}$ است. هر سیستم دو حالته فیزیکی نظیر اسپین الکترون یا قطبش عمودی و افقی یک فوتون، را می توان مصداق یک کیوبیت در نظر گرفت [4]. برای کیوبیت های فوتونی داریم [5]:

$$|0\rangle \equiv |H\rangle, |1\rangle \equiv |V\rangle \Rightarrow |\psi\rangle = \alpha|H\rangle + \beta|V\rangle \qquad (۲)$$

گیت برگشت پذیر توفولی (CCNOT)

یک گیت را می توان نمایشی ریاضی از نحوهٔ پردازش اطلاعات انگاشت. گیت های کلاسیک، اجزای تشکیل دهنده کامپیوتر کلاسیک هستند. هدف اصلی یک گیت منطقی کلاسیک، پردازش اطلاعات در سطح بیت می باشد [3]. در یک کامپیوتر کوانتومی نیز وضع به همین ترتیب است و اطلاعات با استفاده از گیت های که در اینجا گیت های کوانتومی نامیده می شوند، پردازش می‌شود. با این تفاوت که در گیت های کوانتومی نیازی نیست تا حالت های ورودی و خروجی تنها حالت های پایه محاسباتی $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ باشند، بلکه می‌توانند در حالتهای برهم نهی از حالت های پایه محاسباتی نیز قرار گیرند. در ادبیات مکانیک کوانتومی، گیت کوانتومی، یک عملگر تحول زمانی است که یک حالت کوانتومی را در مدت زمان معینی به وسیله یک نگاشت یک به یک، به حالت کوانتومی دیگری تبدیل می کند[6]. گیت های کوانتومی با عملگرهای یکانی در فضای برداری کیوبیت ها توصیف می‌شوند. به همین دلیل ممکن است به جای واژه گیت، گاهی واژه ی عملگر یا اُپراتور نیز به کار رود. عملگر یکانی، عملگری است که معکوس آن با مزدوج هرمیتی آن برابر باشد، یعنی $UU^{\dagger} = U^{\dagger}U = I$. همچنین اگر H یک عملگر هرمیتی باشد، عملگر $U = e^{iHt}$ ،یک عملگر یکانی خواهد بود [3]. از آنجایی که گیت های کوانتومی نگاشت یک به یک را انجام می دهند، عملیات انجام شده توسط آنها برگشت پذیر می باشد. به عبارت دیگر با داشتن خروجی، ورودی گیت را می توان مشخص کرد. در حالی که گیت های کلاسیک به جز گیت NOT برگشت ناپذیر هستند [7]. اتلاف انرژی در مدار های برگشت پذیر کم بوده و بنابراین در کاربردهایی با مصرف توان پایین مناسب هستند. همچنین در بسیاری از کاربردها نیاز به انجام محاسبات بدون پاک شدن اطلاعات اولیه

---

[1] Soliton : در اپتیک، عبارت سالیتون برای بیان هر میدان اپتیکی که در حین انتشار به دلیل تعادل بین اثرات خطی و غیر خطی در محیط تغییر نمی کند استفاده می شود.
[2] Toffoli
[3] Controlled Controlled NOT
[4] Degenerate Four Wave Mixing (DFWM)

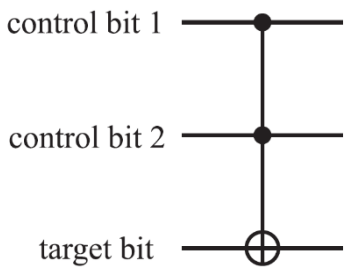
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

هستیم، که در این موارد استفاده از مدار های برگشت پذیر انتخابی مناسب می باشد [4].

گیت توفولی که در شکل (۱) نشان داده شده است، دارای ۳ ورودی بوده که دو بیت اول، موسوم به بیت کنترل می باشند. در واقع این گیت $C_1 AND C_2$ ، را محاسبه کرده و نتیجه ی آن را با بیت هدف (Target)، XOR می کند [3]. جدول درستی این گیت در زیر آمده است:

جدول (۱) : جدول درستی گیت توفولی (CCNOT)

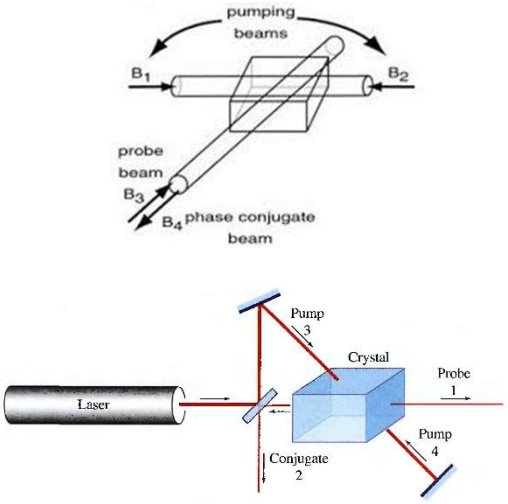
Input			Output		
0	0	0	0	0	0
1	0	0	1	0	0
0	1	0	0	1	0
0	0	1	0	0	1
1	0	1	1	0	1
0	1	1	0	1	1
1	1	0	1	1	1
1	1	1	1	1	0



شکل (۱) : نمایش مداری گیت توفولی (CCNOT) [6]

مخلوط سازی چهار موج

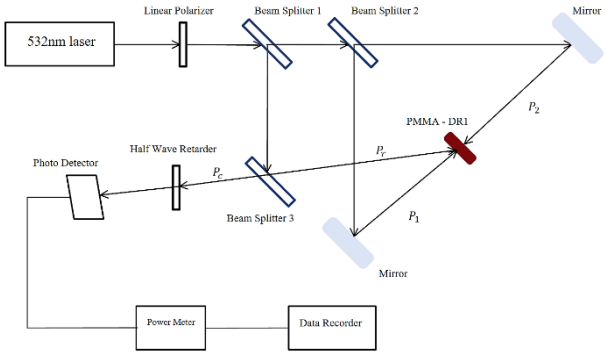
مخلوط سازی چهار موج (FWM) فرآیندی برای تولید یک پرتو به وسیله ی برهمکنش سه پرتو در محیطی با پاسخ غیر خطی مرتبه سوم می باشد. پرتو تولید شده به (سیگنال) نور مزدوج فاز[1] (OPC) معروف است [8]. مخلوط سازی تبهگن چهار موج، موردی خاص از مخلوط سازی چهار موج است که در آن چهار پرتو دارای فرکانس یکسان و دو پرتو از پرتوهای ورودی در خلاف جهت هم هستند. در واقع واژه Degenerate به این منظور به کار می رود که فرکانس تمامی پرتو ها یکسان است. در این تحقیق، ما چیدمان اپتیکی استاندارد آزمایش DFWM را پیشنهاد می کنیم [9]. شماتیکی ساده از این آزمایش با استفاده از یک کریستال در شکل (۲) نشان داده شده است.



شکل (۲) : شماتیک ساده از آزمایش مخلوط سازی تبهگن چهار موج [10]

ساختار گیت پیشنهادی

برای تحقق هدف مد نظر، به منظور فراهم سازی محیط غیر خطی، ماده پلیمری PMMA آلاییده به رنگینه DR1 در آزمایش DFWM پیشنهاد می شود. برای اطلاعات بیشتر در مورد محیط پلیمری مذکور و سازوکار پاسخ غیر خطی آن و چگونگی تولید پرتو چهارم موسوم به OPC، به رفرنس شماره [11] و [8] مراجعه کنید. برای تحقق هدف مطابق با شماتیک شکل (۳) بر سر راه سیگنال (نور) مزدوج فاز تولید شده، یک تیغه نیم موج برای چرخش صفحه قطبش به اندازه 90° درجه قرار می دهیم.



شکل (۳) : چیدمان اپتیکی مخلوط سازی چهار موج برای تحقق گیت پیشنهادی CCNOT، از تیغه نیم موج برای تعیین قطبش پرتوهای پمپ و پروب می توان استفاده کرد، که در شکل درج نشده است.

[1] Optical Phase Conjugate

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

همانطور که در جدول (۱) مشخص است، گیت فقط وقتی عمل می کند که دو بیت (کیوبیت در منطق کامپیوترهای کوانتومی) کنترلی هر دو مقدار منطقی ۱ را داشته باشند، هر حالتی غیر از این، گیت عمل نکرده و ورودی ها به همان شکل در خروجی ظاهر می شوند. در واقع دو بیت کنترلی C تعیین می کنند که عمل NOT روی بیت هدف T انجام پذیرد یا خیر. حال با تعریف کیوبیت به صورت $|0\rangle \equiv |H\rangle$ و $|1\rangle \equiv |V\rangle$ که در آن H قطبش خطی افقی و V قطبش خطی عمودی می باشد، گیت فقط وقتی عمل می کند که کیوبیت های کنترلی هر دو مقدار $|1\rangle \equiv |V\rangle$ را داشته باشند، در این صورت نور هدف T با هر قطبش ورودی، در خروجی قطبشش عوض می شود. حال در این پیشنهاد، مطابق با شماتیک شکل (۳)، گیت CCNOT را با پدیده DFWM در محیط $PMMA - DR1$ به صورت زیر تطبیق می دهیم :

- کیوبیت کنترلی C_1 ≡ قطبش پرتو پمپ P_1
- کیوبیت کنترلی C_2 ≡ قطبش پرتو پمپ P_2
- کیوبیت هدف ورودی T_{in} ≡ قطبش پرتو پروب P_r
- نتیجه نهایی گیت T_{out} ≡ قطبش (سیگنال) نور مزدوج فاز تولید شده P_c پس از عبور از تیغه نیم موج

جدول (۲) : نتایج آزمایش DFWM و تطبیق آن با منطق گیت CCNOT

شماره ترتیب	ترکیب قطبش	قطبش سیگنال چهارم تولید شده (نور مزدوج فاز)	قطبش سیگنال چهارم P_c پس از عبور از تیغه نیم موج واقع شده قبل از آشکارساز
۱	VVV	V	H
۲	HVV	H	V
۳	VHV	H	V
۴	VVH	H	V
۵	HHV	V	H
۶	HVH	V	H
۷	VHH	V	H
۸	HHH	H	V

پیشبینی نتایج مدل پیشنهادی

همانطور که در جدول (۲) مشاهده می شود [8]، در شماره ترتیب ۱ و ۲ هر دو کیوبیت کنترلی برابر $|1\rangle \equiv |V\rangle$ بوده که در نتیجه آن، روی کیوبیت هدف که ما آن را قطبش پرتو P_r در نظر گرفتیم، باید عمل NOT صورت گیرد و در واقع صفحه قطبش به اندازه $90°$ بچرخد، که با عبور نور مزدوج فاز تولید شده P_c از یک تیغه نیم موج، این خواسته تحقق می یابد. همچنین برای شماره ترتیب های ۳ تا ۶ نتایج آزمایش کاملاً با جدول درستی گیت توفولی تطابق دارد. برای شماره ترتیب ۷ و ۸ یعنی وقتی که قطبش پرتوهای کنترلی هر دو افقی باشند، یعنی $|0\rangle \equiv |H\rangle$ ، بدون نیاز به عبور پرتو P_c تولید شده، از تیغه نیم موج، نیاز مسئله برآورد می شود.

مرجع ها

[1] حسن کاتوزیان، *فوتونیک، جلد دوم*، انتشارات دانشگاه امیرکبیر تهران، ۱۳۹۵

[2] نصرت ا... گرانپایه، نجمه نزهت ، علیرضا مولا، *تقویت کننده های تار (فیبر) نوری آلا ییده به اربیوم و رامان*، انتشارات دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، ۱۳۹۴

[3] McMahon, *Quantum Computing Explained*, WILEY Press, 2008

[4] معصومه طاهرخانی، *طراحی شبیه سازی و ساخت گیت های کوانتومی نوری بر اساس زوج فوتون های درهم تنیده*، رساله دکتری، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ۱۳۹۳

[5] Jennifer L. Dodd, Timothy C. Ralph, G. J. Milburn, "*Experimental requirements for Grover's algorithm in optical quantum computation*", PHYSICAL REVIEW A 68, 042328 , 2003

[6] Mikio Nakahara, Tetsuo Ohmi, *QUANTUM COMPUTING From Linear Algebra to Physical Realizations*, CRC Press, 2008

[7] شهرام محمد نژاد، معصومه طاهرخانی، *اصول کوانتوم الکترونیک و محاسبات کوانتومی نوری*، انتشارات دانشگاه علم و صنعت ایران، ۱۳۹۱

[8] محمود افرا، *مشاهده مزدوج فاز نوری در پلیمرهای آلاییده به رنگینه آزو با استفاده از آمیختگی تبهگن چهار موج*، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه شهید بهشتی تهران، ۱۳۹۶

[9] R. A. Fisher, *Optical Phase Conjugation*, pp. 2-3, 1983

[10] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Second Edition, WILEY Press, 2007

[11] ناهید حسین نتاج، *ساخت و مشخصه یابی توری های القایی لیزری در فیلم های پلیمری آلا ییده با رنگینه های آزو*، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه شهید بهشتی تهران، ۱۳۸۵

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

کاربرد طیف سنجی رامان در بررسی جوهر خودکار مشکی به منظور تشخیص اصالت اسناد

عباس عارفی، سیدحسن توسلی

تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزرو پلاسما

چکیده – بررسی اسناد مشکوک به جعل، معمولاً با آنالیز فیزیکی و شیمیایی جوهر انجام می‌شود. طیف سنجی رامان یک تکنیک بسیار کارآمد برای آنالیز جوهر است. اما این روش با محدودیت‌هایی از جمله حساسیت پایین و پدیده غلبه‌کننده فلورسانس همراه است. در این تحقیق، مشکل فلورسانس با روش کاهش زمینه در بخشی از طیف حل شده است. هدف این مقاله، نشان دادن توانایی این تکنیک برای بررسی برخی جوهرهای مشکی می‌باشد. به همین منظور، ابتدا تکرار پذیری طیف خودکارهای سرساچمه‌ای متداول بررسی و پس از آن تفکیک‌پذیری نمونه‌ها مطالعه شده‌است. نتایج نشان می دهد که این تکنیک قابلیت تفکیک ۵ نمونه را دارا می‌باشد.

کلید واژه- طیف سنجی رامان، فلورسانس ، جوهر، اسناد مشکوک

Application of Raman spectroscopy in examination of black pen inks for authentication of documents

Abbas Arefi and Seyed Hassan Tavassoli

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, G. C., Evin, Tehran

*Corresponding author: abbas.arefi.72@gmail.com, h-tavassoli@sbu.ac.ir

Abstract- Forensic examinations of questioned documents routinely involve physical and chemical analysis of inks. Raman spectroscopy is a very attractive technique for ink analysis. However, this technique has some limitations including low sensitivity and the overwhelming phenomenon of fluorescence. In this research, this problem has been solved for a portion of the spectrum by baseline correction. This paper aims to demonstrate the potential of Raman-based techniques for examination of some black inks. For this purpose, at first, the repeatability of black ballpoint pen inks spectra have been examined and then the inks have been discriminated from each other. The results show that this technique is able to distinguish all five samples.
Keywords: Raman spectroscopy, fluorescence, inks, questioned documents

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

امروزه، جعل اسناد به طور فزاینده‌ای پیچیده شده‌است. در نتیجه توسعه بیشتر اطلاعات و ابزار موثر، برای بررسی اسناد مشکوک به یک موضوع و چالش مهم تبدیل شده‌است. به طور کلی، هر سند نوشته شده‌ای که منبع یا اصالتش نامعین باشد، اسناد مشکوک[1] می‌نامند. امروزه طیف‌سنجی رامان به دلایل مختلفی از جمله تطبیق‌پذیری با بسیاری از کاربردها در زمینه‌های مختلف تحقیقاتی، در کانون توجه بسیاری از محققان در سراسر جهان قرار گرفته است[1]. با این تفاسیر، طیف‌سنجی رامان به دلیل سریع بودن و آنی بودن آزمایش و عدم نیاز به آماده‌سازی نمونه و همچنین بررسی با حداقل مقدارِ ممکنِ حجمِ نمونه، در علوم جنایی و جعل اسناد، مورد توجه ویژه‌ای قرار گرفته‌است[2]. هدف ما در وهله اول بررسی تکرارپذیری طیف جوهر و بعد از آن مقایسه جوهرهای مختلف از همدیگر به روش طیف‌سنجی رامان می‌باشد.

تئوری آزمایش

در طیف‌سنجی رامان، نمونه تحت تابش نور تک‌فام لیزر قرار می‌گیرد و فوتون پس از برهمکنش با نمونه، با فرکانسی متفاوت با فرکانس فوتون فرودی، که وابسته به میزان ضریب قطبش‌پذیری نمونه می‌باشد؛ ساطع می‌شود. در واقع انرژی فوتون‌های پراکنده‌شده، متناسب با بسامدهای ارتعاشی مولکول بوده که نشان‌دهنده ساختار مولکول بوده و اجازه شناسایی و مشخصه‌یابی ماده را بر این اساس می‌دهد[3].

شدت سیگنال رامان، از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$I_R = N\sigma_R(i \to f)I_L L \qquad (۱)$$

که در اینجا I_R شدت نور رامان است، N تعداد مولکول‌های تحت تابش لیزر در واحد حجم بوده، I_L شدت نور فرودی است، L طول نمونه می‌باشد و σ_R همان سطح مقطع رامان است که به دلیل کوچک بودن سطح مقطع رامان، سیگنال رامان بسیار ضعیف است. به طور کلی اگر بخواهیم شدت رامان بیشتری داشته باشیم، طبق رابطه (۱) یا می‌توانیم شدت نور فرودی را افزایش دهیم و یا اینکه سطح مقطع رامان را افزایش دهیم. اما افزایش سطح مقطع، نیازمند وجود لیزر با طول موج تنظیم‌پذیر است، تا بتوان طیف رامانِ تشدیدی را بررسی نمود. توان لیزر نیز، در بررسی نمونه‌ی جوهری که ضریب جذب بالایی دارد، باید در پایین ترین حد ممکن باشد. چراکه توان بالای لیزر منجر به تخریب نمونه می‌شود. در طیف‌سنجی رامان، این که لیزر در ناحیه‌ای کار کند که ماده جذب کمتری داشته باشد؛ نکته مهمی است، اما در بررسی طیفِ رامانِ جوهرها با طول موج برانگیزش ۷۸۵ نانومتر نیز طیف فلورسانس مشاهده کردیم. مضاف اینکه سطح مقطع رامان با توان چهارم طول موج رابطه عکس دارد؛ یعنی در طول موج-های بالاتر، شدت سیگنال رامان به میزان قابل توجهی کاهش می‌یابد. به همین دلیل در بررسی نمونه جوهر، به سراغ لیزر ۵۳۲ نانومتر آمدیم. یکی از چالش‌های مهمی که با آن مواجه هستیم، ظهور عامل ناخواسته‌ای به نام فلورسانس است. از آنجایی که شدت طیف فلورسانس برای نمونه جوهرهای مشکی در محدوده ۵۳۲ تا ۵۸۶ نانومتر پایین است، قله‌های رامان مشخص هستند. بدین ترتیب با برازش کردن[2] نمودار چند جمله‌ای در آن محدوده، فلورسانس را حذف کردیم.

روش تجربی آزمایش

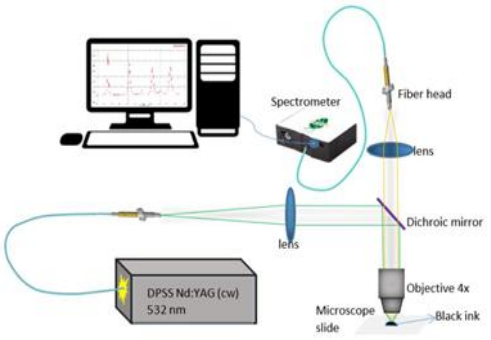
در این آزمایش، نور لیزر ۵۳۲ نانومتر پیوسته Nd:YAG به وسیله فیبر تک مود انتقال یافته و پس از برخورد با لنز،

[1] Questioned document

[2] fitting

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

پرتو موازی شده و به آینه دوفامی برخورد می‌نماید. سپس از این آینه بازتاب شده و به وسیله شیئی 4x [1]، نور بر روی جوهر متمرکزشده و شیئی، نور بازتابی را مجدداً جمع می‌نماید. این بار نور با طول موج‌های بلندتر از آینه دوفامی عبور کرده و با فیبر به آشکارساز هاماماتسو [2] می‌رسد. در نهایت، طیف را با رایانه مشاهده و ذخیره می‌کنیم. همه شرایط طیف‌گیری را برای تمامی نمونه‌ها ثابت نگه داشته‌ایم و برای هر نمونه، حداقل از شش ناحیه مختلف جوهر طیف‌گیری را انجام دادیم. در هر نقطه، چهار بار آزمایش را تکرار کردیم. زمان طیف‌گیری برای همه نمونه‌ها ۴ ثانیه و توان لیزر ۱۰ میلی وات می‌باشد.

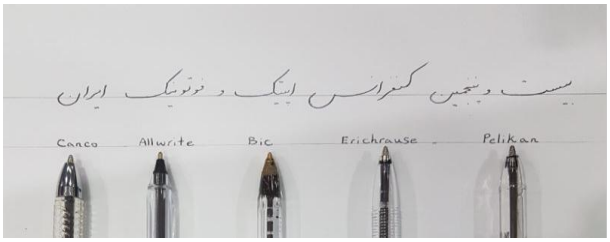


شکل ۱: چیدمان آزمایش اندازه‌گیری جابه‌جایی رامان جوهر.

نکته اساسی در بررسی جوهرها، تغییرات کوچک شدت قله‌ها در هر بار آزمایش بود. که این می‌تواند ناشی از تغییر ارتفاع در نقاط مختلف یک قطره جوهر، ناهمگنی مواد تشکیل دهنده جوهر و همچنین خطای اندازه‌گیری آزمایش‌گر و وسایل آزمایشی باشد. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می‌نمایید، جوهر ۵ خودکار مختلفِ موردِ آزمایش، ظاهر کاملاً یکسانی دارند.

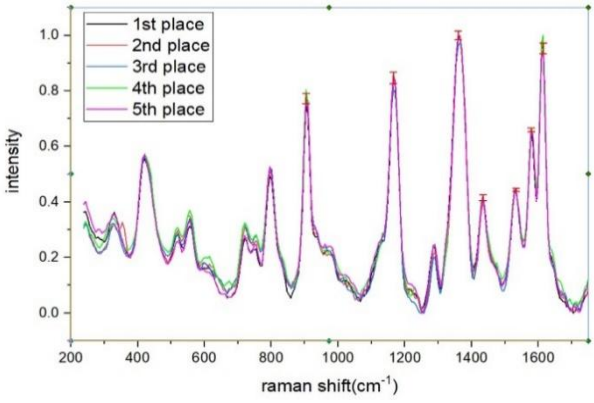
نتایج آزمایش

در ابتدا به هدف اولیه، یعنی بررسی تکرار پذیری طیف‌ها می‌پردازیم. از آنجایی که نمی‌توانیم تمامی طیف ها را به نمایش بگذاریم، به نمایندگی از بقیه نمونه‌ها، تنها به نمونه خودکار شماره ۵، اکتفا کردیم. طیف‌هایی که از مکان‌های مختلف جوهر گرفته شدند، رفتار یکسانی دارند و روی یک زمینه فلورسانسی قرار گرفته‌اند.



شکل ۲: تصویر پنج نمونه خودکار مورد آزمایش که هر قسمت از "بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران" با خودکاری که پایین آن قرار دارد، نوشته شده است.

با برازش کردن یک تابع چند جمله‌ای [3] روی طیف و سپس نرمالیزه کردن [4] تمامی طیف‌ها بین ۰ و ۱ می‌توان تکرارپذیری را تأیید کرد(شکل۳). هدف دوم، بررسی طیف جوهرهای مختلف و تفکیک آنها از همدیگر می‌باشد. در اینجا، معیار بررسی ما برای تفکیک طیف‌ها بدین گونه می‌باشد که نمونه ۵ را به دلیل همگنی زیاد و بهترین تکرارپذیری به عنوان طیف مرجع انتخاب نموده و مابقی طیف‌ها، با این نمونه مقایسه خواهیم کرد.



شکل ۳: تصویر پردازش شده و نرمالیزه شده شکل ۳ می‌باشد. در اینجا تکرارپذیری به صورت واضح قابل مشاهده هست.

برای بررسی دقیق‌تر، تنها یک سری قله‌های مشخصه با انحراف معیار مشخص که در جدول زیر آورده شده‌است، در تمامی طیف‌ها مورد بررسی قرار خواهندگرفت. درنتیجه

[1] Objective 4x Upright
[2] Hamamatsu
[3] Polynomial
[4] Normalize

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

اختلاف قله‌ی نمونه‌ها نسبت به قله مرجع باید بزرگتر از ۱/۵ برابر مجموع انحراف معیار دو نمونه جوهر باشد، تا بتوان به این تفاوت کاملاً اعتماد کرد. جدول زیر مکان قله و انحراف معیار هر نمونه را مشخص کرده است.

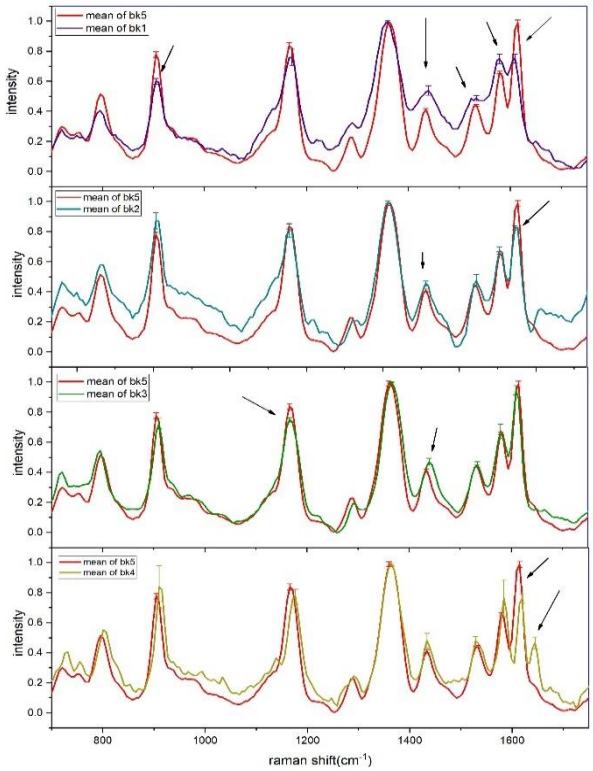
جدول ۱: انحراف از معیارشدت قله‌های مورد بررسی برای هر ۵ نمونه به منظور بررسی قرارداد ذکرشده:

Variance / Raman shift	σ_{bk1} (intensity)	σ_{bk2} (intensity)	σ_{bk3} (intensity)	σ_{bk4} (intensity)	σ_{bk5} (intensity)
904.23(cm-1)	**0.019**	**0.054**	**0.036**	**0.139**	**0.018**
1165.59(cm-1)	**0.055**	**0.042**	**0.013**	**0.05**	**0.020**
1359.50(cm-1)	**0.004**	**0.008**	**0.001**	**0.009**	**0.016**
1433.75(cm-1)	**0.031**	**0.017**	**0.021**	**0.0475**	**0.01**
1533.01 (cm-1)	**0.017**	**0.040**	**0.018**	**0.0316**	**0.006**
1578.67(cm-1)	**0.031**	**0.026**	**0.044**	**0.1196**	**0.007**
1608.97(cm-1)	**0.030**	**0.015**	**0.031**	**0.0324**	**0.020**
1644.20(cm-1)				**0.0388**	

حال به بررسی طیف نمونه‌ها با مرجع می‌پردازیم. روی طیف‌ها محل تفکیک‌پذیری دو نمونه طبق قراردادی که گفته شد با پیکان مشخص کردیم. نکته خیلی مهم این است که بعضی قله‌ها اندکی جابه‌جا شده‌اند. این به دقت اندازه‌گیری دستگاه مربوط می‌شود، که در این محدوده، کوچکترین دقت اندازه‌گیری ۶ cm^{-1} می‌باشد. وجود یک اختلاف کافیست تا دو جوهر از هم تمییز داده شوند. برای هر بررسی حداقل دو اختلاف وجود داشت و به خوبی تفکیک شدند. نتایج در جدول ۲ نمایش داده شده‌است.

نتیجه‌گیری

با توجه به جدول ۲، طیف‌سنجی رامان توانست میان تمامی نمونه‌ها حداقل یک تفاوت ایجاد کند؛ که متمایز از دیگر نمونه‌هاست. لازم به ذکر است که نمونه ۴، یک قله اضافه نسبت به دیگر نمونه‌ها دارد. هر چند این روش در حال حاضر نسبت به روش های دیگر در پاسخ‌گویی به نیاز جامعه بسیار ضعیف است، اما به دلیل پتانسیل مثبت طیف‌سنجی رامان، محققین می‌توانند با بررسی دقیق‌تر و راهکارهای موثر، این روش را در زمره تکنیک‌های اصلی بگنجانند.



شکل ۴: مقایسه طیف میانگین نمونه مرجع با مابقی نمونه‌ها

جدول ۲: نتایج حاصل شده از مقایسه قله‌ها در نمونه‌های مختلف با نمونه مرجع؛ علامت ✓ به منظور وجود اختلاف و علامت × نشان از عدم اختلاف می‌باشد:

Raman shift (cm^{-1})	Bk1 vs bk5	Bk2 vs bk5	Bk3 vs bk5	Bk4 vs bk5
904.23	✓	×	×	×
1165.59	×	×	✓	×
1359.50	×	×	×	×
1433.75	✓	✓	✓	×
1533.01	✓	×	×	×
1578.67	✓	×	×	×
1608.97	✓	✓	×	✓
1644.20	--	--	--	✓

مرجع‌ها

[1] P. Vandenabeele, *practical Raman Spectroscopy- An Introduction*, vol. 136, no. 1. 2007.

[2] A. Braz, M. López-López and C. García-Ruiz, "Raman spectroscopy for forensic analysis of inks in questioned documents", *Forensic Sci. Int.*, vol. 232, no. 1–3, pp. 206–212, Oct. 2013.

[3] P. T. Elswick, K. Morris, D. Ph, P. Buzzini, J. Boyd and W. Virginia, "Evaluation of the Use of Raman Spectroscopic Techniques in Ink Analyses", 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی ضریب شکست غیرخطی گلوکز و ترکیبات آهن خون با استفاده از روش جاروبZ

فاطمه شاهینی[۱]، عبدالناصر ذاکری[۱]و مجتبی ابراهیمی [۱]

۱-بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

چکیده – در کار حاضر پارامترهای اپتیکی غیرخطی سرم خون توسط یک لیزر موج پیوسته با طول موج ۵۳۲ نانومتر بررسی شده است. با بکارگیری روش‌های اندازه‌گیری جاروب Z روزنه بسته و باز، پارامترهای اپتیکی غیرخطی سرم خون حاوی آهن و گلوکز اندازه‌گیری شده است. نتایج نشان می‌دهد که با ثابت گرفتن غلظت آهن، ضریب شکست غیرخطی(n_2) متناسب با افزایش گلوکز افزایش می‌یابد. ضریب شکست غیرخطی این محلول سرم توسط مدل شیخ بهایی و مدل جاروب Z ارائه و اندازه‌گیری شده است.

کلید واژه- آهن، اپتیک غیرخطی، جاروب Z ، ضریب شکست غیرخطی، گلوکز

An Investigation of Nonlinear Refractive Index of Blood Glucose and Iron Ferrene Compounds Using the Z-scan Technique

Fatemeh Shahini, Abdolnaser Zakery, Mojtaba Ebrahimi

Dept. of Physics, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran.

Abstract- We have investigated nonlinear optical properties of blood serum using a continuous wave laser at a wavelength of 532 nm. Utilizing open and close aperture of a Z-scan technique enables a measurement of the nonlinear refractive index of blood serum(n_2). Our results show that n_2 increases because of increasing of the glucose content when the iron content is constant. We measured the refractive index of this serum using Sheik-Bahae's and Z-scan models.

Keywords: Nonlinear optics, Refractive index, Z-scan, Glucose, Iron

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

گلوکز یکی از مهم‌ترین منابع کربوهیدرات در بدن است. سطح قند خون تحت تاثیر هورمون‌هایی مانند انسولین[۱] و گلوکاگون[۲]می‌باشد. آهن نیز در بدن به عنوان یک عنصر کمیاب طبقه‌بندی می‌شود. آهن اغلب به عنوان بخشی از ساختمان پروتئین‌های مختلف، در فعالیت بیولوژیکی آن‌ها نقش دارد. آهن در هموگلوبین[۳]، میوگلوبین[۴]، سیتوکروم‌ها[۵] و تعدادی از آنزیم‌ها مانند پراکسیداز[۶] موجود می‌باشد. اندازه‌گیری این دو فاکتور خون در انسان به منظور شناسایی شرایط طبیعی یا غیرطبیعی، مهم است.

امروزه تکنیک‌های نوری متعددی مانند طیف‌سنجی نزدیک مادون قرمز[۷]، مقطع‌نگاری همدوس اپتیکی[۸]، قطب سنجی[۹] و طیف‌سنجی فلورسانس[۱۰] برای بررسی میزان گلوکز آزاد و هموگلوبین گلیکوز شده خون مورد استفاده قرار می‌گیرند[۱].

مطالعات بر روی خواص اپتیکی نمونه‌های بیولوژیکی بدلیل کاربردهایی که در تکنولوژی دارند در حال انجام است و در این بین اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی یکی از روش‌های نوین اندازه‌گیری غلظت گلوکز خون می‌باشد.[۲،۳]

از جمله مطالعات صورت گرفته با روش غیرخطی بر روی فاکتورهای خون ، توسط روش چیدمان جاروبZ انجام شده است. در سال ۲۰۰۸ دینا[۱۱] و همکارانش از روش جاروبZ برای اندازه‌گیری غلظت گلوکز خون استفاده نمودند[۴]. سطح گلوکز نمونه‌های استاندارد با اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی (n_2) توسط لیزر پیوسته Nd:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر محاسبه شد. نتایج تجربی نشان داد چگالی نوری و ضریب شکست غیرخطی (n_2) نمونه‌های سرم خون، که به ترتیب با دو روش رنگ سنجی و روش جاروبZ اندازه‌گیری شده‌اند، مطابقت دارند. همچنین بیان شد ضریب شکست غیرخطی با افزایش گلوکز به صورت خطی افزایش می‌یابد. به این طریق با اندازه‌گیری n_2 می‌توان به میزان غلظت گلوکز خون دست یافت.

هدف از این پژوهش بررسی خصوصیات غیر خطی گلوکز و ترکیبات آهن خون می‌باشد. بدین منظور با ثابت نگه داشتن غلظت آهن، تاثیر تغییرات ضریب شکست غیرخطی در اثر تغییر میزان گلوکز بررسی شده و نتایج با کارهای پیشین مقایسه شده است.

روش تجربی

در ابتدا ۱ میلی‌لیتر نمونه خون گرفته شده در یک لوله سانتریفیوژ استریل که دارای درب از بالا باشد ریخته شده است. این نمونه حدود ۰,۴ میلی‌لیتر سرم (پس از لخته شدن و سانتریفیوژ[۱۲] شدن) به دست داده است. سپس لوله سانتریفیوژ در پایه در قفسه قرار داده شد تا خون در مدت زمان ۳۰ دقیقه در دمای اتاق لخته شود. پس از لخته شدن خون، لوله به سانتریفیوژ وارد شده است تا دستگاه به مدت ۱۰ دقیقه با سرعت ۳۰۰۰ دور در دقیقه عمل کند. سپس در لوله برداشته شده و سرم با استفاده از پیپت[۱۳]های جداگانه جداسازی شده است. حدود ۸۰ میکرو لیتر از سرم جمع‌آوری شده در یک لوله آزمایش خشک و تمیز ریخته شده و ۱ میلی‌لیتر از معرف شماره ۱ (کیت Iron Ferrene تهیه شده از شرکت بایرکس فارس

1. Insulin
2. Glucagon
3. Hemoglobin
4. Myoglobin
5. Cytochrome
6. Peroxidase
7. Near-Infrared spectroscopy
8. Optical coherence tomography
9. Polarimetry
10. Fluorescence
11. Dhinaa
12. Centrifiuging
13. Pipette

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بر پایه روش کالریمتری[1]) به سرم اضافه شده است. سپس این محلول به خوبی مخلوط شد و در دمای ۳۷ درجه سانتیگراد به مدت ۵ دقیقه انکوبه[2] شد و پس از انکوباسیون ۲۵۰ میکرولیتر از معرف شماره ۲ به آنها اضافه شد و در دمای ۳۷ درجه سانتیگراد مجددا به مدت ۵ دقیقه انکوبه شد. نتیجه این امر محلولی سبز رنگ است که به وسیله دستگاه طیف‌سنج (اسپکتروفوتومتر[3]) و در طول موج ۶۰۰ نانومتر بیشینه مقدار جذب نوری آن خوانده شد.

در ادامه برای گلوکز، حدود ۱۰ میکرولیتر از سرم جمع‌آوری شده در یک لوله آزمایش خشک و تمیز ریخته شد و ۱ میلی‌لیتر واکنش‌دهنده(کیت Glucose تهیه شده از شرکت بایرکس فارس بر پایه روش آنزیمی/کالریمتری GOD-PAP) به سرم اضافه شده است. این محلول پس از اینکه به خوبی مخلوط شد در دمای ۳۷ درجه سانتیگراد به مدت ۱۰ دقیقه انکوبه می‌شود. نتیجه این امر محلولی صورتی رنگ است که به وسیله دستگاه طیف‌سنج (اسپکتروفوتومتر) و در طول موج ۵۴۶ نانومتر بیشینه مقدار جذب نوری آن خوانده شد.

نمونه‌ی آماده شده در چیدمان جاروبZ قرار گرفت. در این روش پرتو لیزر پس از عبور از یک عدسی همگرا به نمونه تابیده شد. نور عبور کرده از نمونه در فاصله‌ی نسبتا دوری از روزنه‌ی کوچک به وسیله‌ی یک آشکارساز اندازه گیری شد. در این آزمایش از لیزر پیوسته‌ی دیودی با طول موج ۵۳۲ نانومتر که توسط یک عدسی با فاصله کانونی ۵.۷ سانتیمتر بر روی نمونه متمرکز شده، استفاده شده است. شدت اولیه نور فرودی $(\frac{W}{cm^2})$ ۲.۸×۱۰^{۳} می‌باشد. نمونه در یک سلول کوارتز با ضخامت ۱ میلی‌متر قرار داده شده است. اندازه‌ی شعاع باریکه‌ی نور لیزر با استفاده از تکنیک لبه‌ی چاقو[4] ۲۰ میکرومتر بدست آمده است.

فرمول استاندارد زیر که توسط شیخ بهایی و همکارانش[۵] بدست آمده است، تغییر فاز غیر خطی ایجاد شده در اثر تابش لیزر را نشان می‌دهد. این مدل میزان نور عبوری بهنجار شده را به شکل زیر حساب می‌کند :

$$T(z,\Delta\Phi_0) = 1 - \frac{4x\Delta\Phi_0}{(x^2+9)(x^2+1)} \quad (۱)$$

در این رابطه $\Delta\Phi_0$ تغییر فاز غیرخطی و $x = \frac{z}{z_0}$ و

$z_0 = \frac{\pi{\omega_0}^2}{\lambda}$طول ریلی برای باریکه‌ی گاوسی می‌باشد. با بدست آوردن $\Delta\Phi_0$ ضریب شکست غیر خطی سرم محلول ما مطابق رابطه زیر بدست می‌آید:

$$n_2 = \frac{\Delta\Phi_0}{KI_0L_{eff}} \quad (۲)$$

که n_2 ضریب شکست غیر خطی و K عدد موج و

$$L_{eff} = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (۳)$$

که در آن $I_0 = \frac{2P}{\pi{\omega_0}^2}$ به عنوان بیشینه شدت در قله و L طول سلول و α به عنوان ضریب جذب خطی معرفی می‌شوند.

بحث و نتیجه‌گیری

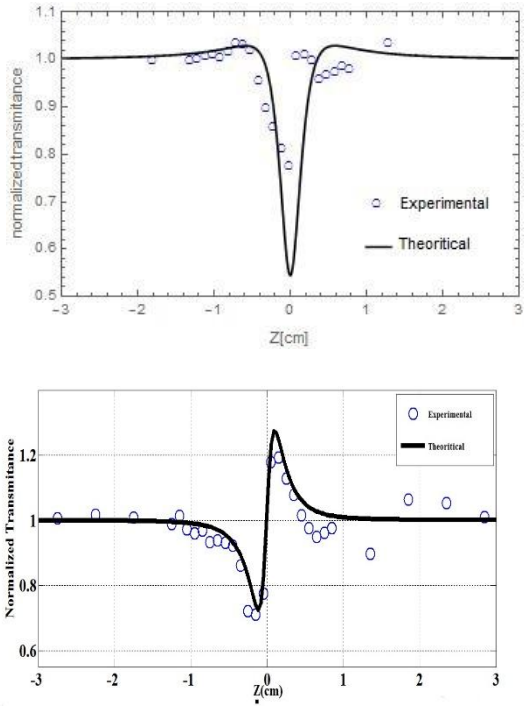
با استفاده از نسبت میزان توان ورودی به توان خروجی برای نمونه‌های تحت بررسی، ضریب جذب خطی با استفاده از قانون بیرلامبرت محاسبه شده است. برای هر کدام از نمونه‌های ذکر شده درکار حاضر ضریب جذب خطی به صورت جداگانه محاسبه شده اند.

برای از بین بردن اثر جذب غیرخطی در نمودار روزنه بسته بدست آمده از نمونه‌ها، طبق رابطه شیخ بهایی، نمودار

1. Colorimetric
2. Incubation
3. Spectrophotometer
4. Knife Edge

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بهنجار شده روزنه بسته جاروبZ را به نمودار روزنه باز جاروبZ تقسیم شده است.[۵] نمودار بهنجار شده روزنه بسته تقسیم بر روزنه باز نمونه با غلظت گلوکز ۲۰ میلی‌گرم بر دسی‌لیتر و غلظت آهن ۱۸ میکروگرم بر دسی لیتر شکل ۱-ب آمده است.



شکل ۱ (الف) نمودار بهنجار شده روزنه باز (ب) نمودار بهنجار شده روزنه بسته تقسیم بر روزنه باز نمونه گلوکز ۲۰($^{mg}/_{dl}$) و آهن ۱۸ ($^{\mu g}/_{dl}$)

این بررسی برای نمونه‌هایی با آهن ثابت انجام شد و نتایج بدست آمده مطابق زیر گزارش شد:

جدول ۱ نتایج مقایسه ضریب شکست نمونه ها با میزان آهن یکسان

غلظت آهن ($^{\mu g}/_{dl}$)	غلظت گلوکز ($^{mg}/_{dl}$)	$\lvert n_2 \rvert (\times 10^{-8}\ cm^2/W)$
۱۸	۲۰	۱,۸۰۴۱
۱۸,۵	۹۳,۲	۲,۶۶
۱۸,۱	۱۶۶,۹	۳,۱۹۳

نمودار بهنجار شده روزنه باز نمونه گلوکز ۲۰($^{mg}/_{dl}$) و آهن ۱۸ ($^{\mu g}/_{dl}$) مربوط به جذب اشباع معکوس می‌باشد. در نمودارهای این نمونه با افزایش شدت نور فرودی،گذار از جذب اشباع معکوس به جذب اشباع دیده شد.[۶] برای بررسی بهتر اثر تغییرات میزان غلظت گلوکز سرم خون در n_2، با ثابت نگه داشتن غلظت آهن در نمونه‌ها، غلظت گلوکز افزایش داده شد. این نتیجه و ضرایب شکست غیرخطی بدست آمده با پژوهش‌های پیشین که بدون در نظر گرفتن اثر آهن توسط دینا و همکارانش انجام شده است و در آن ضریب شکست برای نمونه استاندارد با غلظت گلوکز ۹۰($^{mg}/_{dl}$) مقدار ۲,۳۴۵($^{cm^2}/_{W}$) $\times 10^{-8}$ بدست آمده، همخوانی دارد.[۴] در پایان نتایج نشان داد با افزایش غلظت گلوکز، تغییر فاز غیرخطی و در نتیجه n_2 افزایش می‌یابد.

مرجع‌ها

[1] O. S. Zhernovaya, V. V. Tuchin, and I. V. Meglinski. Monitoring of blood proteins glycation by refractive index and spectral measurements. *Laser. Phys. Lett*, Vol. 5, No. 6, pp. 460-467, 2008.

[2] K. E. You, N. Uddin, T. H. Kim, Q. H. Fan, and H. J. Yoon. Highly sensitive detection of biological substances using microfluidic enhanced Fabry-Perot etalon-based optical biosensors. *Sensor. Actuat. B: Chem*,Vol 277, pp. 62-68, 2018.

[3] K. Zirk, and H. Poetzschke. A refractometry-based glucose analysis of body fluids. *Med. Eng. phys*, Vol. 29, No. 4, pp. 449-458, 2007.

[4] A. N. Dhinaa, A. Y. Nooraldeen, K. Murali and P. K. Palanisamy. Z-scan technique as a tool for the measurement of blood glucose. *Laser. phys*, Vol. 18, No. 10, pp. 1212-1216, 2008.

[5] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. *IEEE J. Quantum. Electron*, Vol. 26, No. 4, pp. 760-769, 1990.

[6] V. Sreeramulu, K. K. Haldar, A. Patra, and D. N. Rao. Nonlinear optical switching and enhanced nonlinear optical response of Au–CdSe heteronanostructures. *J. Phys. Chem.* Vol. 118, No. 51, pp. 30333-30341, 2014

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

افزایش میدان الکتریکی به کمک آرایه‌ای زنجیره‌ای از نانوذرات پلاسمونی

صادق بهمنی، فرهاد آزادی نمین

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، ایران.

Sadeq.Bahmani@aut.ac.ir, Namin_Farhad@aut.ac.ir

چکیده – یکی از روش‌های افزایش شدت میدان الکتریکی در ابعاد نانومتری، استفاده از آرایه‌هایی از نانوذرات پلاسمونی است. در این مقاله، به منظور افزایش شدت میدان الکتریکی، با استفاده از روش بهینه‌سازی مبتنی بر الگوریتم ژنتیک، ساختارهایی زنجیره‌ای شکل از نانوذرات را یافته‌ایم که افزایش میدانی تا ۳۰ برابر را نشان می‌دهند. با استفاده از این آرایه‌های زنجیره‌ای، ساختارهایی متناوب را با حساسیت پایین به قطبش میدان الکتریکی معرفی کردیم. این ساختارها، توانایی افزایش میدان در نقاط متعددی از صفحه را دارا هستند و می‌توان کل صفحه را با آن‌ها پوشاند.

کلید واژه- پلاسمونیک، نانوذرات پلاسمونی، افزایش میدان الکتریکی.

Electric Field Enhancement Using a Chain Array of Plasmonic Nanoparticles

Sadeq Bahmani, Farhad Azadi Namin

Electrical Engineering Department, Amirkabir University of Technology, Tehran, Iran.

Sadeq.Bahmani@aut.ac.ir, Namin_Farhad@aut.ac.ir

Abstract - One of the methods of electric field enhancement in nanometer scales is using the plasmonic nanoparticles arrays. In this paper, to enhance the electric field, using an optimization method based on the genetic algorithm, we found a chain-like structure of nanoparticles, which can increase the electric field intensity up to 30 times. Using these chain arrays, we introduce some periodic structures with low sensitivity to polarization of electric field. These structures are able to enhance the field in many points of the plane and can cover the whole plane.

Keywords: Plasmonics, Plasmonic Nanoparticles, Electric Field Enhancement.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

افزایش میدان الکتریکی در ابعاد نانومتری کاربردهای فراوانی در زمینه‌هایی مانند حسگرها، نانوآنتن‌ها [۱] و افزایش کارایی سلول‌های خورشیدی [۲] دارد. یکی از مهمترین روش‌های افزایش میدان الکتریکی، استفاده از نانوذرات پلاسمونی مانند نانوذرات طلا در فرکانس تشدید آن‌ها است که باعث تمرکز شدت میدان الکتریکی تابشی در اطراف نانوذره می‌شود[۳].

برای رسیدن به این منظور، آرایه‌های متناوب از نانوذرات [۳] یا ساختارهای غیرمتناوب [۴] متعددی پیشنهاد شده‌اند. استفاده از روش‌های مختلف بهینه‌سازی نظیر ازدحام ذرات [۵] یا الگوریتم ژنتیک [۶] نیز برای یافتن ساختارهای مناسب، مورد توجه بوده است. در این مقاله از الگوریتم ژنتیک برای یافتن ساختارهایی مناسب برای افزایش میدان بهره برده‌ایم.

در ادامه‌ی مقاله، ابتدا هندسه و مشخصات فیزیکی ساختار مورد مطالعه و روش بهینه‌سازی آن با الگوریتم ژنتیک معرفی شده‌اند. سپس نتایج بهینه‌سازی عنوان و مورد بحث واقع شده است. در انتها با توجه به نتایج به‌دست‌آمده، ساختارهایی برای افزایش میدان در تمام صفحه، با حساسیت اندک به قطبش، معرفی شده‌اند.

روش و ساختار

یکی از مهم‌ترین ساختارهایی که در افزایش میدان به طور گسترده‌ای مورد استفاده قرار گرفته است، نانودیمرهای پلاسمونی هستند [۷]. به یک جفت نانوذره که مجاور هم قرار گرفته باشند، نانودیمر می‌گویند. در این مقاله، ساختار مناسب را بر پایه یک نانودیمر توسعه داده‌ایم.

نانوذرات استفاده‌شده، کروی و از جنس طلا هستند. ضریب دی‌الکتریک طلا با استفاده از مقادیر تجربی جانسون-کریستی مدل شده است[۸]. قطر نانوکره‌ها ۱۳۵ نانومتر و محیط از جنس SiO_2 با ضریب دی‌الکتریک ۴۶/۱ در نظر گرفته شد. میدان الکتریکی تابشی را به صورت یک موج تخت با طول موج فضای آزاد ۷۵۲ (معادل ۵۱۱ نانومتر در SiO_2) و با شدت ۱ ولت بر متر درنظر گرفتیم. این طول موج، در واقع طول موج تشدید سطح مقطع پراکندگی نانوذره‌ای به قطر ۱۳۵ نانومتر است که در محیطی از جنس SiO_2 قرار گرفته است.

با توجه به ملاحظات ساخت، حداقل فاصله‌ی هر دو نانوذره ۲۵ نانومتر در نظر گرفته شد. گرچه کاهش فاصله نانوذرات موجب افزایش بیشتر میدان الکتریکی میان آن‌ها می‌شود، اما پیاده‌سازی را در عمل دشوارتر می‌سازد.

برای میدان الکتریکی پراکنده‌شده از آرایه‌ای از کره‌ها روابط تحلیلی براساس پراکندگی مای تعمیم‌یافته وجود دارند [۹]. برای این روابط، کد آماده‌ای نیز در دسترس است که در این مقاله شبیه‌سازی‌ها را به کمک آن انجام دادیم [۱۰]. با داشتن بیشنیه‌ی میدان الکتریکی در ساختار، آن را به روش الگوریتم ژنتیک با استفاده از بهینه‌ساز نرم‌افزار متلب بهینه کردیم.

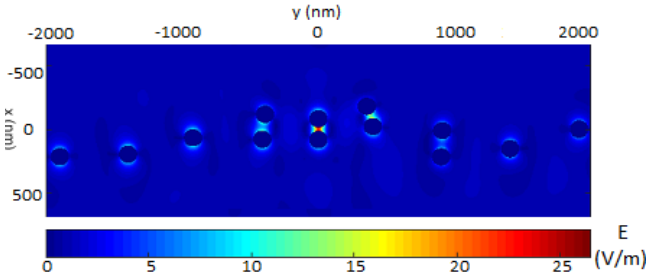
برای یک نانودیمر، که از یک جفت نانوذره با مشخصات گفته‌شده تشکیل شده‌است، شدت میدان الکتریکی در طول موج انتخاب‌شده در اینجا، تا ۸ برابر افزایش می‌یابد.

جهت افزایش شدت میدان الکتریکی در نانودیمر، نانوذرات دیگری، یک‌به‌یک، به ساختار اضافه شدند. در واقع بهینه‌سازی در چندین مرحله انجام شد و در هر مرحله فقط یک نانوذره به ساختار افزوده و موقعیتش به گونه‌ای تعیین گردید که شدت میدان الکتریکی در نانودیمر، به بیشترین مقدار ممکن برسد. این روند تا رسیدن تعداد نانوذرات به ۱۵ نانوذره ادامه یافت.

بحث و بررسی نتایج

با بهینه‌سازی موقعیت هر نانوذره افزوده‌شده به ساختار در هر مرحله، شدت میدان الکتریکی میان نانودیمر مرکزی افزایش یافت. برای مثال ساختار حاصل و توزیع میدان در آن برای ۱۳ نانوذره در شکل ۱ آمده است که افزایش شدت میدان الکتریکی را تا بیش از ۲۵ برابر نشان می‌دهد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

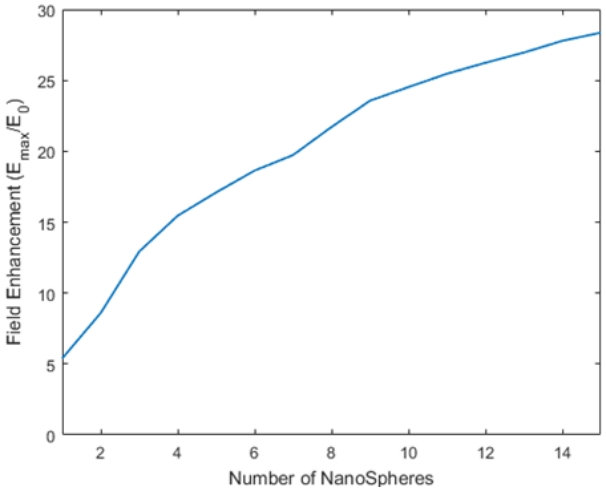


شکل ۱. توزیع شدت میدان الکتریکی پراکنده‌شده در ساختار بهینه‌شده برای ۱۳ نانوذره. میدان الکتریکی در نانودیمر تا ۲۵ برابر افزایش یافته است. قطبش در جهت x است.

در شبیه‌سازی‌ها، میدان عمود بر صفحه‌ی آرایه و قطبش در راستای محور نانودیمر فرض شده است. همان‌گونه که دیده می‌شود، موقعیت مناسب برای نانوذرات اضافه‌شده، روی عمودمنصف محور نانودیمر است. به‌علاوه، نانوذرات به صورت تکی یا به صورت دیمر در کنار هم روی این خط واقع شده‌اند. فاصله‌ی بهینه‌ی ذره یا دیمر مجاور نانودیمر مرکزی ۴۰۰ nm و فاصله سایر آن‌ها با یکدیگر ۵۰۰nm است که در حدود طول موج تابشی است. برای زنجیره‌ای از ۱۰ نانودیمر، طول و عرض ساختار ۰/۳ µm و ۴/۵ µm است. به این ترتیب می‌توان الگویی برای ساختار به‌دست‌آمده یافت. شکل ۲ این الگو را نمایش می‌دهد.

رابطه‌ی تعداد نانوذرات ساختار با حداکثر افزایش شدت میدان الکتریکی در نانودیمر مرکزی، با استفاده از الگوی به‌دست‌آمده، در شکل ۳ رسم شده است. چنان‌که از این شکل می‌توان دید، این رابطه، به صورت $|E| \propto \sqrt{N}$ است. بنابراین انرژی الکتریکی ذخیره‌شده در نانودیمر که با $|E|^2$ متناسب است رفتاری خطی پیدا می‌کند. به عبارت دیگر با افزودن هر نانوذره به ساختار، مقدار ثابتی به انرژی ذخیره‌شده در نانودیمر افزوده می‌شود.

در واقع بخشی از انرژی تابشی را نانوذره افزوده‌شده در خود ذخیره و بخشی از آن را پراکنده می‌سازد.

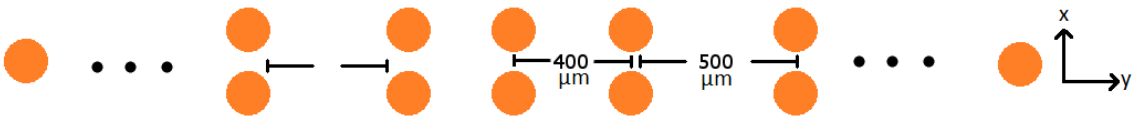


شکل ۳. نمودار بیشینه‌ی شدت میدان الکتریکی در ساختار و تعداد نانوذرات به کار رفته در آن.

اگر موقعیت نانوذره به درستی انتخاب شود، میدان پراکنده‌شده، می‌تواند به صورت همفاز با میدان درون نانودیمر جمع شود و به این ترتیب، شدت میدان را در دیمر افزایش دهد.

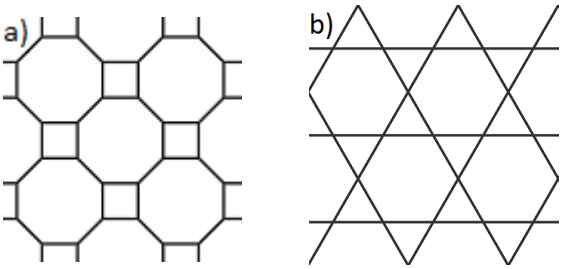
چون این ساختار براساس افزایش میدان در نانودیمر عمل می‌کند به قطبش موج تابشی حساس است و اگر قطبش موج عمود بر محور نانودیمر باشد، از شدت میدان الکتریکی در آن به شدت کاسته می‌شود. از سوی دیگر در برخی کاربردها، ساختارهایی که بتوانند افزایش میدان را در نقاط متعددی از صفحه ایجاد کنند، مطلوب هستند. برای رفع این مشکل، آرایه‌ی زنجیره‌ای شکل را در شبکه‌ای با تقارن چرخشی قرار دادیم. دو نمونه از این شبکه‌ها را در شکل ۴ رسم کرده‌ایم. با قرار دادن هر زنجیره روی یکی از اضلاع شبکه، آرایه‌ای تناوبی و متقارن حاصل می‌شود که می‌تواند در نقاط متعددی از صفحه شدت میدان الکتریکی را تا حدود ۲۰ برابر افزایش دهد (شکل ۵).

در این ساختارها، به علت تقارن چرخشی، همواره زنجیره‌ای از نانو ذرات وجود دارد که قطبش موج تابشی تا حد

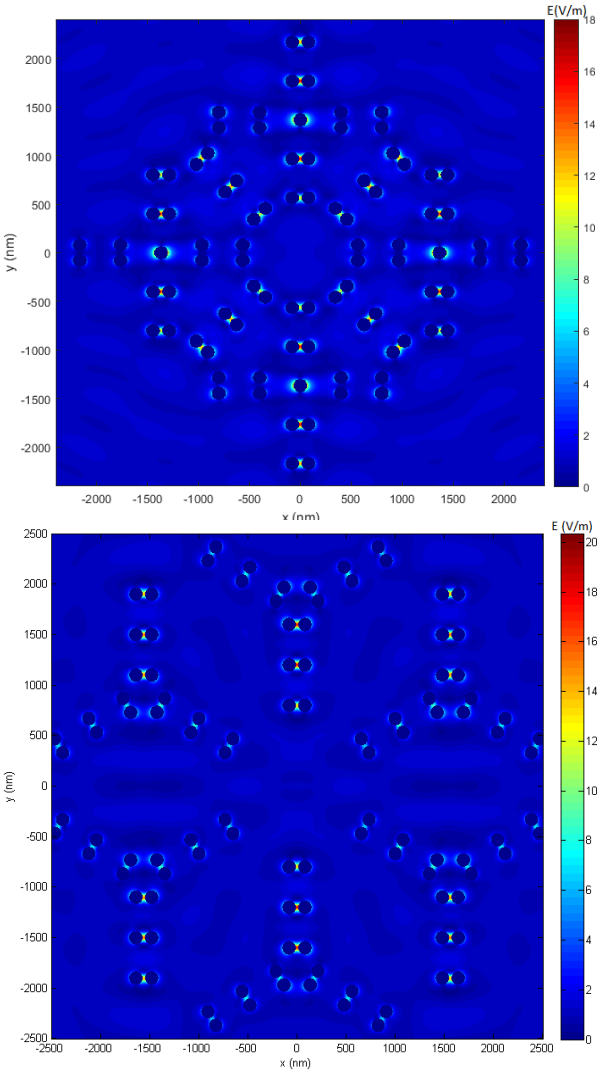


شکل ۲. الگوی به‌دست‌آمده برای چینش بهینه نانوذرات، به گونه‌ای شدت میدان الکتریکی در نانودیمر مرکزی بیشینه شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۴. دو شبکه‌ی استفاده‌شده برای ایجاد ساختارهای متناوب و با تقارن چرخشی. a) تقارن ۹۰ درجه. b) تقارن ۶۰ درجه.



شکل ۵. توزیع شدت میدان الکتریکی در آرایه‌های پیشنهادی. بالا) آرایه‌ی حاصل از قرار دادن زنجیره‌های ۵ و ۶ تایی از نانوذرات روی اضلاع شبکه‌ی شکل a.۴. پایین) آرایه‌ی حاصل از قرار دادن زنجیره‌های ۶ تایی از نانوذرات روی اضلاع شبکه‌ی شکل b.۴.

خوبی در جهت محور نانودیمرهای آن باشد. بنابراین حساسیت آن‌ها به قطبش کاهش می‌یابد. ابعاد ساختارهای شکل ۵ حدود μm^2 ۰/۵×۰/۵ است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله با بهینه‌سازی به روش الگوریتم ژنتیک، چینشی برای نانوذرات طلا یافتیم که با داشتن ۱۵ نانوذره، می‌تواند شدت میدان الکتریکی را تا ۳۰ برابر در یک نانودیمر افزایش دهد. از چنین ساختاری در کاربردهای حسگری یا به عنوان یک نانوآنتن در کاربردهای مختلف فوتونیک می‌توان استفاده نمود. همچنین نشان دادیم این ساختارها را می‌توان به عنوان جزء سازنده‌ی آرایه‌هایی که یک صفحه را بپوشانند و شدت میدان را در نقاط متعددی افزایش دهند، استفاده کرد.

مرجع‌ها

[1] Z. Liu, A. Boltasseva, R. H. Pedersen, R. Bakker, A. V. Kildishev, V. P.Drachev, V. M. Shalaev, “Plasmonic nanoantenna arrays for the visible,” Metamaterials, Vol. 2, pp. 45-51, 2008.

[2] S.Pillai, M.A.Green, “Plasmonics for photovoltaic applications,” Sol. Energy Mater Sol. Cells, Vol. 94, pp. 1481-1486, 2010.

[3] D. A. Genov, A. K. Sarychev, V. M. Shalaev and A. Wei, “Resonant Field Enhancements from Metal Nanoparticle Arrays”, Nano Lett., Vol. 4, pp. 153–158, 2004.

[4] F. A. Namin, Y. A. Yuwen, L. Liu, A. H. Panaretos, D. H. Werner and T. S. Mayer, “Efficient design, accurate fabrication and effective characterization of plasmonic quasicrystalline arrays of nano-spherical particles”, Sci. Rep., Vol. 6, 22009, 2016.

[5] C. Forestiere, M. Donelli, G. F. Walsh, E. Zeni, G. Miano and L. Dal Negro, “Particle-swarm optimization of broadband nanoplasmonic arrays”, Opt. Lett., Vol. 35 (2), pp. 133-135, 2010.

[6] C. Forestiere, A. J. Pasquale, A. Capretti, G. Miano, A. Tamburrino, S. Y. Lee, B. M. Reinhard, and Luca Dal Negro, “Genetically Engineered Plasmonic Nanoarrays”, Nano Lett., 12 (4), pp 2037–2044, 2012.

[7] A. Alù and N. Engheta, “Hertzian plasmonic nanodimer as an efficient optical nanoantenna,” Phys. Rev. B, Vol 78, pp. 195111, 2008.

[8] P. B. Johnson and R. W. Christy, “Optical Constants of the Noble Metals,” Phys. Rev. B, Vol. 6, pp. 4370, 1972.

[9] Y. L. Xu, “Electromagnetic scattering by an aggregate of spheres”, Appl. Opt, Vol. 34 (21), pp. 4573-4588, 1995.

[10] M. Ringler, “Plasmonische Nahfeldresonatoren aus zwei biokonjugierten Goldnanopartikeln,” Ph.D. dissertation, Dept. Physics, LMU Munich, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مطالعه توزیع عمودی ذرات معلق جوی در تهران با استفاده همزمان از لیدار واقطبیده، داده‌های ماهواره‌ای، اندازه‌گیری‌ها و مدل‌های هواشناسی

حسین پناهی فر[۱]، حمیدرضا محمدی خالصی فرد[۱-۲]

۱- دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

۲- پژوهشکده تغییر اقلیم و گرمایش زمین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

h.panahifar@iasbs.ac.ir , khalesi@iasbs.ac.ir

چکیده - پروفایل قایم هواویزهای موجود در جو شهر تهران با استفاده از یک لیدار واقطبیده بطور پیوسته اندازه‌گیری شده است. نتایج لیداری همراه با اندازه‌گیری مقدار ذرات معلق، اندازه‌گیری‌های منظم هواشناسی و اندازه‌گیری‌های ماهواره‌ای استفاده شده است. نوع هواویزها بر اساس مقدار کمیت اپتیکی واقطبش دسته‌بندی شده‌اند. مقدار واقطبش در طول موج ۵۳۲ نانومتر عمدتا بین ۰,۰۵ تا ۰,۱۰ است. این نتایج نشان می‌دهد که عمدتا ذرات معلق ناشی از آلودگی شهری، همراه با ذرات غبار محلی در جو شهر تهران وجود دارند. واقطبش در هنگام رخداد پدیده‌های غباری به عددی بین ۰,۲۵ تا ۰,۳۰ می‌رسد.

کلید واژه- لیدار واقطبیده، نسبت واقطبش حجمی، هواویز، آلودگی شهری، غبار دوربرد .

Investigation of vertical aerosol profile with simultaneous use of Depolarized Lidar, In-situ measurements and satellite data in Tehran, Iran.

Hossein Panahifar [1], H. R. Khalesifard [1-2]

1 Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS)
2 Center for Research in Climate Change and Global Warming(CRCC), IASBS

Abstract- Continuous vertically resolved aerosol measurements using Lidar were performed in Tehran, Iran. Lidar results has been used in combination with particulate matter monitoring, Synoptic meteorological observation as well as satellite-based measurements. The aerosol types are classified by their optical depolarization. The volume linear particle depolarization ratio (VLDR) at 532 nm lies mostly between $(0.05 < \delta(r) < 0.10)$. These results show that mostly urban pollution mixed with particles are present in the Tehran atmosphere. During dust events, the VLDR at 532 nm lies between $(0.20 < \delta(r) < 0.35)$.

Keywords: Depolarized Lidar, Dust, Urban Pollution.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

فلات ایران ($\sim 26^{\circ} - 36^{\circ}\mathrm{N}$ ، $\sim 45^{\circ} - 61^{\circ}\mathrm{E}$) بخشی از کمربند غبار است. جلگه دجله و فرات و شبه جزیره عربستان بعنوان مهم‌ترین چشمه‌های غبار خارجی برای فلات ایران محسوب می‌شوند [1-3]. چشمه‌های غبار داخلی، که عمدتا در مجاورت دریاچه‌های فصلی و دریاچه‌های نمک خشک شده واقع شده‌اند نیز در فلات ایران وجود دارند[4].

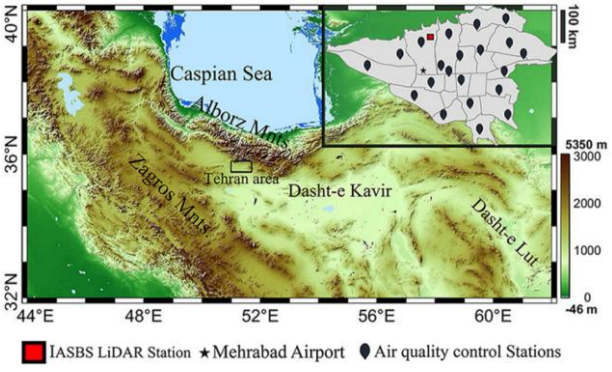
تهران ($\sim 51.1^{\circ} - 51.6^{\circ}E,$ $\sim 35.5^{\circ} - 35.8^{\circ}N$) با جمعیتی بالغ بر ۱۲ میلیون نفر، آلودگی جوی بالایی دارد. بارزترین مشخصه جو شهر تهران، بروز پدیده آلودگی هوا ناشی از وارونگی دما در فصول سرد سال است. پناهی‌فر و همکاران در مورد تحولات ارتفاع لایه مرزی و تاثیر عوامل هواشناسی بر آن، تحقیقی را انجام داده‌اند[5]. در این تحقیق که با استفاده از لیدار واقطبیده در شهر تهران انجام شده است، بیشینه ارتفاع لایه مرزی از سطح زمین (در موقعیت ایستگاه سنجش از دور) تا ۱۰۰۰ متر گزارش شده است. خالصی‌فرد و همکاران نشان دادند که علاوه بر پدیده آلودگی هوا که بطور غالب در شهر تهران مشاهده می‌شود، جو این شهر در طی ماه‌های خشک سال تحت تاثیر طوفان‌های غباری با منشا داخلی و خارجی است[6].

در این پژوهش برای بررسی توزیع عمودی ذرات معلق در جو شهر تهران، بطور همزمان از نتایج حاصل از اندازه-گیری لیدار واقطبیده، اندازه‌گیری میزان تراکم ذرات معلق، اندازه‌گیری‌های سینوپتیک هواشناسی و داده‌های ماهواره‌ای استفاده شده است. استفاده از لیدار واقطبیده، امکان دسته‌بندی هواویزها را بر اساس کمیت نافزونور واقطبش امکان‌پذیر کرده است[7].

در بخش ابزارها و روش انجام پژوهش، دستگاه لیدار و سایر ابزارهای اندازه‌گیری معرفی شده‌اند. در بخش نتایج، سری زمانی واقطبش، نتایج مدل مسیریابی رو به عقب بسته‌های هوا، نتایج مدل‌های هواشناسی و تحلیل مجدد داده‌های ماهواره‌ای مربوط به پدیده غباری ۲۲ آوریل ۲۰۱۵ ارایه شده اند. در بخش آخر نتیجه‌گیری ارایه شده است.

ابزارها و روش انجام پژوهش

آزمایشگاه سنجش از دور نوری دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان مستقر در تهران در موقعیت (N 35.7669° ، E 51.3118°) و در ارتفاع ۱۴۳۰ متر (نسبت به سطح دریا) واقع شده است (شکل ۱).



شکل ۱- نقشه توپوگرافی بخش شمالی ایران، نقشه مناطق شهرداری تهران به همراه مکان استقرار ایستگاه سنجش از دور و مکان ایستگاه‌های آلودگی سنجی در سطح شهر تهران.

یک دستگاه لیدار واقطبیده برای اندازه‌گیری‌های دورسنجی استفاده شده است. فرستنده نوری این دستگاه نور قطبیده خطی در طول موج‌های۵۳۲ نانومتر و ۱۰۶۴ نانومتر را تابش می‌کند. رزولوشن داده‌های ثبت شده در راستای قایم ۱۵ متر و رزولوشن زمانی ۳۰ ثانیه است.

مقدار ضریب پس‌پراکندگی تضعیف شده[1]، و ضریب واقطبش حجمی[2] با استفاده از اندازه‌گیری‌های لیداری بدست آمده است[8]. همزمان اندازه‌گیری‌های سینوپتیک و رادیوسوند در ایستگاه مهرآباد انجام شده است. در طول

[1] Attenuates Backscattered Coefficient
[2] Volume linear depolarization ratio

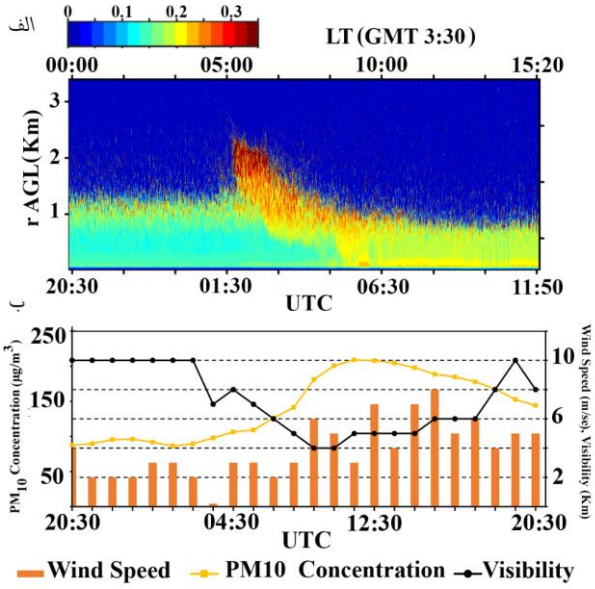
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مدت داده‌برداری با لیدار، میزان تراکم ذرات معلق موجود در جو شهر تهران با ۲۱ ایستگاه در سطح شهر اندازه‌گیری شده است. همچنین برای بررسی توزیع منطقه‌ای هواویزها از داده‌های سطح ۳ عمق اپتیکی سنجنده مادیس بر روی خشکی استفاده شده است. همچنین از داده‌های تحلیل مجدد مرکز پیش‌بینی‌های هواشناسی اتحادیه اروپا (ECMWF) استفاده شده است.

نتایج

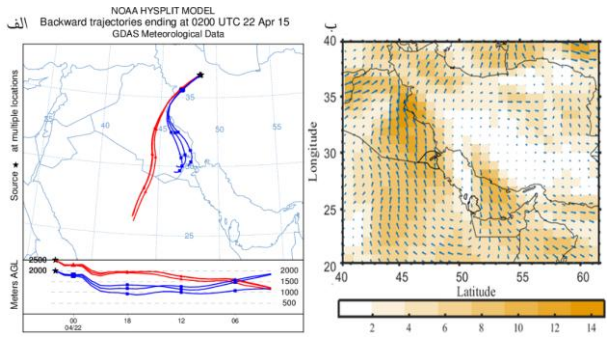
سری زمانی واقطبش در طول‌موج ۵۳۲ نانومتر ثبت شده در تهران بین ساعت ۰۰:۰۰ بامداد روز دوم اردیبهشت ۱۳۹۴ تا ساعت ۱۵:۳۰ همان روز در شکل ۲-الف نشان داده شده است. این شکل نشان می‌دهد که لایه غباری در حوالی ساعت ۰۵:۰۰ صبح روز ۲ اردیبهشت بر فراز ایستگاه اندازه‌گیری رسیده است. مقدار عدد واقطبش برای این لایه بین ۰,۲۵ تا ۰,۳۰ است. شکل ۲-ب سری زمانی سرعت باد سطحی، تراکم میزان ذرات آلاینده با قطر کمتر از ۱۰ میکرومتر و دید افقی را برای همین تاریخ نمایش می‌دهد. با توجه به این شکل با رسیدن جبهه غبار به شهر، تراکم ذرات آلاینده افزایش یافته و به بیش ا ز $\frac{\mu g}{m^3}$ ۲۰۰ رسیده است. همزمان سرعت باد سطحی افزایش یافته و به $۸\frac{m}{s}$ رسیده است. میزان دید افقی بر اساس گزارش ایستگاه مهرآباد به زیر Km ۴ رسیده است.

مراحل تشکیل و انتشار این توده غباری با استفاده از تحلیل داده‌های ماهواره EUMETSAT انجام شده است و بصورت فیلم همراه مقاله ارسال شده است.



شکل ۲ الف- سری زمانی واقطبش ثبت شده در روز ۲ اردیبهشت ۱۳۹۴. ب- سری زمانی سرعت باد سطحی، دید افقی و تراکم ذرات معلق با اندازه کمتر از ۱۰ میکرومتر برای همان تاریخ.

بر اساس این نتایج توده غباری از صحرای النفور عربستان و منطقه‌ای در مرز عراق و عربستان به سمت نواحی مرکزی فلات ایران حرکت کرده است.



شکل۳الف- مسیریابی رو عقب بسته‌های هوا برای تاریخ ۰۲ اردیبهشت ۱۳۹۴ در ارتفاع ۲ و ۲,۵ کیلومتری. ب- تغییرات باد سطحی (رنگ) و جهت باد (پیکان) برای ساعت ۰۶:۰۰ روز ۰۱ اردیبهشت ۱۳۹۴.

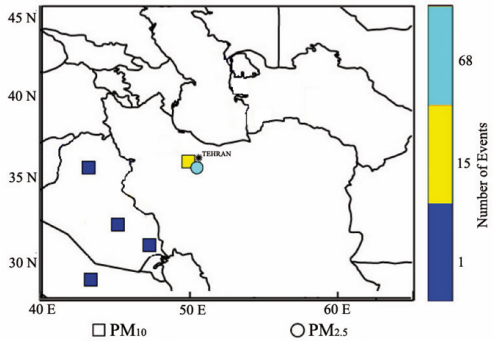
نتایج مدل مسیریابی رو به عقب بسته‌های هوا (HYSPLIT) برای ارتفاع ۲ کیلومتر و ۲,۵ کیلومتری هم این ادعا را تایید می‌کند (شکل ۳الف). بسته هوای بالایی از عربستان و بسته هوای پایینی از جنوب شرقی عراق سرچشمه گرفته اند. شکل ۳ب نشان می‌دهد که سرعت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

باد سطحی در هنگام تشکیل توده غبار به ۱۴ m/s رسیده است.

نتیجه‌گیری

برای اولین بار، جو شهر تهران با استفاده از یک لیدار واقطبیده مورد بررسی قرار گرفته است. دسته بندی نوع هواویزها بر اساس واقطبش نشان می‌دهد که آلودگی شهری و غبار جو این شهر را تحت تاثیر قرار می‌دهند. مقدار واقطبش با نتایج اندازه‌گیری سازمان کنترل کیفی تهران مقایسه شده است. بر این اساس ذرات آلاینده ناشی از فعالیت انسان‌ها و سوزاندن سوخت‌های فسیلی ابعاد ($PM_{2.5}$) و واقطبش کمتری ($\delta(r) < 0.10$) دارند. ذرات غبار (PM_{10}) بسته به منشا آن‌ها مقدار واقطبشی بین ۰,۲۰ تا ۰,۳۵ دارند. بررسی منشا هواویزها نشان می‌دهد که بیشتر آن‌ها از چشمه‌های داخلی سرچشمه می‌گیرند(شکل ۴).



شکل ۴- بررسی محل چشمه‌های آلودگی برای ۸۷ پدیده بر اساس نتایج مدل HYSPLIT .

عمده روزها با آلودگی شهری در فصل پاییز و زمستان اتفاق می‌افتد درحالیکه سرعت وزش باد بسیار اندک است ($< 3 \frac{m}{s}$). پدیده غبار در طی ماه‌های گرم سال اتفاق می‌افتد.

مرجع‌ها

[1] Léon, Jean-François, and Michel Legrand. "Mineral dust sources in the surroundings of the north Indian Ocean." *Geophysical Research Letters* 30, no. 6 (2003).

[2] Ginoux, Paul, Joseph M. Prospero, Thomas E. Gill, N. Christina Hsu, and Ming Zhao. "Global-scale attribution of anthropogenic and natural dust sources and their emission rates based on MODIS Deep Blue aerosol products." *Reviews of Geophysics* 50, no. 3 (2012).

[3] Hofer, Julian, Dietrich Althausen, Sabur F. Abdullaev, Abduvosit N. Makhmudov, Bakhron I. Nazarov, Georg Schettler, Ronny Engelmann et al. "Long-term profiling of mineral dust and pollution aerosol with multiwavelength polarization Raman lidar at the Central Asian site of Dushanbe, Tajikistan: case studies." *Atmospheric Chemistry and Physics* 17, no. 23 (2017): 14559.

[4] Gerivani, Hadi, Gholam Reza Lashkaripour, Mohammad Ghafoori, and Nader Jalali. "The source of dust storm in Iran: a case study based on geological information and rainfall data." *Carpathian Journal of Earth and Environmental Sciences* 6 (2011).

[5] Panahifar, Hossein, and Hamid Khalesifard. "Tracking atmospheric boundary layer in tehran using combined lidar remote sensing and ground base measurements." In *EPJ Web of Conferences*, vol. 176, p. 06011. EDP Sciences, 2018.

[6] Khalesifard, Hamid Reza, and Hossein Panahifar. "Monitoring Atmospheric Particulate Matters in Tehran by Synergy of LiDAR Measurement, Atmospheric Models and Satellite Data." In *Optics and Photonics for Energy and the Environment*, pp. EM4A-1. Optical Society of America, 2015.

[7] Heese, Birgit, Dietrich Althausen, Tilman Dinter, Michael Esselborn, Thomas Müller, Matthias Tesche, and Matthias Wiegner. "Vertically resolved dust optical properties during SAMUM: Tinfou compared to Ouarzazate." *Tellus B: Chemical and Physical Meteorology* 61, no. 1 (2009): 195-205.

[8] Weitkamp, Claus, ed. *Lidar: range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*. Vol. 102. Springer Science & Business, 2006.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

فرآوری نانولوله های کربنی تک دیواره به روش کندگی لیزری

فاطمه کاظمی زاده و رسول ملک فر

بخش فیزیک دانشگاه تربیت مدرس

f.kazemizadeh@modares.ac.ir

malekfar@modares.ac.ir

چکیده – نانولوله های تک دیواره (SWNT) با روش کندگی لیزری و با استفاده از یک لیزر پالسی پرتوان Ce:Nd:YAG فرآوری شد. تصاویر میکروسکوپ FESEM نشان‌دهنده تشکیل نانولوله‌هایی با خلوص بالا هستند. نسبت بسیار کوچک شدت باند D به G در طیف رامان این نمونه‌ها خلوص بالای SWNT ها را تایید می‌کند. همچنین وجود مد تنفسی RBM و شکافتگی آن نشانه تشکیل SWNT های نیمه رسانا است. قطر نانولوله‌ها با استفاده از محل مد RBM در طیف رامان و همچنین با استفاده از تصاویر میکروسکوپ TEM بدست آمد که بین ۱/۲ تا ۱/۳ nm می‌باشد.

کلید واژه- نانولوله کربنی تک دیواره، کندگی لیزری، طیف سنجی رامان، لیزر پرتوان

Single Wall Carbon Nanotube Synthesis by laser ablation method

Fatemeh Kazemizadeh and Rasoul Malekfar
Tarbiat Modares University f.kazemizadeh@modares.ac.ir
Tarbiat Modares University malekfar@modares.ac.ir

Abstract- Single wall carbon nanotubes were synthesized using laser ablation method in vacuum. A high power Ce:Nd:YAG laser was used for this goal. FESEM microscopy showed the formation of high pure carbon nanotubes. Moreover, the small amount of D to G intensity in Raman spectrum and the existence of RBM mode show the formation of semiconductor SWNTs. The diameter of SWNTs was calculated using the wavenumber of RBM mode in Raman spectrum. The results showed that SWNTs are 1/3 nm in diameter that TEM microscopy conforms it.

Keywords: Single wall carbon nanotube, laser ablation, Raman spectroscopy, High power laser.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

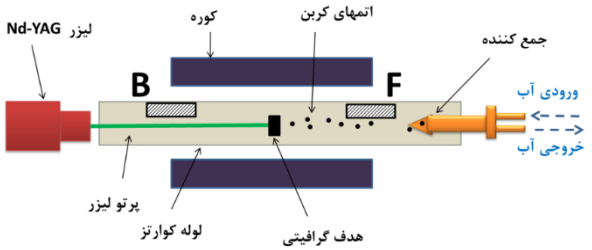
مقدمه

نانولوله‌های کربنی تک‌دیواره یکی از آلوتروپ‌های کربن بشمار می‌روند که برای اولین بار در سال ۱۹۹۳ توسط پروفسور ایجیما کشف شد [۱] و سپس در سال ۱۹۹۵ برای اولین بار توسط دکتر سمالی با روش کندگی لیزری فرآوری شد [۲]. ویژگی‌های منحصر به فرد این ماده سبب شد کاربردهای فراوانی را در حوزه های مختلف به خود اختصاص دهد. همچنین روش کندگی لیزری در تولید این ماده، به سبب تولید محصول بسیار خالص و باکیفیت، بسیار مورد توجه می باشد. یکی از چالش‌های مطرح در این روش کاهش توان لیزر و انرژی صرف شده برای فرآوری نانولوله های کربنی و افزایش محصول است. در این خصوص راهکارهای مختلفی ارائه شده است که با توجه به هدف تولید، می‌توان از هرکدام از آنها بهره برداری کرد. در این پژوهش با استفاده از روش کندگی لیزری نانولوله‌های کربنی تک دیواره فرآوری شده و سپس با استفاده از آزمایش‌های مشخصه‌یابی ویژگی‌های مواد فرآوری شده مشخصات آنها بدست آمده است. راهکارهای بهینه‌سازی محصول در گزارشات بعد ارائه خواهد شد.

چیدمان آزمایش کندگی لیزری در خلاء

برای انجام آزمایش از یک کوره ۱۲۰۰ درجه تیوبی به قطر ۶ سانتی‌متر و طول ۴۶ سانتی‌متر استفاده شد. لوله کوارتز به قطر ۵ و طول ۸۰ سانتی‌متر در داخل کوره قرار داده شد و در یک سر آن لوله مسی بعنوان جمع‌کننده تعبیه گردید. با استفاده از پمپ آب و با عبور جریان آب، جمع‌کننده خنک نگه داشته شد. از کوارتز تخت برای ورود پرتو لیزر به داخل لوله کوارتز استفاده شد. برای کنترل شارش[۱] گاز، یک روتامتر قبل از شیر خلاء قرار داده شد. جریان گاز تا نزدیک هدف گرافیتی هدایت شده و فشار داخل محفظه با گیج خلاء و شیر سوزنی کنترل شد.

قرصهای گرافیتی بعنوان هدف[۲] تهیه و در پایه‌ای از جنس کوارتز، در وسط کوره تعبیه شد. طرح واره کلی از چیدمان آزمایش در شکل ۱ ترسیم شده است. با تابش پرتو لیزر بر روی هدف گرافیتی، اتمهای کربن از آن کنده شده و با گاز آرگون که با فشار مشخص در داخل محفظه جریان دارد بر روی جمع‌کننده جمع می‌شوند. محصولات تولید شده علاوه بر جمع‌کننده، بر روی دیواره محفظه نیز جمع می‌شود که این قسمتها در شکل با F و B نشان داده شده است.



شکل ۱: طرح واره چیدمان آزمایش کندگی لیزری در محیط خلاء. سطح مقطع کوره، لوله کوارتز، مسیر لیزر، هدف گرافیتی، جمع‌کننده و همچنین خروجی آب سرد برای خنک نگه داشتن جمع‌کننده در شکل نمایش داده شده است. F و B نشان‌دهنده محل جمع شدن نانولوله‌های کربنی بر روی دیواره محفظه کوارتز می‌باشد.

[۱] flow

[۲] target

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تهیه هدف گرافیتی

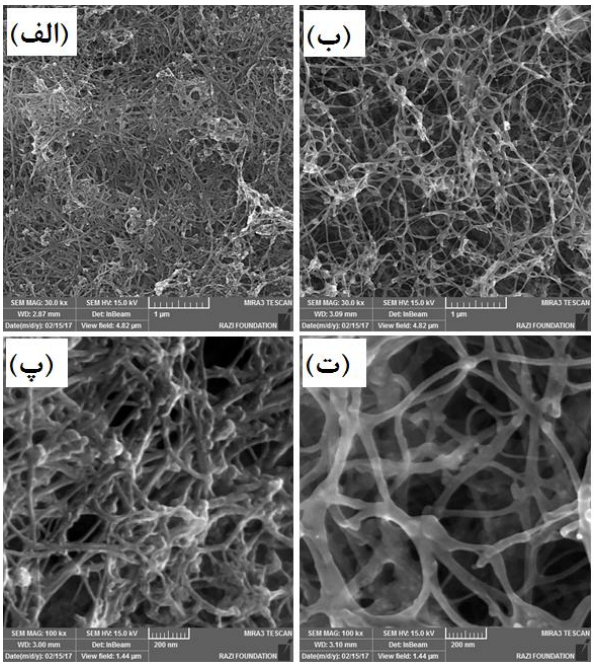
هدف گرافیتی که به نوعی بعنوان پیش ماده در این روش عمل می‌کند از مخلوط پودر گرافیت با کاتالیست فلز تهیه شده و سپس پرس می‌شود. در اینجا از پودر نیکل بعنوان کاتالیست و از دستگاه پرس هیدرولیک برای پرس قرص استفاده شد. همچنین با انجام آزمایش استحکام قرصهای تحت فشار در بازه‌های زمانی متفاوت، نتیجه گرفته شد که قرصهایی که در زمانهای طولانی ۴ الی ۵ ساعته تحت فشار هستند بهترین عملکرد را دارند. همچنین از پرس گرم و آسیاب پودر گرافیت قبل از پرس برای بهبود کیفیت قرص‌ها استفاده شد.

شرایط آزمایش

لیزر بکار رفته در این آزمایش یک لیزر Ce:Nd:YAG پالسی بود. آزمایش در طول‌موج ۱۰۶۴ nm یعنی مد اصلی لیزر انجام شد. انرژی لیزر برابر با ۴۸۰ mJ در هر پالس و نرخ تکرار آن روی ۱۰ Hz تنظیم شد. دمای کوره ۱۱۰۰ درجه سانتی‌گراد، و فشار داخل محفظه با شارش جریان گاز ۱۵۰ sccm در ۵۰۰ mbar ثابت نگه داشته شد. که طبق تحقیقات [۳] بهترین مقادیر برای جریان و فشار از همین مرتبه می‌باشد. پرتو لیزر با عدسی محدب با فاصله کانونی ۵۰ cm که در طول‌موج ۱۰۶۴ nm لایه ضدبازتاب داشت بر روی هدف کانونی شد. با توجه به اینکه مساحت لکه روی هدف برای طول‌موج ۱۰۶۴ nm برابر ۷ mm^2 بود، چگالی انرژی سطحی (فلوئنس) لیزر برابر با ۱۰/۳ J/cm^2 می‌باشد. این مقدار در محدوده مناسب فرآوری نانولوله‌های کربنی قرار داشته و از حد بحرانی (که بالاتر از آن دیگر نانولوله‌ای تولید نمی شود) فراتر نمی‌رود [۴]. همچنین مدت زمان تابش لیزر ۲۰ دقیقه می باشد. پس از فرآوری نانولوله ها قسمتی از آن با استفاده از حرارت‌دهی تا ۲۰۰ درجه سانتیگراد در مجاورت هوا خالص‌سازی شد.

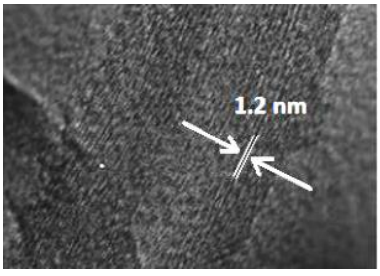
مشخصه یابی نانولوله‌های کربنی تک‌دیواره

در شکل ۲ تصاویر FESEM نانولوله‌های کربنی فرآوری شده قبل و بعد از فرآیند خالص‌سازی نمایش داده شده است. قسمت a و b تصاویر شکل ۲ نانولوله‌های کربنی با بزرگنمای ۳۰ هزار برابر، و در قسمت c و d با بزرگنمایی ۱۰۰ هزار برابر را نشان می‌دهد.



شکل ۲: نانولوله‌های کربنی فرآوری شده با بزرگنمایی ۳۰ هزار برابر (الف) قبل و (ب) پس از خالص‌سازی، و بزرگنمایی ۱۰۰ هزار برابر (پ) قبل و (ت) پس از خالص‌سازی.

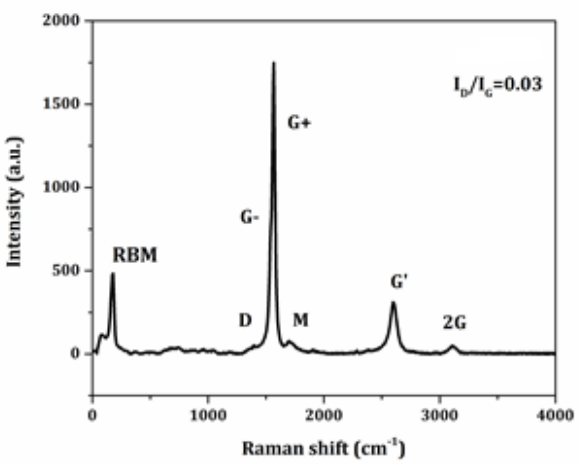
همانطور که مشاهده می‌شود پس از خالص‌سازی نانولوله‌ها از هم باز شده‌اند و ناخالصی آنها برطرف شده است بطوریکه تقریباً هیچ ناخالصی ناشی از حضور ذرات فلزی کاتالیست در این شکلها مشاهده نمی‌شود. قطر نانولوله‌ها از تصاویر از ۱۰ تا ۵۰ نانومتر متغیر است؛ که طبق تصاویر TEM (شکل ۳) در واقع نانولوله‌های تک‌دیواره دسته‌ای هستند.



شکل ۳: نانولوله های کربنی تک دیواره با قطر ۱/۲ nm که به صورت دسته‌ای منظم شده اند..

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شکل ۴ طیف رامان SWNT های فرآوری را نمایش می‌دهد. شکافتگی نوار G به G^+ و G^-، مشاهده نوار RBM، و کوچک بودن شدت نوار D همه نشان‌دهنده تشکیل نانولوله‌های کربنی تک‌دیواره هستند. همچنین عدم وجود شکل خط BWF برای نوار G^-، و کم بودن شدت نوار D نشان می‌دهد که SWNT های فرآوری شده نیمه‌رسانا هستند [۵].



شکل ۴: طیف رامان نمونه نانولوله کربنی تک دیواره فرآوری شده.

قطر SWNT ها از روی مکان مد RBM آنها طبق رابطه زیر قابل محاسبه هستند که در آن c_1 و c_2 به ترتیب برابر با ۲۰۴ cm^{-1} و ۲۷ cm^{-1} است [۶]:

$$\omega_{RBM} = \frac{c_1}{d} + c_2 \qquad (۱)$$

طبق رابطه (۱) و شکل ۴، وجود سه قله در نوار RBM نشانه حضور SWNT هایی با سه قطر مختلف ۱/۳، ۱/۴ و ۱/۵ در سرتاسر نمونه است. که البته وجود نانولوله‌های ۱/۳ nm در نمونه، به دلیل شدیدتر بودن ارتفاع قله cm^{-1} ۱۷۷ بیشتر است. این نتیجه با نتایج حاصل از میکروسکوپی TEM با درنظر گرفتن خطای ناشی از عدم وضوح کامل تصویر هم خوانی دارد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله فرآوری نانولوله های کربنی تک دیواره با روش کندگی لیزر گزارش داده شد. نتایج مشخصه یابی محصولات از طریق میکروسکوپی TEM و FESEM و طیف سنجی رامان حاکی از تشکیل SWNT هایی با خلوص بالا بود. قطر SWNTها از طریق تعیین مکان قله مد RBM در طیف رامان برابر با ۱/۳ nm محاسبه شد. نتایج میکروسکوپی TEM محاسبات را تایید کرد.

سپاسگزاری

از آقای دکتر مومن بالله (پژوهشگاه پلیمر و پتروشیمی ایران) جهت همکاری در تدارک آزمایش‌ها و از ستاد نانو بابت فراهم کردن لیزر پرتوان قدردانی می‌شود.

مرجع‌ها

[1] S. Iijima and T. Ichihashi, "Single-shell carbon nanotubes of 1-nm diameter," Nature, vol. 363, pp. 603-605, 1993.

[2] T. Guo, P. Nikolaev, A. Thess, D. Colbert, and R. Smalley, "Catalytic growth of single-walled manotubes by laser vaporization," *Chem. Phys. Lett.*, vol. 243, pp. 49-54, 1995.

[3] S. Arepalli, W. A. Holmes, P. Nikolaev, V. G. Hadjiev, and C. D. Scott" ,A parametric study of single-wall carbon nanotube growth by laser ablation," *Journal of nanoscience and nanotechnology*, vol. 4, pp. 762-773, 2004.

[4] J. Chrzanowska, J. Hoffman, A. Małolepszy, M. Mazurkiewicz, T. A. Kowalewski, Z. Szymanski, *et al.*, "Synthesis of carbon nanotubes by the laser ablation method: Effect of laser wavelength," *Phys. Status. Solidi. B*, vol. 252, pp. 1860-1867, 2015.

[5] M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, R. Saito, and A. Jorio, "Raman spectroscopy of carbon nanotubes," *Physics reports*, vol. 409, pp. 47-99, 2005.

[6] B. P. Grady, Carbon nanotube-polymer composites: manufacture, properties, and applications: John Wiley & Sons, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

مدل‌سازی روش فوتواکوستیک جهت تشخیص سرطان ملانوما با روش مونت کارلو

احمد رحمت پور[1]، محمد علی انصاری[2]

۱ - دانشجوی کارشناسی ارشد پژوهشکده ی لیزر و پلاسما ، دانشگاه شهید بهشتی تهران

۲ - هیئت علمی پژوهشکده‌ی لیزر و پلاسما ، دانشگاه شهید بهشتی تهران

چکیده – ملانوما نوعی سرطان پوست است که در کشورهای گرمسیری مانند ایران شیوع بالایی دارد. برای تشخیص این بیماری از روش تهاجمی نمونه‌برداری استفاده می‌گردد. در طی فرایند نمونه‌برداری و پس از آن بیمار دچار درد بوده و سبب از بین رفتن زیبایی پوست می‌شود. به همین منظور استفاده از روش غیرتهاجمی در این باره مهم است. در چند سال اخیر از روش فوتوآکوستیک، غیرتهاجمی و غیریونیزان، در بیماریهای پوستی استفاده شده است. به همین دلیل، در این مقاله تولید پالس فوتوآکوستیک ناشی از یک خال بدخیم را درون فانتوم پوست تخت بررسی می‌کنیم. به این منظور از الگوریتم مونت کارلو برای مدلسازی جذب نور لیزر (طول موج ۵۳۲ نانومتر) در پوست استفاده شده و سپس معادله موج آکوستیک ناشی از جذب نور لیزر به کمک تابع گرین حل و فشار روی پوست شبیه‌شازی می‌شود. نتایج نشان می‌دهند که روش فوتوآکوستیک قادر به تشخیص ضخامت و عمق خال می‌باشد.

کلید واژه- فوتوآکوستیک ، ملانوما ، مونت کارلو.

Modeling of Photoacoustic Method for Detection of Melanoma Cancer by Monte Carlo Method

Ahmad rahmatpour, Mohamadali Ansari

1. Master student of Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran
2. The faculty of Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran.

Abstract- Melanoma is a skin cancer that is prevalent in tropical countries such as Iran. An invasive sampling method is used to diagnose the disease. During the sampling process and afterwards the patient suffers from pain and causes the beauty of the skin to disappear. To do this, using non-invasive methods is important. In recent years, photoacoustic, non-invasive and non-ionizing methods have been used in dermatological diseases. For this reason, in this paper, we study the production of photocoacoustic pulse from a malignant mucus within the flat skin phantom. For this purpose, the Monte Carlo algorithm is used to model the absorption of laser light (532 nm) in the skin, and then the acoustic wave equation derived from absorbing laser light is simulated using the Green's function of solving and pressure on the skin. The results show that the photoacoustic method is capable of detecting the thickness and depth of the mole.

Keywords: Photoacoustic, Melanoma, Monte Carlo.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

سونوگرافی، از جمله روش‌های تصویربرداری است که در بیماری‌های پوستی استفاده می‌شود که عمق تصویربرداری خوبی دارد ولی دارای کنتراست پایینی است. در مقابل، روش‌های نوری دارای کنتراست خوبی هستند ولی به علت تضعیف نور درون بافت، عمق تصویربرداری پایینی دارند. یکی از راه‌کارهایی که امروزه به منظور غلبه بر محدودیت های موجود در سامانه‌های تصویربرداری معمول پیشنهاد می‌شود؛ بهره‌مندی همزمان از مزایای دو یا چند روش تصویربرداری به صورت توأم و در قالب یک سیستم تصویربرداری هیبریدی می‌باشد. یکی از این روش‌های ترکیبی، روش تصویربرداری فوتوآکوستیک است که روش تصویربرداری هیبریدی حاصل ترکیب روش‌های تصویربرداری اپتیکی و فراصوتی می‌باشد. روش فوتوآکوستیکی یا اپتوآکوستیک یکی از زمینه های مطالعاتی غیر تهاجمی، در ارزیابی بافت زنده می‌باشد. مبنای این روش، اثر فوتوآکوستیک است که برای اولین بار توسط الکساندر گراهام بل در سال ۱۸۸۱ معرفی شد. وی دریافت که جذب امواج الکترومغناطیس توسط محیط، میتواند منجر به تولید امواج صوتی شود. با اینکه تولید امواج فراصوت توسط لیزر، سالیان زیادی در تستهای غیرمخرب مواد مورد استفاده قرار می گرفت اما اولین نشانه های اینکه بافت‌های بیولوژیک نیز می توانند یک منبع تولید کننده فراصوت باشند، در اوایل دهه ۹۰ مشاهده گردید[3].

اصول تصویر برداری فوتوآکوستیک

در تصویربرداری فوتوآکوستیکی بافت توسط نور لیزر، در معرض اشعه قرار می‌گیرد .انرژی نور توسط کروموفورهای داخلی یا عوامل کنتراست خارجی جذب و به گرما تبدیل می‌شود. گرمای ایجاد شده منجر به انبساط سریعتر ترموالاستیکی می‌شود .سپس یک طیف گسترده متراکم از امواج در بافت ایجاد می‌شود که می‌توان امواج را توسط یک مبدل فراصوتی شناسایی کرد .

افزایش فشار اولیه به ضریب جذب نوری موضعی، میزان شار انرژی و سایر ویژگی‌های گرمایی و مکانیکی وابسته است و به صورت موج صوتی در بافت منتشر می‌شود که به موج فوتوآکوستیک معروف است .موج فوتوآکوستیک به وسیله آشکارساز موج آکوستیکی آشکارسازی و سپس به سیگنال الکتریکی تبدیل می‌شود و پس از تقویت و نرمالیزه شدن به کامپیوتر فرستاده می‌شود.

در حین نورتابی لیزر، تغییرات نسبی حجم در بافت گرم شده در مکان r به شکل معادله زیر است[4]:

$$\frac{dv}{v} = -\kappa p(\mathrm{r}) + \beta \mathrm{T}(\mathrm{r}) \qquad (۱)$$

که در آن κ ضریب تراکم پذیری همدمایی و واحد آن یک بر پاسکال است و β ضریب انبساط حجمی و p تغییرات فشار برحسب Pa و T دما بر حسب کلوین می‌باشد. ضریب تراکم پذیری هم‌دمایی به شکل معادله (۲) تعریف می‌شود:

$$\kappa = \frac{C_p}{\rho V_s{}^2 C_V} \qquad (۲)$$

ρ چگالی را نشان می‌دهد و V_s سرعت صوت و C_p و C_v ظرفیت گرمایی ویژه در فشار و حجم ثابت هستند که برای گازها دارای مقادیر متفاوت اما برای بافت مقدارشان با هم برابر است.به منظور تولید سیگنال صوتی موثر طول پالس لیزر باید از زمان محدودیت گرمایی و زمان محدودیت استرس کوتاه تر باشد. محدودیت گرمایی نشان می‌دهد که پخش گرمایی در حین تابش پالس لیزر قابل چشم پوشی می‌باشد اگر طول پالس لیزر T_0 باشد.

$$T_0 < T_{th} = \frac{d_c{}^2}{4\alpha} \qquad (۳)$$

که در آن d_c طول تفکیک پذیری فضایی مورد نظر و α ضریب پخش حرارتی است. اگر طول پالس لیزر T_0 از زمان محدودیت صوتی کمتر باشد یک پاسخ ضربه‌ای صوتی تولید می‌شود. شرایط لازم برای برقراری محدودیت تنش در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

فوتوآکوستیک است که به این مفهوم است که در حین تابش پالس لیزری تغییرات حجمی بافت قابل صرف نظر کردن است. افزایش فشار اولیه موضعی بدست می‌آید.

فرض می‌کنیم W انرژی جذب شده باشد اگر نرخ تولید گرما S باشد که بوسیله ضریب جذب μ_a در نقطه r تولید می‌شود.

$$S(\mathrm{r},\mathrm{t})\,\mathrm{dt} = \mu_a(\mathrm{r})\phi(\mathrm{r},\mathrm{t}) \qquad (۴)$$

$$\mathrm{W}_a(\mathrm{r}) = \int S(\mathrm{r},\mathrm{t})\,\mathrm{dt} = \mu_a(\mathrm{r})\phi(\mathrm{r}) \qquad (۵)$$

که در آن $\phi(\mathrm{r})$ فلوینس در نقطه هدف می‌باشد. از معادلات(۱) و(۲)

$$p_0(\mathrm{r}) = (\frac{\beta}{\kappa\rho C_v})\,\mathrm{W}_a(\mathrm{r}) \qquad (۶)$$

یک پارامتر بنام پارامتر گرونایزن تعریف می‌شود که بدون بعد بوده و به شکل زیر است.

$$\Gamma = \frac{\beta}{\kappa\rho C_v} \qquad (۷)$$

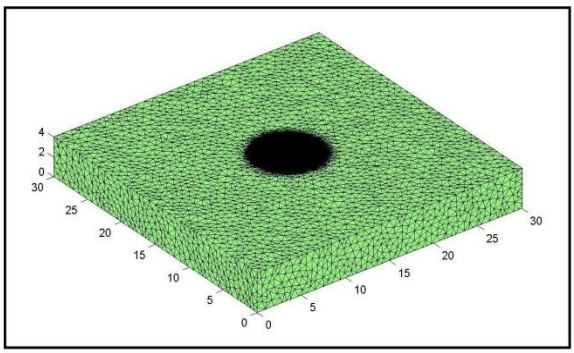
$$p_0(\mathrm{r}) = \Gamma\,\mathrm{W}_a(\mathrm{r}) \qquad (۸)$$

شبیه سازی

نرم افزار مونت کارلو با بررسی رفتار پخشی نور درون بافت، توانایی اندازه گیری ماتریس شار انرژی در المان های حجمی بافت را دارد و این ماتریس را بعنوان خروجی در دسترس کاربر قرار می‌دهد با مشخص بودن ماتریس شار انرژی و ضرب آن در گام زمانی، شار انرژی در واحد زمان تولید خواهد شد ضرب کردن این عامل در ضریب جذب هر المان میزان انرژی جذب شده در المان‌های حجمی را محاسبه می‌کند و با ضرب کردن ضریب گرونایزن در میزان انرژی جذب شده فشار اولیه تولید شده در هر المان حجمی قابل محاسبه است .چون سرعت پخش نور در بافت بسیار سریع است لذا در فوتوآکوستیک فرض می‌شود که بافت در یک زمان بسیار کم نور را جذب می‌کند که این جذب انرژی سبب گرم شدن بافت و انبساط و انقباض گرمایی و تولید موج صوتی همزمان از تمام المان‌های بافت می‌شود که این موج صوتی توسط آشکار ساز در سطح بافت آشکار سازی شود[1]. خواص اپتیکی بافت و خال در جدول ۱ آمده است.

جدول۱- خواص اپتیکی بافت

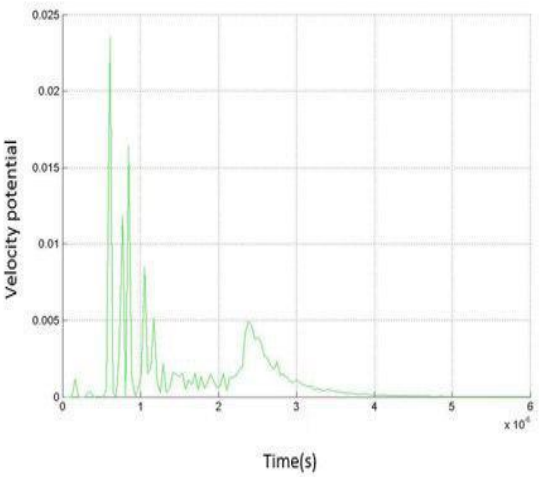
	جذب (بر میلی‌متر)	پراکندگی(بر میلی‌متر)	همسانگردی	ضریب شکست
اپیدرم	۱,۶	۳۷,۶	۰,۹	۱,۳۷
درمیس	۰,۰۴۶	۳۵,۷	۰,۹	۱,۳۷
هایپودرم	۰,۱۷	۱۷,۳	۰,۹	۱,۳۷
خال	۱۳,۲	۳۱,۳	۰,۹	۱,۳۷



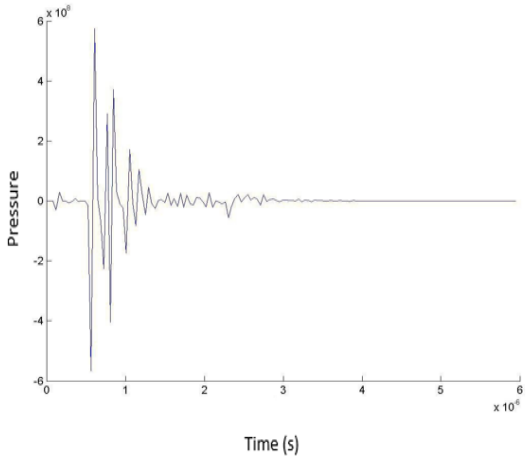
شکل۱- مش بندی بافت سه لایه پوست و خال

طبیعی است که زمان رسیدن موج صوتی حاصل از المان‌های نزدیکتر به آشکار ساز کمتر از زمان رسیدن موج صوتی حاصل از المان‌های دورتر خواهد بود . با توجه به این که یک المان-گیری کروی به صورت پوسته‌های کروی با شعاع محدود میزان انرژی جذب شده و به تبع آن سیگنال فشاررا به ما می‌دهد .
در سیگنال فشار بدست آمده سه قله فشار دیده می‌شود که با توجه به نحوه قرار گرفتن منبع و آشکار سازها زمان رسیدن سیگنال از هردو سطح بالایی و پایینی خال و سیگنال رسیده از منبع به راحتی قابل تشخیص است. با اسکن کردن منبع و آشکار سازها بر روی سطح بافت، تعداد قله‌های سیگنال از ۳ به ۱کاهش پیدا می‌کند (قله مربوط به منبع) .در چنین حالتی منبع دقیقا بر روی خال قرار دارد ، با توجه به این که اسکن با گام‌های بسیار کوچکی انجام می‌گیرد تشخیص قطرخال به راحتی امکان پذیر است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۲- پتانسیل سرعتی بدست آمده با روش مونت کارلو برای خال با ضخامت ۱ میلی‌مترو شعاع ۷ میلی‌متر



شکل۳- سیگنال فشار بدست آمده با روش مونت کارلو برای خال با ضخامت ۱ میلی‌متر و قطر ۷ میلی‌متر.

نتیجه‌گیری

تصویر برداری به روش فوتوآکوستیک به عنوان روشی نوپا در عرصه مطالعات پزشکی و بیولوژیکی شناخته می شود که به علت پاسخ در زمان حقیقی ، غیر یونیزان و غیر تهاجمی بودن مورد توجه محققان در جهت رشد و گسترش کاربردهای آن قرار دارد.

در این مقاله بافت مورد نظر برای شبیه سازی به صورت یک شبکه سه‌لایه‌ای که یک استوانه در شعاع های مختلف و ضخامت‌های مختلف به صورت عمود در این هندسه قرار داده شده ، در نظر گرفته شده است. به منظور تشخیص سریع، در هرمرحله باید ضخامت و قطر خال بدرستی تشخیص داده شوند. جواب‌های این شبیه سازی قطر خال را کاملا درست وضخامت خال را برای ضخامت‌های بزرگتر از ۱ میلی‌متر کاملا درست تشخیص می‌دهند(شکل۲و۳)

مرجع‌ها

[1] Ali Hariri, Afreen Fatima, Nafiseh Mohammadian, Sadreddin Mahmoodkalayeh, Mohammad Ali Ansari, Nicholas Bely, Mohammad RN Avanak, *Development of low-cost photoacoustic imaging systems using very low-energy pulsed laser diodes*, p.075001, Journal of biomedical optics, 2017.

[2] Sadreddin Mahmoodkalayeh, Hossein Z Jooya, Ali Hariri, Yang Zhou, Qiuyun Xu, Mohammad A Ansari, Mohammad RN Avanaki ،low temperature-mediated enhancement of photoacoustic imaging depth, Scientific reports.Vol. 8.p. 4873, 2018

[3] Wang, Lihong V. Photoacoustic imaging and spectroscopy. CRC press, 2009.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه سازی اثر تغییر لایه‌های گرافن بر طول موج تشدید و سوییپ پارامتر ضریب شکست برای مشاهده روند تغییرات عبور از نوار گرافنی

مریم حسینی، حمیدرضا فلاح، مرتضی حاجی محمود زاده و محمد ملک محمد

گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان

یک آرایه از نوار گرافنی در طیف فروسرخ میانی مورد بررسی و شبیه سازی قرار گرفته است. مشاهده شد که تغییرات طول موج تشدید با تغییرات اندک غلظت آلایش نوارهای گرافنی قابل دست‌یابی است. شبیه سازی نشان می‌دهد که با تعدیل انرژی فرمی بین ۰/۲ الکترون ولت تا ۰/۲۵ الکترون ولت برای آرایش نوار های گرافنی ۴ لایه می‌تواند به شیفت طول موج ۰/۹۴ میکرومتر در مقایسه با ۰/۸۵ میکرومتر برای حالت تک لایه برسد. این چشم اندازها راه را برای دستگاه‌های فوق سریع مبتنی بر گرافن برای کاربردهای مادون قرمز و تراهرتز فراهم می‌سازد.

کلید واژه- طیف فروسرخ میانی، نوارهای گرافنی، طول موج تشدید

Simulation of the effect of graphene layers on resonance wavelength and sweep of the refractive index parameter to observe the process of changing in transmission from graphene ribbon

Maryam Hosseini, Hamidreza Fallah, Morteza Hajimahmoudzadeh and mohammad malekmohammad

Department of physics, University of Isfahan

An array of graphene ribbon has been studied and simulated in the mid-infrared spectrum. It was observed that change the wavelength of resonance with slight changes in the concentration of doping of graphene ribbons can be achieved. The simulation shows that by modulating the Fermi-energy between 0.2 ev and 0.25 ev for the arrangement of the 4-layer graphene ribbon, it could be 0.94 μm in the shift of the wavelength, compared to 0.85 μm for the state single layer. These outlook provide the way for graphene-based ultra-fast devices for infrared and terahertz applications.

Keywords: mid-infrared spectrum, graphene ribbons, resonance wavelength, terahertz waves

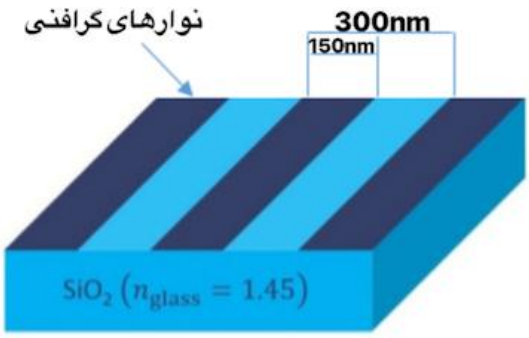
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱-مقدمه

اخیراً توجه علمی و تکنولوژی زیادی به طیف مادون قرمز میانی در محدوده ۲ تا ۲۰ میکرومتر نشان داده می‌شود. این محدوده طول موج، پتانسیل کاربردی زیادی را در زمینه‌های اپتیک و فوتونیک مثل طیف سنجی، پردازش مواد، سنجش شیمیایی و تشخیص انفجار از راه دور و سیستم‌های ارتباط مخفی فراهم کرده است [۱]. با توجه به ادغام با دستگاه‌های الکترونیکی و امکان طراحی دستگاه‌های با کنترل فعال بر روی رزونانس پلاسمون سطح در رابط‌های فلزی/دی الکتریک، ناحیه طیفی مادون قرمز میانی نیز برای مطالعه دستگاه‌های پلاسمونی مورد توجه است[۲]. با این حال، با توجه به تغییر نسبتا ضعیف ضریب شکست با بایاس الکتریکی، نیروی مکانیکی یا دما، دستگاه‌های پلاسمونی فعال معمولا عملکرد نوری پایین مانند توان مصرفی بالا یا زمان پاسخ کند را نشان می‌دهند. گرافن، یک لایه ی اتمی کربن در یک شبکه‌ی لانه زنبوری مانند، دارای بسیاری از ویژگی‌های فیزیکی منحصر به فرد است و اخیرا برای مدارهای مجتمع نوری مورد بررسی قرار گرفته است. طول موج پلاسمون‌ها در گرافن بسیار کوچک است و بنابراین دارای طول عمر بزرگی هستند. چنین خصوصیاتی، گرافن را گزینه بسیار مناسبی برای کاربردهای نانو فوتونیک و نانو پلاسمونیک می‌کند. درضمن طیف فرکانسی پلاسمون‌ها در گرافن در حدود تراهرتز و محدوده میانی مادون قرمز است جایی که پلاسمون‌ها بر پایه فلزات معمولی نمی‌توانند تشکیل شوند. یکی دیگر از ویژگی‌های گرافن داشتن مدهای الکتریکی عرضی است که در فلزات و دی الکتریک‌های معمولی رخ نمی‌دهد [۳].

۲- بررسی و شبیه سازی آرایه نوار گرافنی و اعمال تغییرات غلظت لایه‌های گرافن

در اینجا نشان می‌دهیم که با افزایش سطح انرژی فرمی از ۰/۲ تا ۰/۲۵ الکترون ولت (افزایش غلظت حامل‌ها از ۲/۹ تا ۴/۶) می‌تواند منجر به تغییر قابل توجهی از طول موج تشدید پلاسمون سطحی شود. با استفاده از روش تفاضل محدود در حوزه‌ی زمان تغییرات طول موج تشدید به عنوان عملکردی از تعداد لایه‌های گرافن را بررسی می‌کنیم. ساختار چند لایه به طول موج تشدید اجازه می‌دهد که یک شیفت آبی به سمت محدوده مادون قرمز نزدیک داشته باشد و امکان عملکرد آن را در آن محدوده طیفی فراهم می‌کند. بر این اساس از ساختار زیر برای شبیه سازی استفاده می‌کنیم.



شکل ۱: شماتیک پیشنهادی شبیه سازی به روشFDTD

همانطور که در شکل ۱ مشاهده می‌شود ساختار دوره ای نوارهای گرافنی به گونه‌ای است که نسبت تناوب به عرض نوار ۲ است. نوارهای گرافنی بالای بستره سیلیکونی قرار گرفته است. برای اجازه دادن به دوپینگ از طریق جایجایی الکترواستاتیک، یا یک فیلم سیلیکونی یا یک فیلم ITO می-تواند به عنوان دروازه[۱] پایین در نظر گرفته شود. با دو لایه فلزی که به عنوان تخلیه و منبع عمل می‌کند. نور عمودی ورودی که به صورت عمود بر نانو نوار قطبیده شده است مورد استفاده قرار می‌گیرد تا حالت پلاسمون سطح را تحریک کند.

آرایه متناوبی از نوارهای گرافنی که توسط موج تخت تحریک شده، که موج به صورت عمود بر ساختار وارد شده است. نوارهای گرافنی در راستای y قرار گرفته اند، بنابراین شرط مرزی متناوب را در راستای y قرار می‌دهیم و در راستای x غیر متقارن[۲] انتخاب می‌کنیم. همچنین برای منبع نور، موج تخت[۳] با فرکانس ۱۵ تا ۴۵ THz (طول موج حدود ۷ تا ۲۰μm) را قرار می‌دهیم. دو مقدار پتانسیل شیمیایی اینجا در نظر گرفته شده است: ۰/۲۶۵و ۰/۲۱۷ الکترون ولت. مش بندی برای شناختن لایه‌های گرافن در حدود ۰,۰۰۲۵ میکرون در همه جهات برای dx, dy, dz در نظر گرفتیم.

ساختاری که در فضای شبیه ساز طراحی کرده‌ایم به همراه شرایط مرزی قرار داده شده به صورت شکل ۲ می‌باشد.

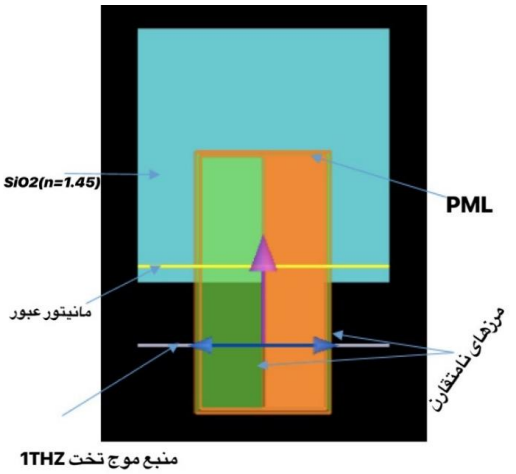
---

[۱] gate

[۲] Antisymmetric

[۳] Plane wave

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۲: تنظیمات سه بعدی شبیه سازی FDTD

در دمای اتاق T=۳۰۰ و برای طول موج‌های مادون قرمز میانی، رسانایی تک لایه گرافن با عبارت شبه درود تقریب زده میشود:

$$\sigma \approx \frac{ie^2 E_F}{\pi\hbar^2(\omega + i\tau^{-1})} \quad (۱)$$

که ω فرکانس زاویه‌ای و τ زمان استراحت الکترون است که ۰/۳ پیکوثانیه بر اساس مقادیر معمول تحرک حامل‌ها، در نظر گرفتیم[4] . در ابتدا طول موج تشدید نوار تک لایه گرافن را به عنوان تابعی از پهنای نوار گرافنی و سطح فرمی بررسی شده است. تشدید طول موجی آرایه نوار گرافنی λ_0 از آنالیزهای شبه استاتیک نوشته می‌شود و به صورت زیر بیان می‌شود[۵, ۶]:

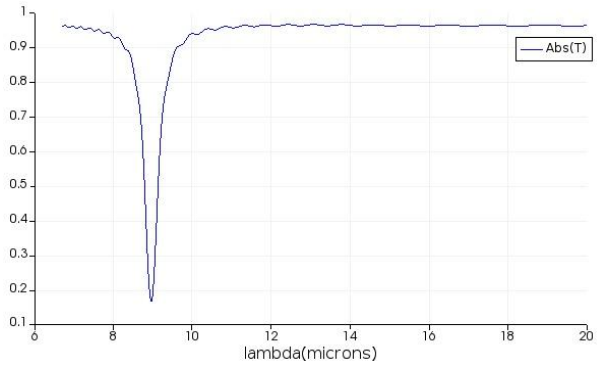
$$\lambda_0 \approx \frac{2\pi c\hbar}{e}\sqrt{\frac{\eta\varepsilon_{eff}\varepsilon_0\omega}{E_F}} \quad (۲)$$

که ε_{eff} گذر دهی موثر ناحیه اطراف نوار گرافنی و مقدار آن $\varepsilon_{eff} = (\varepsilon_{SiO_2} + 1)/2$ است. ثابت بدون بعد $\eta = 3.1$، پارامتر جفت سازی است که از شبیه سازی عددی استنباط میشود.

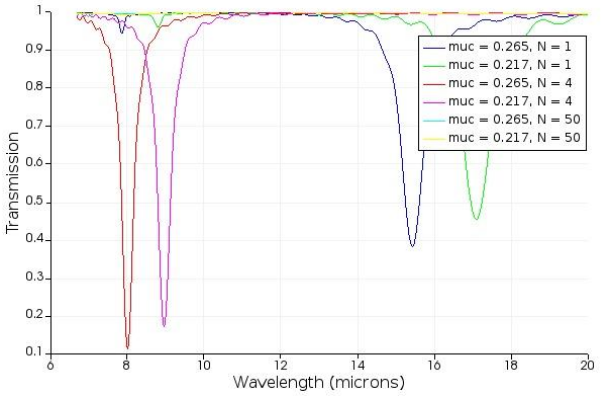
۳-نتایج شبیه سازی

نتایج حاصل از شبیه سازی به روش FDTD: همانطور که در ابتدا گفته شد هدف از این شبیه سازی به دست آوردن میزان عبور نور از میان آرایه تناوبی از نوارهای گرافنی است که روی یک لایه شیشه لایه نشانی شده است. میزان تغییرات عبور نور را بر حسب تغییرات تعداد لایه‌های گرافن بررسی می‌کنیم. این عملیات توسط اسکریپت نویسی با اعمال تغییرات لایه‌ها (N=1,4,50)و همچنین پتانسیل شیمیایی(۰/۲۶۵ و۰/۲۱۷ الکترون ولت) به دست می‌آید.

ابتدا میزان عبور نوار تک لایه گرافنی را نشان می‌دهیم.



آ)



ب)

شکل۳: نتیجه توان عبوری حاصل از شبیه سازی ۳ بعدی FDTD برای آ) یک لایه ب) مقایسه لایه های مختلف و پتانسیل شیمیایی

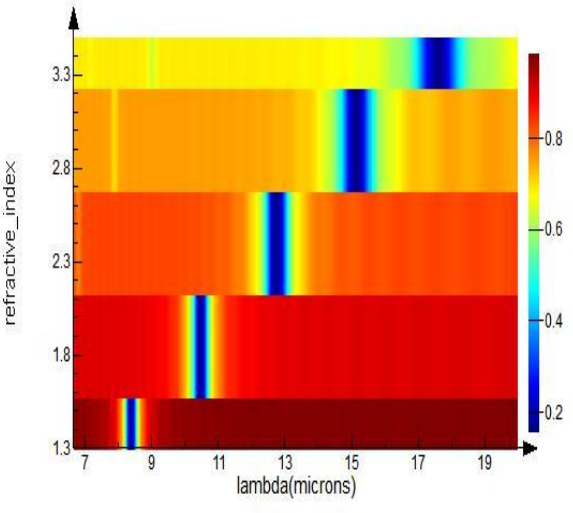
با توجه به نمودار به دست آمده در شکل۳، با افزایش تعداد لایه‌ها و پتانسیل شیمیایی، تشدید به سمت طول موج‌های کوتاه‌تر حرکت می‌کند. هر یک از خط‌های نمودار شکل۳ با یک شبیه سازی با تنظیمات مش بندی و منبع نور یکسان به دست آمده است.

۴-سوییپ پارامتر ضریب شکست زیر لایه و مشاهده تغییرات میدان عبوری

با اعمال بازه برای ضریب شکست بررسی می کنیم که با تغییر زیر لایه شیشه با ضریب شکست (۱/۴۵) چه زیر لایه ای پاسخ بهتری به شرایط مطلوب ما می‌دهد. در شکل ۳ نمودار حاصل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

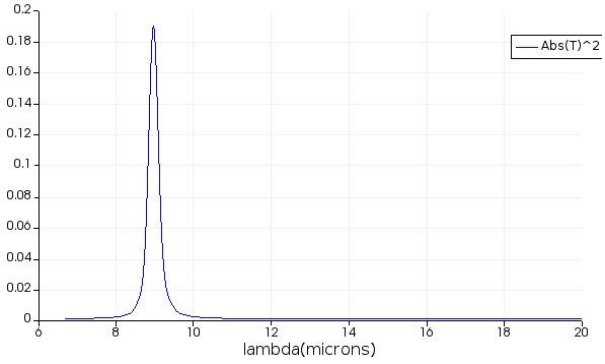
از سوییپ پارامتر n را آورده ایم. محدوده بررسی ضریب شکست را از ۱/۳ تا ۳/۵ در نظر گرفتیم و نمودار شکل۴ میزان عبور برای مواد مختلف برای زیر لایه را نشان می‌دهد.



شکل۴: تغییرات عبور در بازه طول موج شبیه سازی به نسبت تغییرات ضریب شکست زیر لایه های مختلف

۵-اندازه گیری بازتاب نوار تک لایه گرافنی

همچنین برای بررسی میزان بازتاب در تک لایه یک مانیتور شدت میدان قبل از منبع نور قرار می‌دهیم و نتیجه بازتاب را مشاهده می‌کنیم. شکل۵ نمودار بازتاب را برای تک لایه نوار گرافنی نشان می‌دهد.



شکل۵: نمودار بازتاب نوار تک لایه گرافنی

۶- به دست آوردن مقدار حداکثر عبور

در انتها یک آنالیزگر برای به دست آوردن حداکثر میزان عبور تعریف کردیم و دستور T_max را برای آن نوشتیم تا بتوانیم مقدار ماکزیمم را به دست آوریم. که مقدار آن دقیقا برابر ۰/۹۶۶۶۷۹ می‌باشد.

۷-نتیجه گیری

همانطور که مشاهده شد با افزایش تعداد لایه‌های گرافن میزان عبور نور کاهش می‌یابد و همچنین تغییرات پتانسیل شیمیایی نشان می‌دهد که با افزایش پتانسیل شیمیایی میزان عبور افزایش می‌یابد. در قسمت تغییرات ضریب شکست هم مشاهده شد که با استفاده از زیرلایه-هایی با ضریب شکست بالاتر میزان عبور به سمت طول موج‌های بلندتر شیفت پیدا می‌کند.

مراجع

[1] R. Soref, Mid-infrared photonics in silicon and germanium, Nature photonics, 4 (2010) 495.
[2] R. Heinz, Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings, New York, DOI (1988).
[3] H.-S. Chu, C. How Gan, Active plasmonic switching at mid-infrared wavelengths with graphene ribbon arrays, Applied Physics Letters, 102 (2013) 231107.
[4] T. Stauber, N. Peres, F. Guinea, Electronic transport in graphene: A semiclassical approach including midgap states, Physical Review B, 76 (2007) 205423.
[5] A.Y. Nikitin, AY Nikitin, F. Guinea, FJ García-Vidal, and L. Martín-Moreno, Phys. Rev. B 84, 161407 (2011), Phys. Rev. B, 84 (2011) 161407.
[6] L. Ju, L. Ju, B. Geng, J. Horng, C. Girit, M. Martin, Z. Hao, HA Bechtel, X. Liang, A. Zettl, YR Shen, and F. Wang, Nat. Nanotechnol. 6, 630 (2011), Nat. Nanotechnol., 6 (2011) 630.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی و تصحیح عدسی گرمایی در حین تقویت میکرولیزر سوئیچ Q انفعالی به وسیله دو مرحله تقویت کننده‌ی فلش لامپی Nd:YAG

کاشی، پریسا[۱]؛ جندقی، مریم [۲]؛ نحوی فرد،الهه [۱]؛سلیمیان ریزی، سعید[۲]

[۱] بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بین المللی امام خمینی(ره) قزوین

[۲] مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران

چکیده - در این مقاله عدسی شدگی گرمایی در حین تقویت میکرولیزر سوئیچ Q انفعالی به وسیله دو تقویت کننده Nd:YAG دمش شده با لامپ فلش و تصحیح آن، گزارش می‌شود. میکرولیزر مورد استفاده در این پروژه، تپ‌هایی با انرژی ۸ میکروژول و پهنای 800 ps در نرخ تکرار 2KHz و با فاکتور کیفیت باریکه M2<1.3 تولید می کند. تپ‌های خروجی میکرولیزر بوسیله ی دو مرحله تقویت کننده فلش‌لامپی Nd:YAG تا انرژی تپ 12mj و قله توان15MW در نرخ تکرار 1-10 Hz تقویت شده است. در حین تقویت مهم ترین پارامتر مخرب سیگنال موجب کاهش شدت پرتو می‌گردد. نتایج تصحیح تجربی با نتایج شبیه سازی و داده های تئوری به خوبی مطابقت دارد.

کلید واژه- توزیع دما- استرس های گرمایی- اثرات فوتوالاستیکی- عدسی شدگی گرمایی

Investigation and correction of thermal lensing during amplification of passively Q switched micro lasers with two stages flash lamp Nd:YAG amplifier

Kashi, Parisa[1]; Jandaghi, Maryam[2]; Nahvifard, Elahe[1]; Salimian rizi,saeid[2]

[1] Department of Physics, Imam Khomeini international university, Qazvin,

[2] Iranian National Center for Laser Science and Technology, Tehran

Abstract- In this paper the effect of thermal lensing during amplifying of passively Q switched micro lasers by two flash lamp side pumped NdYAG is reported. The micro laser generates pulses of 8-μJ energy and 800-ps duration at 2-kHz repetition rate with beam quality factor, M2<1.3. The micro laser pulse was amplified up to 12-mJ energy and 15MW peak power at 1-10 Hz repetition rate in a two-stage flash-pumped Nd:YAG amplifier. During amplification, the most imortant signal distortion parameter will occur and cause to reduce the intensity of the beam. In addition, presented experimental results have a very good concurrence with theoretical data.

Keywords: Temperature distribution, Thermal stresses, Photo-elastic effects, Thermal lensing

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

استفاده از میکرو لیزرهای سوئیچ Q انفعالی به دلیل کاربرد گسترده شان در اپتیک غیر خطی، میکروماشین کاری لیزری، جراحی های دقیق و زمینه های دیگر که نیاز به تپ‌های فوق کوتاه با توان قله و نرخ تکرار بالا دارند، رواج یافته است. این میکرولیزرها دارای طرح تشدیدگر بسیار ساده می باشند. با وجود کاربردهای مختلف، این نوع لیزرها دارای محیط بهره کوچکی می باشند که همین عامل سبب تولید انرژی کم و در مرتبه میکروژول است.[1] از روش های مختلفی می توان انرژی خروجی این میکرولیزرها را تقویت نمود. از میان انواع روش ها، تقویت کننده های فلش لامپی علیرغم افزایش انرژی خروجی قابل توجه، معایبی نیز دارند که از آن جمله به تولید گرمای بسیار زیاد می‌توان اشاره کرد. تغییرات دمایی ایجاد شده در کریستال تقویت کننده عواملی را بوجود می آورد که در نهایت منجر به تخریب شکل تپ و یا تضعیف تپ خروجی می‌گردد. در این پروژه برای افزایش انرژی تا ۱۰۰۰ مرتبه بالاتر، از تقویت کننده های فلش لامپی استفاده کرده و نیز تخریب هایی که طی تقویت میکرولیزر رخ می‌دهند، گزارش می‌شود.

بررسی نظری

اثرات شش گانه مخرب فضایی شامل دمش انفعالی غیر یکنواخت، غیر یکنواختی ماده فعال، اشباع محیط بهره، اثرات پراش، شاخص غیر خطی و انحراف های گرمایی مهم ترین نقش را در ایجاد اثرات تخریبی تپ دارند. انحراف های گرمایی و در واقع توزیع دمایی درون ماده فعال هر تقویت کننده موجب می شود تا پرتوهای عبوری از این ماده مسیرهای نوری متفاوتی را طی کنند در نتیجه ماده فعال، خود مانند یک عدسی رفتار می کند و پرتوهای نوری را درون خود همگرا کرده و نور خروجی از تقویت کننده عملا شدت کمتری خواهد داشت. فرآیندهایی که موجب ایجاد عدسی شدگی گرمایی می شوند، عبارتند از: وابستگی ضریب شکست محیط ماده فعال به دما، استرس مکانیکی در سطح ماده و اثرات فوتوالاستیکی می‌شود که در نهایت این اثرات فاصله کانونی عدسی گرمایی ایجاد شده را تعیین می‌کنند. بنابراین فاصله کانونی برابر خواهد بود با :

$$f = \frac{KA}{P_h}\left(\frac{1}{2}\frac{dn}{dT} + \alpha C_{r,\varphi} n_0^3 + \frac{\alpha r_0 (n_0-1)}{l}\right)^{-1} \quad (۱)$$

که K رسانش گرمایی، A مساحت راد، Ph گرمای تلف شده در کریستال تقویت کننده، dn/dT توزیع دما، α ضریب انبساط گرمایی، $n0$ ضریب شکست، $r0$ شعاع کریستال و در نهایت $C\varphi$ و Cr ضرایب فوتوالاستیکی راستای شعاعی و مماسی نور قطبیده می‌باشد. بنابراین ماده فعال تقویت کننده بصورت یک عدسی دو کانونی عمل می کند و برای پرتوهای نوری با قطبش هایی در راستای شعاعی و مماسی فاصله کانونی های متفاوتی ایجاد می شود. نسبت این دو فاصله کانونی برای کریستال $Nd:YAG$ برابر ۱,۲= $\frac{f_\varphi}{f_r}$ می‌باشد. [2] جهت حصول مقدار فاصله کانونی میبایست هر یک از سه ترم معادله ۱ محاسبه گردد. اولین ترم معادله که مربوط به وابستگی ضریب شکست محیط ماده فعال به دما است، که بیشترین نقش را در تعیین مقدار فاصله کانونی عدسی شدگی گرمایی دارد. برای دستیابی به مقدار آن، باید معادله گرمایی برای کاواک تقویت کننده حل شود. مقدار گرمای تلف شده با حل معادله گرما بدست می‌آید. معادله گرمایی در مختصات استوانه‌ای برابر خواهد بود با:

$$K\nabla^2 T(\vec{r}\times t) - \rho c\frac{\partial T(\vec{r}\times t)}{\partial t} = Q(\vec{r}\times t) \quad (۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در این معادله K رسانش گرمایی کریستال، ρ چگالی و C ظرفیت گرمای ویژه و Q گرمای ایجاد شده می‌باشد. [4] برای حل معادله ۲ در حالت ناپایدار، باید شرایط مرزی را در نظر گرفت که بتوان ضریب انتقال گرما، دما در دیواره های میله و دمای محیط را اعمال کرد. معادله شرط مرزی به این صورت است که:

$$-K\vec{n}.\nabla\vec{T})_{boundry} = h(T_W - T_\infty) + \varepsilon\sigma(T_W^4 - T_S^4) \qquad (۳)$$

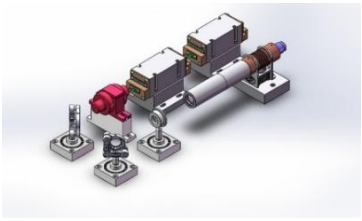
که در این معادله n بردار نرمال، h(W/m^2K) ضریب انتقال گرما، ε ضریب گسیلنده از سطح و σ ثابت بولتزمن می باشد. T_s و T_w دمای سیال دور محیط،دمای دور و دمای سطح دیواره های میله هستند.[4,5] با اعمال شرایط مرزی و حل معادله گرما، توضیع دمایی بدست میاید که با استفاده از آن می توان اختلاف فاز تزیع دمایی وابسته ب ضریب شکست را طبق فرمول زیر تعیین و سپس فاصله کانونی ناشی از وابستگی ضریب شکست به محیط ماده فعال تقویت کننده بدست آید.[5,6]

$$\Delta\phi(r,t)_T = K\int_0^l \Delta n(r,T)_T dz \qquad (۴)$$

$$f = -\frac{Kr^2}{2\Delta\phi} \qquad (۵)$$

چیدمان تجربی

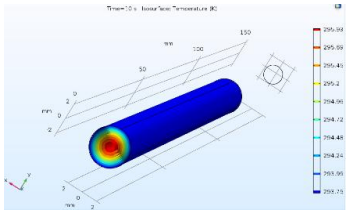
میکرو لیزر استفاده شده در این پروژه میکرولیزر سوئیچ Q انفعالی است که از طریق جاذب اشباع پذیر تپی شده، باریکه خروجی میکرولیزر که دارای انرژی ۸ میکروژول و پهنای زمانی ۸۰۰ پیکوثانیه است توسط یک پرتو گستر پهن می‌شود تا همپوشانی آن با محیط بهره افزایش یابد. سپس این باریکه که دارای قطبش خطی نیز می‌باشد، از یک تیغه‌ی نیم موج عبور می‌کند تا محور قطبشش منطبق با محور قطبش ورودی جداساز شود. این میکرولیزر تپ‌هایی با انرژی ۸ میکروژول و پهنای تپ ۸۰۰ پیکوثانیه در نرخ تکرار۲کیلوهرتز و با کیفیت باریکهٔ M^2 کمتر از ۱,۳ تولید می‌کند.



شکل۱: چیدمان سیستم تقویت کننده فلش‌لامپ میکرولیزر سوئیچ Q انفعالی.

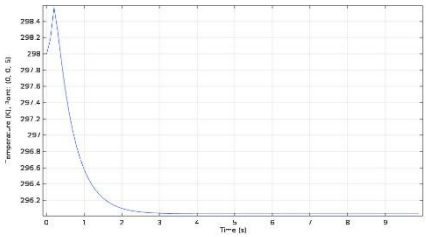
همانطور که در شکل ۱ مشاهده می‌شود برای تقویت این میکرولیزرها تا مرتبه میلی ژول از دو طبقه تقویت کننده استفاده شده که هریک، از یک میله Nd:YAG ۱,۱ درصد اتمی با قطر ۵ میلی‌متر و طول ۱۲۰ میلی‌متر که توسط یک لامپ زنون به طول آرک ۹۶ میلی‌متر و قطر بور ۵ میلی‌متر از کنار دمش می‌شوند و در یک محفظه‌ای از جنس سرامیک (بازتابنده پخشی) قرارگرفته، تشکیل شده است. برای جلوگیری از اثرات گرمایی ناشی از این دو تقویت کننده و ضعیف کردن عدسی ایجاد شده راهکارهای مختلفی وجود دارد که از جمله آن می توان به روش پایین نگه داشتن دمای کار با استفاده از خنک کننده کننده، عدسی واگرا کننده و المانی با dn/dT منفی استفاده کرد. در این چیدمان به دلیل بالا بودن توان تقویت کننده ها از موثر ترین روش یعنی خنک سازی با چیلرآبی استفاده می‌شود. بدین صورت که خنک کننده ای با حداکثر توان ۱,۵ کیلو وات قرار می‌دهیم. جریان آب با دمای ۱۹ درجه سانتی گراد منجر به گرادیان دمایی حداکثر ۴ درجه ای بین مرکز تا سطح راد می‌گردد که عدسی گرمایی ضعیفی را بوجود می‌آورد. با توجه به این مساله که در این چیدمان در هر ثانیه ۴۰ ژول انرژی تولید می شود و سیستم بسیار سریع داغ می شود، نمی توان آن را بدون اعمال راهکار خنک سازی روشن نمود، بنابراین محاسبات عدم اعمال و نیز اعمال راهکار خنک سازی ابتدا در شبیه سازی و با شرط مرزی نویمن انجام می گردد. در شکل زیر مشاهده می گردد که با اعمال خنک سازی در حین دمش توزیع دمایی صورت گرفته از مرکز تا سطح کریستال نهایتا ۴ درجه سانتی گراد خواهد بود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



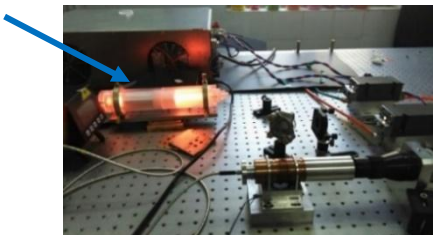
شکل۲: شبیه سازی توزیع دمایی در میله تقویت کننده Nd:YAG با اعمال خنک ساز.

توزیع دما از مرکز تا سطح میله لیزری برای هر تقویت کننده در نمودار زیر برای ۱۰ ثانیه رسم شده است.



شکل۳: اختلاف دمای از مرکز تا سطح راد برای مدت ۱۰ ثانیه .

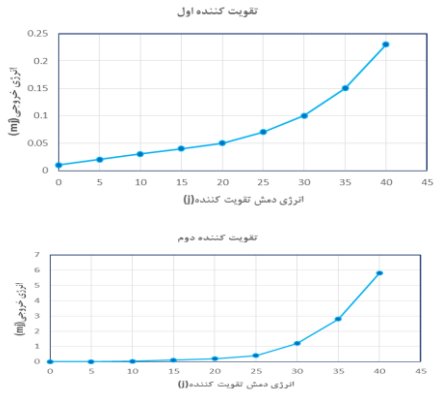
با استفاده از نتایج شبیه سازی عدسی گرمایی و اعمال دو ترم دیگر معادله ۱، فاصله کانونی برابر با ۲,۴متر محاسبه می‌شود. این عدد در واقع میانگین فاصله کانونی ها برای دو قطبش متفاوت است. حال برای بررسی عدسی شدگی بصورت تجربی، لیزر هلیم-نئون را مطابق شکل ۴ در مقابل یک تقویت کننده قرار می‌دهیم. با عبور پرتوی هلیم – نئون، نور در فاصله‌ی حدودا ۲,۶۰ متری از تقویت کننده بر روی صفحه هدف متمرکز شد. برای بررسی دقیق‌تر متمرکز شدن این پرتو، مولفه آن در پرتونگار x و y آن در پرتونگار پروفایل بررسی شد.



شکل۴: تعیین فاصله کانونی توسط لیزر هلیم-نئون

نتیجه‌گیری

اثرات گرمایی در تقویت کننده های لیزری حالت جامد موجب ایجاد اثر تخریبی گرمایی و در نهایت تغییر شکل پروفایل پالس تضعیف پرتو گردد. در این مقاله ضمن بررسی اثراتی که منجر به تولید عدسی گرمایی می‌شوند، فاصله کانونی عدسی گرمایی پس از اعمال راهکار خنک سازی محاسبه شد.همچنین مشخص شد که نتیجه تصحیح تجربی با نتیجه شبیه سازی و داده های تئوری به خوبی مطابقت دارد و در انتها پالس ۸ میکروژولی میکرولیزر با دو مرحله تقویت توسط کریستال های Nd:YAG به۹ میلی ژول می رسد.



شکل۵: مقدار انرژی خروجی پالس تقویت شده در تقویت کننده اول و دوم

سپاسگزاری

از مدیران و همکاران مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران که به هر نحوی مرا در انجام این پژوهش یاری کرده‌اند، صمیمانه سپاسگزاری می نمایم.

مرجع‌ها

[1]سلیمیان ریزی، سعید. جندقی، مریم. علیپور، سمیرا. محمدظاهری، زهرا(1395)طراحی و ساخت سیستم تقویت کننده میکرولیزر سوییچ Qانفعالی *Nd:YAG/ Cr:YAG*تا قله توان *15MW*"کنفرانس فیزیک،شیراز

[2] Koechner.W,(1970).'Thermal lensing in a Nd:YAG rod'. Journal of applied physics. Vol.9/ No. 11.

[3] Shibib. Kh.S, Minshid.M.A, Alattar.N.E. (2011).'Thermal and stress analysis in Nd:YAG laser rod with different double end pumping methods'.Thermal science,vol.15, suppl.2.pp.399-407.

[4]. Weber.R, Neuenschwander, [4] Weber.H.P (1999),' Thermal effects in solid-state laser materials'. Optical materials 11, 245-254.

[5] Keshavarz.A, Honarsara.G, Alamfard.T, (2011),' Temperature distribution and thermal lensing in a flash lamp pumped Nd:YAG laser'Proc.of SPIE vol.7747 77471A-A

[6]. Koechner.W,(1973).' Transient thermal profile in optically pumped laser rods'.Journal of applied physics. Vol.44/ No.7.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

کلید تمام‌نوری بلور فوتونی برپایه تداخل‌سنج ماخ-زیندر

بهداد براهیمی[۱]، محمد دانایی[۲]*

۱. دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس،تهران.
۲. دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه سمنان، سمنان.

*** danaie@semnan.ac.ir**

چکیده - بلورهای فوتونی غیرخطی مرتبه سوم پایه اصلی تحقق افزاره‌های کلیدزنی تمام- نوری هستند. در این مقاله با بهره‌گیری از ساختار MZI در طراحی کلید تمام- نوری، و ترکیب آن با نور آهسته، و با مدل‌سازی اثر غیرخطی کِر، ساختاری ارائه داده‌ایم که قابلیت عبور شدت مشخصی از نور را داشته و تحت تاثیر اثر غیرخطی از یک میزان مشخص شدت نور به بعد آن را عبور ندهد. امکان تغییر این آستانه شدت نور با تغییر ابعاد کلید وجود داشته و طراح می تواند به راحتی، برحسب نیاز و مشخصات سیستم مد نظر، ابعاد و آستانه کلیدزنی کلید خود را تنظیم کند. ما در اینجا به‌دنبال کسب اطمینان از عملیاتی بودن ایده خود هستیم.

کلید واژه- کلیدتمام‌نوری، بلور فوتونی، تداخل‌سنج ماخ-زیندر.

Mach-Zehnder Interferometer based All-Optical Photonic Crystal Switch

Behdad Barahimi[1], Mohammad Danaie[2*]

1. Faculty of ECE, Tarbiat Modares University, Tehran.

2. Faculty of ECE, Semnan University, Semnan.

[*]danaie@semnan.ac.ir

Abstract- Third-order nonlinear Photonic Crystals are the most prominent all-optical switching devices. In this paper by implementing a MZI, slow light structure and making use of similar Kerr effect behavior, we have proposed an all-optical switch, capable of guiding light up to a certain intensity. The switch ceases on-state as further increase of intensity. Changing the device dimensions adjusts on/ off intensity threshold, making it possible for the designers to set dimensions and switching threshold of the switch according to the system configuration and demands. Here we would get assured of the practicality of our design.

Keywords: All-Optical Switch, Photonic Crystal, Mach-Zehnder Interferometer.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱. مقدمه

مشابه معادل الکترونیکی آن، کلیدزنی تمام- نوری می تواند امکان (یا عدم امکان) انتشار نور سیگنال تحت تحریک یک نور کنترل برقرار کند. کلیدزنی تمام- نوری بلور نوری قابلیت مدوله کردن حالت‌های انتشار نور سیگنال مبتنی بر تعامل نور و ماده را دارد. در سال ۱۹۹۴، اسکالورا و همکارانش ایده کلیدزنی تمام- نوری بلور نوری را ارائه کرد [۱]. این موضوع به‌سادگی زیر می‌تواند بیان شود: در آغاز، نور سیگنال بطور کامل توسط بلور نوری بازتاب شده و نمی‌تواند درون آن منتشر شود؛ کلیدزنی نوری در حالت "خاموش" است. تحت تحریک نور کنترل، نور سیگنال می تواند داخل بلور منتشر شود. در این زمان کلید نوری در حالت "روشن" است. حالت‌های انتشار نور سیگنال کاملا تحت تاثیر ظهور نور کنترل هستند. از جمله مکانیزم‌های متفاوت به‌کاررفته برای کلیدزنی تمام- نوری بلور نوری، بلورهای نوری غیرخطی مرتبه سوم هستند که پایه اصلی تحقق افزاره‌های کلیدزنی تمام- نوری هستند.

تاجیما و همکارانش در سال ۲۰۰۱ کلید تمام نوری ماخ- زیندر متقارن (SMZ[1]) متفاوتی با قابلیت تمایز قطبش همراه با یک مبدل تداخل تاخیری طول موج ارائه کردند [۲]. سپس با بررسی تقویت کننده‌های نوری نیم‌رسانا (SOA[2]) به عنوان جابجا کننده فاز در این افزاره‌ها پرداخته‌اند. کلیدهای پیشنهادی آن‌ها قابلیت عملکرد فوق‌سریع با توان کنترلی پایین، فارق از آرامیدگی آهسته غیرخطی بودن غیرمتجانس را دارا بود. در سال ۲۰۰۲ سولجاکیچ و همکارانش با استفاده سرعت گروه نور آهسته در ساختار ماخ- زیندر قابلیت اعمال جابجایی زیاد فاز به ازای تغییر اندک ضریب شکست در طرح پیشنهادی خود را ارائه کردند [۳]. این افزایش حساسیت امکان کاهش سایز افزاره و همچنین میزان توان کاری مورد نیاز برای این افزاره‌ها را فراهم می‌سازد. در سال ۲۰۱۰ اسریواستاوا و همکارانش به بررسی دقیق رفتار کلیدزنی یک تداخل سنج ماخ- زیندر غیرخطی (NMZI) با استفاده از روش پرتو انتشاری پرداختند [۴] و دریافتند که ضریب انتقال NMZI با افزایش توان ورودی میان بیشینه و کمینه نوسان می کند. مهمترین یافته آن‌ها اصلاح توان روشن/ خاموش کلید NMZI با جابجا کردن نقطه تعادل است.

در سال ۲۰۱۴ گودپا و همکارش در بررسی رفتار کلیدزنی تداخل‌سنج ماخ- زیندر در ساختار بلور نوری مشخصات ورودی برحسب خروجی به‌ازای طول‌های متفاوت بازوی غیرخطی، ضرایب غیرخطی متفاوت بازوی غیرخطی، طول موج مختلف پرتو ورودی، ابعاد مختلف میله‌های نقص و آفست مختلف NMZI پرداخته‌اند [۵]. با توجه به ویژگی- های بررسی شده، استفاده از ساختار MZI به سبب پهنای طول موج کاری این دسته از کلیدهای تمام نوری گزینه مناسبی برای طراحی پیش‌رو می‌تواند باشد. ما با استفاده از این ایده، بهره گیری از ساختار MZI در طراحی کلید تمام نوری، و ترکیب آن با نور آهسته، و با مدل‌سازی اثر غیرخطی کر به‌صورت تغییر ضریب‌شکست متناسب با شدت نور عبوری از هر قسمت، ساختاری ارائه خواهیم کرد که قابلیت عبور شدت مشخصی از نور را داشته و تحت تاثیر اثر غیرخطی کِر از یک میزان مشخص شدت نور به بعد عبور نداشته باشد. نکته قابل توجه، امکان تغییر این آستانه شدت نور با تغییر ابعاد کلید تنظیم راحت ابعاد و آستانه کلیدزنی کلید خود برحسب نیاز و مشخصات سیستم مد نظر است.

۲. طراحی شبکه بلور فوتونی

مطابق با مرور مقالات انجام شده، در هیچ یک از ساختارهای ارائه شده پیشین هرگز ساختار MZI با هردو

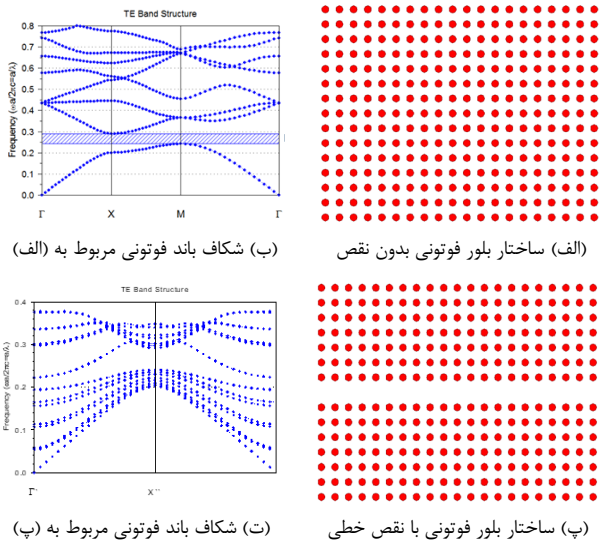
[1] Symmetric Mach- Zehnder

[2] Semiconductor Optical Amplifier

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بازوی غیرخطی طراحی نشده است. آنچه می‌توان به عنوان علت عدم ارائه چنین ساختاری تاکنون بیان نمود دشواری طراحی ساختاری تماما غیرخطی از حیث ایجاد اختلاف فاز میان دو بازو و دست‌یابی به تداخل سازنده و مخرب برحسب شدت نور تابشی است؛ اقدامی که پیش از این با تغییر طول، تغییر ساختار، انتخاب مواد سازنده صورت گرفته‌است. با توجه به [۳] ساختار بلور نوری دوبعدی با شبکه مربعی بصورت میله‌های دی‌الکتریک با ثابت دی الکتریک ۱۲/۲۵ در زیرلایه با ثابت دی‌الکتریک ۲/۲۵ در نظر میگیریم. شعاع میله‌ها برابر ۰/۲۵ ثابت شبکه ساختار نیز در نظر گرفته می‌شود. جهت پیاده‌سازی نور آهسته در ساختار بلور نوری از تکنیک موجبر کوپل-شده با کاواک (CCW)[۳] استفاده می کنیم. با استفاده از روش بسط موج تخت (PWE)[۴] شکاف باند نوری (PBG)[۵] و مد عبوری ساختار بدون نقص و دارای نقص خطی را محاسبه می‌کنیم (شکل ۱).

پیاده‌سازی ساختار CCW به‌ازای Λ (فاصله میان دو کاواک نقطه‌ای متوالی) مختلف انجام شده و عدد گروه[۶] ($1/\frac{d\omega}{dk}$) به‌ازای Λ برابر ۲، ۳، و ۴ به‌ترتیب برابر ۳۴، ۵۳ و ۹۵ محاسبه شده است. برای افزایش سرعت محاسبات، ادامه روند طراحی را با Λ برابر ۲ پیش‌می‌بریم.



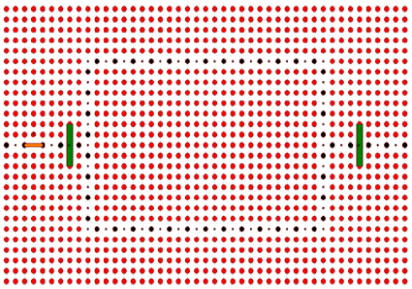
(الف) ساختار بلور فوتونی بدون نقص (ب) شکاف باند فوتونی مربوط به (الف)

(پ) ساختار بلور فوتونی با نقص خطی (ت) شکاف باند فوتونی مربوط به (پ)

شکل ۱. (الف) ساختار شبکه بلور فوتونی بدون نقص، (ب) شکاف باند فوتونی ساختار (الف)، (پ) ساختار شبکه بلور فوتونی با نقص خطی، (ت) شکاف باند فوتونی ساختار (پ)

۳. طراحی کلید تمام- نوری با ترکیب تداخل-سنج ماخ-زیندر و نور آهسته

در شکل ۲(الف) طرح اولیه تداخل‌سنج ماخ-زیندر پیاده-سازی شده با استفاده از CCWهای با Λ برابر ۲ نشان داده شده‌است. همانطور که در شکل ۲ (ب) ملاحظه می‌شود شدت نور ورودی و خروجی ساختار[۷] در این حالت که بازوها کاملا مشابه هستند برابر است. در شکل ۲(پ) ضریب شکست بازو بالایی را تغییر داده و به‌ازای δn برابر ۰/۰۳ اختلاف فاز پرتو دو بازو به π نزدیک شده و خروجی شدیدا کاهش می‌یابد.



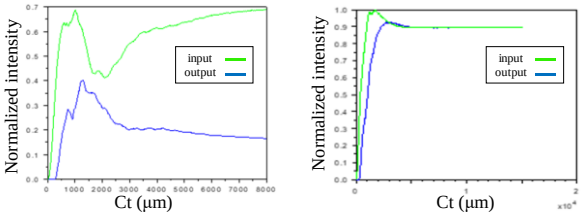
(الف) ساختار MZI اولیه با دو بازو

[3] Coupled Cavity Waveguide
[4] Plane Wave Expansion
[5] Photonic Band Gap

۶برابر معکوس سرعت گروه v_g(مشتق فرکانس زاویه‌ای ω نسبت به عدد موج k)، نشان دهنده میزان کاهش سرعت نور در محیط مد نظر نسبت به سرعت نور در خلأ است.

۷ برحسب Ct (میکرومتر)، حاصلضرب زمان در سرعت نور در خلأ

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



(ب) مقدار نرمالیزه شدت نور ورودی و خروجی بر حسب Ct (میکرومتر)در شرایط یکسان بازوهای بالا و پایین

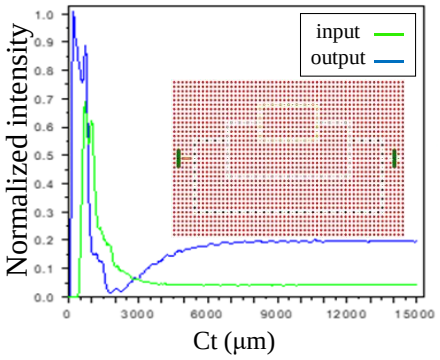
(پ) مقدار نرمالیزه شدت نور ورودی و خروجی بر حسب Ct (میکرومتر) با ضریب شکست متفاوت دو بازو

شکل ۲. (الف) ساختار اولیه تداخل‌سنج ماخ-زیندر با دو بازو به-طول یکسان، (ب) شدت ورودی- خروجی طرح اولیه با ضریب-شکست یکسان بازوها، (پ) شدت ورودی-خروجی طرح اولیه با ضریب‌شکست متفاوت دو بازو و میل شدت خروجی به صفر

حال با درنظرگرفتن کل ساختار MZI از نوع غیرخطی و در نظرداشتن این موضوع که $\delta n \propto I$، ساختار را به‌گونه-ای طراحی می‌کنیم (ساختار درونی شکل ۳) که طول کلی هر دو بازوی تداخل‌سنج برابر بوده و در یکی با تقسیم‌های مکرر شدت نور بازوهای جزء کم و کم‌تر شده و در نتیجه آن δn کمتر شود. همانطور که در شکل ۳ مشاهده می‌کنیم خروجی به‌ازای δn برابر ۰/۰۳ خروجی حدود ۰/۰۴ است. یعنی به‌ازای تغییر $\frac{0.03}{2} \times 100 =$ 1.5%(ی ضریب شکست، خروجی ساختار نسبت به خروجی حالتی که δn برابر صفر است، به $\frac{0.04}{0.9} \times 100 =$ 4.4% آن رسیده است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله برای نخستین بار پیاده سازی کلید تمام نوری با استفاده از تداخل‌سنج ماخ-زیندر کاملا غیرخطی با استفاده از بلور نوری طراحی و نتایج شبیه‌سازی آن ارائه شد. آنچه در اینجا اهمیت داشت بدست آوردن قابلیت کلیدزنی برحسب شدت نور تابشی و تاثیر آن بر ضریب شکست مواد غیرخطی سازنده ساختار است که با جاروب کردن دستی تغییرات ضریب شکست عملی بودن آن کاملا نشان داده‌شد. ابعاد کلی ساختار ارائه شده برابر $46a \times 24a$، که با $a = 412nm$ فرض شده جهت کارایی در طول موج ۱۵۵۰نانومتر، مساحتی برابر ۱۸۷/۴ میکرومتر مربع اشغال خواهد کرد. در نتیجه می توان ازین ساختار به عنوان کلید تمام نوری در ساختارهای متنوع بهره جست. همچنین با استفاده از ساختارهای CCW با Λ بزرگتر می توان به‌ازای شدت نور ثابت، طول بازوهای ساختار NMZI را به‌میزان $(v_g/C)^2$ کاهش داد.



شکل ۳. شدت ورودی/خروجی ساختار NMZI طراحی شده نهایی

مرجع‌ها

[1] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and M. J. Bloemer, "Optical Limiting and Switching of Ultrashort Pulses in Nonlinear Photonic Band Gap Materials," *Physical Review Letters*, vol. 73, pp. 1368-1371, 09/05/ 1994.

[2] K. Tajima, S. Nakamura, and Y. Ueno, "Ultrafast all-optical signal processing with Symmetric Mach–Zehnder type all-optical switches," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 875-897, July 01 2001.

[3] M. Soljačić, S. G. Johnson, S. Fan, M. Ibanescu, E. Ippen, and J. D. Joannopoulos, "Photonic-crystal slow-light enhancement of nonlinear phase sensitivity," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 19, pp. 2052-2059, 2002/09/01 2002.

[4] A. Srivastava, P. P. Paltani, and S. Medhekar, "Switching behaviour of a nonlinear Mach-Zehnder interferometer," *Pramana*, vol. 74, pp. 575-590, April 01 2010.

[5] M. M. a. M. GUPTA, S., "Switching behavior of nonlinear Mach–Zehnder interferometer based on photonic crystal geometry," *PRAMANA – JOURNAL OF PHYSICS*, vol. 91, p. 14, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شبیه‌سازی انتشار پالس تراهرتز در یک تیغه پلاسمایی سرد برخوردی با روش FDTD

حسین دلشاد همت آبادی، رضا فلاح، سید محمد خراشادیزاده، علیرضا نیکنام

گروه فیریک دانشگاه بیرجند، بیرجند، ایران

پژوهشکده لیزر-پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده

در این مقاله انتشار پالسی تراهرتز در یک تیغه پلاسمایی سرد برخوردی، شبیه سازی و مورد مطالعه قرار گرفته است. با استفاده از معادلات ماکسول و ثابت دی الکتریک پلاسمای سرد برخوردی، رابطه‌ای برای بردار جابجایی الکتریکی و قطبش محاسبه شده و در ادامه با روش تفاضل محدود فضای زمان (FDTD) و مدل تبدیل دو سویه (BT)، عبور و بازتاب موج تراهرتز از تیغه پلاسمایی به صورت یک بعدی شبیه‌سازی شده است. نتایج نشان می‌دهند خصوصیات تیغه پلاسمایی و پارامترهای مربوط به پالس بر دامنه و شکل موج عبوری و بازتابی تاثیرگذار است.

کلید واژه- پالس تراهرتز، پلاسمای برخوردی، روش FDTD، انتشار پالس، تیغه پلاسمایی

Simulation of propagation of Terahertz pulse in a collision cold plasma slab with FDTD method

Hossein Delshad Hemat Abadi, Reza Fallah, Seyed Mohammad Khorashadizadeh, Ali reza Niknam

Department of physics, University of Birjand, Birjand, Iran

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper the propagation of terahertz pulse in a collision cold plasma slab is studied. By using the Maxwell's equations and dielectric constant of a collision cold plasma, the relation for the electric displacement vector and polarization is calculated. Transmission and reflection of terahertz wave in a plasma slab is simulated with one-dimensional Finite Difference Time Domain (FTDT) method and bilinear transform (BT) model. The results show that the characteristics of the plasma slab and the pulse parameters affect the shape and amplitude of the transmission and reflection wave.

Keywords: Terahertz pulse, collision plasma, FDTD, Pulse propagation, plasma slab

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

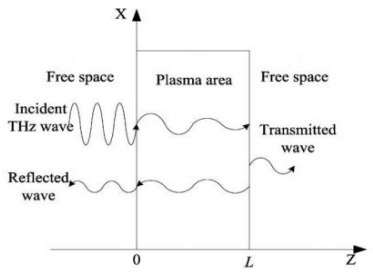
پلاسما در برهمکنش با امواج الکترومغناطیس ویژگی های منحصر به فردی دارد که در باند تراهرتز با معادله بولتزمن تحقیق شده است که شامل ناحیه طیفی 0.1 تا 30 تراهرتز است. یکی از راه‌های تولید موج تراهرتز استفاده از برهمکنش لیزر با پلاسما است[۱]. در پلاسماهای چگال که امروزه در صنعت و تکنولوژی کاربرد فراوانی دارد فرکانس قطع و رزونانس در ناحیه طول موج میلیمتری است که در ناحیه تراهرتز می‌باشد[۲]. از طرف دیگر، روش تفاضل محدود حوزه زمان که به روش FDTD معروف است به عنوان یک ابزار اصلی در محاسبات برای حل مسایلی که در آن امواج الکترومغناطیس با ساختار مواد در ارتباط اند، به کار گرفته می‌شود[۳]. FDTD یک روش بسیار قدرتمند در حوزه الکترودینامیک محاسباتی است و به علت حوزه زمانی بودن این روش، به طور مستقیم می‌توان جواب پاسخ ضربه سیستم را به دست آورد، بعلاوه در مقایسه با بقیه روش های عددی کارآمدتر می‌باشد[۴]. در این مقاله انتشار و بازتاب موج تراهرتز با فرکانس‌های مختلف در یک تیغه پلاسما با استفاده از روش FDTD و مدل BT بررسی شده است.

مدل فیزیکی

رفتار امواج الکترومغناطیس در پلاسما تابع عواملی نظیر چگالی پلاسما، فرکانس موج فرودی، فرکانس برخورد(بسامد انتقال اندازه حرکت در برخورد الکترون‌ها) و حضور میدان خارجی الکتریکی یا مغناطیسی در پلاسما می‌باشد. پلاسما یک محیط دی الکتریک است که همه عوامل اشاره شده در بالا، در ثابت دی الکتریک پلاسما ظاهر می‌شوند. برای موج فرودی فرکانس پایین، ثابت دی الکتریک پلاسما در حالت غیرمغناطیده با مدل دروده (Drude) بیان می‌شود[۵]. لذا برای بررسی انتشار و بازتاب موج تراهرتز از تیغه پلاسمایی، پلاسمایی که در نظر گرفته می‌شود باید چگالی آن کمتر از چگالی بحرانی $n_{cr} = \frac{m\epsilon_\circ\omega^2}{e^2}$ باشد. در برهمکنش موج الکترومغناطیسی با یک پلاسمای سرد غیرمغناطیده و برخوردی، ثابت دی‌الکتریک آن به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\circ\left(1 - \frac{{\omega_{pe}}^2}{\omega(\omega - j\upsilon_e)}\right) \qquad (۱)$$

که ω فرکانس موج فرودی، ω_{pe} فرکانس الکترونی پلاسما و υ_e فرکانس برخورد می‌باشد. در حالت واقعی پلاسما ممکن است بین دیواره‌ها محدود شده باشد. بنابراین یک پلاسمای محدود شده داخل دو دیواره (تیغه پلاسمایی) در نظر گرفته می‌شود. فرض می‌شود یک موج قطبیده خطی با فرکانس زاویه‌ای ω در جهت Z و به صورت عمود بر فصل مشترک پلاسما و فضای آزاد برخورد می‌کند. همچنین فرض می‌شود فرکانس موج فرودی خیلی بیشتر از فرکانس یونی پلاسما باشد تا بتوان یون‌ها را ساکن در نظر گرفت. زمانی که موج به دیواره تیغه پلاسمایی در صفحه Z=0 برخورد می‌کند، قسمتی از موج به داخل پلاسما نفوذ کرده و بخش دیگر آن از سطح دیواره منعکس می‌گردد که این امر بستگی به فرکانس موج فرودی دارد. برای موج نفوذ کرده در تیغه نیز در صفحه Z=L مجددا می‌تواند عبور و بازتاب اتفاق می‌افتد. در شکل (۱) تصویر شماتیک از برهمکنش موج با تیغه پلاسمایی نشان داده شده است.



شکل ۱: شماتیکی از انتشار موج تراهرتز از تیغه پلاسمایی

پیاده‌سازی روش FDTD

رابطه‌ی (۱) نشان می‌دهد که پلاسما یک محیط دی‌الکتریک است ، لذا پارامترهای مربوط به تیغه پلاسمایی، با این رابطه در شبیه‌سازی انتشار پالس در پلاسما وارد می‌شوند. برای شروع پیاده‌سازی روش FDTD

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در مدل فرض شده، از معادلات ماکسول زیر استفاده می‌شود:

$$\frac{\partial H_y(z)}{\partial Z} = \frac{\partial D_x(z)}{\partial t} \quad (۲)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_y(z)}{\partial t} + \frac{\partial E_x(z)}{\partial Z} = 0 \quad (۳)$$

$$D_x = \varepsilon(\omega) E_x \quad (۴)$$

که E_x و H_y مولفه‌های میدان‌های الکترومغناطیسی هستند. ثابت دی‌الکتریک پلاسما به صورت زیر بیان می‌شود

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\circ \left(1 + \frac{{\omega_{pe}}^2}{v_e(j\omega)+(j\omega)^2}\right) \quad (۵)$$

که $j = \sqrt{-1}$ است. با ترکیب رابطه‌های(۴) و (۵) داریم:

$$D_x(\omega) = \varepsilon_\circ [1 + \frac{{\omega_{pe}}^2}{v_e(j\omega)+(j\omega)^2}] E_x(\omega) \quad (۶)$$

با توجه به رابطه جابجایی الکتریکی $D_x = \varepsilon_\circ (E_x + S_x)$ می‌توان رابطه زیر را برای بردار S نوشت

$$S(\omega) = \frac{{\omega_{pe}}^2}{v_e(j\omega)+(j\omega)^2} E_x(\omega) \quad (۷)$$

از طرفی به منظور شبیه‌سازی انتشار پالس، باید روابط به حوزه زمانی برده شوند، لذا می‌توان رابطه (۷) را با در نظرگرفتن گام زمانی Δt به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$S(\omega) = \frac{(\omega_{pe}\Delta t)^2}{(v_e\Delta t)(j\omega\Delta t)+(j\omega\Delta t)^2} E_x(\omega) \quad (۸)$$

با انجام تبدیل فوریه و تبدیل Z بر اساس مدل BT [۶] یعنی

$$j\omega\Delta t \Leftrightarrow 2\frac{1-Z^{-1}}{1+Z^{-1}} \quad (۹)$$

$$E^n.Z^{-1} = E^{n-1} \quad (۱۰)$$

$$S^n.Z^{-1} = S^{n-1} \quad (۱۱)$$

رابطه ساختمندی پاشندگی در فضای گسسته زمان n

$$E^n = \frac{1}{(1+C_1)}(D^n - C_1(2E^{n-1} + E^{n-2}) + C_2 S^{n-1} + C_3 S^{n-2}) \quad (۱۲)$$

بدست می‌آید که ضرایب C_1، C_2 و C_3 عبارتند از:

$$C_1 = \frac{(\omega_{pe}\Delta t)^2}{(2v_e\Delta t+4)} \quad (۱۳)$$

$$C_2 = \frac{-8}{(2v_e\Delta t+4)} \quad (۱۴)$$

$$C_3 = \frac{-2v_e\Delta t+4}{(2v_e\Delta t+4)} \quad (۱۵)$$

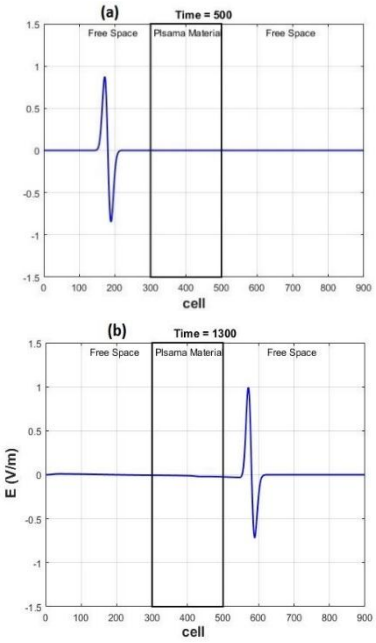
با کمک رابطه (۱۲) و روش تکرار، مولفه‌های میدان الکتریکی و مغناطیسی موج بدست می‌آیند. به منظور شبیه‌سازی، فضای یک‌بعدی انتخاب و با استفاده از الگوریتم"یی" آن‌را به سلول‌های کوچک Δx تقسیم می‌کنیم. بنا بر شرط پایداری کورانت، پله زمانی به صورت $\Delta t \leq \frac{\Delta x}{2c}$ در نظر گرفته می‌شود. با توجه به فرکانس موج (f=1.5 THz)، طول سلول $\Delta x = 75\mu m$ و فضای شبیه سازی را ۹۰۰ سلول که ۲۰۰ سلول میانی (۳۰۰ تا ۵۰۰) پلاسما و دو طرف آن فضای آزاد در نظر گرفته می‌شود. پالس فرودی با توزیع زمانی زیر اختیار می‌شود

$$pulse = -2\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right) exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)\right)^2 \quad (۱۶)$$

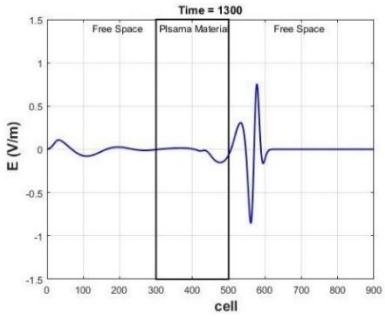
که t_0 زمان تاخیر و τ نشان دهنده پهنای پالس است. در این شبیه‌سازی خصوصیات پلاسمای بکار رفته شده عبارت هستند از چگالی پلاسما $n = 10^{19} m^{-3}$ و فرکانس برخورد $v = 1.6 \times 10^{10}\ s^{-1}$. همچنین فرض می‌شود پالسی با پهنای $\tau = 25\Delta t$ در $t_0 = 15\,\Delta t$ با فرکانس‌های 1.5 THz، 0.4 THz، 0.1 THz و 16 GHz با تیغه به طول $L = 200\Delta x$ برهمکنش می‌کند، با شبیه‌سازی انتشار موج با روش FDTD بر اساس مدل BT، می‌توان بازتاب و عبور آن‌را از تیغه برای این فرکانس‌ها بررسی نمود. در شکل (۲) انتشار پالس قبل و بعد عبور از تیغه نشان داده شده است. مشاهده می‌شود برای فرکانس f=1.5 THz، چون $\omega_{pe} \ll \omega$ می‌باشد موج به راحتی از تیغه عبور می‌کند و بازتابی از تیغه برای آن مشاهده نمی‌شود. شکل (۳) انتشار پالس با فرکانس f=0.4 THz در تیغه در گام زمانی ۱۳۰۰ را نشان می‌دهد. برای این فرکانس علاوه بر عبور موج، موج بازتابی از تیغه نیز مشاهده می‌شود. انتظار می‌رود با کاهش فرکانس موج و نزدیک شدن آن به فرکانس پلاسما، موج عبوری و بازتابی از تیغه پلاسمایی هم از نظر شکل و هم از نظر دامنه دچار تغییر شوند. چنانکه در شکل(۴) برای فرکانس f=0.1THz، مشاهده می‌شود که بخشی از موج فرودی از

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

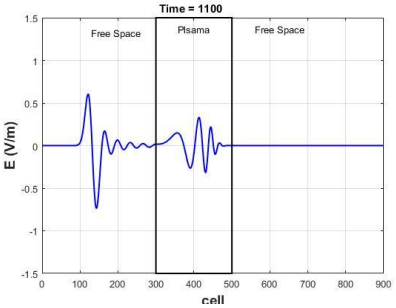
تیغه بازتاب شده و پروفایل موج عبوری و بازتابی نیز تغییر کرده است. شکل (۵) برهمکنش موج با فرکانس f=16 GHz ($\omega < \omega_p = 1.8 \times 10^{11} s^{-1}$) با تیغه پلاسمایی را نشان می‌دهد. مطابق انتظار، مشاهده می‌شود که با کاهش فرکانس به 16 GHz،تقریبا موج فرودی کاملا بازتاب یافته و موج عبوری کوچک با دامنه کوچک نیز سریعا در پلاسما جذب و میرا می‌شود.



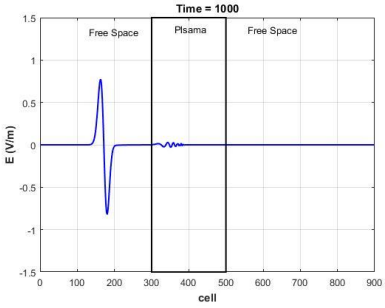
شکل۲: انتشار موج با فرکانس 1.5 THz ، قبل(a) و بعد(b) عبور از تیغه



شکل۳: انتشار موج با فرکانس0.4 THz در گام زمانی ۱۳۰۰ بعد عبور



شکل۴: انتشار موج با فرکانس 0.1 THz در گام زمانی ۱۱۰۰



شکل۵: انتشار موج با فرکانس 16 GHz در گام زمانی ۱۰۰۰

نتیجه‌گیری

در این مقاله، انتشار پالسی تراهرتز در یک تیغه پلاسمایی سرد برخوردی با استفاده از روش تفاضل محدود حوزه زمان (FDTD) بر اساس مدل تبدیل دوسویه (BT) شبیه‌سازی و بررسی شد. از آنجاکه پلاسمای مورد استفاده، سرد برخوردی درنظر گرفته شده، قسمت حقیقی ثابت دی الکتریک و پارامترهای تاثیرگذار در آن، نحوه انتشار و بازتاب از تیغه پلاسمایی را تعیین می‌کنند. قسمت موهومی ثابت دی الکتریک نیز اثر جذب موج در پلاسما را بیان و تعیین می‌کند. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهند که اگر فرکانس پالس به فرکانس الکترونی پلاسما نزدیک شود، جذب انرژی از پالس توسط پلاسما افزایش می‌یابد، همچنین دامنه و شکل موج‌های عبوری و بازتابی از تیغه پلاسمایی نیز تغییر می‌کنند. از طرفی در برهمکنش موج الکترومغناطیسی با پلاسما، پالس‌های تراهرتز می‌توانند در شناسایی ویژگی‌های پلاسما نظیر چگالی الکترونی، دمای الکترونی و ... مورد استفاده قرار گیرند.

مرجع‌ها

[1] J. L. Liu, X. C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 438.
[2] A. Simon, S. D. Anghel. M. Papiu, O. Dinu, *Nucl. Instrum. Methods B* **267** (2009) pp. 438-441.
[3] A. Taflove, S. C. Hagness, [Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method], 2nd ed. Artech House, Norwood (2000).
[4] W. H. Weedon and C. M. Rappaport, *IEEE Trans. Antenna Propag.*, **45** (3) (1997) pp. 401–410.
[5] M. Wang, M.Yu, Z. Xu, G. Li, B. Jiang, J. Xu,. *IEEE Trans. Plasma Sci*. **43** (2015) 4182–4186.
[6] D. M. Sullivan, *IEEE Trans. Antenna Propagat*. **40** (1996) 1223.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر رفتار دوشکستی بر عملکرد ساختارهای مبتنی بر تحریرگر فاز درون تداخل-سنج نوری ساگ‌ناک

سید اسماعیل حسینی[۱]، محمدرضا قشقایی[۲]

[۱]عضو هیئت‌علمی، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه شیراز، (se.hosseini@shirazu.ac.ir)

[۲]دانشجوی کارشناسی ارشد،دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه شیراز، (m.qashqaei@shirazu.ac.ir)

چکیده – امروزه در بسیاری از ساختارهای الکترواپتیکی و مایکروویوفوتونیکی از تحریرگر فاز (Phase modulator (PM) درون تداخل‌سنج نوری ساگ‌ناک (Sagnac interferometer (SI) استفاده می‌شود. نورهای منتشر شونده درون SI به صورت همدوس در خروجی آن ترکیب می‌شوند، بنابراین قطبش آن‌ها باید حفظ شود و تغییر نکند. برای این منظور، از فیبرهای نوری که قطبش را حفظ می کنند (Polarization-maintaining optical fiber (PMF) استفاده می‌شود. فیبرهای نوری PMF دارای رفتار دوشکستی (Birefringence) هستند که باعث می‌شود نورهای با قطبش متفاوت با انتشار دورن آن، تأخیر فاز متفاوتی بگیرند. در این مقاله، اثر رفتار دوشکستی در SI شامل یک PM، با استفاده از روش ماتریس جونز تحلیل می‌شود و روابط تحلیلی برای ضرایب انتقال و بازتاب آن به دست می‌آید. نشان داده می شود که با تنظیم میزان دوشکستی فیبر و نیز پارامترهای PM مورد استفاده، می‌توان این ضرایب را کنترل کرد.

کلید واژه- رفتار دوشکستی ، تداخل سنج ساگ‌ناک ، مایکروویوفوتونیک، تحریرگر فاز

Birefringence Effects on the Performance of the Devices Based on Optical Phase Modulator Inside a Sagnac Interferometer

S. Esmail Hosseini[1], Mohammad Reza Qashqaei[2],

[1]School of Electrical and Computer Engineering, Shiraz University, Shiraz, Iran (se.hosseini@shirazu.ac.ir)

[2]School of Electrical and Computer Engineering, Shiraz University, Shiraz, Iran (m.qashqaei@shirazu.ac.ir)

Abstract- Recently, optical phase modulator (PM) inside a Sagnac interferometer (SI) has many applications in electro-optic and microwave photonic systems. Propagating lights inside the SI are combined coherently at its output, so their polarizations must be maintained. Therefore, polarization-maintaining optical fiber (PMF) are used in the SI. Since PMFs have birefringence, propagating lights with different polarizations, experience different phase delay inside the SI. In this paper, the effects of birefringence on the performance of an SI containing a PM, is theoretically investigated using the Jones matrix method. Closed form expressions for its transmission and reflection coefficients are derived. It is shown that these coefficients can be tuned by adjusting the birefringence parameter of the PMF and parameters of the PM.

Keywords: Birefringence, phase modulator, microwave photonics, Sagnac interferometer

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

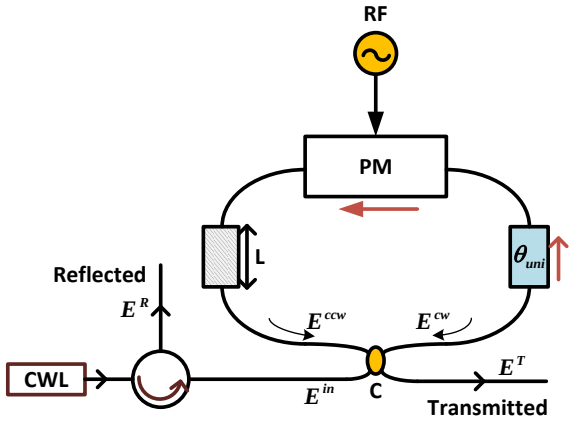
مقدمه

تحریرگر فاز ((Phase modulator (PM) درون تداخل‌سنج نوری ساگناک ((Sagnac interferometer (SI)، کاربردهای زیادی در سیستم‌های الکترو-اپتیکی و مایکروویوفوتونیکی دارند. با توجه به آن که درون SI، نور منتشر شونده در مسیر ساعتگرد و پادساعتگرد مسیر دقیقاً یکسانی را طی می کند بنابراین مشخصات آن حساسیت بسیار کمی به اغتشاشات محیطی مانند تغییر دما و فشار و . . . دارند. بنابراین یکی از مهم‌ترین مزایای این تداخل-سنج، که باعث کاربردهای بسیار زیاد آن شده است، این است که در برابر تغییرات شرایط محیطی مقاوم است.

تاکنون از SI در ساختارهای زیادی مانند ژیروسکوپ نوری [۱]، سنسور نوری اندازه‌گیری جریان الکتریکی [۲]، فیلتر/تضعیف‌کننده نوری [۳]، لیزر فیبری چندطول موجی [۴]جبران‌ساز اثر واپاشی [۵] و . . . استفاده شده است. همچنین ساختارهای زیادی مبتنی بر PM درون SI، مانند تحریرگر شدت نور [۶]، فیلتر مایکروویوفوتونیک [۷]، اسیلاتور مایکروویوفوتونیک [۸]، میکسر مایکروویوفوتونیک [۹] و . . . تاکنون گزارش شده است. قبلاً تحلیل یک SI در حضور رفتار دوشکستی (Birefringence) و عدم حضور PM انجام شده است [۱۰]. همچنین تحلیل PM درون SI، بدون درنظر گرفتن اثر رفتار دوشکستی نیز انجام شده است [۶]. در این مقاله، تحلیل PM درون SI، با درنظر گرفتن اثر رفتار دوشکستی (Birefringence) با استفاده از روش ماتریس Jones انجام می‌شود و روابط تحلیلی برای ضرایب انتقال و بازتاب آن به دست می‌آید.

ساختار و تحلیل

ساختار یک SI شامل PM، در شکل ۱، نشان داده شده است. نور لیزر موج پیوسته بعد از عبور از سیرکولاتور



شکل ۱. تداخل‌سنج ساگناک شامل تحریرگر فاز و محیط دارای رفتار دوشکستی

CWL: continuous-wave laser, PM: Phase Modulator, C: coupler, θ_{uni} : nonreciprocal optical phase shifter, L: Birefringent fiber

نوری وارد کوپلر نوری می شود و درون SI دو نور یکی در جهت ساعتگرد و دیگری پادساعتگرد منتشر می‌شوند. نورهای منتشر شونده درون SI به صورت همدوس در خروجی آن ترکیب می‌شوند، بنابراین قطبش آن‌ها باید حفظ شود و تغییر نکند. برای این منظور، از فیبرهای نوری که قطبش را حفظ می‌کنند (Polarization-maintaining optical fiber (PMF) استفاده می‌شود. فیبرهای نوری PMF دارای رفتار دوشکستی هستند که باعث می‌شود نورهای با قطبش متفاوت با انتشار دورن آن، تأخیر فاز متفاوتی بگیرند. در این مقاله، اثر رفتار دوشکستی در این ساختار، با استفاده از روش ماتریس Jones تحلیل می‌شود و روابط تحلیلی برای ضرایب انتقال و بازتاب آن به دست می‌آید.

برای تحلیل، اثر رفتار دوشکستی کل طول فیبر PMF، به صورت المان معادل L در نظر گرفته شده است. سیگنال RF اعمالی به PM را به صورت $v(t) = V_{rf} \cos \omega_{rf} t$ درنظر می‌گیریم. همچنین نور تابیده شده از لیزر به کوپلر نوری به صورت زیر در نظر می‌گیریم،

$$E^{in} = \begin{bmatrix} E_x^{in} \\ E_y^{in} \end{bmatrix} \qquad (۱)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

قطبش نور ورودی E^{in} را خطی با زاویه‌ی ψ نسبت به محور yها درنظرمی‌گیریم. پس از عبور از کوپلر، یک سیگنال نوری در جهت ساعتگرد ((clockwise (CW)) و دیگری پادساعتگرد ((counterclockwise (CCW)) در SI منتشر می شوند که در صورتی که ضرایب تقسیم توان کوپلر نوری در حالت کلی به صورت $k:(1-k)$ باشد می توان آن ها را بعد از چرخش در حلقه، به‌صورت زیر بیان کرد،

$$E^{cw}=\sqrt{1-k}\begin{bmatrix}E_x^{in}\\E_y^{in}\end{bmatrix},\quad E^{ccw}=-j\sqrt{k}\begin{bmatrix}E_x^{in}\\E_y^{in}\end{bmatrix} \qquad (۲)$$

که در این رابطه $j=e^{j\pi/2}$ است. قطبش های x و y نور بعد از عبور از محیط دارای رفتار دوشکستی، تأخیر فاز متفاوتی می گیرند. ماتریس Jones برای یک SI با رفتار دوشکستی و در عدم حضور PM و تغییردهنده فاز θ، به صورت زیر است [۱۰]،

$$J^{cw}=\begin{bmatrix}J_{xx} & J_{xy}\\ J_{yx} & J_{yy}\end{bmatrix},\quad J^{ccw}=\begin{bmatrix}J_{xx} & -J_{xy}\\ -J_{yx} & J_{yy}\end{bmatrix} \qquad (۳)$$

که در این رابطه،

$$\begin{aligned}J_{xx}&=e^{j\Delta\varphi}\cos^2\theta+\sin^2\theta\\ J_{xy}&=J_{xy}=(e^{j\Delta\varphi}-1)\cos\theta\sin\theta\\ J_{yy}&=\cos^2\theta+e^{j\Delta\varphi}\sin^2\theta\end{aligned} \qquad (۴)$$

که θ زاویه‌ی محور نوری محور نوری ساختار PMF با رفتار دوشکستی نسبت به صفحه‌ی SI است و $\Delta\varphi=2\pi BL/\lambda$ اختلاف تأخیر فاز بین دو قطبش ناشی از دوشکستی حلقه است، که L و $B=n_e-n_o$ به ترتیب طول و میزان دوشکستی حلقه و λ طول موج نور لیزر است. بنابراین موج در جهت ساعتگرد بعد از پیمایش حلقه، به صورت زیر به دست می‌آید،

$$E^{cw}=\sqrt{1-k}J^{cw}\begin{bmatrix}E_x^{in}\\E_y^{in}\end{bmatrix} \qquad (۵)$$

همچنین فاز موج پادساعتگرد توسط شیفت‌دهنده فاز یک‌طرفه نوری به اندازه θ_{uni} تأخیر می‌یابد و سپس توسط سیگنال RF از طریق PM مدوله می‌شود. بنابراین موج در جهت ساعتگرد بعد از پیمایش حلقه، به صورت زیر قابل بیان است،

$$E^{ccw}=-j\sqrt{k}e^{j\alpha}J^{ccw}\begin{bmatrix}E_x^{in}\\E_y^{in}\end{bmatrix} \qquad (۶)$$

که در این رابطه $\alpha=\theta_{uni}+\Gamma_{rf}\cos\omega_{rf}t$ اختلاف فاز امواج پادساعتگرد نسبت به ساعتگرد است که $\Gamma_{rf}=\pi V_{rf}/V_\pi$ اندیس مدولاسیون و V_π ولتاژ نیم‌موج PM است. با استفاده از (۵) و (۶)، امواج انتقال یافته و بازتاب شده از SI به صورت به دست می‌آید،

$$\begin{aligned}E^T&=\sqrt{1-k}E^{cw}-j\sqrt{k}E^{ccw}\\&=\left[(1-k)J^{cw}-ke^{j\alpha}J^{ccw}\right]E_{in}=J^TE_{in}\end{aligned} \qquad (۷)$$

$$\begin{aligned}E^R&=-j\sqrt{k}E^{cw}+\sqrt{1-k}E^{ccw}\\&=-j\sqrt{k(1-k)}\left(J^{cw}+e^{j\alpha}J^{ccw}\right)E_{in}=J^RE_{in}\end{aligned} \qquad (۸)$$

با استفاده از روابط (۷) و (۸) و نیز با فرض تقسیم توان مساوی توسط کوپلر نوری ($k=0.5$)، ضرایب انتقال و بازتاب توان از SI شامل PM و شیفت‌دهنده فاز یک‌طرفه نوری θ_{uni} و با در نظر گرفتن اثر رفتار دوشکستی به صورت زیر به دست می‌آید،

$$\begin{aligned}T&=I_t/I_{in}=\left|E^T\right|^2/\left|E_{in}\right|^2=\left(\left|E_x^T\right|^2+\left|E_y^T\right|^2\right)/\left|E_{in}\right|^2\\&=\sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)+\cos\alpha\sin^2(2\theta)\sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)\\&\quad-\frac{1}{2}\sin(2\psi)\sin\alpha\sin(2\theta)\sin\Delta\varphi\end{aligned} \qquad (۹)$$

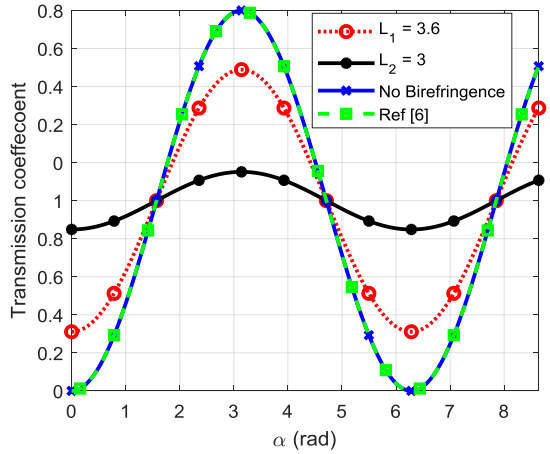
$$\begin{aligned}R&=I_r/I_{in}=\left|E^R\right|^2/\left|E_{in}\right|^2=\left(\left|E_x^R\right|^2+\left|E_y^R\right|^2\right)/\left|E_{in}\right|^2\\&=\cos^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)-\cos\alpha\sin^2(2\theta)\sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)\\&\quad+\frac{1}{2}\sin(2\psi)\sin\alpha\sin(2\theta)\sin\Delta\varphi=1-T\end{aligned} \qquad (۱۰)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

با انتخاب حالت خاص $\alpha=0$ (یعنی یک SI بدون PM و شیفت‌دهنده فاز یک‌طرفه نوری θ_{uni} با در نظر گرفتن اثر رفتار دوشکستی)، روابط T و R در (۹) و (۱۰) همان روابط به دست آمده در [۱۰] است. همچنین با انتخاب حالت خاص $\Delta\varphi=0$ (یعنی یک SI با PM و شیفت‌دهنده فاز یک‌طرفه نوری θ_{uni} و بدون در نظر گرفتن اثر رفتار دوشکستی)، روابط T و R در (۹) و (۱۰) همان روابط به دست آمده در [۶]-[۹] است. ضریب انتقال SI با استفاده از رابطه (۹) به ازای $\psi=0$ و $\theta=\pi/4$ و چند طول متفاوت حلقه و با فرض ضریب دوشکستی $B=5.7\times10^{-4}$ برای PMF و نیز روابط به دست آمده در [۶]، در شکل ۲ رسم شده است. همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌شود نمودار حاصل از رابطه (۹) بدون در نظر گرفتن اثر دوشکستی (انتخاب $B=0$) همان نتیجه گزارش‌شده در [۶] بدون در نظر گرفتن اثر این رفتار است. اما در عمل به دلیل وجود رفتار دوشکستی در سیستم‌های مبتنی بر SI، ضریب انتقال همان‌طور که در شکل ۲ دیده می‌شود تغییر می‌کند که در طراحی و تحلیل سیستم‌ها باید لحاظ شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، اثر رفتار دوشکستی بر عملکرد یک SI شامل یک PM و یک شیفت‌دهنده فاز یک‌طرفه نوری بررسی و تحلیل شد و روابط تحلیلی بسته برای ضرایب انتقال و بازتاب SI به دست آمد. نشان داده شد که در حالت کلی این روابط تابع مقدار میزان دوشکستی فیبر PMF، طول فیبر، زاویه محور دوشکستی فیبر با صفحه SI و قطبش موج ورودی است. همچنین برای حالت های خاص نشان داده شد که این ضرایب مشابه ضرایب گزارش شده در مراجع معتبر هستند. بنابراین، تحلیل ارائه شده در این مقاله، کلی است که در آن اثر پارامترهای مختلف به صورت هم‌زمان لحاظ شده است.



شکل۲. ضریب انتقال SI در عدم حضور رفتار دوشکستی و در حضور این رفتار به ازای چند طول مختلف حلقه

مرجع‌ها

[1] R. Bergh, H. Lefevre, H. Shaw, An overview of fiber-optic gyroscopes, J. Lightwave Technol., 2 91-107, 1984.

[2] P. Nicati, P. Robert, Stabilised current sensor using Sagnac interferometer, J. Phys. E., 21 791, 1988.

[3] S. Kim and J. U. Kang, "Polarization-independent figure-eight birefringent Sagnac variable comb-filter/attenuator," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 16, no. 2, pp. 494-496, 2004.

[4] X. Dong, et. al, "Multiwavelength erbium-doped fibre laser based on a high-birefringence fibre loop mirror," Electronics Letters, vol. 36, no. 19, pp. 1609-1610, 2000.

[5] S. Chung, B.-A. Yu, and B. Lee, "Phase response design of a polarization-maintaining fiber loop mirror for dispersion compensation," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 15, no. 5, pp. 715-717, 2003.

[6] M. Dennis, I. Duling, and W. Burns, "Inherently bias drift free amplitude modulator," Electronics Letters, vol. 32, no. 6, pp. 547-548, 1996.

[7] Y. Gao, et. al, "Novel tunable microwave photonic notch filter using a 3× 3 coupler based Sagnac loop," Optics Communications, vol. 281, no. 6, pp. 1476-1479, 2008.

[8] S.E. Hosseini, A. Banai, F.X. Kärtner, Low-drift optoelectronic oscillator based on a phase modulator in a sagnac loop, IEEE Trans. Microw. Theory Tech., 65 (2017) 2617-2624.

[9] T. Jiang, S. Yu, Q. Xie, J. Li, W.J.O.l. Gu, Photonic downconversion based on optical carrier bidirectional reusing in a phase modulator, Opt. Lett., 39 (2014) 4990-4993.

[10] M. A. Mirza and G. Stewart, "Theory and design of a simple tunable Sagnac loop filter for multiwavelength fiber lasers," Applied optics, vol. 47, no. 29, pp. 5242-5252, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

لیزر تصادفی از محلول رنگینه رودامین 6G آلاییده به میکروساختارهای ZnO

ماندانا سادات حسینی[۱]، الناز یزدانی[*۱]، الناز ایرانی[۱]، امیر بیات[۱]، سیروس بازیره[۱]، فریبا مهرادنیا[۲] ، بتول سجاد[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران،

[۲] گروه فیزیک، دانشکده فیزیک شیمی، دانشگاه الزهرا، تهران

چکیده – در این پژوهش ابتدا میکروساختارهایی با تخلخل و نسبت سطح به حجم بالا از اکسید روی به منظور جایگزیده کردن نور، انتخاب و سنتز شده است. تست های مشخصه یابی از جمله SEM، XRD و EDAX بر روی نمونه‌های سنتز شده انجام گرفت. سپس تابش لیزر تصادفی با فیدبک همدوس در محلول حاوی رودامین 6G آلاییده به میکروساختارهای ZnO و نیز تاثیر انرژی فوتون فرودی بر تغییرات طیف گسیلی مورد بررسی قرار گرفته است.

کلید واژه- لیزر تصادفی، میکرو ساختارهای ZnO ، جایگزیدگی نور، رودامین 6G.

Random laser of rhodamine 6G dye solution embedded with ZnO microstructures

Mandana sadat Hosseini[1], Elnaz yazdani[1], Elnaz irani[1], Amir bayat[1], Sirous bazire[1], Fariba mehradnia[2] and Batool Sajad[2] ([*] Corresponding author: Elnaz.yazdani@gmail.com)

[1]Department of physics, Tarbiat modares University of Tehran,

[2]Department of physics, Alzahra University of Tehran

Abstract- In this study, Zinc oxide microstructures with high porosity and surface area to volume ratio in order to the light localization has been selected and synthesized. Characterization measurements; such as SEM, XRD and EDAX has been carried out on the structures. Random laser emission with coherence feedback from rhodamine6G solution embedded ZnO microstructures and effect of the pump energy on spectrum emission variation have been investigated.

Keywords: Light localization, Microstructures, Random Laser, Rhodamine 6G.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در سال‌های اخیر لیزرهای تصادفی به دلیل خواص منحصر به فردشان توجه محققان و پژوهشگران زیادی را به خود جلب کرده اند. در لیزرهای تصادفی با افزایش تعداد پراکننده‌ها در محیط‌های تقویت کننده ، نقش کاواک (فیدبک) توسط پراکندگی چندگانه ایفا می‌گردد[1] .

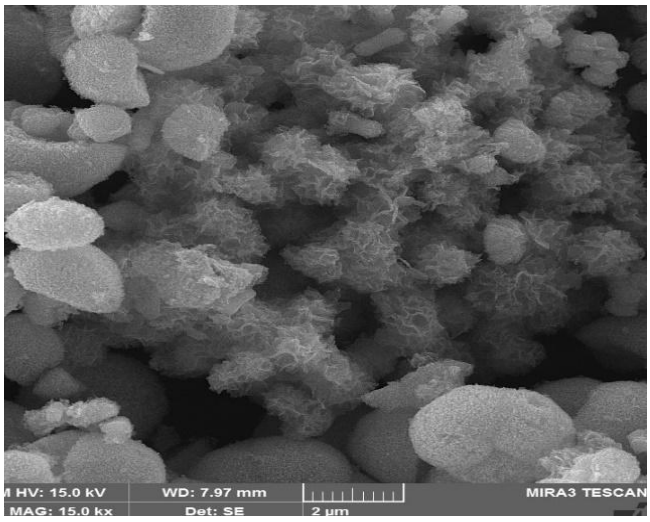
از دیدگاه تجربی لیزرهای تصادفی به دلیل دارا بودن گستره وسیع طیفی ، عدم نیاز به تشدیدگر خارجی ، تهیه سریع و کم هزینه مورد توجه قرار گرفته اند. ویژگی‌های تجربی بدست آمده از این محیط‌ها مانند پهنای طیف گسیلی کم و وجود آستانه انرژی برای شروع تقویت نور ، سبب شده که بتوان اینگونه محیط‌ها را نوعی لیزر نامید[2,3].

مبانی نظری

یک محیط تصادفی دارای توزیع تصادفی از ذرات پراکنده کننده است. اگر در این محیط، پراکندگی به اندازه کافی قوی باشد نور می تواند در فضا تمرکز پیدا کند. پراکندگی چندگانه طول مسیر یا زمانی را که نور در محیط می ماند را افزایش داده، بنابراین باعث افزایش تقویت نور با نشر تحریک شده می شود. پراکندگی دوباره نور، فیدبک همدوس برای نوسان لازم برای تشعشع را فراهم می کند بنابراین تحت شرایط مناسبی، ترکیب تقویت نور اپتیکی و پراکندگی نور چندگانه در محیط تصادفی، منجر به ایجاد لیزر تصادفی می شود. لیزرهای تصادفی از لحاظ نوع فیدبک با لیزرهای معمول تفاوت دارند در این لیزرها، فیدبک به وسیله پراکندگی چندگانه در محیط بهره فراهم می شود[4].

تهیه میکرو ساختار اکسید روی و مشخصه‌یابی

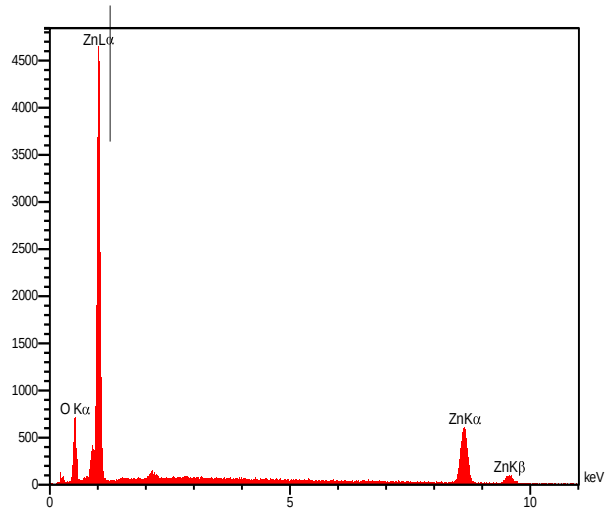
ابتدا ماده اکسید روی به دلیل نداشتن جذب در ناحیه مرئی، ضریب شکست بالا، داشتن قابلیت سنتز در مورفولوژی‌های متنوع و قیمت مناسب جهت استفاده به عنوان ذرات پراکننده در لیزر تصادفی، انتخاب و ساختار مشخصی از آن با میزان تخلخل بالا جهت گیر انداختن نور سنتز شده است. سنتز این ساختار به روش هیدروترمال انجام گرفت. شکل(۱)، تصویربرداری میکروسکوپ الکترونی گسیل میدانی ساختار حاصل از سنتز را نشان می‌دهد که این ساختار دارای میزان تخلخل و نسبت سطح به حجم بالایی است واندازه آن حدود یک میکرومتر تخمین زده شده است.



شکل ۱: تصویر میکروسکوپ الکترونی گسیل میدانی (FE-SEM)

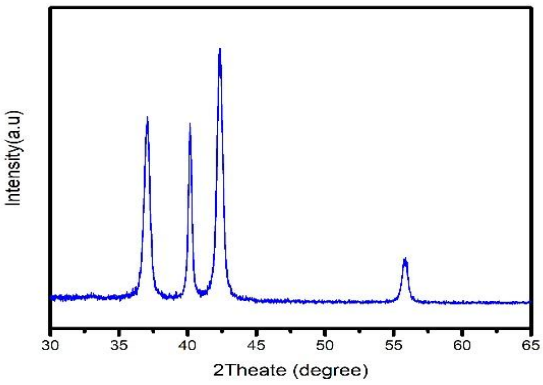
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

شکل۲: تست تشخیص عناصر از نمونه نشان می‌دهد که ۸۴/۴۹ درصد از ساختار به دست آمده روی و ۱۵/۵۱ درصد آن اکسیژن می‌باشد. بنابراین ساختار حاصل اکسید روی بدون ناخالصی می‌باشد.



شکل۲: نمودار EDAX (تست تشخیص عناصر موجود در نمونه)

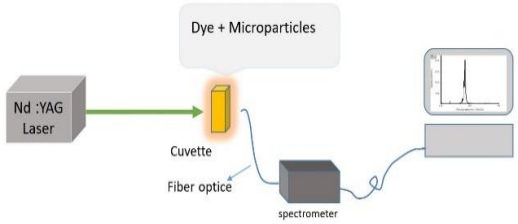
شکل۳: طیف پراش اشعه ایکس از نمونه نشان می‌دهد کریستال‌های اکسید روی به خوبی تشکیل شده است و پیک‌های به دست آمده به خوبی با پیک‌های مورد انتظار برای اکسید روی مطابقت دارد.



شکل۳: طیف سنجی پراش اشعه ایکس نمونه

چیدمان آزمایشگاهی

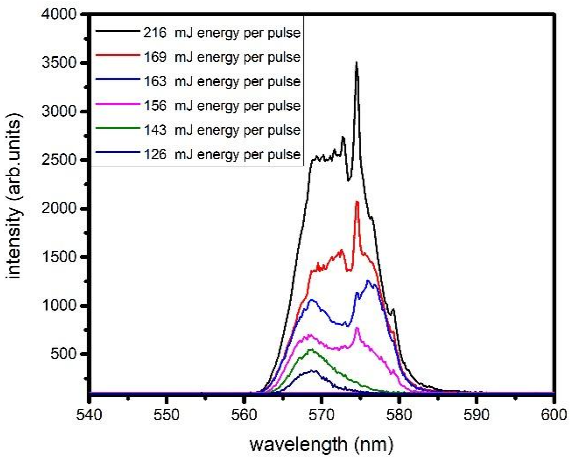
طرحواره چیدمان آزمایشگاهی این پژوهش در شکل (۴) نشان داده شده است. محلول حاوی رودامین 6G و میکروذرات ZnO توسط هارمونیک دوم (طول موج ۵۳۲ نانومتر) لیزر پالسی Q سوئیچ Nd:YAG با عرض پالس ۱۰ ns و قطر لکه ۳ میلی متر پرتودهی شده است. تابش حاصل از محلول توسط یک فیبر نوری جمع آوری و سپس با انتقال به اسپکترومتر با قدرت تفکیک ۰/۵ نانومتر آشکارسازی می‌گردد.



شکل ۴: چیدمان آزمایشگاهی لیزر تصادفی

نتایج تجربی

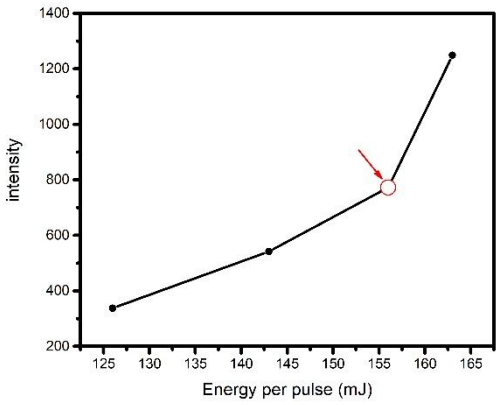
در این پژوهش محلول رودامین 6G آلاییده به میکرو ساختارهای اکسید روی با غلظت‌های ، ۵ و ۰/۰۷ میلی مولار به ترتیب برای رودامین 6G و میکرو ساختارهای اکسید روی تهیه شده است. شکل۵، تغییرات طیف گسیل لیزر تصادفی با تغییر انرژی پمپ را نشان می‌دهد.



شکل۵: طیف تابشی محلول رودامین 6G حاوی ساختارهای اکسید روی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

همانگونه که در طیف‌ها مشاهده می‌شود، در شدت پایین انرژی پمپ، طیف تابشی به صورت طیف فلورسانس می‌باشد. با افزایش شدت پمپ به تدریج قله‌های گسسته‌ی ناشی از نوسان لیزری بر روی طیف پدیدار می‌گردند. به عبارت دیگر، با افزایش شدت پمپ، تقویت در محیط تصادفی افزایش یافته و منجر به تشکیل کاواک‌های محلی و رخ دادن نوسان لیزری برای مدهای مختلف می‌شود. بلندترین قله گسسته که در سمت راست نمودار مشاهده می‌شود دارای طول موج ۵۷۴ نانومتر با نیم پهنا بیشینه تقریبا ۰/۷ نانومتر می‌باشد. شکل۶، تغییرات شدت طیف گسیلی با شدت پمپاژ برای محلول حاوی رودامین 6G با غلظت ۵ میلی مولار و میکرو ساختارهای اکسید روی با غلظت ۰/۰۷ میلی مولار بررسی شده است. همانطور که در نمودار مشاهده می‌شود، با افزایش شدت پمپ شدت طیف تابشی افزایش می‌یابد و در شدت ۱۵۶ میلی ژول نمودار یک جهش دارد که نقطه نشان داده شده روی نمودار مربوط به این آستانه برای لیزر تصادفی می باشد.



شکل۶: نمودار تغییرات شدت طیف تابشی بر حسب انرژی فرودی

نتیجه گیری

در این پژوهش با انتخاب و سنتز میکرو ساختاری با تخلخل و نسبت سطح به حجم بالا از اکسید روی با هدف گیرانداختن نور، به بررسی تابش لیزر تصادفی از محلول رنگینه رودامین 6G آلاییده به میکروساختارهای ZnO و اثر شدت انرژی فرودی بر تغییرات طیف گسیلی پرداختیم. نتایج تجربی نشان می‌دهند با افزایش شدت نور فرودی، شدت طیف گسیلی افزایش می‌یابد به طوریکه با افزایش انرژی از یک مقدار آستانه، مدهای مربوط به لیزر تصادفی با غلبه بر اتلاف بر روی طیف نمایان می‌گردند. همچنین تخلخل بالای ذرات پراکننده، غلظت بسیار کم آن‌ها را برای رسیدن به گسیل تصادفی با فیدبک همدوس توجیه می‌کند.

مرجع‌ها

[1] Hui Cao.; “ Review on latest developments in random lasers with coherent feedback”; J. Phys. A . 38 (2005) 10497- 10535.

[2] Wiersma , D. S., “The Physics and Applications of Random Lasers” , Nature Physics, 4 (2008) 3-9

[3] Lawandy, N. M, Balachandran, R, M , Gomes, A, S , L. &Sauvain, E. Nature 368, 436 (1994).

[4] Hui Cao; “Lasing in random media”;

Waves Random Media (2003) R1-R39.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی و تحلیل طول موج تشدید در آنتن نانو میله فلزی با پوشش دی‌الکتریک

محمود تلافی نوغانی

پژوهشگاه هوافضا (وزارت علوم، تحقیقات و فناوری)، تهران، ایران.

چکیده – کاهش قابل ملاحظه طول تشدید نسبت به نصف طول موج در آنتن نانومیله دوقطبی فلزی، امری اثبات شده است. وجود پوشش دی‌الکتریک برروی هسته فلزی آنتن باعث تشدید این پدیده می‌شود. این پوشش می‌تواند نامطلوب (مثلا ناشی از خوردگی فلز) و یا مطلوب (مثلا به منظور ایجاد لایه محافظ برروی فلز) باشد. در این مقاله، روشی تحلیلی برای محاسبه طول موج تشدید (یا موثر) (λ_{eff}) آنتن نانومیله فلزی با پوشش دی‌الکتریک ارائه و با استفاده از آن، رفتار λ_{eff} برحسب جنس دی‌الکتریک و ضخامت مواد تشریح شده است. مقایسه نتایج حاصل از این تحلیل با نتایج شبیه‌سازی تمام موج آنتن حاکی از دقت مناسب روش ارائه شده است.

کلید واژه- آنتن نوری، طول موج تشدید، نانومیله فلزی.

Analysis of Resonant Wavelength in Dielectric Coated Nanorod Metallic Antennas

Mahmoud Talafi Noghani

Aerospace Research Institute (Ministry of Science, Research and Technology), Tehran, Iran.

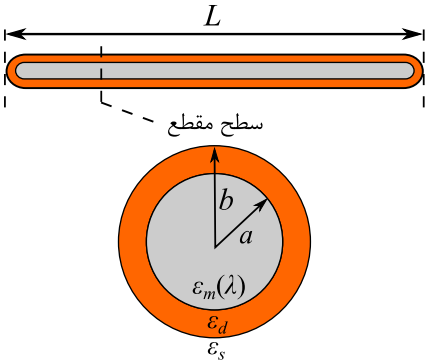
Abstract- It is known that the resonant length of a metallic dipole nanorod antenna is typically very much shorter than half a wavelength. Presence of a dielectric coating on the metallic core, intensifies this effect. The coating might be undesired (e.g. caused by metal corrosion) or desired (e.g. to protect metal from damage or corrosion). In this paper, an analytical method is presented to calculate the resonant (or effective) wavelength (λ_{eff}) of dielectric coated metallic nanorod antennas. Variation of λ_{eff} due to change in material properties and thicknesses is investigated. In order to validate the results, they are compared with those from full wave simulations approving the accuracy of the proposed method.

Keywords: Metallic nanorod, optical antenna, resonant wavelength.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱ -مقدمه

یکی از نتایج پیشرفت تحقیقات در حوزه‌های نانوفوتونیک و پلاسمونیک طی یک دهه گذشته، تسری مفهوم آنتن از حوزه فرکانسهای مایکروویو و پایین‌تر به فرکانسهای نوری است. تلاشهای متعددی برای تعمیم تئوری آنتن‌های مایکروویو به حوزه فرکانسهای نوری انجام شده و همچنان در حال پیگیری است [۱-۳]. بطور ویژه، لازم است قواعدی که در طراحی آنتن‌های مایکروویو استفاده می‌شود به قواعد مناسب در حوزه فرکانسهای نوری تبدیل شود. یکی از این موارد، طول تشدیدی آنتن است. در آنتن دوقطبی فلزی مایکروویو، طول تشدیدی آنتن (L_{res}) تقریبا نصف طول موج فضای آزاد (λ_0) است. بررسیهای تئوری و آزمایشگاهی نشان می‌دهد که طول تشدیدی یک نانومیله فلزی دوقطبی به میزان قابل توجهی کوچکتر از نصف طول موج است (تا حدود ۱/۱۰) [۴]. در نتیجه، محاسبه دقیق طول تشدیدی آنتن در موارد مختلف حائز اهمیت است. یکی از این موارد، پوشاندن فلز با لایه‌ای از دی‌الکتریک است. از بین فلزاتی که در آنتن‌های نوری استفاده می‌شود، طلا و نقره متداولتر هستند. نقره از لحاظ تلفات و تقویت میدان الکتریکی محلی نسبت به طلا مزیت دارد اما به دلیل پایداری شیمیایی کمتر و خوردگی ناشی از واکنش با مولکولهای حاوی گوگرد در هوا که منجر به ایجاد لایه سولفید (Ag_2S) یا سولفات نقره (Ag_2SO_4) برروی آن می‌شود، در بسیاری از کاربردها با طلا جایگزین می‌شود. این مسئله باعث شده که گاها ایده‌هایی از جمله استفاده از پوششهای محافظ [۵-۶] برروی فلز مطرح شود. در نتیجه، بررسی اثر حضور لایه دی‌الکتریک روی فلز برروی خصوصیات آنتنی و از جمله طول‌موج تشدید آن، چه برای بررسی تاثیر مواد ناخواسته (مثل سولفید یا سولفات)، چه برای بررسی تاثیر لایه محافظ و موارد دیگر حائز اهمیت خواهد بود.



شکل ۱: ساختار آنتن نانومیله فلزی با پوشش دی‌الکتریک

ما در این مقاله، با تحلیل انتشار موج در یک نانومیله دولایه، اثر جنس و ضخامت مواد برروی طول موج تشدید آن را بررسی خواهیم نمود.

۲ -روش تحلیل

ساختار آنتن نانومیله در شکل ۱ نشان داده شده است. یک نانومیله فلزی با ضریب $\varepsilon_m(\lambda)$، با لایه‌ای از دی‌الکتریک (ε_d) پوشانده شده و در یک محیط پیرامونی (ε_s) که معمولا هوا فرض می‌شود قرار گرفته است.

برای محاسبه طول تشدید یک آنتن دوقطبی، فرض براین است که موج با ثابت فاز β، وقتی از یک سر آنتن به سر دیگر حرکت می‌کند، اختلاف فاز π را تجربه می‌کند. علاوه بر این، اثر راکتانس دو سر آنتن باعث یک تغییر فاز اضافه (φ) می‌شود و در مجموع می‌توان نوشت: $\beta L_{res}+\varphi= \pi$ حال اگر فرض کنیم که طول موج موثر (یا تشدیدی) آنتن دوقطبی، دو برابر طول تشدید آن است می‌توان نوشت $\lambda_{eff} =2\pi/\beta-\delta$ که در آن $\delta=2\varphi/\beta$ و با توجه به تلفاتی بودن فلز، ثابت فاز موج، بخش حقیقی ثابت انتشار ($\beta=\mathrm{Re}[\gamma]=\mathrm{Re}[\beta-j\alpha]$) خواهد بود. برای محاسبه β باید مودهای انتشاری موج در دستگاه مختصات استوانه‌ای را حل کنیم. از آنجا که در ساختارهای فوق، فلز در مجاورت دی‌الکتریک قرار دارد، در واقع امواج در قالب پلاریتون پلاسمون سطحی و با مود TM_z در مرز فلز-دی‌الکتریک منتشر می‌شوند. شکل میدان‌ها در نواحی سه‌گانه (شکل ۱) با استفاده از بردار پتانسیل (A) و با فرض اینکه دامنه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

میدان در فلز و محیط پیرامونی با دور شدن از مرزها، افت می‌کند، به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\bar{A}=\Psi\hat{z}$$
$$\begin{cases}\Psi_m = c_m I_0(\kappa_m\rho)e^{-j\gamma z}\\ \Psi_d = \left(c_{d1}J_0(\kappa_d\rho)+c_{d2}Y_0(\kappa_d\rho)\right)e^{-j\gamma z}\\ \Psi_s = c_s K_0(\kappa_s\rho)e^{-j\gamma z}\end{cases} \quad (۱)$$

که در آن J_n و Y_n به ترتیب توابع بسل نوع اول و دوم و I_n و K_n توابع بسل اصلاح شده نوع اول و دوم و c_i ها، ضرایب مجهول هستند. اعداد موج در راستای عرضی عبارتند از: $\gamma^2-\kappa_m^2=\varepsilon_0\varepsilon_m k_0^2$، $\gamma^2-\kappa_d^2=\varepsilon_0\varepsilon_d k_0^2$ و $\gamma^2-\kappa_s^2=\varepsilon_0\varepsilon_s k_0^2$.

چنانچه مود غالب TM_0 را در نظر بگیریم، میدانهای H_φ، E_z و E_ρ حضور خواهند. با اعمال شرایط مرزی در محل $\rho=a,b$، به دو رابطه پاشندگی زیر خواهیم رسید:

$$\frac{\kappa_m\varepsilon_d}{\kappa_d\varepsilon_m}\frac{I_0(\kappa_m a)}{I_1(\kappa_m a)}=\frac{J_0(\kappa_d a)+pY_0(\kappa_d a)}{J_1(\kappa_d a)+pY_1(\kappa_d a)} \quad (۲)$$

$$\frac{-\kappa_s\varepsilon_d}{\kappa_d\varepsilon_s}\frac{K_0(\kappa_s b)}{K_1(\kappa_s b)}=\frac{J_0(\kappa_d b)+pY_0(\kappa_d b)}{J_1(\kappa_d b)+pY_1(\kappa_d b)} \quad (۳)$$

که در آن $p=c_{d2}/c_{d1}$. با حل عددی معادلات پاشندگی فوق، κ_iها بدست آمده و در نتیجه ثابت انتشار موج سطحی معین می‌شود. با فرض اینکه اختلاف فاز اضافی در یک سر آنتن را بتوان برابر با اختلاف فاز ناشی از انتشار موج سطحی به اندازه یک شعاع داخلی آنتن (a) تخمین زد [۴]، آنگاه $\delta=4a$ و طول موج موثر آنتن با رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\lambda_{eff}=\frac{2\pi}{\mathrm{Re}\left(\left[\kappa_s^2+4\pi^2/\lambda^2\right]^{1/2}\right)}-4a \quad (۴)$$

در محاسبات فوق، از تابع دی‌الکتریک فلز با استفاده از مدل درود (Drude) بصورت زیر می‌توان استفاده کرد:

$$\varepsilon_m(\lambda)=\varepsilon_\infty-\frac{\lambda^2}{\lambda_p^2(1+j\lambda/\lambda_\nu)} \quad (۵)$$

که در آن λ_p طول‌موج پلاسما و λ_ν طول‌موج برخورد است.

۳ نتایج و بحث

فرض می‌کنیم که آنتن از فلز نقره با پوشش دی‌الکتریک تشکیل شده باشد. پارامترهای تابع دی‌الکتریک نقره، با انطباق مدل درود بر نتایج اندازه‌گیری منابع معتبر برابرند با: ε_∞=3.624، λ_p=135.5 nm و λ_ν=58.5 μm [۷]. در شکل ۲، طول موج موثر آنتن (λ_{eff}) که با رابطه (۴) محاسبه شده، به ازای ضرایب دی‌الکتریک مختلف در محدوده ۱۰۰۰ تا ۲۰۰۰ نانومتر نشان داده شده است. شعاع فلز ۵ nm و ضخامت پوشش دی‌الکتریک نیز ۵ nm (b=10 nm) فرض شده است. رفتار نسبتا خطی λ_{eff} نسبت به λ مشهود است. ضمن اینکه کاهش λ_{eff} با افزایش ε_d نیز به دلیل افزایش ضریب دی‌الکتریک موثر کل ساختار، منطقی است.

حال فرض می‌کنیم که در اثر خوردگی نقره به مرور لایه‌ای از سولفید نقره (Ag_2S) با ضریب دی‌الکتریک تقریبی ε_d=4.8 برروی آن تشکیل می‌شود. اثر این خوردگی برروی طول موج موثر آنتن در شکل ۳ آمده است. ملاحظه می‌شود که ایجاد خوردگی باعث کاهش قابل ملاحظه طول موج تشدیدی آنتن می‌شود. به عنوان مثال، در طول موج مخابراتی ۱۵۵۰nm، طول موج تشدیدی آنتن از ۱۰۲۰nm در حالت نقره بدون پوشش تا حدود ۲۰۰nm به ازای ضخامت ۱۵ نانومتری Ag_2S کاهش می‌یابد.

جهت تایید نتایج بدست آمده، آنتن نانومیله نقره به قطر ۱۰nm با پوشش Ag_2S به ضخامت ۵nm و با طولهای ۱۱۵ و ۱۵۳ نانومتر که متناظر با طول‌موجهای مخابراتی ۱۳۰۰ و ۱۵۵۰ نانومتر هستند را در نرم‌افزار تمام موج CST شبیه‌سازی کرده و طول موج موثر آنها را با محاسبه پاسخ طیفی پراکندگی آنها بدست آوردیم. توزیع میدانهای الکتریکی و مغناطیسی آنتن در حالت تشدید در شکل ۴ آمده است. طول موجهای تشدیدی حاصل به ترتیب ۱۳۵۰ و ۱۶۳۰ نانومتر است که حاکی از دقت مناسب

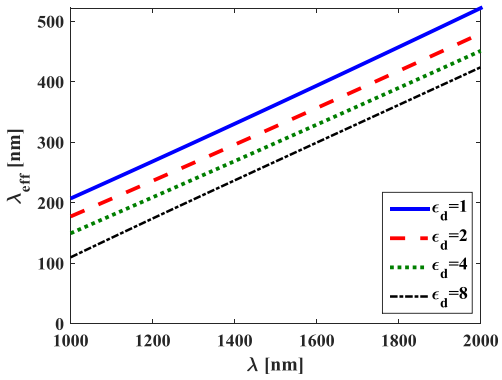
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تحلیل ارائه شده است. برای افزایش دقت، لازم است از تخمینی دقیقتر از $4a$ برای اثر راکتانس انتهای آنتن استفاده شود.

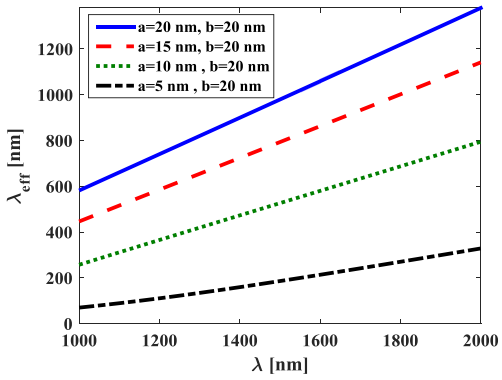
شایان ذکر است که یک دوقطبی عملی متشکل از دو جزء مجزاست که دارای یک شکاف کوچک جهت اعمال تحریک است. بحث این مقاله، مستقل از تحریک و با احتساب اینکه اثر شکاف توسط مدار تطبیق امپدانس قابل جبران است ارائه شده است.

۴ نتیجه‌گیری

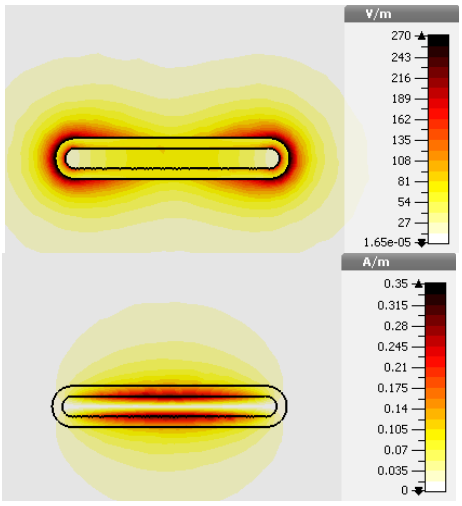
یک رویکرد تحلیلی برای محاسبه طول‌موج تشدید آنتن نانومیله با پوشش دی‌الکتریک ارائه شد. نشان دادیم که حضور پوشش دی‌الکتریک می‌تواند تاثیر قابل ملاحظه‌ای برروی طول‌موج تشدیدی آنتن داشته باشد و باید مورد توجه قرار گیرد. این رویکرد تحلیلی، برای طراحی نانوآنتن‌های تک عنصری و آرایه قابل استفاده خواهد بود.



شکل ۲: طول موج موثر نانومیله نقره با شعاع a=5 nm برحسب ضرایب مختلف پوشش دی‌الکتریک به ضخامت ۵ nm



شکل ۳: اثر خوردگی نقره و تشکیل پوشش Ag_2S (ε_d=4.8) برروی طول موج موثر آنتن نانومیله



شکل ۴: توزیع میدان الکتریکی (بالا) و مغناطیسی (پایین) در اطراف آنتن نانومیله در طول موج تشدید

مرجع‌ها

[1] P. Bharadwaj *et al.*, "Optical Antennas," *Advances in Optics and Photonics*, vol.1, pp. 438–483, 2009.

[2] S. He *et al*, "Optical nanoantennas and metamaterials," *Materials Today*, vol. 12, pp. 16, 2009.

[3] L. Novotny, "Optical antennas: A new technology that can enhance light-matter interactions," *The Bridge*. vol. 39, no. 4, pp. 14 – 20, 2009.

[4] L. Novotny, "Effective wavelength scaling for optical antennas," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, no. 26, pp. 1–4, 2007.

[5] J. Kalbacova *et al.*, "Chemical stability of plasmon-active silver tips for tip-enhanced Raman spectroscopy," *Nanospectroscopy*, vol. 1, no. 1, pp. 12–18, 2015.

[6] J. C. Reed *et al.*, "Graphene-enabled silver nanoantenna sensors," *Nano Lett.*, vol. 12, no. 8, pp. 4090–4094, 2012.

[7] M. T. Noghani and M. H. V. Samiei, "Analysis and Optimum Design of Hybrid Plasmonic Slab Waveguides," *Plasmonics*, vol. 8, no. 2, pp. 1155–1168, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اندازه‌گیری نمایه فاز موجبر اپتیکی توسط روش تمام‌نگاری میکروسکوپی در-خط

کاظمی راد، سیروس[۱] ؛ عبداله پور، داریوش[۱]

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان[۱]

در این گزارش ضمن معرفی تمام‌نگاری در-خط به عنوان روشی کارآمد با دقت بسیار بالا در بازیابی فازهای جزئی از اجسام در مرتبه چند میکرون، نمایه فاز موجبر نوری بر بستر کریستال لیتیوم نایوبیت که توسط روش پخش حرارتی تولید شده است، در دو مد TM و TE اندازه‌گیری شده و نتایج آن مورد بررسی قرار گرفته است. نمایه فاز بدست آمده در مدهای متعامد مقادیر متفاوتی دارند، این تغییرات نمایانگر ضرایب شکست متفاوت موجبر در راستاهای مختلف انتشاری آن است.

کلید واژه: موجبر اپتیکی، تمام‌نگاری، میکروسکوپی، فاز سنجی.

Measuring phase profile of optical channel waveguide by using in-line holographic microscopy

Kazemi Raad, Cyrus[1]; Abdollahpour, Daryoush[1]

[1]Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan

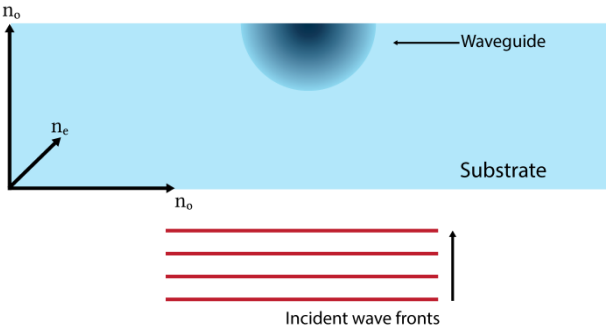
Phase reconstruction of a complex light field plays an important role in optics and microscopy. Here we introduce an iterative phase retrieval approach; this method is based on a simple configuration and is easy to work in relation to other holographic approaches and have a considerable sensitivity to phase reconstruction from microscopy objects. We implement it to measure phase profile of titanium diffused channel waveguide on the Lithium Niobate substrate, which is a uniaxial crystal, in TM and TE mode. Our results show the channel waveguide has different phase profile and consequently different refractive indexes in orthogonal polarization directions.

Keywords: Optical Waveguide, Holography, Microscopy, Phase Measurement.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

بلور لیتیوم نایوبیت یک بلور دوشکستی تک محوری است که ضرایب شکست عادی و غیرعادی n_o و n_e دارد. از این بلور بطور گسترده در ساخت موجبرهای اپتیکی استفاده می‌شود. موجبر مورد مطالعه قرار گرفته در این گزارش از نوع نفوذ تیتانیوم در بستر بلور لیتیوم-نایوبیت از نوع برش X است که راستاهای ضریب شکست آن در شکل ۱ نمایش داده شده است. هدف اصلی این گزارش اندازه‌گیری نمایه فاز کانال موجبر بر بستر بلور لیتیوم نایوبیت در دو مد قطبشی TM و TE است که توسط روش تمام‌نگاری در-خط انجام شده است. این روش علاوه بر توانایی بالا در بازیابی فازهای جزئی، چیدمان آزمایشگاهی ساده‌ای دارد که از مزیت‌های اصلی آن محسوب می‌شود. در ادامه ضمن معرفی روش نتایج را مورد بررسی قرار می‌دهیم.



شکل ۱: راستای محورهای اصلی بلور و ضرایب شکست آن، کانال موجبر به رنگ آبی تیره نمایش داده شده است.

اصول تمام‌نگاری در-خط

اگر دامنه و فاز یک میدان نوری تکرنگ در یک صفحه مشخص، معین باشد، میدان نوری مختلط در هر فاصله انتشاری دیگر نیز می‌تواند با استفاده از معادلات حاکم بر انتشار نور، به صورت عددی محاسبه شود[۱]. یک روش بسیار مفید برای تحلیل این انتشار استفاده از آنالیز فوریه است، که بر اساس آن می‌توان مولفه‌های مختلف یک میدان نوری دلخواه را بر اساس مجموع امواج تخت با فرکانس فضایی‌های مختلف در نظر گرفت، بنابراین اگر میدان نوری در یک صفحه مشخص در راستای انتشار را مطابق معادله ۱ داشته باشیم،

$$U\left(x,y,\cdot\right)=\iint A\left(v_x,v_y;\cdot\right)\times e^{i2\pi(v_x x+v_y y)}dv_x dv_y \qquad (۱)$$

میدان نوری مختلط در هر صفحه دیگر را بر اساس معادله ۲ می‌توان بدست آورد،

$$U(x,y,z)=\iint A(v_x,v_y;z)\times e^{i2\pi(v_x x+v_y y)}dv_x dv_y \qquad (۲)$$

که در رابطه بالا $\boldsymbol{A(v_x,v_y;z)}$ تبدیل فوریه $\boldsymbol{U(x,y,z)}$ است[۲]. روش مورد استفاده قرار گرفته در این پژوهش، بازسازی میدان مختلط نوری از طریق ثبت چندین تمام‌نگاشت در فواصل مختلف انتشاری از جسم و بازیابی فاز از طریق یک الگوریتم تکرار است که در ادامه به توضیح آن می‌پردازیم. برای شروع اولین تمام‌نگاشت را در صفحه $\boldsymbol{z=\cdot}$ ثبت می‌کنیم و تمام‌نگاشت‌های بعدی را در فواصل معین انتشاری از صفحه نخست ثبت می‌کنیم. تمام‌نگاشت‌های ثبت شده در فواصل مختلف را، که الگوهای شدتی هستند، وارد الگوریتم می‌کنیم، اولین تمام‌نگاشت در صفحه نخست که الگوی شدتی در فاصله $\boldsymbol{z=\cdot}$ است را بصورت دامنه موج اولیه مطابق معادله $\boldsymbol{U\left(x,y,\cdot\right)=\sqrt{I(x,y,\cdot)}}$ در نظر می‌گیریم، با ترکیب این دامنه با یک فاز اولیه که برای سادگی مقدار آن را برابر با صفر در نظر گرفته‌ایم یک میدان مختلط نوری مطابق معادله ۳ تولید می‌کند.

$$\boldsymbol{U\left(x,y,\cdot\right)=\sqrt{I(x,y,\cdot)}e^{i\varphi(x,y)}} \qquad (۳)$$

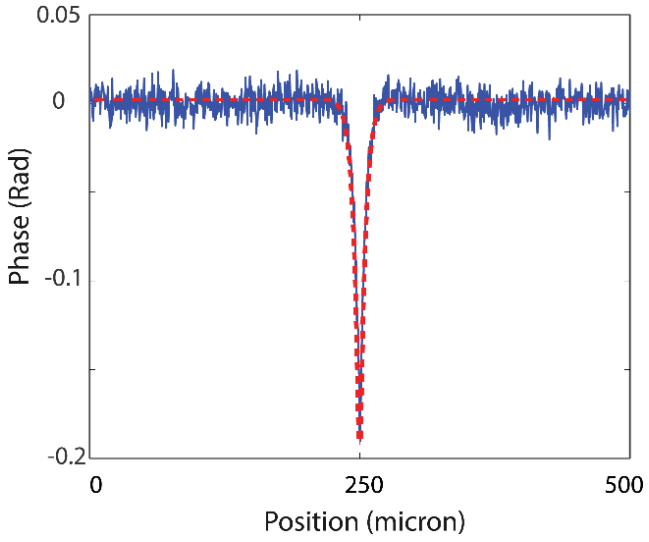
میدان نوری مختلط تولید شده را بصورت عددی تا موقعیت دومین تمام‌نگاشت ثبت شده در آزمایشگاه انتشار

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

می‌دهیم. در این مرحله با ترکیب فاز عددی تحول یافته از انتشار عددی و دومین تمام‌نگاشت ثبت شده از جسم در آزمایشگاه، تخمین جدیدی از تابع مختلط نوری تولید می‌کنیم. این فرآیند را تا آخرین تمام‌نگاشت ثبت شده انجام می‌دهیم و سپس توسط انتشار عددی معکوس، به موقعیت نخستین تمام‌نگاشت برمی‌گردیم. در این مرحله یک چرخه از الگوریتم تکرار تکمیل می‌شود. در طی این فرآیند فاز تابع مختلط نوری مرحله به مرحله تصحیح می‌شود و به مقدار واقعی نزدیک‌تر می‌شود. این فرآیند را تا رسیدن به جبهه موج واقعی تکرار می‌کنیم که در این حالت شدت بدست آمده از انتشار عددی تابع موج، با شدت ثبت شده بصورت تجربی مطابقت پیدا می‌کند که توسط یک معیار سنجیده می‌شود. معیار مورد نظر را بر اساس تفاضل مربعات طرح شدتی ثبت شده در آزمایشگاه و طرح شدتی بوجود آمده توسط انتشار عددی تعریف می‌کنیم و هنگامی که به یک مقدار آستانه برسد الگوریتم متوقف می‌شود[۳-۴]. نکته حائز اهمیت تعداد تمام‌نگاشت‌های ثبت شده با سرعت بازیابی فاز توسط الگورتیم است، بطوریکه هرچه تعداد تمام‌نگاشت‌های ثبت شده بیشتر باشد، تعداد چرخه‌های تکرار برای بازیابی فاز کاهش پیدا می‌کند.

نتایج شبیه سازی

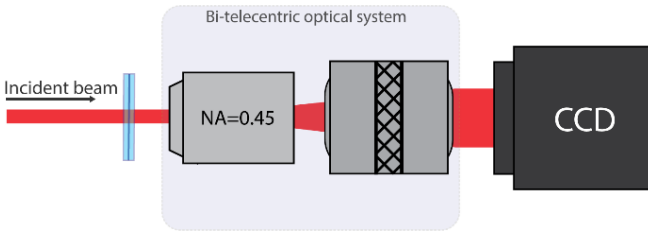
برای بررسی دقت الگوریتم یک جسم فازی با تابعیت گاوسی(با پهنا در نصف مقدار بیشینه ۱۰ میکرون) و بیشینه مقدار ۰,۲ رادیان را بصورت عددی انتشار دادیم و تمام‌نگاشت‌های آن را در فواصل مختلف ثبت کردیم. برای نزدیک‌تر شدن به یک اندازه‌گیری واقعی آزمایشگاهی، مقدار ۲ درصد نوفه[۱] بر روی دامنه تمام‌نگاشت‌ها اعمال کردیم. نتایج بدست آمده در شکل ۲ نمایش داده شده است. فاز اولیه با رنگ قرمز و فاز بازیابی شده با رنگ آبی نمایش داده شده است که با دقت خوبی با یکدیگر تطابق دارند.



شکل۲: نتایج عددی، فاز اولیه با رنگ قرمز و فاز بازیابی شده با رنگ آبی نمایش داده شده است.

نتایج آزمایشگاهی

طرحواره چیدمان آزمایشگاهی استفاده شده در شکل ۳ نمایش داده شده است.



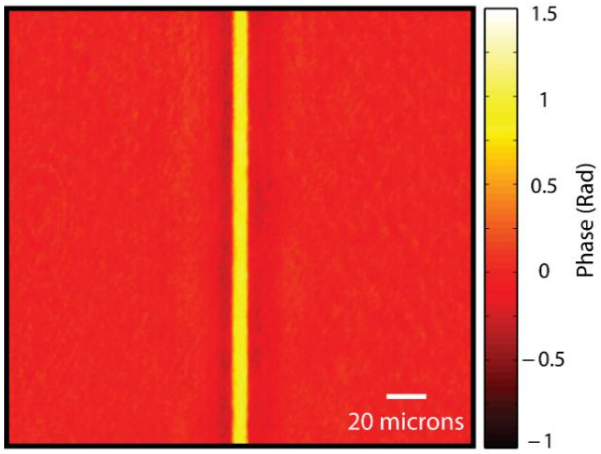
شکل ۳: طرحواره چیدمان آزمایشگاهی مورد استفاده قرار گرفته.

برای ثبت تمام‌نگاشت‌ها، با توجه به غیرهمسانگرد بودن کریستال، با تنظیم قطبش فرودی، تمام‌نگاشت‌ها را در دو مد قطبشی TE و TM و در فواصل $z = ۰,۵۰,۱۰۰,۲۰۰$ میکرون ثبت کردیم. نمایه فاز بدست آمده در مد TM در شکل ۴ نمایش داده شده است که بیشینه تغییرات فاز آن برابر با ۱,۲ رادیان است، همچنین نمایه فاز بدست آمده در مد TE در شکل ۵ نمایش داده شده است که بیشینه

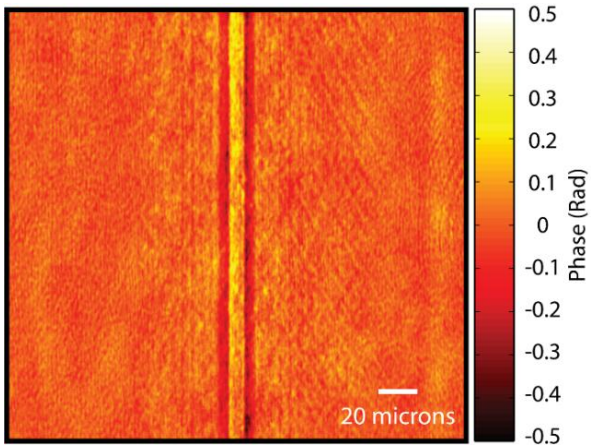
[۱] Noise

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تغییرات در مرتبه ۰٫۲ رادیان را نشان می‌دهد. با در نظر گرفتن شرایط اولیه ساخت موجبر، می‌توان عمق کانال موجبر توسط عمق نفوذ تیتانیوم در بستر بلور را محاسبه کرد و با مشخص بودن عمق نفوذ، با توجه به اینکه تغییرات فاز بدست آمده ناشی از دو متغییر تغییرات ضریب شکست نسبت به بستر بلور و عمق نفود است، می‌توان تغییرات ضریب شکست کانال موجبر را بدست آورد.



شکل ۴: نمایه فاز بدست آمده از موجبر در مد قطبشی TM.



شکل ۵: نمایه فاز بدست آمده از موجبر در مد قطبشی TE.

نتیجه گیری

در این گزارش ضمن معرفی روش تمام‌نگاری در-خط به عنوان روشی کارآمد برای اندازه‌گیری فازهای جزئی از اجسام میکرونی، نمایه فاز یک موجبر کانالی از نوع نفوذ تیتانیوم بر بستر یک بلور دو شکستی در دو مد قطبشی متعامد TM و TE اندازه‌گیری شد. با مشخص بودن نمایه عمق نفوذ تیتانیوم در بستر بلور می‌توان تغییرات ضریب شکست کانال موجبر و همچنین مدهای هدایت آن را محاسبه کرد.

مرجع‌ها

[1] Bahaa. E. A. Saleh, M. C. Teich, Fundamentals of Photonics, John Wiley and Sons, Secondedition (2006).

[2] J. W. Goodman, Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, Second edition (1966).

[3] D. Abdollahpour, D. G. Papazoglou, S. Tzortzakis. Four-dimensional visualization of single and multiple laser filaments using in-line holographic microscopy, Physical Review A.

[4] D. G. Papazoglou, S. Tzortzakis. In-line holography for the characterization of ultrafast laser filamentation in transparent media, Appl. Phys. Lett. 93, 041120 (2008).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی خودهمگرایی باریکه لیزری گاوسی با قطبش دایروی در پلاسمای مغناطیده

رضا خونیکی، رضا فلاح، سیدمحمد خراشادیزاده، علیرضا نیکنام

گروه فیزیک دانشگاه بیرجند، بیرجند، ایران

پژوهشکده لیزر-پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله پدیده خودهمگرایی یک باریکه لیزری گاوسی با قطبش دایروی راستگرد و چپگرد در پلاسمای مغناطیده در رژیم نسبیتی ضعیف بررسی شده است. برای این هدف، با استفاده از معادلات ماکسول و معادلات حاکم بر پلاسما، معادله غیرخطی که توصیف کننده تحولات دامنه‌ی کند تغییر بدست آمده است. در ادامه تاثیر بزرگی میدان مغناطیسی خارجی بر خودهمگرایی باریکه لیزری با قطبش دایروی راستگرد و چپگرد بررسی شده است. نشان داده شده است که اعمال یک میدان مغناطیسی طولی در پلاسما سبب تقویت خودهمگرایی باریکه قطبیده دایروی راستگرد و افزایش واگرایی باریکه قطبیده دایروی چپگرد می‌شود. همچنین نقش شدت و فرکانس باریکه لیزری بر میزان خودهمگرایی باریکه گاوسی در پلاسما نشان داده شده است.

کلید واژه- پلاسما، خودهمگرایی، لکه لیزر، میدان مغناطیسی خارجی، قطبش دایروی

Investigation of self-focusing of Gaussian laser beam with circular polarization in magnetized plasma

Reza Khuniki, Reza Fallah, Seyed Mohammad Khorashadizadeh, Ali reza Niknam

Department of physics, University of Birjand, Birjand, Iran

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the phenomenon of self-focusing of Gaussian laser beam with right and left circular polarization propagating in a magnetized plasma has been investigated in a weakly relativistic regime. For this purpose, using the Maxwell equations and the plasma-governing equations, a nonlinear equation describing changes in the amplitude of the beam is obtained. Then, the effect of external magnetic field on the self-focusing of the beam with the right and left circular polarization is investigated. It is shown that applying a longitudinal magnetic field in the plasma which causes the growth in the self-focusing of the right-circularly polarized beam and increase in the divergence of the left-circularly polarized beam is observed. Also, the role of the beam intensity and frequency on the self-focusing of the Gaussian beam is shown.

Keywords: Plasma, Self-focusing, laser spot, external magnetic field, Circular polarization

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در برهمکنش لیزر با پلاسما پدیده‌های زیادی از جمله خودهمگرایی باریکه لیزری مشاهده شده است[۲-۱] این پدیده در سال ۱۹۶۲ توسط آسکاریان برای محیط‌های غیرخطی کشف گردد [۳]. خودهمگرایی باریکه لیزری به واسطه تغییر غیرخطی ضریب شکست ناحیه‌ای که باریکه در حال انتشار در آن می‌باشد صورت می گیرد، بدین صورت که ضریب شکست محیط با شدت باریکه افزایش یافته و باعث همگرایی باریکه در پلاسما می گردد. در سال‌های اخیر، پدیده خودهمگرایی باریکه‌های لیزری در پلاسماهای مختلف بررسی شده است[۵-۴]. در این مقاله پدیده خودهمگرایی یک باریکه گاوسی با قطبش دایروی چپگرد و راستگرد در یک پلاسمای مغناطیده در رژیم نسبیتی ضعیف بررسی می‌گردد.

معادلات اساسی و دینامیک غیرخطی انتشار لیزر

فرض می شود یک موج الکترومغناطیسی قطبیده دایروی در راستای محور z در یک پلاسمای سرد کم چگال در حضور میدان مغناطیسی خارجی یکنواخت $B_s\hat{k}$ منتشر می‌شود. میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی به صورت زیر درنظر گرفته می‌شود:

$$\overrightarrow{E_L} = Re\{(\hat{\imath} + i\delta\hat{\jmath})E_0\, exp[\, i(kz - \omega t)]\} \qquad (۱)$$

که E_0، ω و k به ترتیب دامنه، فرکانس و عدد موج و $\delta = -1, +1$ به ترتیب بر موج قطبیده دایروی راستگرد و چپگرد دلالت دارد. معادله حرکت نسبیتی الکترون در پلاسمای مغناطیده به صورت زیر بیان می‌شود

$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma\vec{v}) = -\frac{e}{m_e}[\,\overrightarrow{E_L} + \vec{v} \times (\overrightarrow{B_L} + \overrightarrow{B_s})]\,) \qquad (۲)$$

که در این رابطه $\overrightarrow{E_L}$ و $\overrightarrow{B_L}$ به ترتیب میدان الکتریکی و مغناطیسی موج الکترومغناطیسی، $\vec{v}$ سرعت الکترون و فاکتور نسبیتی لورنتس $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{\frac{-1}{2}}$ می‌باشد. با فرض اینکه دامنه میدان لیزر در طول یک تناوب زمانی لیزر زیاد تغییر نکند (تقریب پالس پهن) می توان نیروی اثرگذار را کوچک در نظر گرفت. لذا سرعت الکترون به صورت زیر محاسبه می‌شود

$$\overrightarrow{v_\perp} = Re\{-\frac{ieE_0(\hat{\imath} + i\delta\hat{\jmath})}{m_e(\gamma\omega - \delta\omega_c)}\, exp[\, i(kz - \omega t)]\} \qquad (۳)$$

که در محاسبات $v \cong v_\perp$ در نظر گرفته شده است. بنابراین می‌توان فاکتور نسبیتی لورنتس را به صورت زیر نوشت

$$\gamma = \sqrt{1 + a^2\varphi^2} \qquad (۴)$$

که در آن $a = \frac{eE_0}{m_e\omega c}$ و $\varphi = (1 - \delta\frac{\omega_c}{\gamma\omega})^{-1}$ می‌باشد. از طرفی معادله موج غیرهمگن به صورت زیر بیان می‌شود

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\overrightarrow{E_L} = -\mu_0\frac{\partial\overrightarrow{J_\perp}}{\partial t} \qquad (۵)$$

که در آن $\overrightarrow{J_\perp} = -n_e e\overrightarrow{v_\perp}$ است. با جایگذاری چگالی جریان در معادله موج بالا، می‌توان آن را برای دامنه بدون بعد لیزری (a) به صورت بازنویسی کرد:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)a(r,z)\, exp[\, i(kz - \omega t)] = \frac{k_p^2 n_e\varphi\, a(r,z)}{\gamma} exp[\, i(kz - \omega t)] \qquad (۶)$$

در رابطه بالا $k_p = {\omega_p}/{c}$ و $\omega_p^2 = \frac{e^2 n_0}{m_e\epsilon_0}$ است. به منظور بررسی خودهمگرایی باریکه لیزری و تغییرات لکه لیزری در حین انتشار در پلاسمای مغناطیده، روش بسط مستقل چشمه‌ای[۶] مورد استفاده قرار می‌گیرد. لذا یک مد گاوسی شکل با دامنه بدون بعد زیر

$$a(r,z) = a_0\, exp\left[\, i\left(\frac{kr^2}{2R(z)} - \theta(z)\right) - \frac{r^2}{f^2}\right] \qquad (۷)$$

درنظرگرفته می‌شودکه f، $\theta(z)$ و $R(z)$ به ترتیب شعاع لکه لیزری، فاز و شعاع انحنای باریکه لیزری می باشند. با جایگذاری رابطه‌ی (۷) در رابطه‌ی (۶) وانجام محاسبات با فرض اینکه $\frac{\partial^2}{\partial z^2} \ll 2k\frac{\partial}{\partial z}$ و اعمال تغییر متغیرهای $z=z$ و $\xi = z - v_g t$، نهایتا رابطه زیر بدست می‌آید

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \frac{4}{kf^3}\,(1 - \frac{\omega_p^2}{16c^2}f_\circ^2 a_\circ^2\varphi_0^4) \qquad (۸)$$

که $a_\circ$ دامنه‌ی بدون بعد باریکه لیزری و $f_\circ$ شعاع لکه لیزری در ابتدای برهمکنش می‌باشد. در رژیم نسبیتی ضعیف، فاکتور نسبیتی لورنتس $\gamma \approx 1$ است لذا در رابطه‌ی بالا $\varphi_\circ = (1 - \frac{\omega}{\omega_c})^{-1}$ درنظر گرفته شده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

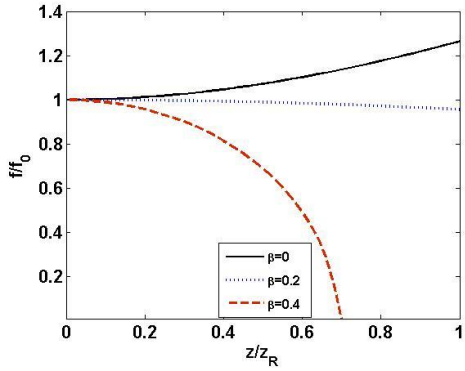
است. با حل معادله (۸)، می‌توان رابطه‌ی زیر را برای تغییرات لکه لیزری در حین انتشار در پلاسمای مغناطیده محاسبه کرد

$$f_s^2 = f_0^2\{1+\left[1-\frac{p}{p_c}\right]z^2/z_R^2\} \qquad (۹)$$

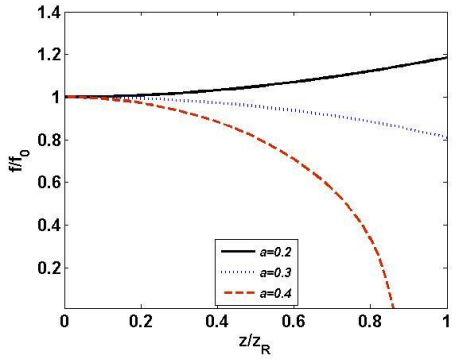
که $z_R=\frac{k f_0^2}{2}$ طول رایلی، $p_c = 1.74\times10^{10}(\frac{\omega}{\omega_p\varphi_\circ^{\,2}})^2$ توان بحرانی برای خودهمگرایی باریکه لیزری در پلاسما و $p/p_c = \frac{\omega_p^2}{16c^2}f_\circ^2 a_s^2\varphi_0^4$ می‌باشد. رابطه‌ی بالا به وضوح نقش پارامترهایی نظیر فرکانس، شدت و نوع قطبش باریکه لیزری، چگالی الکترونی پلاسما و بزرگی میدان مغناطیسی خارجی بر خودهمگرایی باریکه لیزری را نشان می‌دهد.

بحث عددی

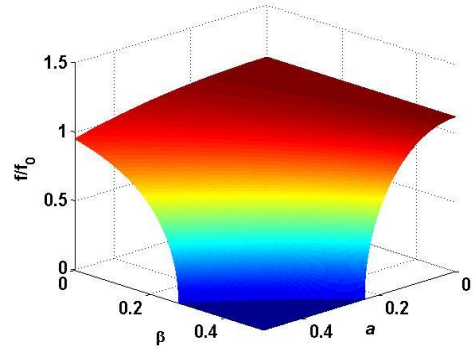
برای بررسی خودهمگرایی باریکه گاوسی با قطبش دایروی راستگرد و چپگرد در پلاسمای مغناطیده و مشاهده میزان تاثیر پارامترهای ذکر شده در بالا، فرض می‌شود باریکه خروجی یک لیزر *Nd:YAG* با طول موج *1064 nm*، دامنه‌ی بی بعد $a_0 = 0.27$ و شعاع لکه $r_0 = 15\mu m$ در پلاسمایی سرد با فرکانس نوسانی $\omega_{p=}0.1\ \omega$ در حضور یک میدان مغناطیسی خارجی با مشخصه $\beta=\frac{\omega_c}{\omega}=0.2$ منتشر می‌شود. لذا در شکل‌های (۱) و (۲)، تغییرات شعاع لکه لیزری قطبیده دایروی راستگرد ($\frac{f}{f_\circ}$) بر حسب طول بی بعد $\frac{z}{z_R}$ به ترتیب برای میدان های مغناطیسی ($\omega_c\boldsymbol{\alpha}\ B_s$) و شدت‌های لیزری ($a\ \alpha\ E_\circ^2$) مختلف نشان داده شده است. شکل۱ نشان می‌دهد در غیاب میدان مغناطیسی خارجی، باریکه لیزری در هنگام انتشار در پلاسما واگرا می‌شود، اما اعمال یک میدان مغناطیسی خارجی طولی، سبب خودهمگرایی باریکه در پلاسما شده اگر فرکانس سیکلوترونی از مرتبه بزرگی فرکانس باریکه لیزری باشد. از شکل ۲ مشاهده می‌شود که افزایش شدت یا دامنه میدان الکتریکی لیزر باعث می‌شود خودهمگرایی باریکه در پلاسمای مغناطیده تقویت شود. برای مشاهده بهتر تاثیر پارامترهای ذکر شده، در شکل ۳ تغییرات لکه لیزری بر حسب a و β رسم شده است. از بررسی این شکل، تاثیر و نقش مهم میدان مغناطیسی اعمالی و شدت باریکه با قطبش دایروی راستگرد در بروز خودهمگرایی باریکه مشاهده شده و همان نتایج گرفته شده از شکل‌های ۱ و۲ برای انتشار باریکه لیزری دیده می‌شود.



شکل۱: تغییرات شعاع لکه ($\frac{f}{f_\circ}$) باریکه لیزری قطبیده دایروی راستگرد ($\delta\delta=1$) بر حسب $\frac{z}{z_R}$ برای $a=0.27$ و $\beta=0,0.2,\ 0.4$

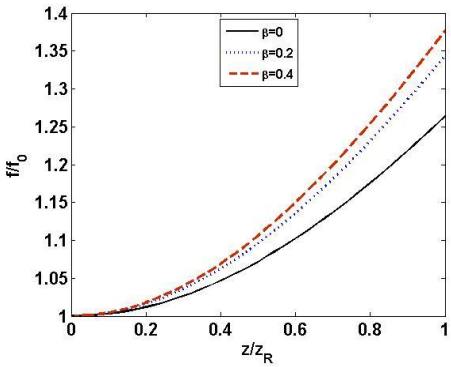


شکل۲: تغییرات شعاع لکه ($\frac{f}{f_\circ}$) باریکه لیزری قطبیده دایروی راستگرد بر حسب $\frac{z}{z_R}$ برای $\beta=0.2$ و $a=0.2,0.3\ ,0.4$

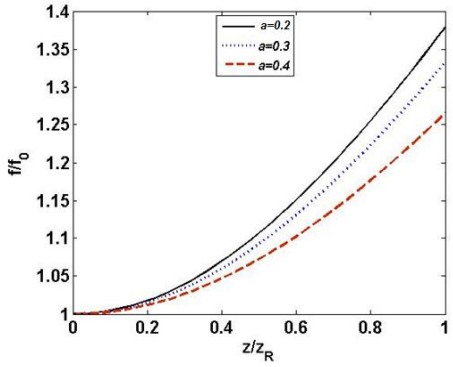


شکل۳: تغییرات شعاع لکه ($\frac{f}{f_\circ}$) باریکه قطبیده دایروی راستگرد بر حسب a و β برای $\frac{z}{z_R}=0.5$.

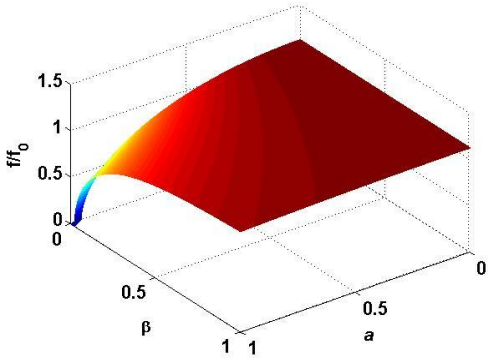
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل۴: تغییرات شعاع لکه $\frac{f}{f_o}$ باریکه لیزری قطبیده دایروی چپگرد $(\delta=-1)$ بر حسب $\frac{z}{z_R}$ برای $a=0.27$ و $\beta\beta=0,0.2,0.4$



شکل۵: تغییرات شعاع لکه $(\frac{f}{f_o})$ برای باریکه لیزری قطبیده دایروی چپگرد بر حسب $\frac{z}{z_R}$ برای $\beta=0.2$ و $a=0.2,0.3,0.4$.



شکل۶: تغییرات شعاع لکه $\frac{f}{f_o}$ برای باریکه لیزری قطبیده دایروی چپگرد بر حسب a و β برای $\frac{z}{z_R}=0.5$.

در شکل‌های (۴) و (۵)، تغییرات لکه لیزری قطبیده دایروی چپگرد $(\frac{f}{f_o})$ بر حسب $\frac{z}{z_R}$ برای میدان‌های مغناطیسی (β) و دامنه‌های بدون بعد لیزری (a) مختلف رسم شده است. از بررسی شکل ۴ مشاهده می‌شود که برخلاف باریکه قطبیده راستگرد، اعمال یک میدان مغناطیسی خارجی طولی در پلاسما سبب افزایش واگرایی باریکه قطبیده چپگرد در حین انتشار می‌شود. دلیل این رفتار را می‌توان در عبارت سمت راست رابطه (۶) جستجو کرد که نشان می‌دهد با افزایش میدان مغناطیسی خارجی در پلاسما، برای باریکه لیزری قطبیده چپگرد، نیروی غیرخطی تاثیرگذار در بروز خودهمگرایی کاهش می‌یابد. شکل ۵ نشان می‌دهد که افزایش دامنه بی بعد لیزری سبب کاهش واگرایی این باریکه هنگام انتشار در پلاسما می‌شود. از طرفی شکل ۶ نیز به وضوح، میزان تاثیرگذاری میدان مغناطیسی خارجی و شدت باریکه لیزری در بروز خودهمگرایی این باریکه قطبیده را در حین انتشار در پلاسما را نشان می‌دهد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، خودهمگرایی باریکه لیزری گاوسی با قطبش دایروی راستگرد و چپگرد در یک پلاسمای سرد مغناطیده بررسی و نقش پارامترهای تاثیرگذار مورد بحث قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهند اعمال یک میدان مغناطیسی طولی قوی سبب خود همگرایی قابل توجه باریکه لیزری قطبیده راستگرد شده درحالیکه برای باریکه قطبیده چپگرد، افزایش واگرایی باریکه در پلاسمای مغناطیده مشاهده می‌شود. در ضمن افزایش شدت باریکه لیزری نیز خودهمگرایی را برای هر دو باریکه قطبیده راستگرد و چپگرد تقویت می‌کند.

مرجع‌ها

[1] H. Hora, 2000. Laser Plasma Physics: Forces and the nonlinearity principle. SPIE Press, p.217.
[2] S. D. Patil and M. V. Takale, Laser Phys. Lett. 10, (2013) 115402.
[3] G.A. Askaryan,. Soviet Physics. J. Exp. Theo. Phys. **15** (1962) 1088-1090.
[4] M. S. Sodha, S. K. Mishra, and S. K. Agarwal, *Phys. Plasmas* **14** *(2007)* 112302.
[5] M. R. Jafari Milani, A. R. Niknam, A. H. Farahbod, *Phys. Plasmas*, vol. 21, (2014) 063107.
[6] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting. *IEEE. Journal of Quantom Electron* **33**, No. 11 (1997) 1879-1914.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی نظری استفاده از نانو لوله‌های نقره به عنوان زیر لایه در پراکندگی رامان تقویت شده سطحی

فرزاد شیرزادی تبار[۱]، مریم سلیمی نسب[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه رازی، کرمانشاه، ایران f.shirzadi@razi.ac.ir , saliminasabm@gmail.com

چکیده – نانو لوله فلزی نقره در ناحیه مرئی دارای یک طول موج تشدید پلاسمون سطحی موضعی است. با حل معادله لاپلاس در مختصات استوانه‌ای، میدان الکتریکی موضعی در همه نواحی نانو لوله بدست آمده که با استفاده ار آن می‌توان میدان الکتریکی تقویت شده در هر ناحیه را محاسبه کرد. تقویت میدان الکتریکی موضعی یکی از فاکتورهای مهم در تعیین فاکتور تقویت *SERS* است. نتایج محاسبات نظری نشان می‌دهد، فاکتور *SERS* در نزدیکی دیواره داخلی نقره حدود 4.36×10^{12} و در نزدیکی دیواره خارجی نانولوله حدود 2.57×10^{10} است. بنابراین، سیستم نانو لوله نقره می‌تواند به عنوان زیر لایه در پراکندگی رامان تقویت شده سطحی استفاده شود.

کلید واژه- پراکندگی رامان، تشدید پلاسمون سطحی، نانو لوله

Theoretical study of using sliver metallic nanotube as a substrate in surface enhanced Raman scattering

Farzad Shirzaditabar[1], Maryam Saliminasab[1]

[1]Department of Physics, Razi University, Kermanshah, Iran. e-mail: f.shirzadi@razi.ac.ir , saliminasabm@gmail.com

Abstract- A silver metallic nanotube has a localized surface plasmon resonance in visible region. By solving Laplace's equation in cylindrical coordinates, the local electric field in all regions of nanotube is taken which can be used to calculate enhanced electric field in any region. The enhancement of local electric field is one of the important factors in determining the SERS factor. Theoretical results show that the SERS factor near the inner wall of silver tube is about 4.36×10^{12} whereas near the outer wall of nanotube is about 2.57×10^{10}. So, the silver nanotube system can be used as SERS substrate.

Keywords: Raman Scattering, Surface Plasmon, Nanotube

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

با پیشرفت‌های اخیر در زمینه نانوفناوری، دانشمندان قادر به طراحی نانوساختارهایی با شکل‌های متفاوت مانند نانومنشور، نانومیله، نانوپوسته و غیره شده‌اند. خواص اپتیکی نانوذرات فلزی، مربوط به تشدید پلاسمون سطحی موضعی[1] (*LSPR*)، شامل طیف جذبی و پراکنده تنظیم پذیر، فلوئورسنس تقویت سطحی، پراکندگی رامان تقویت شده سطحی[2] (*SERS*) است که توجه بسیاری از دانشمندان این حوزه را به خود جلب کرده است. در این مقاله، در بسامدی نزدیک بسامد *LSPR*، میدان الکتریکی موضعی اطراف نانو لوله فلزی تا مرتبه بالایی تقویت شده که *SERS* را نتیجه می‌دهد. این افزایش میدان الکتریکی امکان شناسایی مولکول‌های چسبیده به سطح فلز به روش *SERS* را فراهم می‌کند.

مدل تئوری

هندسه یک نانو لوله فلزی بلند در شکل (۱) نشان داده شده است. هسته دی‌الکتریک با شعاع R_1 و ثابت دی‌الکتریک ε_1، دیواره نقره با ضخامت R_2-R_1 و ثابت دی‌الکتریک ε_2 و محیط اطراف با ثابت دی‌الکتریک ε_3. ثابت دی‌الکتریک فلز طبق مدل درود-لورنتس بصورت زیر در نظر گرفته می‌شود[۱]:

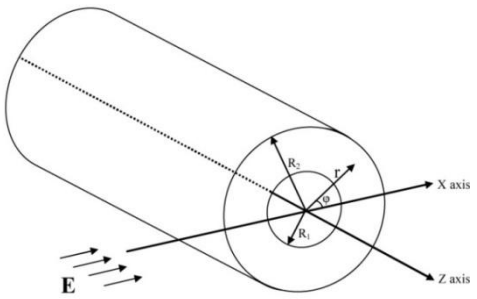
$$\varepsilon(l,\omega)=\varepsilon_{JC}+\frac{\omega_p^2}{\omega^2+i\,\omega\gamma_{bulk}}-\frac{\omega_p^2}{\omega^2+i\,\omega\Gamma} \quad (۱)$$

ε_{JC} داده‌های تجربی اندازه‌گیری شده توسط جانسون کریستی [۲] برای توده فلزی است که با استفاده از روش برازش منحنی، مقدار ثابت دی‌الکتریک در هر بسامد قابل تعیین است. فرکانس پلاسمون توده نقره، $\omega=2\pi c/\lambda$ فرکانس زاویه‌ای نور ورودی لیزر و $\gamma_{bulk}=3.23\times10^{13}$ Hz میرایی در اثر برخورد الکترون‌ها است. Γ مربوط به دیگر میرایی‌ها است و به صورت زیر تعریف می‌شود [۳]:

$$\Gamma=\gamma_{bulk}+A\frac{V_F}{a}+(k_3R_2)^3 \quad (۲)$$

که $A\approx1$ ضریب سرعت فِرمی، $V_F=1.4\times10^6$ m/s سرعت فِرمی، $a=R_2-R_1$ و $k_3=\varepsilon_3^{1/2}\omega/c$ عدد موج در محیط بیرون است. عبارت‌های دوم و سوم در رابطه (۲)، به ترتیب ثابت‌های میرایی مربوط به پراکندگی الکترون در مرز فلز و میرایی تابشی هستند.

محور اصلی نانولوله استوانه‌ای در راستای محور z است و طول آن بی‌نهایت فرض می‌شود. طبق شکل (۱)، بردار انتشار k در راستای محور y و بردار قطبش در راستای محور x در نظر گرفته شده است.



شکل ۱: هندسه نانو لوله فلزی

به دلیل کوچک بودن شعاع دیواره فلزی نسبت به طول موج فرودی، در این مدل نیز از تقریب شبه استاتیک استفاده می‌شود. بنابراین با حل معادله لاپلاس در مختصات استوانه‌ای، میدان الکتریکی در هر ناحیه (درون

[1] Localized surface plasmon resonance

[2] Surface enhanced Raman scattering

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

هسته، درون دیواره و محیط اطراف) طبق روابط زیر قابل محاسبه است:

$$\vec{E}_1 = -(\frac{A_1}{E_0} - 1)\vec{E}_0 \qquad (۳)$$

$$\vec{E}_2 = (1 - \frac{A_1'}{E_0})\vec{E}_0 + \frac{C_1'}{r^2}(\cos\varphi\,\hat{e}_r + \sin\varphi\,\hat{e}_\varphi) \qquad (۴)$$

$$\vec{E}_3 = \vec{E}_0 + \frac{C_1}{r^2}(\cos\varphi\,\vec{e}_r + \sin\varphi\,\vec{e}_\varphi) \qquad (۵)$$

که ضرایب عبارتند از:

$$A_1 = \frac{E_0(\varepsilon_1-\varepsilon_2)(\varepsilon_2-\varepsilon_3)R_1^2 + E_0[\varepsilon_2(\varepsilon_2-3\varepsilon_3)+\varepsilon_1(\varepsilon_2+\varepsilon_3)]R_2^2}{(\varepsilon_1-\varepsilon_2)(\varepsilon_2-\varepsilon_3)R_1^2 + (\varepsilon_1+\varepsilon_2)(\varepsilon_2+\varepsilon_3)R_2^2} \qquad (۶)$$

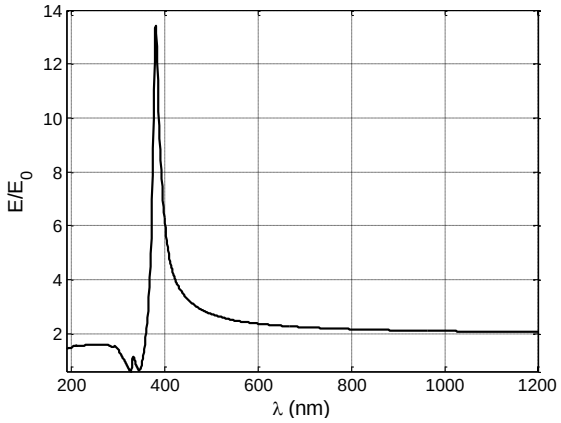
$$A_1' = -\frac{E_0(\varepsilon_2-\varepsilon_3)[(-\varepsilon_1+\varepsilon_2)R_1^2 - (\varepsilon_2+\varepsilon_3)R_2^2]}{(\varepsilon_1-\varepsilon_2)(\varepsilon_2-\varepsilon_3)R_1^2 + (\varepsilon_1+\varepsilon_2)(\varepsilon_2+\varepsilon_3)R_2^2} \qquad (۷)$$

$$C_1 = \frac{E_0(\varepsilon_1-\varepsilon_2)(\varepsilon_2+\varepsilon_3)R_1^2R_2^2 + E_0(\varepsilon_1+\varepsilon_2)(\varepsilon_2-\varepsilon_3)R_2^4}{(\varepsilon_1-\varepsilon_2)(\varepsilon_2-\varepsilon_3)R_1^2 + (\varepsilon_1+\varepsilon_2)(\varepsilon_2+\varepsilon_3)R_2^2} \qquad (۸)$$

$$C_1' = \frac{2E_0(\varepsilon_1-\varepsilon_2)\varepsilon_3 R_1^2 R_2^2}{(\varepsilon_1-\varepsilon_2)(\varepsilon_2-\varepsilon_3)R_1^2 + (\varepsilon_1+\varepsilon_2)(\varepsilon_2+\varepsilon_3)R_2^2} \qquad (۹)$$

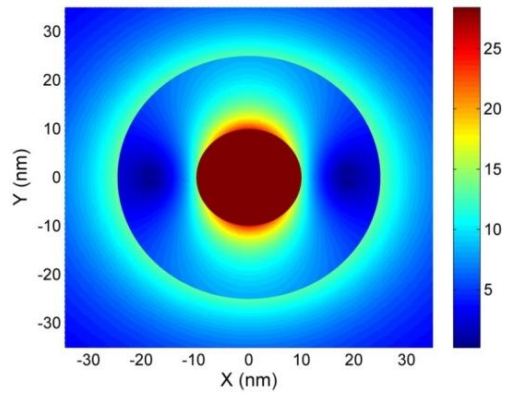
فاکتور تقویت پراکندگی رامان

نسبت میدان الکتریکی موضعی در خارج از نانو لوله به میدان الکتریکی فرودی طبق رابطه $FE = |\vec{E}_{loc}| / |\vec{E}_0|$ داده می‌شود. شکل (۲)، طیف میدان الکتریکی تقویت شده در خارج از سطح نانو لوله نقره، بر حسب طول موج با مشخصات هندسی $R_{1,2}$= [10, 25] و $\varepsilon_{1,3}$ = [1,1.77] را نشان می‌دهد. طبق شکل (۲)، طیف جذبی نانو لوله در طول موج λ= 381 nm، دارای یک قله تشدید پلاسمون است که ناشی از برهم‌کنش مُدهای پلاسمون حفره داخلی و پوسته خارجی نقره است.



شکل ۲: طیف میدان الکتریکی تقویت شده نانو لوله.

توزیع میدان الکتریکی در نانولوله نقره با مشخصات هندسی $R_{1,2}$= [10, 25] nm و $\varepsilon_{1,3}$ = [1, 1.77] در طول موج تشدید λ= 381 nm، در شکل (۳) رسم شده است. همان‌طور که در شکل دیده می‌شود، میدان الکتریکی در فضای خالی داخل نانولوله بیشترین مقدار را داراست. شدت میدان الکتریکی در دیواره داخلی نانولوله بیشتر از دیواره خارجی تقویت شده است. توزیع میدان الکتریکی در دیواره داخلی نانولوله به صورت پلاسمون دو قطبی است در حالی‌که در خارج از نانولوله به صورت یکنواخت به حالت تشدید درآمده است. میدان الکتریکی موضعی در فضای خالی داخل نانولوله ۲۸/۴۱ برابر میدان فرودی، در دیواره داخلی ۲۳/۷۱ برابر میدان فرودی و در خارج از نانولوله ۱۳/۵۱ برابر میدان فرودی است.



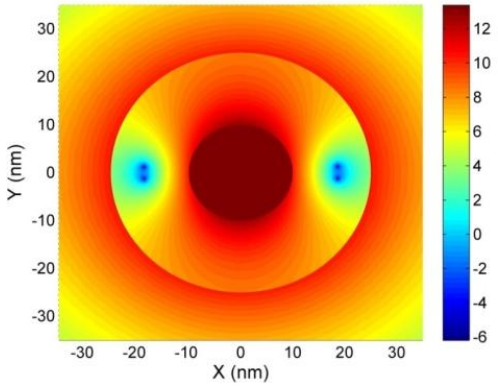
شکل ۳: توزیع تقویت میدان الکتریکی نانولوله.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

فاکتور تقویت پراکندگی رامان طبق رابطه زیر داده می‌شود:

$$G_{SERS} = \left| \frac{E_{loc}}{E_0} \right|^4 \qquad (۱۰)$$

شکل (۴) مقدار لگارتیم فاکتور تقویت SERS نانولوله فلزی را در طول موج ۳۸۱ نانومتر نشان می‌دهد. فاکتور SERS در شکل با رنگ‌های مختلف نشان داده شده است. نتایج محاسبات نشان می‌دهد، فاکتور تقویت SERS نانولوله فلزی در درون فضای خالی حدود 2.45×10^{13} و در نزدیکی دیواره داخلی نقره حدود 4.36×10^{12} و در نزدیکی دیواره خارجی نانولوله در حدود 2.57×10^{10} است. در مقایسه با دیگر نانوساختارها، نانولوله تقویت میدان الکتریکی بیشتر و در نتیجه فاکتور تقویت SERS بالاتری را نشان می‌دهد.



شکل ۴: فاکتور کیفیت *SERS* نانو لوله.

نتیجه‌گیری

نانو لوله فلزی نقره در ناحیه مرئی دارای یک طول موج تشدید پلاسمون سطحی موضعی است. تقویت میدان الکتریکی موضعی یکی از فاکتورهای مهم تاثیرگذار در حسگری به روش *SERS* است. نتایج محاسبات نشان می‌دهند که میدان الکتریکی در دیواره داخلی و دیواره خارجی نقره تا مرتبه بالایی تقویت شده است. فاکتور بالای *SERS* نانولوله نشان می‌دهد، این نانو ذره گزینه مناسبی برای زیرلایه‌های *SERS* در شناسایی مولکول‌ها به شمار می‌رود.

مرجع‌ها

[1] R.D. Averitt, S.L. Westcott, N.J. Halas, “Linear optical properties of gold nanoshells”. J Opt Soc Am B, Vol. 16, No. 10, pp.1824-1832, 1999.

[2] P. B. Johnson, R.W. Christy, “Optical constants of noble metals”, Phys Rev B, Vol. 6, No. 12 , pp. 4370-4379, 1972.

[3] V.B. Gildenburg, V.A. Kostin, I.A. Pavlichenko, “Resonances of surface and volume plasmons in atomic clusters”, Physics of Plasmas, Vol.18, No. 9, pp. 092101-092106, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

افزایش چرخش کِر در گرافن دولایه‌ای واقع در مرکز ساختار آینه‌ای

وحید فلاحی، ندا نقی‌زاده

گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب ۵۵۵۱۷۶۱۱۶۷، ایران

چکیده - چرخش کِر یک گرافن دولایه‌ای واقع در مرکز یک ساختار چندلایه‌ای خاص از مواد دی‌الکتریک به طور نظری با استفاده از رهیافت ماتریس ۴×۴ تعمیم یافته بررسی و مطالعه شده است. ضرایب بازتاب و عبور برای یک ساختار آینه شده با هر تعداد از لایه دوتایی به طور تحلیلی تعیین شده است. بیشترین چرخش کِر برای دو دنباله از لایه دوتایی با معیار شایستگی ۰/۵۴ درجه بدست آمده است.

کلید واژه- گرافن دولایه، ساختار آینه‌ای، چرخش کِر، ماتریس انتقال ۴×۴ تعمیم یافته

Kerr rotation enhancement in bilayer graphene at the center of the mirrored structure

Vahid Fallahi, Neda Naghizadeh

Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab 5551761167, Iran

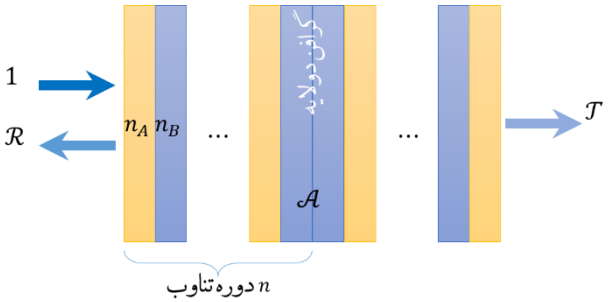
Abstract- The Kerr rotation of a bilayer graphene deposited at the center of a specially designed multilayer structure of dielectric media is investigated theoretically within the generalized 4×4 matrix approach. The reflection and transmission coefficients are analytically derived for a mirrored structure with any number of the double layers. The maximum Kerr rotation is obtained for two sequence of the double-layer with figure of merit of 0. 54 degree.

Keywords: Bilayer graphene, Mirrored structure, Kerr rotation, Generalized 4×4 transfer matrix.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

امروزه، مواد نازک اتمی از جمله گرافن دولایه‌ای به علت خواص جالب اپتیکی و الکترونیکی مانند اثر هال کوانتومی غیرعادی مورد توجه گسترده پژوهشگران قرار گرفته‌اند [۱]. انگشت‌نگاری حالت‌های هال کوانتومی غیرعادی که نتیجه شکست خودبخودی تقارن وارونی زمانی در این مواد است، را می‌توان توسط پدیده‌های اپتیکی مانند چرخش کِر فراهم کرد. اگر گرافن بر روی یک زیرلایه لایه‌نشانی شود، چرخش کِر نه تنها به رسانندگی اپتیکی گرافن بلکه به خواص زیرلایه نیز بستگی خواهد داشت [۲،۳]. اما از آن جائی که چرخش کِر ایجاد شده توسط گرافن دولایه بسیار اندک است، از چندلایه‌های دی‌الکتریک برای بهبود و افزایش سیگنال کِر استفاده می‌گردد. با این وجود، افزایش چرخش کِر با کاهش شدت سیگنال کِر همراه خواهد بود. ما در این مقاله به منظور افزایش پارامتر کیفیت $\mathrm{FOM}=\sqrt{(\theta_K^2+\psi_K^2)R}$، که در آن θ_K زاویه چرخش کِر و ψ_K بیضی‌گونگی بوده و R ضریب بازتاب از چندلایه است، از یک ساختار آینه‌ای n-تناوبی با لایه میانی گرافن بهره می‌بریم. این ساختار شامل تکرار دو ماده دی‌الکتریک A و B با ضرایب شکست n_A و n_B است. در این ساختار دنباله $AB\cdots BB\cdots BA$ دارای تقارن مرکزی بوده ساختار تناوبی آینه‌ای نامیده می‌شود. گرافن دولایه در مرکز این ساختار قرار گرفته است. ساختارهای آینه‌ای بدون لایه گرافن دارای ضریب بازتاب صفر بوده و شدت میدان الکتریکی در وسط ساختار به بیشرین مقدار خود می‌رسد [۴]. وجود گرافن در این ساختار باعث افزایش قابل ملاحضه شدت نور بازتابی شده و شرایط را برای بهبود پارامتر کیفیت فراهم می‌نماید.



شکل ۱: ساختار آینه‌ای n-تناوبی (با تکرار لایه‌های AB) معلق در هوا با لایه گرافن میانی

رهیافت محاسباتی

در سال ۱۹۹۰ میلادی، زاک و همکارانش توانستند سیگنال کِر را در ساختارهای چندلایه‌ای با استفاده از فرمول‌بندی کلی ماتریس ۴×۴ بدست آورند [۵]. در این فرمول‌بندی، یک ماتریس مرزی A_i برای عبور نور از مرز مشترک بین دو لایه و یک ماتریس D_i برای انتشار نور در هر لایه تعریف می‌شود. درایه‌های ماتریس مرزی بین دو لایهٔ jام و $(j+1)$ام با تانسور رسانندگی $\vec{\vec{\sigma}}=\begin{bmatrix}\sigma_{xx} & \sigma_{xy}\\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy}\end{bmatrix}$ بیان شده بر حسب واحد $\frac{e^2}{h}$ و با بکارگیری شرط پیوستگی میدان الکتریکی عرضی $\hat{n}_z\times(\boldsymbol{E}^+-\boldsymbol{E}^-)=0$ و ناپیوستگی میدان مغناطیسی عرضی $\hat{n}_z\times(\boldsymbol{H}^+-\boldsymbol{H}^-)=\vec{\vec{\sigma}}\boldsymbol{E}$ به صورت زیر تعیین می‌شوند:

$$\begin{bmatrix}E_x^{(j)}\\ E_y^{(j)}\\ H_x^{(j)}\\ H_y^{(j)}\end{bmatrix}=G_j\begin{bmatrix}E_{(i),\mathcal{S}}^{(j)}\\ E_{(i),\mathcal{P}}^{(j)}\\ E_{(r),\mathcal{S}}^{(j)}\\ E_{(r),\mathcal{P}}^{(j)}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}1 & 0 & 1 & 0\\ 0 & 1 & 0 & -1\\ 2\alpha\sigma_{yx} & 2\alpha\sigma_{yy}-n_j & 2\alpha\sigma_{yx} & -2\alpha\sigma_{yy}-n_j\\ -2\alpha\sigma_{xx}+n_j & -2\alpha\sigma_{xy} & -2\alpha\sigma_{xx}-n_j & 2\alpha\sigma_{xy}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}E_{(i),\mathcal{S}}^{(j)}\\ E_{(i),\mathcal{P}}^{(j)}\\ E_{(r),\mathcal{S}}^{(j)}\\ E_{(r),\mathcal{P}}^{(j)}\end{bmatrix} \quad (۱)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

که در آن α ثابت ساختار ریز بوده و اندیس‌های (i) و (r) نشان دهنده امواج فرودی و بازتابی است. ماتریس انتشار به صورت

$$\begin{bmatrix} E_{(i),\mathcal{S}}^{(j)} \\ E_{(i),\mathcal{P}}^{(j)} \\ E_{(r),\mathcal{S}}^{(j)} \\ E_{(r),\mathcal{P}}^{(j)} \end{bmatrix} = D_j \begin{bmatrix} E_{(i),\mathcal{S}}^{(j+1)} \\ E_{(i),\mathcal{P}}^{(j+1)} \\ E_{(r),\mathcal{S}}^{(j+1)} \\ E_{(r),\mathcal{P}}^{(j+1)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-in_j d_j k_0} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-in_j d_j k_0} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{+in_j d_j k_0} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{+in_j d_j k_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{(i),\mathcal{S}}^{(j+1)} \\ E_{(i),\mathcal{P}}^{(j+1)} \\ E_{(r),\mathcal{S}}^{(j+1)} \\ E_{(r),\mathcal{P}}^{(j+1)} \end{bmatrix} \qquad (۲)$$

تعیین شده و به ازای $\overleftrightarrow{\sigma} = 0$ ماتریس G_i به A_i تغییر می‌یابد. با استفاده از شرط پیوستگی میدان، می‌توان ماتریس انتقال کلی ۴×۴ را به صورت ماتریس بلوکه‌ای $M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}$ تعیین نمود که در آن M دامنه

$$\begin{bmatrix} E_{(i),\mathcal{S}}^{(0)} \\ E_{(i),\mathcal{P}}^{(0)} \\ E_{(r),\mathcal{S}}^{(0)} \\ E_{(r),\mathcal{P}}^{(0)} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} E_{(t),\mathcal{S}}^{(4n+1)} \\ E_{(t),\mathcal{P}}^{(4n+1)} \\ E_{(t),\mathcal{S}}^{(4n+1)} \\ E_{(t),\mathcal{P}}^{(4n+1)} \end{bmatrix} = A_0^{-1}\left(\prod_{i=1}^{2n-1} A_i D_i A_i^{-1}\right) A_{2n} D_{2n} G_{2n}^{-1} \left(\prod_{i=2n+1}^{4n} A_i D_i A_i^{-1}\right) A_0 \begin{bmatrix} E_{(t),\mathcal{S}}^{(4n+1)} \\ E_{(t),\mathcal{P}}^{(4n+1)} \\ E_{(t),\mathcal{S}}^{(4n+1)} \\ E_{(t),\mathcal{P}}^{(4n+1)} \end{bmatrix} \qquad (۳).$$

ضرایب عبور و بازتاب از این ساختار چندلایه‌ای به صورت

$$\overleftrightarrow{t} = \begin{pmatrix} t_{\mathcal{SS}} & t_{\mathcal{SP}} \\ t_{\mathcal{PS}} & t_{\mathcal{PP}} \end{pmatrix} = M_{11}^{-1} \qquad (۴\text{-الف})$$

$$\overleftrightarrow{r} = \begin{pmatrix} r_{\mathcal{SS}} & r_{\mathcal{SP}} \\ r_{\mathcal{PS}} & r_{\mathcal{PP}} \end{pmatrix} = M_{21} M_{11}^{-1} \qquad (۴\text{-ب})$$

تعیین می‌شوند که در آن

$$t_{\mathcal{PP}} = t_{\mathcal{SS}} = \frac{\alpha\xi^{2n}\sigma_{xx}+1}{1+\alpha\xi^{2n}\mathrm{Tr}(\overleftrightarrow{\sigma})+\alpha^2\xi^{4n}\mathrm{Det}(\overleftrightarrow{\sigma})} \qquad (۵\text{-الف})$$

$$r_{\mathcal{PP}} = -r_{\mathcal{SS}} = \frac{\xi^{2n}\left(\alpha\sigma_{xx}+\alpha^2\xi^{2n}\mathrm{Det}(\overleftrightarrow{\sigma})\right)}{1+\alpha\xi^{2n}\mathrm{Tr}(\overleftrightarrow{\sigma})+\alpha^2\xi^{4n}\mathrm{Det}(\overleftrightarrow{\sigma})} \qquad (۵\text{-ب})$$

$$r_{\mathcal{SP}} = r_{\mathcal{PS}} = \frac{-\alpha\xi^{2n}\sigma_{xy}}{1+\alpha\xi^{2n}\mathrm{Tr}(\overleftrightarrow{\sigma})+\alpha^2\xi^{4n}\mathrm{Det}(\overleftrightarrow{\sigma})} \qquad (۵\text{-پ})$$

بوده و $\xi = \frac{n_A}{n_B}$ است. رابطه $r_{\mathcal{SP}} = r_{\mathcal{PS}} = t_{\mathcal{SP}} = -t_{\mathcal{PS}}$ نیز برقرار است. در تابش عمودی، دامنه ضرایب عبور و بازتاب میدان فرودی $\boldsymbol{E_i}$ به صورت $T = \frac{n_t}{n_i}\frac{\langle \boldsymbol{E_i}|\boldsymbol{t}^\dagger\boldsymbol{t}|\boldsymbol{E_i}\rangle}{\langle \boldsymbol{E_i}|\boldsymbol{E_i}\rangle}$ و $R = \frac{\langle \boldsymbol{E_i}|\boldsymbol{r}^\dagger\boldsymbol{r}|\boldsymbol{E_i}\rangle}{\langle \boldsymbol{E_i}|\boldsymbol{E_i}\rangle}$ بدست می‌آید که در آن n_i و n_t به ترتیب ضرایب دی‌الکتریک محیطهای فرودی و عبوری هستند. به دلیل اتلاف در رساناهای نازک اتمی، بخشی از قطبش فرودی و بازتابی را به دامنه قطبش عبوری برای ساختار آینه‌ای n-تناوبی معلق در هوا با لایه گرافن میانی به یکدیگر مربوط می‌کند:

نور فرودی با ضریب $A = 1 - R - T$ جذب می‌شود. در نهایت، زاویه چرخش کِر θ_K و بیضی‌گونگی ψ_K به صورت

$$\tan(2\theta_K) = \frac{2\Re\{\chi_K\}}{1-|\chi_K|^2} \qquad (۶\text{-الف})$$

$$\tan(2\psi_K) = \frac{2\Im\{\chi_K\}}{1-|\chi_K|^2} \qquad (۶\text{-ب})$$

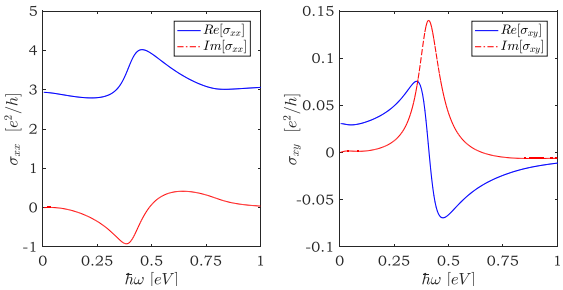
تعیین می‌شوند که در آن $\chi_K = \frac{r_{\mathcal{PS}}}{r_{\mathcal{SS}}}$ برای نور فرودی با قطبش خطی $\mathcal{S}$ و $\chi_K = \frac{r_{\mathcal{SP}}}{r_{\mathcal{PP}}}$ برای قطبش خطی $\mathcal{P}$ است.

نتایج و بحث

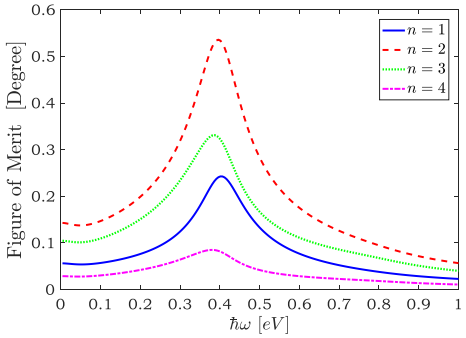
تانسور رسانندگی برای گرافن دولایه‌ای با انرژی جهش بین‌لایه‌ای $\gamma = 0.4\ \mathrm{eV}$، گاف انرژی متناظر با حالت کوانتومی هال غیر عادی $\Delta_T = 1\ \mathrm{meV}$ و فرکانس برخورد $\eta = 0.05\ \mathrm{eV}$ در شکل ۲ ترسیم شده است. پارامتر کیفیت FOM به ازای ضرایب شکست $n_A = 3.5$ (لایه Si) و $n_B = 1.5$ (لایه SiO_2)؛ یعنی $\xi = 2.33$ به ازای تعداد تناوب $n = 1, 2, 3, 4$ از دو لایه دی‌الکتریک با ضخامت ربع موج $(d_i = \frac{\lambda_0}{4n_i})$ در ساختار آینه‌ای در شکل ۳ به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

تصویر در آمده است. پارامتر کیفیت در $n=2$ به ازای فرکانس فرودی $\hbar\omega = 0.4\,\mathrm{eV}$ بیشترین مقدار ممکن را نشان می‌دهد.

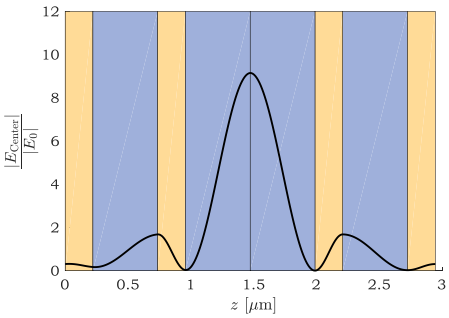


شکل ۲: مؤلفه‌های تانسور رسانندگی برای گرافن دولایه‌ای با انرژی جهش بین‌لایه‌ای $\gamma = 0.4\,\mathrm{eV}$، گاف انرژی متناظر با حالت کوانتومی هال غیر عادی $\Delta_T = 1\,\mathrm{meV}$ و فرکانس برخورد $\eta = 0.05\,\mathrm{eV}$.

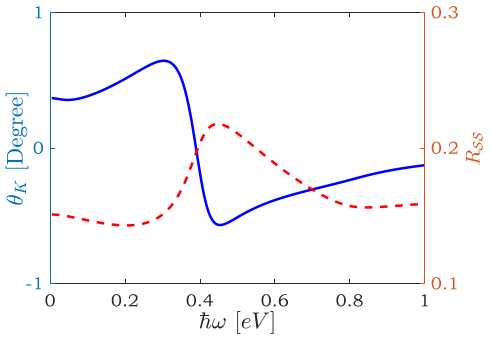


شکل ۳: پارامتر کیفیت FOM به ازای $\xi = 2.33$ و تعداد دوره تناوب‌های متفاوت $n = 1,2,3,4$ در ساختار آینه‌ای.

این افزایش در پارامتر کیفیت بدلیل افزایش میدان در مرکز ساختار آینه‌ای، جایی که گرافن دولایه‌ای در آن قرار گرفته است، می‌باشد (شکل ۴ را ببینید). چرخش کِر و دامنه بازتاب نیز برای قطبش s در شکل ۵ نشان داده شده است.



شکل ۴: پروفایل میدان الکتریکی در ساختار آینهای 2-تناوبی شامل گرافن دولایه با افزایش میدان تقریبا ده برابری در مرکز ساختار.



شکل ۵: چرخش کِر و دامنه بازتاب برای قطبش s.

نتیجه‌گیری

ماتریس انتقال ۴×۴ تعمیم‌یافته در لایه‌های دی‌الکتریک به همراه لایه مرزی رسانا با رسانندگی تانسوری تعیین و روابط تحلیلی برای دامنه‌های عبور و بازتاب از ساختار آینه‌ای n-تناوبی بدست آمده است. ساختارهای آینه‌ای کاندیداهای مناسبی برای افزایش میدان الکتریکی در مرکز تقارن هستند، بطوریکه می‌توانند سیگنال کِر را تا چند برابر تقویت کنند. در ساختار پیشنهادی، ساختار آینه‌ای 2-تناوبی قادر است میدان را تا ده برابر تقویت کرده و بیشینه زاویه چرخش کِر ۰/۶۴ درجه با ضریب بازتاب ۱۵٪ را نتیجه دهد.

مرجع‌ها

[1] E. P. Randviir, D. A. Brownson, C. E. Banks, “A decade of graphene research: production, applications and outlook”, Mater. Today, Vol. 17, No. 9, pp. 426-432, 2014.

[2] E. V. Gorbar, V. P. Gusynin, A. B. Kuzmenko, S. G. Sharapov, “Magneto-optical and optical probes of gapped ground states of bilayer graphene”, Phys. Rev. B, Vol. 86, p. 075414, 2012.

[3] G. Széchenyi, M. Vigh, A. Kormányos, J. Cserti, “Transfer matrix approach for the Kerr and Faraday rotation in layered nanostructures,” J. Phys. Condens. Matter, Vol. 28, p. 375802, 2016.

[4] S. A. Nulli, M. S. Ukhtary, R. Saito, “Significant enhancement of light absorption in undoped graphene using dielectric multilayer system”, Appl. Phys. Lett. Vol. 112, p. 073101, 2018.

[5] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu and S. D. Bader, “Universal Approach to Magneto-Optics”, J. Magn. Magn. Mater.,Vol. 89, pp.107-123, 1990.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

شناسایی ماده منفجره RDX با استفاده از بیناب نمایی حوزه زمان تراهرتز

سیدشایان شریف، محسن شاهین زاده، سیدمحمد رضا دربانی، بهاره یحیی‌ئی، عبدالله اسلامی مجد

پژوهشکده علوم وفناوری اپتیک و لیزر دانشگاه صنعتی مالک اشتر، شاهین شهر

Shayan.sh41@gmail.com, M.shahinzade1371@gmail.com, Darbany2002@yahoo.com, Baharehyahyaei2@gmail.com, Sina_majd@yahoo.com

چکیده – دراین پژوهش چیدمان آزمایشگاهی بیناب نمایی تراهرتز حوزه زمان در مد بازتابی ۳۰ درجه برپا و جهت شناسایی ماده منفجره RDX مورد استفاده قرار گرفته است. در برپایی فوق با استفاده از آنتن گالیم آرسنایدبیناب حوزه زمانی تراهرتز تولید و آشکارسازی شده است. چیدمان برپا شده محدوده بینابی ۰/۱ تا ۲ تراهرتز را پوشش می‌دهد. با استفاده از داده‌های استخراجی، ضرایب جذب و شکست RDX به ترتیب ۱/۵ و $108/7\ cm^{-1}$ محاسبه شد که با داده‌های معتبر تطابق خوبی دارد.

کلید واژه- آنتن نور رسانا، بیناب نمایی حوزه زمان تراهرتز، RDX

Detection of RDX by Terahertz Time Domain Spectroscopy

Seyyed Shayan Sharif , Mohsen Shahinzade, Seyyed Mohammad Reza Darbani, Bahareh Yahyaei, Abdollah Eslami Majd

Optics and Laser Science and Technology Research Center, Malek-Ashtar University of Technology, Shahin Shahr, Iran

Abstract- In this research, Terahertz Time Domain Spectroscopy (THz-TDS) system in reflection 30 degree mode has been established for detection of RDX. In this setup, two gallium arsenide photoconductive antennas have been used to generate and detect the terahertz pulses with frequency range between 0.1 and 2 THz. By using of data detection, absorbtion and refraction coefficient are calculated 1.5 and 108.7. That data good agree with reference.

Keywords: Photoconductive antenna, Terahertz Time Domain Spectroscopy (THz-TDS), RDX

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

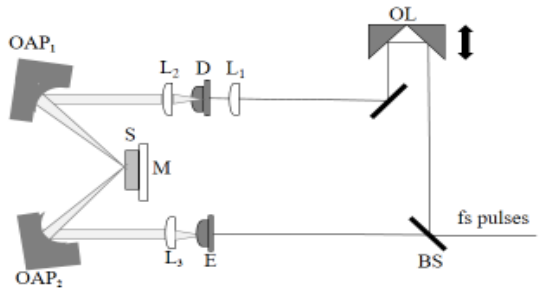
ناحیه تراهرتز (THz) در محدوده فرکانسی ۰/۱ تا ۱۰ تراهرتز در بیناب الکترومغناطیسی واقع است. فرکانس‌های ارتعاشی و چرخشی اکثر مولکول‌ها در بازه‌ی بینابی امواج تراهرتز قرار دارند، از طرف دیگر رفتار این امواج دربرابر مواد مختلف متغیر است که این دو ویژگی سبب ترغیب دانشمندان به مطالعه این دسته از امواج به‌خصوص در حوزه تصویربرداری و بیناب نمایی در علوم مختلف از جمله پزشکی[۱]، شیمی[۲] و صنایع دفاعی و امنیتی[۳] شده است.

چون ناحیه فرکانسی این امواج بین نواحی الکترونیکی و اپتیکی قرار دارد و یا به‌عبارتی دیگر ترکیبی از اپتیک و الکترونیک می‌باشند، در نتیجه برای تولید، آشکارسازی و تحلیل این امواج می‌توان از روش‌های الکترواپتیکی استفاده کرد. تا چند دهه گذشته به‌دلیل فقدان چشمه و - آشکارساز، این قسمت از بیناب فرکانسی کمتر مورد استفاده قرار گرفته و تا چند دهه قبل کمتر ابزاری قادر به تولید این بخش از بیناب الکترومغناطیسی شده است، بر همین اساس این ناحیه بینابی ناشناخته باقی مانده بود. امروزه روش‌های متفاوتی برای تولید امواج تراهرتز ازجمله روش آنتن نوررسانش، روش‌های آمیختگی نوری، لیزر الکترون آزاد، یکسوسازی نوری و تولید پلاسما وجود دارد[۴].

خصوصیات امواج تراهرتز باعث شده این امواج کاربردهای بسیاری در شناسایی‌های امنیتی به‌خصوص در آشکارسازی اجسام پنهان شده داشته باشند. امواج تراهرتز در موادی که دارای پوشش هستند، (اغلب از جنس نارسانا) ، به‌راحتی نفوذ کرده و یا به عبارت دیگر این مواد در برابر امواج تراهرتز شفاف هستند. این ویژگی باعث شده تصویر برداری و بیناب نمایی به وسیله این امواج نسبت به دیگر روش‌ها در صنایع دفاعی و امنیتی کاربرد بیشتری داشته باشد[۵]. در این پژوهش چیدمان بیناب نمایی تراهرتز در حالت بازتابی برپا و برای شناسایی ماده منفجره RDX مورد استفاده قرار گرفته است. سپس با گرفتن تبدیل فوریه از بیناب تجربی به‌دست آمده از نمونه، الگوهای بینابی منحصربه‌فرد ماده مورد بررسی قرار خواهند گرفت.

چیدمان تجربی

طرحواره‌ای از چیدمان آزمایشگاهی بیناب نمایی حوزه زمانی تراهرتز (THz-TDS) در شکل ۱ نشان داده شده است. در این چیدمان برای تولید و آشکارسازی پالس‌های تراهرتز از یک لیزر فمتوثانیه با طول موج ۸۰۰ نانومتر، نرخ تکرار ۸۰ مگاهرتز و پهنای زمانی ۶۰ فمتوثانیه استفاده شده است.



شکل۱: طرحواره چیدمان بیناب نمایی بازتابی ۳۰ درجه تراهرتز
fs لیزر فمتوثانیه، BS پرتو شکاف، M آینه، OL تاخیر انداز اپتیکی، E و D به‌ترتیب آنتن فرستنده و گیرنده، OAP_1 و OAP_2 آینه‌های پارابولیک، L_1 عدسی نوری، L_2 و L_3 عدسی‌های تفلونی و S نشانگر نمونه

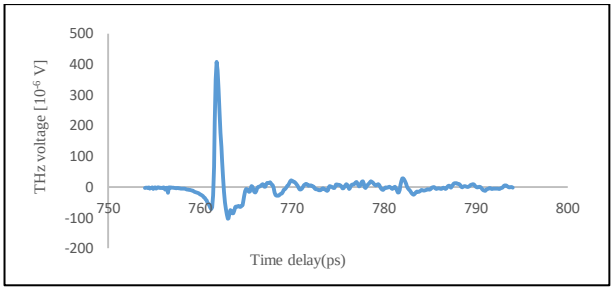
همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده است، پرتو لیزری به‌وسیله یک تقسیم کننده به دو شاخه تقسیم شده و برای دمش آنتن‌های فرستنده و گیرنده در تولید و آشکارسازی تپ‌های تراهرتز استفاده می‌شود. در شاخه دمش پرتو لیزری بر روی آنتن فرستنده متمرکز شده و تپ‌های تراهرتز تولید می‌شوند. این تپ‌ها چون در ابتدا واگرا هستند، به‌وسیله یک عدسی تفلونی موازی شده و به طرف آینه سهموی طلا هدایت می شوند. آینه سهموی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

طلا به‌گونه‌ای در چیدمان قرار داده شده که بتوانند پرتو های تراهرتز را تحت زاویه ۳۰ درجه روی نمونه متمرکز نماید. پرتوهای بازتابی از نمونه به‌وسیله دیگر آینه سهموی طلا به سمت آنتن هدایت می‌شود. فاصله کانونی آینه سهموی طلا و عدسی تفلونی به‌ترتیب ۱۰ و ۳ سانتی‌متر است. پرتو بازتاب شده از نمونه همزمان با پرتو کاوشگر وارد آنتن گیرنده شده و جریان الکتریکی ایجاد شده ناشی از شتاب‌گیری حامل‌ها در حضور میدان الکتریکی تراهرتز همزمان با جابه‌جایی تاخیر انداز اپتیکی، جهت تعیین دامنه و فاز موج تراهرتز اندازه‌گیری می‌شود. به منظور جلوگیری از اتلاف موج تراهرتز توسط جو، نمونه در محفظه‌های با شار نیتروژن که بین دو آنتن تعبیه شده است، قرار داده می‌شود. برای تهیه قرص نمونه پودر RDX را در قالب مخصوص قرار داده و به‌وسیله دستگاه پرس تحت فشار قرار می‌دهیم که در نهایت قرص با قطر ۳/۲ سانتی‌متر و ضخامت ۲ میلی‌متر حاصل می‌شود.

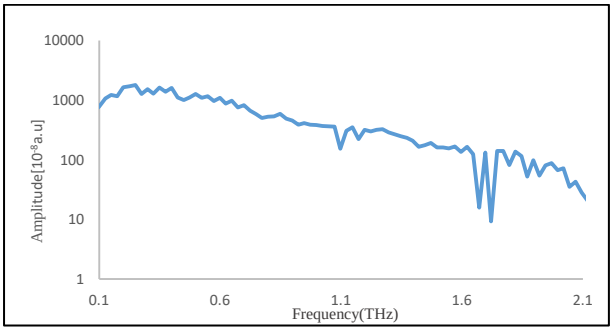
نتایج و تحلیل

شکل‌های ۲ و ۳ به‌ترتیب بیناب زمانی تراهرتز در غیاب نمونه و تبدیل فوریه آن را نشان می‌دهند. بیناب مرجع ثبت شده دارای پهنای زمانی در حدود ps ۱ و پهنای فرکانسی ۰/۱ تا ۲ تراهرتز است. همانطور که مشاهده می‌نمایید در بیناب تبدیل فوریه (شکل ۳) افت هایی وجود دارد که ناشی از جذب مولکول‌های اندک بخار آب موجود در گاز محیط داده‌برداری است.

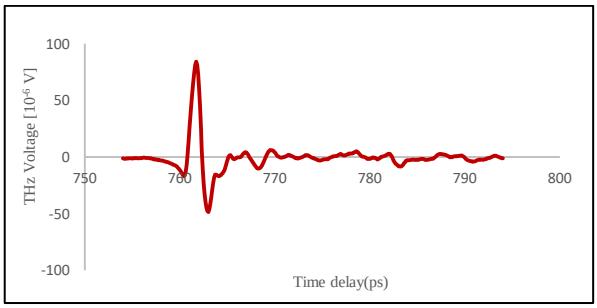


شکل ۲: بیناب تراهرتز در حوزه زمان در غیاب RDX

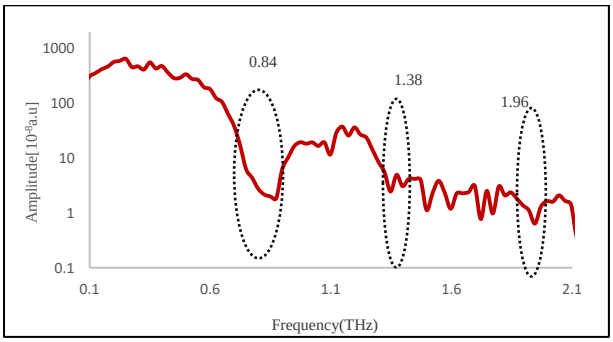
شکل‌های ۴ و ۵ به‌ترتیب بیناب زمانی تراهرتز در حضور نمونه و تبدیل فوریه آن را نشان می‌دهند. تحلیل بیناب نمونه نسبت به بیناب مرجع، بیناب بازتابی RDX را در محدوده فرکانسی تراهرتز به‌دست می‌دهد.



شکل۳: نمودار تبدیل فوریه دامنه برحسب فرکانس موج بازتابی از مرجع



شکل ۴: بیناب تراهرتز در حوزه زمان پس از برهمکنش با نمونه RDX



شکل۵: نمودار تبدیل فوریه دامنه برحسب فرکانس موج بازتابی از RDX

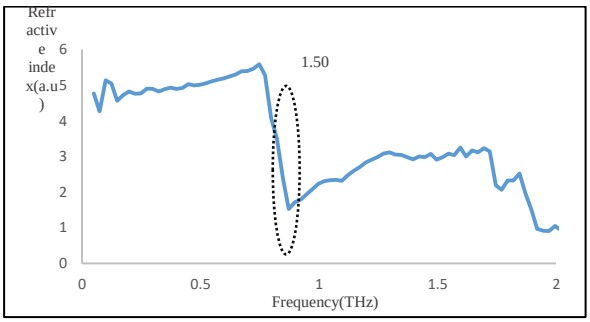
تغییرات ضرایب شکست و جذب RDX برحسب فرکانس در شکل‌های ۶ و ۷ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، در فرکانس ۰/۸۴ تراهرتز که به اصطلاح

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

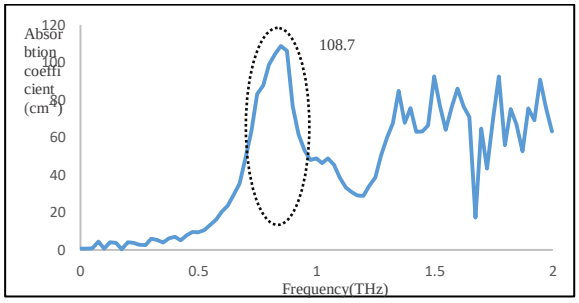
اثر انگشت اصلی RDX در بیناب نمایی تراهرتز شناخته می‌شود، ضرایب شکست و جذب به‌ترتیب برابر ۱/۵۰ و ۱۰۸/۷ است. تطابق این داده‌ها با اندازه واقعی این ضرایب با توجه به منبع، بیانگر یکی دیگر از ویژگی‌های منحصربه-فرد بیناب نمایی تراهرتز است[۶].

تغییرات ضرایب شکست و جذب RDX برحسب فرکانس در شکل‌های ۶ و ۷ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، در فرکانس ۰/۸۴ تراهرتز که به اصطلاح

اثر انگشت اصلی RDX در بیناب نمایی تراهرتز شناخته می‌شود، ضرایب شکست و جذب به‌ترتیب برابر ۱/۵۰ و ۱۰۸/۷ است. تطابق این داده‌ها با اندازه واقعی این ضرایب با توجه به منبع، بیانگر یکی دیگر از ویژگی‌های منحصربه-فرد بیناب نمایی تراهرتز است[۶].



شکل ۶: تغییرات ضریب شکست برحسب فرکانس بازتابی



شکل ۷: تغییرات ضریب جذب برحسب فرکانس بازتابی

نتیجه‌گیری

در این پژوهش چیدمان تراهرتز در مد بازتابی ۳۰ درجه با استفاده از آنتن‌های نور رسانا به عنوان فرستنده و گیرنده برپا شده است. از این چیدمان پهنای بینابی ۲ تراهرتز حاصل گردید. با استفاده از چیدمان بازتابی به‌جای عبوری و محاسبه میزان بازتاب به‌راحتی می‌توان اثر انگشت نمونه را به‌دست آورد. افت‌ها در نمودار بازتاب و قله‌ها جذبی در نمودار ضریب جذب مشاهده شده کاملا منطبق با مراجع بوده و قابلیت چیدمان در بیناب نمایی را به‌خوبی اثبات می‌کند.

مرجع‌ها

[1] A. G. Markelz, “Terahertz Dielectric Sensitivity to Biomolecular Structure and Function”, Selected Topics in Quantum Electronics, Journal of IEEE, vol. 14,180- 190, 2008.

[2] B. Ferguson & X. C. Zhang, “Materials for terahertz science and technology”, Journal of nature materials, vol. 1, 26-33, 2002.

[3] J. F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira & D. Zimdars, “THz Imaging and Sensing for security applications - explosives, weapons and drugs”, Semiconductor Science and Technology, vol. 20, 266-280, 2005.

[4] Y. S. Lee, “Principles of Terahertz Science and Technology”, 1st ed. NewYork; Springer, 2008.

[5] Z. H. Michalopoulou, S. Mukherjee, Y. L. Hor, K. Su, Z, Liu, R. B. Barat & D. E. Gary, “RDX Detection with THz Spectroscopy”, Journal of Infrared, Milimeter and Terahertz Waves, Springer Nature, vol. 31, 1171-1181, 2010.

[6] R. A. Isbell & M. Q. Brewster, “Optical properties of RDX and HMX”, Journal of materials research society, vol. 418, 85-90, 1996.

[7] N. Palka,“THz Reflection Spectroscopy of Explosives Measured by Time Domain Spectroscopy”, Acta physica polonica A, vol. 120, 713-715, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی تشدیدگر تلسکوپی کاو-کوژ جهت بهبود کیفیت باریکه لیزر حالت جامد Nd:YAG

مریم گلی حسنلو[۱]، مهدی شایگان منش [۱]،داوود رزاقی[۲]

[۱] دانشکده فیزیک. دانشگاه علم و صنعت ایران. نارمک. تهران. ایران

[۲] پژوهشکده فتونیک و فن آوری های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، صندوق پستی،11155-3486

چکیده – در این مقاله طراحی تشدیدگر تلسکوپی به منظور ایجاد حجم مدی بالا معرفی شده است. ما طراحی تشدیدگر را به کمک معادلات باریکه گاوسی به گونه‌ای انجام داده‌ایم که تغییرات فاصله کانونی میله لیزر ناشی از گرمای ناخواسته کمترین تأثیر را در حجم مد TEM_{00} داشته باشد. ما ویژگی‌های تشدیدگر تلسکوپی در لیزر Nd:YAG را بررسی کرده و طراحی لازم جهت بیشینه کردن مد TEM_{00} را انجام داده‌ایم، نتایج نشان می‌دهد برای حالتی که $g_1^* \times g_2^* = \frac{1}{2}$ است، قطر لکه مستقل از شعاع انحنای آینه‌ها است. سپس به کمک روش ماتریس ABCD حجم مد را محاسبه کردیم.

کلید واژه- تشدیدگر پایدار تلسکوپی، لنز حرارتی، لیزر Nd:YAG، ماتریس ABCD،حجم مدTEM_{00}

Stable telescopic resonator convex-concav for improvement of Nd:YAG solid-state laser beam quality

[1]Goli Hasanlo Maryam ,[1]Shayganmanesh Mahdi، [2]Razzaghi Davood

[1]Department of Physics, Iran University of Science and Technology, Narmak, Tehran Iran

[2]Photonics and Quantum Technologies Research School, NSTRI, 11155-3486, Tehran, Iran

Abstract- - In this paper, telescopic resonator is introduced which is a valuable design due to creating a high mode volume. We designed the resonator based on the Gaussian beam theory in such a way that the change in focal length of the laser rod due to unwanted heat and telescope defocusing have the least effect on the TEM_{00} mode volume. we properties of the telescopic resonator in a Nd:YAG laser has been investigated and the TEM_{00} mode is maximized. the results show that for $g_1^* \times g_2^* = \frac{1}{2}$, the spot size is independent of the mirrors'curvature radius.We calculated with ABCD matrix in order to achieve the mode volume.
Keywords: Stable telescopic resonator, thermal lensing, Nd:YAG laser, ABCD matrix, volume mode TEM_{00}

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

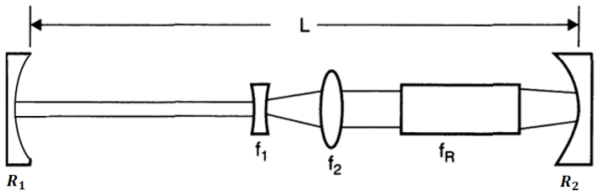
مقدمه

یکی از روش‌های پرکاربرد در طراحی تشدیدگر روش ماتریس ABCD است[۱]. در این روش ویژگی‌المان‌های اپتیکی به صورت ماتریس نشان داده می‌شود[2]. طراحی تشدیدگر به گونه‌ای انجام می‌شود که تاثیر تغییرات حرارتی فاصله کانونی میله لیزر را کاهش دهد[3] . در روش ABCD در تشدیدگر تلسکوپی با استفاده از تقریب لنز نازک برای عدسی‌ها [4] و با توجه به اثرات گرمایی ناخواسته محیط فعال [5] ماتریس انتقال تمام عناصر اپتیکی محاسبه شده و تشدیدگر تلسکوپی طراحی و تحلیل شده است و نتایج با تشدیدگر بدون تلسکوپ مقایسه شده است[6].در سال ۱۹۶۹ برای اولین بار Krupke و Sooy مطالعاتی در رابطه با تشدیدگر تلسکوپی انجام دادند، در سال ۱۹۸۱ Hanna در رابطه با این تشدیدگر بیان کرد که این تشدیدگر به‌دلیل قابلیت تنظیم تلسکوپ، برای افزایش قطر لکه TEM_{00} عملکرد خوبی دارد [۲]. در سال ۱۹۷۹Sarkies انرژی خروجی تشدیدگر تلسکوپی را محاسبه کرده و با تشدیدگر بدون تلسکوپ مقایسه کرد و نشان داد می‌توان با تنظیم تلسکوپ میزان انرژی تشدیدگر را افزایش داد[۷].

ما در این مقاله با محاسبه حجم مد تشدیدگر تلسکوپی برحسب مقدار غیرکانونی تلسکوپ، افزایش حجم مد را در اثر حضور تلسکوپ در تشدیدگر نشان می‌دهیم.

معرفی تشدیدگر تلسکوپی

از دلایل به‌کارگیری تلسکوپ در تشدیدگر می‌توان به دو ویژگی آن اشاره کرد:۱) تنظیمات تلسکوپ این اجازه را به ما می‌دهد که به راحتی اثرات لنز حرارتی را کنترل کنیم. ۲) لکه روی میله لیزری را بزرگ کرده و در عین حال از تشکیل لکه خیلی کوچک بر آینه جلوگیری می‌کند که عملکرد خوب لیزر را بیان می‌کند. سیستم لیزری مورد نظر شامل دو آینه کاو و کوژ، تلسکوپ عبوری و محیط فعال Nd:YAG به صورت میله است که در شکل (۱) آمده است.



شکل۱ : چیدمان ازمایشگاهی تشدیدگر تلسکوپی[2],[5],[۶]

عدسی‌های تلسکوپ با فاصله کانونی f_1 و f_2 با فاصله $d+\delta$ ($d=f_1+f_2$و δ مقدار غیرکانونی تلسکوپ) از هم قرار دارند[۶].

برای میله لیزر Nd:YAG به طولده سانتی‌متر و شعاع سه میلی‌متر ،مقدار فاصله کانونی را محاسبه کردیم.با رسم نمودار تغییرات قطر لکه در مرکز میله لیزر نقطه پایدار دینامیکی در نزدیکی فاصله ۴۰ سانتی‌متری بدست آمد که اگر فاصله کانونی به کم‌تر از ۲۰ سانتی‌متر برسد،تشدیدگر ناپایدار خواهد شد.

تئوری تشدیدگر تلسکوپی

با در نظر گرفتن تلسکوپ به‌عنوان دو عدسی با فاصله $d+\delta$، ماتریس تلسکوپ را به صورت زیر می نویسیم.[1]

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f1} & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & d+\delta \\ 0 & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f2} & 1 \end{bmatrix} \qquad (۱)$$

با ضرب ماتریس‌های انتقال پرتو قطعات اپتیکی تشدیدگر، ماتریس یک رفت و برگشت کامل تشدیدگر حاصل می‌شود که به کمک مولفه‌های آن، طبق رابطه (۲) شرط پایداری بیان می‌شود [5]:

$$-1 < \frac{A+D}{2} < 1 \qquad (۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در تشدیدگرهای فعال شامل لنز حرارتی رابطه (3) به صورت رابطه (۳) بیان می شود که g_1^* و g_2^* پارامترهای تعمیم یافته g_1 و g_2 هستند[6]:

$$0 < g_1^* g_2^* < 1 \qquad (۳)$$

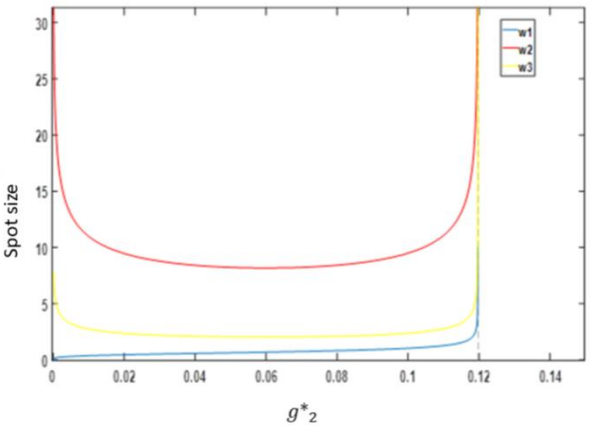
Hanna به کمک دو پارامتر g_1^* و g_2^* محاسبات تئوری تشدیدگر را انجام داد.در تشدیدگر خطی شعاع باریکه ω_2 برحسب g_1^* و g_2^* به صورت زیر است[5],[6] :

$$\frac{\pi\omega_2^2}{\lambda} = L\left(\frac{g_1^*}{g_2^*(1-g_1^* g_2^*)}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (۴)$$

از معادله (۴) مشخص است که شعاع باریکه ω_2 به پارامتر g_1^* و g_2^* وابسته است. از رابطه (۴) تغییرات $\frac{dw_2}{w_2}$ نسبت به $\frac{dg_2{}^*}{g_2{}^*}$ را محاسبه کرده و استنباط شد که اگر حاصلضرب $g_1{}^* g_2{}^*$ برابر $\frac{1}{2}$ شود، شعاع باریکه ω_2 نسبت به نوسانات $g_2{}^*$ مستقل می‌شود.

Hanna به کمک معادله(۴) منحنی شعاع انحنای باریکه ω_2 را در ناحیه پایداری رسم کرده و ناحیه‌ای که شعاع انحنای باریکه ω_2 حساسیت کمتری نسبت به پارامترهای تشدیدگر دارد را به‌دست آورد،نتایج نشان داد در ناحیه‌ای که $g_1^* > 1$ است، شعاع باریکه ω_2 نسبت به تغییرات g_1^* و g_2^* حساسیت کمتری دارد[۶].برای اینکه $g_1^* > 1$ باشد لازم شد R_1 منفی باشد، یعنی به کارگیری آینه محدب و از اینرو برای حفظ شرط $g_1^* \times g_2^* = \frac{1}{2}$، g_2^* باید کوچک‌تر از یک، یعنی باید R_2 مثبت و آینه مقعر باشد[۵ و۶].

دو شرط اساسی که برای طراحی تشدیدگر تلسکوپی در این تحقیق بیان شد: ۱) بررسی شرط پایداری که نتیجه آن $g_1^* \times g_2^* = \frac{1}{2}$ بود ۲) $g_1^* > 1$ و $g_2^* < 1$. توسط کدنویسی در MATLAB مولفه‌های ماتریس انتقال پرتو را به‌دست آورده و شرایط مذکور را بر مؤلفه‌ها اعمال کردیم. شعاع انحنای آینه ها و فاصله قطعات اپتیکی از هم در تشدیدگر تلسکوپی را به کمک دو شرط بالا در ناحیه پایداری بدست آوردیم و شعاع باریکه ω_1 روی آینه اول، شعاع باریکه ω_2 روی آینه دوم و شعاع باریکه ω_3 روی عدسی شیء تلسکوپ را با ثابت درنظر گرفتن شعاع انحنای آینه اول و بزرگنمایی تلسکوپ به صورت شکل(۲) برحسب میلی‌متر به دست آوردیم.



شکل ۲ : رسم شعاع انحنای باریکه ω۱, ω۲, ω۳ بر حسب g_2^*

محاسبه حجم مد در تشدیدگر تلسکوپی

از پارامترهای تعیین‌کننده در توان خروجی تشدیدگر، حجمی از محیط فعال است که توسط مد TEM_{00} پر می‌شود.در ابتدا به کمک رابطه (۵) شعاع باریکه ω_2 را به کمک مولفه‌های ماتریس بر حسب پارامترهای f_{th}، δ و z نوشته و سپس حجم مد را طبق رابطه (۶) بر حسب پارامترهای f_{th} و δ به دست آوردیم[۵]،[۸]:

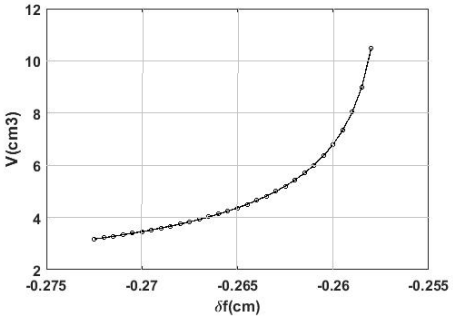
$$\omega^2 = \left(\frac{2\lambda B}{\pi}\right)/\sqrt{4-(A+D)^2} \qquad (۵)$$

$$V_{00} = \iint_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} e^{\frac{-2r^2}{w^2(z)}} 2\pi r dr dz \qquad (۶)$$

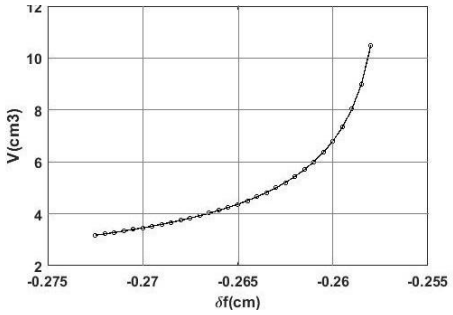
بازه انتگرال روی محیط فعال گرفته می‌شود. برای تشدیدگر شکل (۱) در محیط فعال محل z=0 را مشخص کرده و براساس این مکان، ماتریس‌های انتقال پرتو را برحسب z می‌نویسیم [۱].برای مقدار معین فاصله کانونی لنز حرارتی، انتگرال معادله (۶) برحسب δ حل می‌شود که

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نتایج آن را بـرای فاصـله کـانونی بـا دو مقـدار ۴۰۰و ۴۵۰ سانتی‌متر در دو نمودار (۳) و (۴) آورده‌ایم.



شکل ۳ : نمودار حجم مد برحسب δ برای فاصله کانونی لنز حرارتی ۴۰۰ سانتی متر



شکل ٤ : نمودار حجم مد برحسب δ برای فاصله کانونی لنز حرارتی ۴۵۰ سانتی متر

نتیجه‌گیری

طبق نمودارهای حجم مد بر حسب مقدار δ که برای فاصله‌های کانونی متفاوت لنز حرارتی رسم شد، با افزایش فاصله کانونی لنز حرارتی و کاهش مقدار δ می‌توان به بیشینه حجم مد رسید. در واقع رابطه بین فاصله کانونی لنز حرارتی و δ به‌صورت تابع هموگرافیک است. طراحی ما به گونه‌ای بوده که به ازای ماکسیمم و مینیمم مقدار غیرکانونی تلسکوپ، پایداری تشدیدگر نیز حفظ شود.

مرجع‌ها

[1] Verdeyen, J.T., *Laser electronics.* Laser electronics/۲nd edition/, by JT Verdeyen, Englewood Cliffs, NJ, Prentice Hall, ۱۹۸۹, ۶۴۰p., .۱۹۸۹

[2] Hanna, D., C. Sawyers, and M. Yuratich, *Large volume TEM ۰۰mode operation of Nd: YAG lasers.* Optics Communications, ۱۹۸۱. ۳۷(۵): p. ۳۶۲-۳۵۹

[3] Iffländer, R., *Solid-state lasers for materials processing: fundamental relations and technical realizations*. Vol. ۷۷. ۲۰۱۲: Springer.

[4] TAŞAL, E. and M.S. KILIÇKAYA, *Relations for Different Resonators of Nd: Glass and Nd: YAG Lasers.* Turkish Journal of Physics, ۲۰۰۲. ۲۶(۲): p. .۱۲۰-۱۰۹

[5] Koechner, W. and M. Bass, *Solid-State Lasers: A Graduate Text*. ۲۰۰۶: Springer Science & Business Media.pp.

[6] Hanna, D., C. Sawyers, and M. Yuratich, *Telescopic resonators for large-volume TEM۰۰-mode operation.* Optical and Quantum Electronics , :(۶)۱۳ .۱۹۸۱p. .۵۰۷-۴۹۳

[7] Sarkies, P., A stable YAG resonator yielding a beam of very low divergence and high output energy. Optics Communications, ۱۹۷۹. ۳۱(۲): p. .۱۹۲-۱۸۹

[8] Hodgson, N. and H. Weber, *Laser Resonators and Beam Propagation: Fundamentals, Advanced Concepts, Applications*. Vol. ۱۰۸. ۲۰۰۵: Springer

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

خواص تابشی نانوسیم‌های بلند و نازک اکسیدروی به دست آمده از طریق اکسیداسیون گرمایی

فرناز عبدالرضاپور[۱]، محمود مرادی[۱]، و محمود حسینی‌فرزاد[۱]

[۱]بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

چکیده – در این مطالعه، با بکارگیری شرایط مناسب لایه نشانی، لایه‌های نازک نانوساختاری روی تولید شدند. این لایه‌های نازک سپس در کوره‌ی گرمایی قرار گرفتند و پس از آنیل شدن تحت شارش گاز اکسیژن، نانوسیم‌های بلند اکسید روی (ZnO) با طولی بیش از ۱۰ میکرون و قطری در حدود ۱۳۰ نانومتر بر روی آن رشد کردند. به منظور امکان سنجی استفاده از این نانوسیم‌ها در دیودهای نوری، طیف فوتولومینسانس نانوسیم‌های اکسیدروی اندازه‌گیری شده و مورد بررسی قرار گرفت. مطالعه‌ی طیف‌های فوتولومینسانس (PL) نشان از کیفیت بالای اپتیکی نانوسیم‌های اکسیدروی داشت با یک گسیل غالب لبه‌ی باندی در ناحیه‌ی فرابنفش و چند گسیل دیگر در ناحیه‌ی مرئی که به بازترکیب‌های اکسیتون در نقص‌های بلوری مرتبط می‌باشند.

کلید واژه- اکسیدروی، نانوسیم، اکسیداسیون گرمایی، فوتولومینسانس، نقص بلوری

Luminescence properties of long ultrafine Zinc Oxide nanowires obtained via thermal oxidation

Farnaz Abdolrezapour[1], Mahmood Moradi[1], and Mahmood Hosseini Farzad[1]

[1]Department of Physics, College of Sciences, Shiraz University, Shiraz, Iran

Abstract- In this study, we show that by applying appropriate deposition conditions, Zn nanostructured templates for the growth of zinc oxide (ZnO) nanowires can be fabricated, from which ultrafine high optical quality nanowires can be grown by means of post-deposition low-temperature oxidation. By identifying and optimizing the appropriate parameters, we successfully fabricated long ultrafine ZnO nanowires up to 10 microns in length and 135 nm in diameter. In order to investigate their potential use in Light Emitting Diodes (LEDs) the PL spectra of the samples were also measured. The studies of photoluminescence (PL) of the nanowires showed their high optical quality with band edge dominated emission with small defect-related input.

Keywords: Zinc Oxide, Nanowires, Thermal Oxidation, Photoluminescence, Crystal defects.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

به دلیل ترکیبی منحصر به فرد از ویژگی‌های مختلف، از قبیل باندگافی وسیع در حدود ۳/۴ eV، انرژی اکسیتونی بالای ۶۰ meV، تحرک‌پذیری بالای الکترونی از مرتبه‌ی ۱۰۰ cm^2V/s، شفافیت اپتیکی در ناحیه‌ی مرئی، غیرسمی بودن و فراوانی در کنار روش‌های ساخت نسبتا آسان نسبت به دیگر اکسیدهای فلزی، اکسیدروی برای کاربردهای متنوعی، از قبیل سلول‌های خورشیدی حساس به رنگدانه[1] (DSSCs) [۱]، الکترود شفاف برای دیودهای نوری[2] (LED) [۲]، به عنوان لایه‌ی انتقال الکترون در دیودهای نوری نقاط کوانتومی (QLED) [۳]، سنسورهای گازی [۴]، لیزرهای فرابنفش [۵]، آشکارسازهای نوری [۶]، و ژنراتورهای پیزو [۷] مورد تحقیقات وسیع قرار گرفته است.

در این مطالعه، نانوسیم‌های بلند و نازک اکسیدروی از طریق یک روش دو مرحله‌ای شامل لایه‌نشانی لایه‌های نازک روی به وسیله‌ی کندوپاش مغناطیسی جریان مستقیم[3]، و سپس اکسیداسیون گرمایی این لایه‌ها در یک لوله‌ی کوارتزی تحت شارش گاز اکسیژن در دمای ۵۰۰ °C به مدت یک ساعت، تولید شدند.

به منظور بررسی خواص تابشی آن‌ها و در نتیجه امکان‌سنجی استفاده از این نانوسیم‌ها در دیودهای نوری، طیف فوتولومینسانس اندازه‌گیری شده و مورد بررسی قرار گرفت.

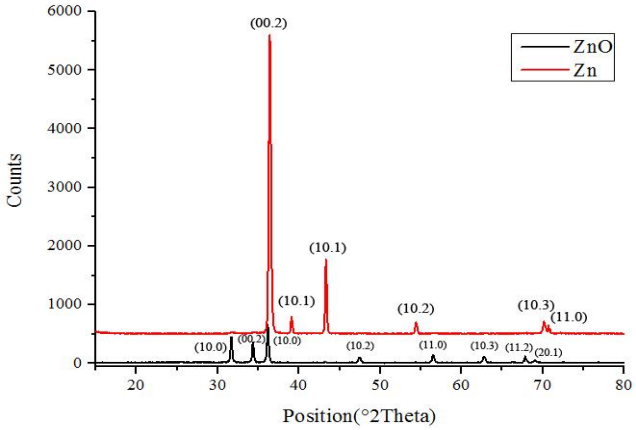
روش انجام آزمایش

لایه‌های نازک روی بر روی بسترهای تمیز شیشه از طریق کندوپاش مغناطیسی جریان مستقیم از یک هدف Zn خالص (۹۹٪) با قطر ۱۰۰ mm انجام شد. گاز آرگون (۹۹/۹ ٪) به عنوان گاز کار در محفظه‌ی خلاء مورد استفاده قرار گرفت. فشار ابتدایی و انتهایی محفظه‌ی خلاء به ترتیب بر روی mbar $۵/۵\times۱۰^{-۵}$ و $۴/۷\times۱۰^{-۲}$mbar قرار گرفته و تمامی پارامترهای دیگر طبق تجربه [۸] تنظیم شدند تا مناسب‌ترین شرایط در لایه‌های نازک برای رشد متعاقب نانوسیم‌ها پس از اکسیداسیون گرمایی حاصل شود. در طول فرآیند یک ساعته‌ی اکسیداسیون گرمایی در دمای ۵۰۰ °C، میزان کمی شارش گاز اکسیژن به اندازه‌ی ۴۰ sccm وارد لوله‌ی کوارتزی شد تا به فرآیند اکسیداسیون کمک نماید.

خصوصیات بلوری و ساختاری نانولایه‌ها و نانوسیم‌ها از طریق پراش پرتوی ایکس[4] (XRD) با استفاده از AFX D8 Bruker با کاتد Cu-Kα و طول موج ۰/۱۵۴۰۶ nm، و میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FE-SEM) با استفاده از دستگاه FESEM Hitachi 4160، مورد بررسی قرار گرفتند. اندازه‌گیری ابعاد نانوسیم‌ها از طریق نرم‌افزار ImageJ انجام گرفت و در نهایت، اندازه‌گیری‌های طیف فوتولومینسانس (PL) از طریق سیستم PL spectroscopy LS55 که با لامپ زنون به عنوان منبع نور مجهز شده بود صورت پذیرفت.

نتایج

پس از یک ساعت اکسیداسیون، لایه‌های روی به رنگ سفید در آمدند که انتقال کامل از فاز فلزی، به فاز اکسیدفلزی را نشان می‌داد. این تغییر فاز از طریق پراش پرتوی ایکس نیز تایید شد که در شکل ۱ به نمایش گذاشته شده است. تمامی قله‌های پراش به خوبی با الگوی شناخته شده برای روی و اکسید روی تطابق داشتند و هیچ گونه ناخالصی نیز مشاهده نمی‌شود.



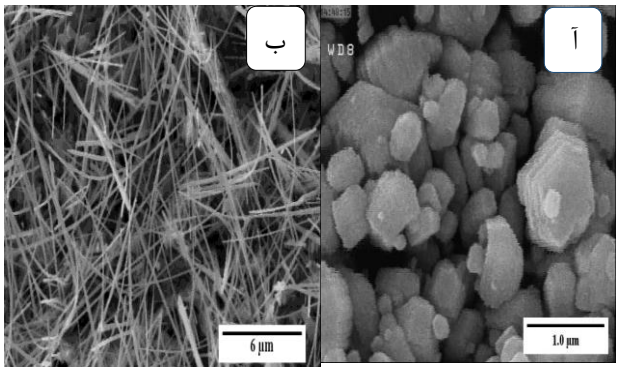
شکل ۱. پراش پرتوی ایکس لایه‌های نازک Zn پیش و پس از اکسیداسیون (برای وضوح، طیف Zn به اندازه ۵۰۰ شماره، به سمت بالا جابجا شده است).

[1] Dye Sensitized Solar Cells
[2] Light Emitting Diodes
[3] DC Magnetron Sputtering
[4] X-Ray Diffraction

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

به منظور بررسی مورفولوژی ساختار، تصویر SEM نیز از نمونه قبل و بعد از اکسیداسیون گرفته شد. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می شود، بعد از لایه نشانی، سطح فیلم از صفحه‌های شش ضلعی Zn که روی یکدیگر قرار گرفته‌اند، پر شده است. دلیل شکل‌گیری شش ضلعی‌ها به خاصیت خود نظم‌دهی Zn برمیگردد. به این معنی که اتم‌ها به گونه‌ای نظم می‌گیرند که کمترین انرژی شکل‌گیری مصرف شود و ساختار شش ضلعی کمترین انرژی شکل‌گیری در بین ساختارهای موجود را دارد.

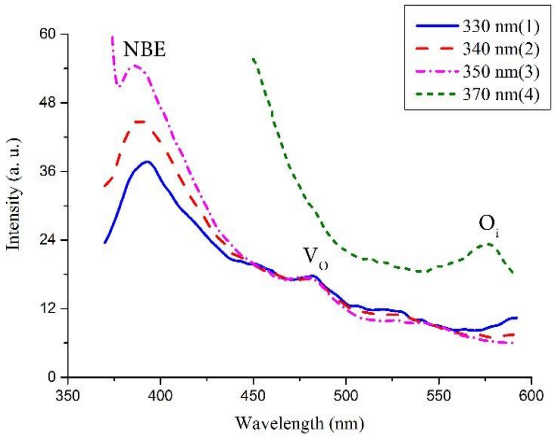
پس از اکسیداسیون به مدت یک ساعت چنانچه که در شکل ۲ب مشخص است، نانوسیم های اکسیدروی به طول بیش از ۱۰ میکرون و قطری در حدود۵۰ ±۱۳۵ نانومتر با توزیعی یکنواخت بر روی کل سطح رشد کرده‌اند. با نسبت طول به قطری در حدود ۷۵، این نانوسیم‌ها می‌توانند کاندید خوبی برای بسیاری از کاربردها باشند.



شکل ۲. تصویر SEM از لایه ی نازک روی آ) پیش و ب) پس از اکسیداسیون به مدت ۱ ساعت در دمای ۵۰۰ °C با شارش اکسیژن ۴۰ sccm.

خواص تابشی نانوسیم‌ها

برای بررسی کاربرد بالقوه‌ی آن‌ها در دیودهای نوری، طیف فوتولومینسانس در دمای اتاق نانوسیم ها ZnO اندازه گیری شده و در شکل ۳ به نمایش گذاشته شده است. برای مقایسه، طیف‌هایی که با انرژی‌های برانگیختگی مختلف اندازه گیری شده‌اند در کنار هم قرار گرفته‌اند. تمامی طیف‌ها، قله‌ای قوی در اطراف طول موج ۳۹۲ nm (۳/۱۸۹ eV) به نمایش گذاشتند که منتسب است به گسیل نزدیک لبه‌ی باند[5] (NBE) اکسیدروی و با شانه‌ای در ۳۸۵ nm (۳/۲۴۵ eV) که به بازترکیب اکسیتون‌های ازاد با تفاوت انرژی در حدود ۵۶ meV نسبت به NBE مرتبط است، که مطابق با انرژی همبستگی اکسیتونی اکسیدروی می‌باشد. چند قله‌ی کوچک اضافی در انرژی‌های پایین تر از خط NBE در ۴۰۴/۸ nm و ۴۱۵/۳ (eV ۳/۰۸۷ و ۳/۰۰۹، به ترتیب) وجود دارد اما منشا این گسیل‌ها تا به امروز شناخته شده نیست. این گسیل‌ها نمی‌توانند به تکثیر فونونی مرتبط باشند چرا که انرژی فونون ۷۲ meV است. انرژی انتقال NBE کمتر از آن چیزی است که برای ZnO حجمی انتظار می‌رود. چرا که در اکسیدروی حجمی این مقدار برابر با ۳/۴۲ eV می‌باشد ولی با انرژی‌های گزارش شده برای اکسیدهای روی نانوساختاری مطابقت دارد.



شکل ۳. طیف های فوتولومینسانس نانوسیم های ZnO که توسط طول موج های متفاوتی برانگیخته شده اند. ۱) ۳۳۰nm، ۲) ۳۴۰ nm، ۳) ۳۵۰ nm، ۴) ۳۷۰ nm.

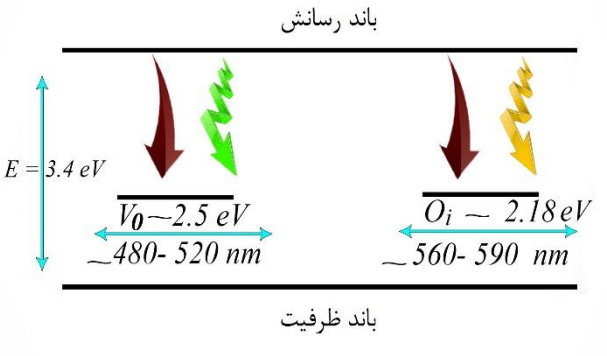
گسیل لبه‌ی باندی غالب کیفیت بلوری خوب ساختار را اثبات می کند. ساختار ما گسیل‌هایی مرتبط با نقص بلوری را نیز به نمایش گذاشته شد. یکی از این قله‌های تابشی در اطراف ۴۸۵ nm مشاهده می‌شود که به رنگ آبی-سبز مرتبط است. منشا این گسیل یکی از مورد بحث ترین منشاءهای گسیل است که فرضیه‌های بسیاری درباره‌ی آن داده شده ولی بسیاری از دانشمندان اعتقاد دارند که این گسیل به دلیل جای خالی تک

[5] Near Band Edge emission

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

یونیزه‌ی اکسیژن[۶] (V_O) می‌باشد که یک سطح عمیق ۲/۵ eV در طول باند ممنوعه‌ی انرژی به وجود می‌آورد و به طور کلی مسئول گسیل رنگ سبز در اکسیدروی می‌باشد [۹]. به علاوه، وقتی که ساختار با طول موج ۳۷۰ nm تحریک شده است، قله‌ی دیگری نیز در اطراف ۵۷۰ nm دیده می‌شود (گسیل زرد). بین نشینی اکسیژن[۷] (O_i) مسئول این نوع گسیل‌ها در اکسیدروی شناخته شده که در ۲/۲ eV زیر باند رسانش قرار گرفته است[۱۰].

این سطوح انرژی عمیق در طول باند ممنوعه‌ی انرژی که توسط این نقص‌های بلوری نقطه‌ای ذاتی به وجود آمده اند به صورت شماتیک در شکل ۴ به نمایش گذاشته شده‌اند.



شکل ۴. طرح شماتیک دو سطح انرژی عمیق در طول باند انرژی ممنوعه در اکسید روی: جای خالی اکسیژن (V_O) و بین نشینی اکسیژن (O_i).

چنین قله‌های مرتبط به نقص‌های بلوری معمولا فقط بعد از مراحل گداخت در دمای بالا در اتمسفر Ar و O_2 به وجود می‌آیند و برای تقویت آن‌ها می‌توان شرایط گداخت و زمان گداخت را تغییر داد که برای تحقیقات آینده پیشنهاد می‌گردد [۱۱].

نتیجه‌گیری

در این مقاله، با انتخاب صحیح پارامترهای کندوپاش، بسترهای مناسب برای رشد نانوسیم‌های بلند اکسیدروی تولید شده که سپس با گداخت گرمایی این بسترها، نانوسیم‌ها با توزیع یکنواختی بر روی لایه‌ها رشد کردند. طول این نانوسیم‌ها بیش از ۱۰ میکرون و قطر آن‌ها در حدود ۱۳۵ نانومتر می‌باشد. به منظور بررسی کاربرد بالقوه در دیودهای نوری، طیف‌های فوتولومینسانس این نانوسیم‌ها با طول موج‌های مختلف اندازه گیری شد که نشان داد این نانوسیم‌ها نه تنها برای گسیل تابش فرابنفش (لیزرهای UV) کاندید بسیار مناسبی می‌باشند بلکه می‌توان برای دیودهای نوری گسیلنده‌ی نور مرئی نیز از آن‌ها استفاده کرد چرا که گسیل‌هایی در طول موج های nm ۴۸۵ (رنگ سبز-آبی) و ۵۷۰ nm (رنگ نارنجی) داشتند که از نقص‌های بلوری ناشی شده‌اند.

سپاسگزاری

با تشکر از دکتر میخاو آ. بوریشیویکز[۸] که نظرات ارزشمندشان موجب بهبود این مقاله گشته است.

مرجع‌ها

[1] R. Kumar et al., *J. Mater. Sci.* **52**, 4743 (2017).

[2] X. Huang et al., *ACS Appl. Mater. Interfaces* **8**, 15482 (2016).

[3] J. Pan et al., *ACS Photonics* **3**, 215 (2016).

[4] M. A. Borysiewicz et al., *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **1494**, 71 (2013).

[5] D. Vanmaekelbergh and L. K. Van Vugt, *Nanoscale* **3**, 2783 (2011).

[6] K. Liu, M. Sakurai and M. Aono, *Sensors* **10**, 8604 (2010).

[7] M. A. Borysiewicz et al., *Nanotechnology* **28**, 085204 (2017).

[8] F. Abdolrezapour, M. Moradi, *Int. J. Mod. Phys. B.* **32**, 1850297 (2018).

[9] S. A. Studenikin, N. Golego and M. Cocivera, *J. Appl. Phys.* **84**, 2287 (1998).

[10] M. Liu, A. H. Kitai and P. Mascher, *J. Lumin.* **54**, 35 (1992).

[11] B. Ha, H. Ham and C. J. Lee, *J. Phys. Chem. Solids* **69**, 2453 (2008).

[6] Singly ionized oxygen vacancies
[7] Oxygen interstitials
[8] Michał A. Borysiewicz

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی خواص اپتیکی خطی و غیرخطی نقاط کوانتومی CdS سنتز شده از طریق روش سنتز محلولی

فرناز عبدالرضاپور[۱]، محمود حسینی فرزاد[۱]، محمود مرادی[۱]، مهرانگیز بهرامی[۲]، سید جعفر حسینی[۲]

[۱]بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

[۲]بخش شیمی، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

چکیده – در این تحقیق، با استفاده از روش سنتز محلولی، نقاط کوانتومی کادمیوم سولفید (CdS) تولید شدند. به منظور بررسی خواص اپتیکی و غیرخطی این نقاط کوانتومی، طیف فوتولومینسانس، طیف جذب و همچنین نمودار روزنه‌ی بسته‌ی روش جاروب Z اندازه گیری و مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهد که این نقاط کوانتومی با داشتن گاف انرژی در حدود ۲/۸۱ eV و طول موج گسیل ۵۴۸ nm و همچنین ضریب شکست غیرخطی برابر با $-1/98\times10^{-10}$ cm^2/W، کاندید بسیار خوبی برای استفاده در دستگاه‌های اپتوالکترونیکی متعددی من جمله دیودهای نوری و محدود کننده‌های نوری می‌باشند.

کلید واژه- نقاط کوانتومی، فوتولومینسانس، ضریب شکست غیرخطی، جاروب Z

Investigating linear and nonlinear optical properties of CdS quantum dots synthesized via aqueous synthesis method

Farnaz Abdolrezapour[1], Mahmood Hosseini Farzad[1], Mahmood Moradi[1], Mehrangiz Bahrami[2], and Seyed Jafar Hosseini[2]

[1]**Department of Physics, College of Sciences, Shiraz University, Shiraz, Iran**

[1]**Department of Chemistry, College of Sciences, Shiraz University, Shiraz, Iran**

Abstract- In this research, colloidal Cadmium Sulfide (CdS) quantum dots were synthesized via an aqueous solution synthesis method. In order to investigate the linear and nonlinear optical properties of these quantum dots, photoluminescence (PL) spectrum, absorption spectrum and close aperture diagram of the Z-scan technique were measured and studied. Results showed that these QDs can be a great candidate to be used in a variety of optoelectronic devices such as QLEDs and Optical limiting devices due to their bandgap of 2.81 eV, emission peak around 548 nm and nonlinear refractive coefficient of -1.98×10^{-10} cm^2/W.

Keywords: Quantum Dots, Photoluminescence, Nonlinear refractive index, Z-scan.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

نقاط کوانتومی[1] (QD) با داشتن ابعادی نزدیک به شعاع اکسیتونی بوهر، دسته‌ای از ماده را تشکیل می‌دهند که خواصی بین مولکولها و مواد حجمی دارند. گاف انرژی وابسته به اندازه که به دلیل مقیدشدگی کوانتومی رخ می‌دهد، خواص نوری این نانوبلورهای نیمه‌رسانا، از قبیل پذیرفتاری اپتیکی غیرخطی، طول موج گسیلی و غیره را تغییر می‌دهد. موادی که پذیرفتاری مغناطیسی مرتبه‌ی سه ($\chi^{(3)}$) بالایی دارند، مورد توجه بسیاری می‌باشند [۱،۲]. در سال‌های اخیر، خواص غیرخطی مرتبه‌ی سوم نقاط کوانتومی به دلیل کاربردهای بالقوه‌ای که می‌توانند در زمینه‌هایی همانند دستگاه‌های اپتوالکترونیکی و فوتونیکی داشته باشند، به طور گسترده مورد تحقیق و بررسی قرار گرفته‌اند [۳]. در میان انواع مختلف نقاط کوانتومی، نقاط کوانتومی کلکوژنید، همانند نقاط کوانتومی CdS و CdSe، به دلیل ساخت آسان و خواص متمایز اپتیکی، بیش از دیگر نقاط کوانتومی مورد تحقیق و بررسی قرار گرفتند [۴،۵].

در این مقاله، با بررسی خواص اپتیکی خطی و غیرخطی نقاط کوانتومی CdS از قبیل طول موج جذب و گسیل و همچنین ضریب شکست غیرخطی، امکان سنجی استفاده از این نوع نقاط کوانتومی در دستگاه های اپتوالکترونیکی انجام می‌گیرد.

آماده‌سازی نقاط کوانتومی کادمیوم سولفید

ابتدا، محلولی آبی از اسید مرکپتوکسینیک (MSA؛ ۰/۵۲۵ g، ۵ ml) به محلول نمک $CdCl_2$ (۰/۰۱ M، ۵۰ ml) اضافه شد. مخلوط واکنش به مدت ۳۰ دقیقه تحت شارش گاز نیتروژن قرار گرفت تا تمامی گازهای اکسیژن موجود از محیط واکنش خارج شوند. سپس، با شارش گاز نیتروژن، مخلوط واکنش به دمای ۱۱۰ °C رسید. پس از آن، با محلول ۱/۰ مولار NaOH میزان pH مخلوط روی ۱۱ تنظیم شد. در مرحله‌ی بعد، ۵/۵ ml محلول ۰/۱ مولار Na_2S به مخلوط واکنش اضافه شد و با هم زدن مداوم، مخلوط به مدت ۴ ساعت گرما داده شد. در نهایت، مخلوط واکنش را به دمای اتاق رسانده و اتانول به آن اضافه شد تا محصول زرد رنگ رسوب کند.

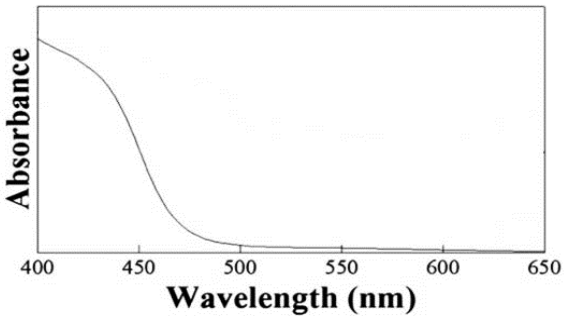
اندازه‌گیری خواص اپتیکی خطی و غیرخطی و تحلیل آن‌ها

اندازه‌گیری‌های طیف فوتولومینسانس (PL) از طریق سیستم PerkinElmer LS55 که با لامپ زنون به عنوان منبع نور مجهز شده بود صورت پذیرفت.

اندازه‌گیری خواص اپتیکی غیرخطی با استفاده از روش جاروب Z استاندارد و مدل عدسی گرمایی انجام شد [۷،۶]. در این روش، با استفاده از لیزر پیوسته‌ی دیودی با طول موج ۵۳۲ nm، اندازه و علامت ضریب شکست غیرخطی اندازه گیری گشت. ابتدا، محلول آماده شده در یک سلول کوارتزی با ضخامت ۱mm قرار گرفته و سپس پرتوی نور لیزر از طریق یک عدسی با فاصله‌ی کانونی ۲/۵۰ سانتی متر بر روی نمونه متمرکز شده و میزان عبور نور لیزر از نمونه، با جابجایی نمونه در راستای محور Z مورد اندازه گیری قرار گرفت. اندازه‌ی کمر لیزر با استفاده از روش اندازه گیری لبه چاقو[2]، ۰/۹۳۲ cm به دست آمد.

بحث و نتیجه‌گیری

ابتدا برای تخمین گاف انرژی نقاط کوانتومی، طیف جذبی آن ها در ناحیه‌ی فرابنفس و مرئی اندازه گیری شد. شکل ۱ طیف جذب نقاط کوانتومی را نشان می‌دهد.



شکل ۱. طیف جذب نقاط کوانتومی CdS

همانطور که در شکل ۱ قابل مشاهده است این نقاط کوانتومی جذبی در طول موج ۴۴۲ nm داشته‌اند که باید از جذب لبه‌ی باندی[3] نتیجه شده باشد. بر این اساس طبق فرمول:

$$E_g(eV) = \frac{hc}{\lambda(nm)} \qquad (۱)$$

[1] Quantum Dots

[2] Knife Edge
[3] Band edge emission

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نتیجه‌گیری می‌شود که اندازه‌ی باند گاف این نقاط کوانتومی می‌بایست ۲/۸۱ eV باشد. این انتقال به آبی نسبت به CdS حجمی (۵۱۵ nm) که گاف انرژی برابر با ۲/۴۳ دارد به دلیل اثر مقیدشدگی کوانتومی در نقاط کوانتومی رخ داده است. با استفاده از معادله‌ی بروس، با تقریب جرم موثر می‌توان تخمینی از شعاع ذرات داشت [۸]:

$$E_{np} = E_g + \left(\frac{\hbar^2\pi^2}{2R^2}\right)\left(\frac{1}{m_e^*}+\frac{1}{m_h^*}\right) - \frac{1{\cdot}786e^2}{\varepsilon R} \qquad (۲)$$

در این معادله E_{np}، انرژی گاف نقاط کوانتومی، E_g انرژی گاف حالت حجمی و m_e^* و m_h^* به ترتیب جرم موثر الکترون و حفره (برای CdS برابر با ۰/۱۹ m_e و ۰/۸ m_e) می‌باشند، R شعاع نقاط کوانتومی و ε ثابت دی الکتریک آن هاست [۹]. معادله‌ی ساده شده به این صورت در می‌آید:

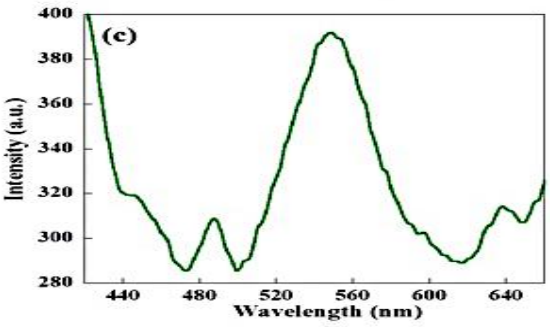
$$E(R) = 2\cdot 43 + \left(\frac{2{\cdot}446}{R^2}\right) - \left(\frac{0{\cdot}3031}{R}\right) \qquad (۳)$$

که با گاف انرژی به دست آمده نتیجه می شود که شعاع این نقاط کوانتومی می‌بایست در حدود ۲/۱۶ nm باشد.

در شکل ۲ طیف فوتولومینسانس نقاط کوانتومی که با طول موج ۳۵۳ تحریک شده، به نمایش گذاشته شده است. این نقاط کوانتومی یک گسیل غالب در طول موج ۵۴۸ nm (رنگ سبز روشن[۴]) را به نمایش می‌گذارند که یک انتقال به قرمز نسبت به طیف جذب دارد. دلیل این انتقال به قرمز به دلیل جابجایی استوکس می باشد [۱۰]. این نقاط کوانتومی برای ساخت دیودهای نوری[۵] (LED) ها مفید هستند چرا که تفاوت بین طول موج جذب و گسیل آن‌ها مانع وقوع خود جذبی[۶] در ماده می‌گردد [۱۱].

در طیف گسیل، پهن شدگی قله‌ی گسیل مشاهده می‌شود که مغایر با قله‌ی مورد انتظار (تابع دلتا) برای نقاط کوانتومی است. این مساله باید به دلیل توزیع در اندازه‌ی این نقاط کوانتومی باشد. به علاوه قله‌های نسبتا کوچک دیگری نیز قابل مشاهده است که به دلیل وجود نقص‌های بلوری بر روی سطح نقاط کوانتومی که اکسیتون‌ها در آن به تله می‌افتند به وجود آمده‌اند[۱۲،۱۳].

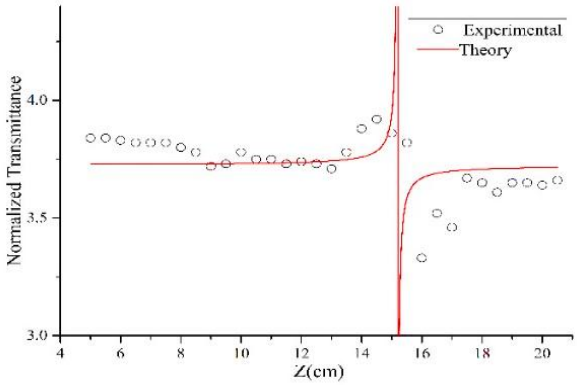
با مروری بر کارهای انجام شده، از روی طیف PL می‌توان نتیجه گرفت که قطر این نقاط کوانتومی باید در حدود ~ ۴/۳ نانومتر باشد که با نتیجه‌ای که بر اساس طیف جذب برای شعاع نقاط کوانتومی پیدا شد به خوبی در توافق است [۱۳].



شکل ۲. طیف فوتولومینسانس نقاط کوانتومی CdS

برای اندازه‌گیری ضرائب غیرخطی، روش جاروب Z به کار گرفته شد. در این روش، نمونه روبروی باریکه‌ی لیزر که توسط عدسی متمرکز شده قرار گرفته و سپس در راستای محور Z به اندازه دو برابر طول کانونی عدسی جابجا شده و میزان گذردهی با استفاده از آشکارساز مورد اندازه‌گیری قرار می‌گیرد.

شکل ۳ طیف عبوری بر حسب موقعیت برای روش جاروب Z روزنه بسته را به نمایش می‌گذارد.



شکل ۳. نمودار روزنه‌ی بسته نقاط کوانتومی CdS به دست آمده از طریق روش جاروب Z

از نوع نمودار می‌توان بلافاصله متوجه شد که میزان ضریب شکست غیرخطی، منفی است. برای به دست آوردن اندازه‌ی n_2، فاصله‌ی قله تا دره‌ی نمودار روزنه‌ی بسته، در این فرمول گذاشته می‌شود [۱۴]:

$$\Delta T_{p-v} = 0\cdot 406(1-S)^{0\cdot 25}|\Delta\varphi_0| \qquad (۴)$$

[4] RGB value: #9cff00
[5] Light Emitting Diodes
[6] Self-Absorption

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

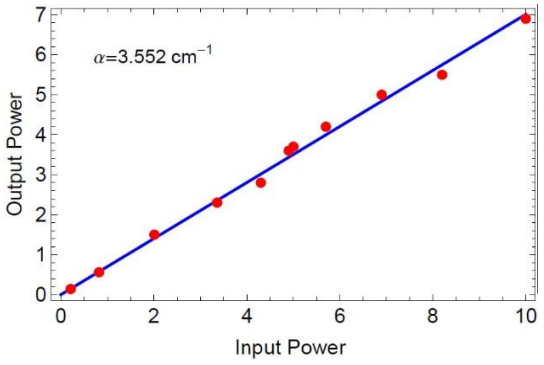
در رابطه‌ی بالا S گذردهی خطی روزنه یعنی نسبت توان عبوری از روزنه (در غیاب نمونه) به توان کل پرتوی لیزر می‌باشد. $|\Delta\varphi_0|$ که انحراف فازی القا شده می‌باشد برابر است با:

$$|\Delta\varphi_0| = \frac{2\pi L_{eff} n_2 I_0}{\lambda} \qquad (۵)$$

که در آن n_2 ضریب شکست غیرخطی مرتبه ی دوم محیط، I_0 شدت پرتوی لیزر فرودی ($I_0 = \frac{2P_0}{\pi\omega_0^2}$)، λ طول موج پرتوی لیزر و $L_{eff} = {(1-e^{-\alpha L})}/{\alpha}$ می باشد که α نیز ضریب جذب خطی محیط می‌باشد که با استفاده از معادله:

$$I = I_0 e^{-\alpha L} \qquad (۶)$$

از روی نمودار توان خروجی بر حسب توان ورودی، وقتی نور لیزر مستقیم به نمونه تابیده (شکل ۴)، به دست می‌آید. برای نقاط کوانتومی کادمیوم سولفید سنتز شده، میزان جذب غیرخطی برابر با $۳/۵۵۲\ cm^{-1}$ محاسبه گشته و سپس با استفاده از معادله‌های داده شده میزان شکست غیرخطی برابر با $-۱/۹۸\times۱۰^{-۱۰}\ cm^2/W$ به دست آمد. این میزان شکست غیرخطی بالا که پتانسیل تولید هارمونیک مرتبه‌ی بالا را نشان می‌دهد، نقاط کوانتومی سنتز شده را کاندید خوبی برای ساخت لیزرهای پالسی، دستگاه‌های محدود کننده‌ی نوری و سوئیچ نوری می‌نماید [۱۵].



شکل ۴. توان خروجی بر حسب توان ورودی برای تعیین α

نتیجه‌گیری

در این مقاله با کمک روش سنتز محلولی، نقاط کوانتومی کولوئیدی CdS سنتز شده و سپس خواص اپتیکی خطی و غیرخطی آن‌ها، مورد بررسی قرار گرفت. گاف انرژی این مواد eV ۲/۸۱ به دست آمد که نشان می‌دهد شعاع این نقاط باید در حدود nm ۲/۱۶ باشد. طیف فوتولومینسانس این نقاط گسیل غالبی در طول موج nm ۵۴۸ را به نمایش گذاشت که ثابت می‌کند این نقاط کوانتومی کاندید خوبی برای استفاده در QLEDهای سبزرنگ می‌باشند. به علاوه، ضریب شکست غیرخطی برابر با $-۱/۹۸\times۱۰^{-۱۰}\ cm^2/W$ به دست آمد که از آن‌ها کاندید بسیار مناسبی برای محدود کننده‌های نوری و لیزرهای پالسی می‌سازد.

مرجع‌ها

[1] S. M. Ma et al., *J. Korean Phys. Soc.* **48**, 1379 (2006).

[2] S. Chowdhury et al., *Semiconductor Physics Quantum Electronics & Optoelectronics* **9**, 45 (2006).

[3] E. B. Stokes, A. D. Stiff-Roberts, and C. T. Dameron, *Electrochem. Soc. Inter.* **23** (2006).

[4] X. Peng, J. Wickham and A. P. Alivisatos, *J. Am. Chem. Soc.* **120**, 5343 (1998).

[5] W. W. Yu and X. Peng, *Angew. Chem., Int. Ed.* **41**, 2368 (2002).

[6] F. L. S. Cuppo et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 1342 (2002).

[7] M. Ebrahimi et al., *Optical materials* **57**, 146 (2016).

[8] L. E. Brus, *J. Chem. Phys.* **80**, 4403 (1984).

[9] S. S. Shankar, S. Chatterjee, and M. Sastry, *Phys. Chem. Comm.* **6**, 36 (2003).

[10] A. K. Mahapatra, *J. Nanopart. Res.* **11**, 467 (2009).

[11] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley Interscience, New York, (1981).

[12] A. Veamatahau et al., *Phys. Chem. Chem. Phys.* **17**, 2850 (2015).

[13] W. Nan et al., *J. Am. Chem. Soc.* **134**, 19685 (2012).

[14] M. Sheik-bahae et al., *IEEE J. Quantum Elect.* **26**, 760 (1990).

[15] G. S. Boltaev et al., *Opt. Express* **26**, 325355 (2018).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تاثیر ضخامت مس و ایندیوم در فیلم نازک رسانای شفاف $MoO_3/In/Cu/In/MoO_3$

مسعود عبدالهی[۱]، عرفان کدیور[۱]

۱.دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز

چکیده – در این مطالعه تاثیر ضخامت لایه مس به عنوان لایه هدایت کننده الکتریکی و ایندیوم به عنوان لایه واسط در فیلم نازک ساندویچ شده توسط تری اکسید مولیبدن مورد بررسی قرار می‌گیرد. برای دست یافتن به ساختار فوق، لایه‌های نازک روی زیرلایه شیشه‌ای به روش تبخیر حرارتی لایه‌نشانی شده‌اند. طیف عبوری در ناحیه مرئی بوسیله دستگاه طیف‌سنج دو پرتویی و مقاومت الکتریکی سطحی پوشش توسط دستگاه پروپ چهارسر اندازه‌گیری شده است. همچنین کیفیت و زبری سطح توسط میکروسکوپ نیروی اتمی اندازه‌گیری شده است. نتایج آزمایشگاهی نشان می‌دهد که بیشینه مقدار تابع شایستگی مربوط به ضخامت مس ۱۲ نانومتر و ایندیوم ۳ نانومتر است.

کلید واژه – طیف عبوری، فیلم نازک رسانای شفاف، لایه‌نشانی، لایه واسط، مقاومت الکتریکی

Influence of copper and indium thicknesses in the transparent conductive thin film: $MoO_3/In/Cu/In/MoO_3$

Masoud Abdollahi 1, Erfan Kadivar 2

1. Department of Physics, Shiraz University of Technology

Abstract - In this study, the role of copper as an electric conductive layer and indium as an interface layer in a thin film of molybdenum trioxide sandwich have been investigated. To achieve the above structure, the thin layers are deposited on the substrate by thermal evaporation of the layer. Transmission spectrum in the visible region was measured by two-beam spectrophotometer instrument and electrical resistance was measured by the four-point probe. The experimental results show that the maximum value of the suitability function is 8 nm copper thickness and 3 nm indium thickness.

Keyword - Transmission spectrum, Thin film, Deposition, Interface layer, Electrical resistance

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در سال‌های اخیر، دستگاه‌های صفحه‌های نمایش تخت (مانند دیودهای آلی نور، نمایشگرهای کریستال مایع یا دستگاه‌های پلاسما) به دلیل انعطاف پذیری مکانیکی، وزن و هزینه ساخت کم به سرعت در حال توسعه هستند. در همه این دستگاه‌ها یک الکترود شفاف مورد نیاز است. اکسیدهای رسانای شفاف (TCO) به عنوان آند به طور گسترده ای در این دستگاه‌ها استفاده می‌شوند [۱و۲]. از مواد و روش‌های متعددی برای ساخت فیلم‌های نازک رسانای شفاف استفاده می شود. فیلم‌هایی مانند پوشش ITO و AZO به طور گسترده مورد بررسی قرار گرفته است.

یکی از ساختارهایی که به ندرت مورد مطالعه قرار گرفته است، ساختار اکسید/فلز/اکسید است. در ساختارهای اکسید/فلز/اکسید به منظور کاهش بازتاب زیاد نور، فیلم فلزی بین دو لایه دی الکتریک اکسید فلزی تعبیه می‌شود [۳]. در چنین ساختاری، فیلم فلزی باید به اندازه کافی ضخیم باشد تا بتواند هدایت الکتریکی خوبی داشته باشد و به اندازه کافی نازک باشد تا از جذب زیاد نور جلوگیری کند [۴]. خواص الکتریکی و اپتیکی چنین ساختارهایی به شدت تحت تاثیر عواملی همچون دمای زیرلایه، آهنگ لایه‌نشانی و ضخامت لایه‌ها است.

تیان و همکارش مطالعاتی در خصوص دیودهای گسیل نور آلی (OLED) با استفاده از کاتد $MoO_3/Ag/MoO_3$ به روش تبخیر حرارتی انجام دادند. نتایج نشان می‌دهد که این ساختار می تواند میزان انتقال نوری را به میزان ۶۵ تا ۸۰ درصد در محدوده طول موجی ۴۰۰ تا ۷۰۰ نانومتر و مقاومت در حد $9\ \Omega/\square$ نشان دهد [۵].

کاتین و همکارانش به مطالعه خواص $MoO_3/Ag/MoO_3$ با استفاده از تبخیر حرارتی پرداختند. آن‌ها دریافتند زمانی که آهنگ رسوب نقره از ۰/۲ به ۰/۴ نانومتر بر ثانیه افزایش می‌یابد ضخامت مورد نیاز نقره برای هدایت الکتریکی از ۸ به ۴ نانومتر کاهش می‌یابد. با افزایش ضخامت لایه نقره، رسانش از حدود 1×10^{-6} اهم سانتیمتر تا بیش از 1×10^{4} اهم سانتیمتر افزایش می‌یابد. همچنین برای ضخامت لایه نقره تقریبا ۱۰ نانومتر در محدوده ۴۴۰ تا ۴۶۰ نانومتر، حداکثر انتقال نوری برابر ۸۶ درصد و مقدار متوسط عبور نوری برای این ضخامت ۷۶ درصد به دست آوردند [۱].

لوپز و همکارانش به مطالعه ساختار $MoO_3/Cu/MoO_3$ لایه‌نشانی شده به روش تبخیر حرارتی پرداختند. آن‌ها دریافتند که به دلیل نفوذ لایه مس در فیلم‌های MoO_3 ، برای دست یافتن به ساختاری رسانا باید ضخامت لایه مس را افزایش دهند که این امر منجر به تضعیف عبور می‌گردد. بنابراین از لایه واسط آلومینیوم بین دو لایه Cu و MoO_3 استفاده کردند و ساختار را لایه نشانی کردند:

$$MoO_3 / Al / Cu / Al / MoO_3$$

بهترین نتایج برای Al ضخامت ۱/۷، Cu ، ۱۸ و MoO_3 در مجاورت زیر لایه و هوا به ترتیب ضخامت‌های ۲۰ و ۳۵ نانومتر را به دست آوردند. ساختار فوق عبور اپتیکی ۷۰ درصد در ۵۹۰ نانومتر و رسانش $5\times10^{-4}\ \Omega cm$ را نشان می‌دهد [۲].

آماده سازی نمونه‌ها

در این مطالعه، ابتدا زیر لایه شیشه‌ای با الکل اتیلن و استون تمیز می‌شود. سپس با گاز نیتروژن خشک شده و مجددا به وسیله پنبه آغشته به استون تمیز می‌شود. عملیات لایه‌نشانی توسط دستگاه DTT که شامل سه منبع تبخیر گرمایی است صورت گرفته است.

پس از رسیدن دستگاه به فشار 1×10^{-5} Torr عملیات لایه‌نشانی در دمای اتاق صورت گرفته است. ضخامت لایه‌ها توسط ضخامت سنج کریستال کوارتز اندازه‌گیری شده است. پس از فرآیند لایه‌نشانی، عبور اپتیکی با اسپکترومتر، مقاومت الکتریکی سطح با

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

دستگاه پروب ۴ نقطه و زبری سطح با نیروی میکروسکوپ اتمی اندازه‌گیری شده است.

نتایج تجربی

در این مطالعه، آهنگ لایه‌نشانی فیلم‌های اکسید مولیبدن، مس و ایندیوم به ترتیب برابر ۰/۳ و ۰/۲ و ۰/۰۵ نانومتر بر ثانیه ثابت انتخاب شده است. همچنین ضخامت MoO_3 برابر مقادیر ثابت ۲۰ و ۳۵ نانومتر برای لایه‌های مجاور با زیرلایه و هوا در نظر گرفته شده است.

لایه نشانی با تغییر در ضخامت مس

به منظور بررسی تأثیر تغییر ضخامت مس در فیلم نازک رسانای شفاف، با ثابت نگه داشتن ایندیوم در ضخامت ۴ نانومتری، فرآیند لایه‌نشانی انجام پذیرفته است. نتایج بدست آمده در جدول شماره (۱) مشاهده می شود.

جدول ۱: ساختارهایی با ضخامت ایندیوم ثابت (۴ نانومتر) و مس متغیر

ضخامت مس (nm)	R (Ω)	R_s (Ω/□)	T (550 nm)	زبری سطح (nm)
14	8.80	39.00	45	1.097
12	6.88	31.16	59	1.799
8	6.21	28.04	61	1.944
4	-	-	77	2.329

با توجه به نتایج جدول شماره (۱) کاهش ضخامت مس، باعث افزایش عبور اپتیکی و زبری سطح و همچنین کاهش در رسانندگی می شود.

لایه نشانی با تغییر در ضخامت ایندیوم

در این مرحله با ثابت نگه داشتن ضخامت مس در ۱۲ نانومتر، ضخامت ایندیوم تغییر می کند.

جدول ۲: ساختارهایی باضخامت مس ثابت (۱۲ نانومتر) و ایندیوم متغیر

ضخامت ایندیوم (nm)	R (Ω)	(Ω/□)	T (550 nm)	زبری سطح *(nm)*
5	-	-	62	1.378
4	6.88	31.16	59	1.799
3	2.97	13.40	57	1.353
2	1.66	7.50	22	3.516

همان طور که در جدول شماره (۲) مشاهده می‌شود پیداست، افزایش ضخامت ایندیوم باعث کاهش رسانندگی و افزایش عبور اپتیکی می‌شود.

یکی از پارامترهای موثر در مقایسه پوشش‌های رسانای شفاف، محاسبه فاکتور معیار شایستگی است که از رابطه زیر پیروی می‌کند [۶]:

$$\Phi_{TC} = T^{10}/R_S \qquad (۱)$$

جدول‌های ۳ و ۴ معیار شایستگی برای ضخامت‌های مختلف مس و ایندیوم را نشان می‌دهند.

جدول ۳: معیار شایستگی برای ساختار با ضخامت ایندیوم ۴ نانومتر و ضخامت مس متغیر

ضخامت مس (nm)	۱۴	۱۲	۸
Φ_{TC}	$۸/۷\times۱۰^{-۶}$	$۱/۶\times۱۰^{-۴}$	$۲/۵\times۱۰^{-۴}$

جدول ۴: معیار شایستگی برای ساختار با ضخامت مس ۱۲ نانومتر و ضخامت ایندیوم متغیر

ضخامت ایندیوم(nm)	۴	۳	۲
Φ_{TC}	$۱/۶\times۱۰^{-۴}$	$۲/۷\times۱۰^{-۴}$	$۳/۵\times۱۰^{-۸}$

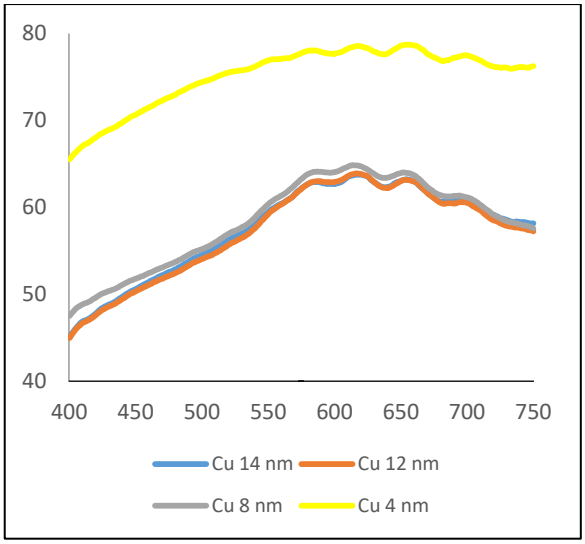
بنابراین معیار شایستگی بهینه مربوط به ساختار دارای مس ۸ و ایندیوم ۴ نانومتری و ساختار دارای مس ۱۲ و ایندیوم ۳ نانومتری است.

شکل ۱ عبور اپتیکی فیلم رسانای شفاف برای ضخامت‌های متفاوت مس را نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل ۱ مشاهده می‌گردد، با افزایش ضخامت مس عبور اپتیکی فیلم رسانای شفاف کاهش می‌یابد که این امر ناشی از افزایش میزان جذب اپتیکی فیلم مس است. شکل ۲ عبور اپتیکی فیلم رسانای شفاف برای ضخامت های متفاوت ایندیوم را نشان می دهد. نتایج حاکی از آن است که با افزایش ضخامت ایندیوم عبور اپتیکی افزایش می یابد. علت این امر تشکیل فیلم اکسید ایندیوم در مجاورت فیلم اکسید مولیبدن است. شکل ۳ تصویر AFM مربوط به ساختار حاوی ۱۴ نانومتر مس و ۴ نانومتر ایندیوم را نشان می‌دهد.

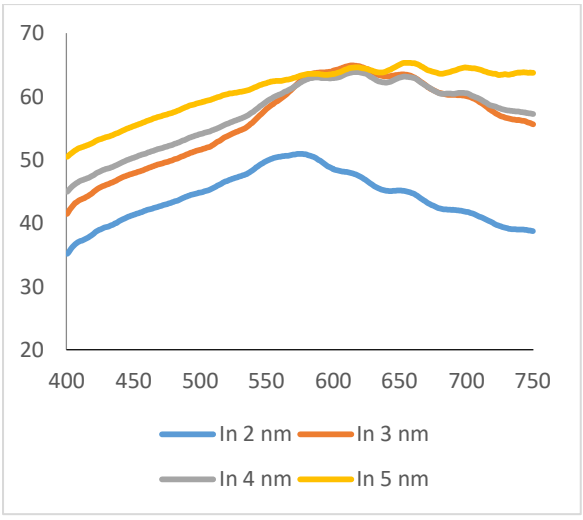
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نتیجه‌گیری

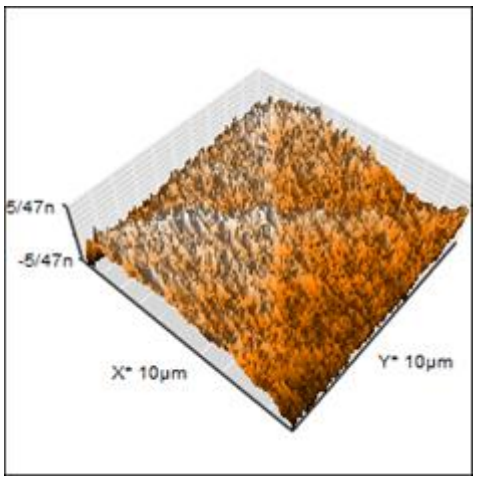
در این مطالعه نقش مس به عنوان لایه رسانش و ایندیوم به عنوان لایه واسط مورد بررسی قرار گرفت. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که بهینه ساختار فیلم پنج لایه مذکور مربوط به ضخامت‌های مس ۱۲ و ایندیوم ۳ نانومتر است.



شکل ۱: طیف تراگسیل نمونه ها در ضخامت های مختلف مس



شکل ۲: طیف تراگسیل نمونه ها در ضخامت های مختلف ایندیوم



شکل ۳: تصویر AFM مربوط به نمونه با ضخامت ۱۴ نانومتر مس و ۴ نانومتر ایندیوم در ابعاد ۱۰×۱۰ میکرومتر

منابع

[1] L. Cattin, Y. Lare, M. Makha, M. Fleury, F. Chandezon, T. Abachi, M. Morsli, K. Napo, M. Addou, J.C. Bernède, “Effect of the Ag deposition rate on the properties of conductive transparent MoO3/Ag/MoO3 multilayers” Solar Energy Materials & Solar Cells, Vol. 117, pp. 103–109, 2013.

[2] Pérez Lopéz, L. Cattin, D.T. Nguyen, M.Morsli, J.C.Bernède, “Dielectric /metal/ dielectric structures using copper as metal and MoO3 as dielectric for use as transparent electrode” Thin Solid Films, Vol. 520, pp. 6419–6423, 2012.

[3] C. Guillén, J. Herrero, “TCO/metal/TCO structures for energy and flexible electronics”, Thin Solid Films Vol. 520, pp. 1–17, 2011.

[4] D. T. Nguyen, S. Vedraine, L. Cattin, P. Torchio, M. Morsli, F. Flory, J.C. Bernède, “Effect of the thickness of the MoO3 layers on optical properties of MoO3/Ag/MoO3 multilayer structures”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 112, p. 063505, 2012.

[5] Tian B., Williams G., Ban D., Aziz H., “ Transparent organic light-emitting devices using a MoO_3/Ag/MoO_3 cathode” , *J. Appl. Phys.* , 2011.

[6] G. Haacke, *J. Appl. Phys.* 47, p. 4086, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز، شیراز، ایران. ۹-۱۱
بهمن ۱۳۹۷

اندازه‌گیری سرعت متوسط همرفت تلاطمی به روش اندازه‌گیری همبستگی زمانی و مکانی افت و خیز مولفه‌های زاویه فرود نور عبوری از آن

ابراهیم محمدی رازی[۱]، سیف‌اله رسولی[۲و۳]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بجنورد، بجنورد، ایران

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، زنجان ایران

[۳]مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، زنجان، ایران

چکیده - در این مقاله با استفاده از محاسبه همبستگی زمانی و مکانی زاویه فرود نور عبوری از محیط متلاطم همرفتی، سرعت متوسط همرفت تلاطمی تعیین می‌شود. بر این اساس با استفاده از یک گرم‌کن برقی محیط متلاطم همرفتی ایجاد می‌شود. نور لیزر با سطح مقطعی به قطر ۱۸ سانتیمتر به صورت جبهه موج تخت از محیط متلاطم عبور داده می‌شود. در انتهای مسیر با استفاده از انحراف‌سنج ماره‌ای دو کاناله زاویه فرود نور در دو راستای عمود بر جهت انتشار تعیین می‌شود. با محاسبه همبستگی زاویه فرود نور، زمان و مکان بیشینه همبستگی تعیین شده و سرعت همرفت در دو راستا تعیین می‌شود. بعلاوه تاثیر فاصله از منبع گرمایی و دمای سطح گرم‌کن بر سرعت همرفت تعیین می‌شود. نتایج نشان می‌دهند که با افزایش دمای گرم‌کن و فاصله گرفتن از آن سرعت همرفت افزایش می‌یابد.

کلید واژه- تلاطم همرفتی، سرعت سنجی لیزری، گرادیان دما

Velocimetry of convective air turbulence with measurement of temporal and spatial correlation of the angle of arrival fluctuations

Ebrahim Mohammadi Razi[1], Saifollah Rasouli[2,3]

[1]Faculty of physics, Department of Basic Sciences, university of Bojnord, Bojnord, Iran

[2]Department of physics, Institute of Advance Studies in Basic Science, Zanjan, Iran

[3]Optics Research Center, Institute of Advance Studies in Basic Science, Zanjan, Iran

Abstract-In this paper, the averaged velocity of the convective air turbulence was measured using temporal and spatial correlation of the angle of arrival (AA) fluctuations. Accordingly, indoor convective air turbulence was created by an electrical heater. The light beam with 18 cm diameter of cross section, propagates through the turbulent medium. The AA of the light beam was measured at the end of the turbulence path at two directions perpendicular to the propagation direction by two channels moiré deflectometer. Then the averaged velocity of convective air turbulence was derived by calculating the temporal and spatial correlations of AA fluctuations. In addition, the effects of heater's temperature and different distance from it on the velocity value was investigated. Results show that the averaged velocity increases as the distance from the heater increases. The same behavior observed when the heater temperature increases.

Keywords: convective turbulence, Laser velocimetry, Temperature gradient

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

مساله ناپایداری لایه‌ای از سیال که از سمت پایین حرارت می-بینید به مساله ناپایداری رایلی-بنارد معروف است[۱] عامل اصلی ناپایداری، نیروی شناوری ذرات گرم بالارونده و نیروی گرانشی ذرات سرد پایین رونده است. این مسئله برای اولین بار در سال ۱۹۰۰ برای حالتی که سیال از پایین توسط سطح گرم صلب و در بالا در معرض هوا قرار داشت توسط بنارد مطرح شد. رایلی در سال ۱۹۱۶ تئوری خود را برای شرایط ناپایداری در حالت دو سطح صلب ارائه کرد. او نشان داد ناپایداری هنگامی اتفاق می-افتد که گرادیان دما در جهت z (راستای گرادیان دما) به اندازه کافی بزرگ شود و برمبنای آن عدد بی بعد رایلی را به صورت زیر تعریف کرد[۱]:

$$Ra = \frac{-\alpha g \Delta T H^{3}}{\upsilon k} \qquad (۱)$$

که α ضریب انبساط حرارتی سیال، g شتاب گرانش، ΔT اختلاف دمای سطح گرم و سرد، ν ویسکوزیته دینامیکی سیال، k ضریب پخش حرارتی و H فاصله بین سطوح گرم و سرد است. هنگامی که عدد رایلی کوچکتر از رایلی بحرانی، Ra_c، باشد، سیال ساکن بوده و انتقال حرارت توسط مکانیزم رسانش انجام می‌شود. در این مکانیزم نیروی شناوری ضعیف است و توانایی غلبه بر نیروی ویسکوزیته را ندارد، در نتیجه انتقال حرارت تماما توسط هدایت مولکولی انجام می‌شود. زمانی که $Ra > Ra_c$، شناوری شدت یافته و در نهایت به نیروی ویسکوزیته غالب شده و سیال شروع به حرکت می‌کند. در این زمان دومین مکانیزم انتقال حرارت، جابجایی، شروع می‌شود. شروع ناپایداری اولیه به عدد رایلی بحرانی بستگی دارد. بنا به مطالعات انجام شده این عدد در حدود ۱۷۰۷ است. با افزایش عدد رایلی تا زمانی که $Ra < ۲\times۱۰^{۵}$، جابجایی به صورت ساختارهای همدوس که حالت تناوبی در زمان و مکان خواهند داشت، انجام می‌شود. هنگامی که $Ra \approx ۲\times۱۰^{۵}$ این ساختارها حالت همدوس خود را از دست داده و حالت تصادفی در زمان و مکان خواهند داشت. به عبارت دیگر تلاطم همرفت شروع می-شود. یکی از مسائل پر اهمیت در تلاطم همرفتی اندازه‌گیری سرعت انتقال دما به واسطه همرفت است. اندازه‌گیری سرعت همرفت به روش‌های گوناگون انجام می‌شود. از میان این روش‌ها می‌توان به روش باد سنجی دوپلر لیزری[۱]، روش سیم داغ[۲] و سرعت سنجی تصویر ذرات[۳] اشاره کرد. در سرعت سنجی به روش سیم داغ و استفاده از تصویر ذرات، ابزار اندازه‌گیری باید درون محیط متلاطم قرار گیرد که این امر باعث ایجاد اختلال در محیط می‌شود. اما در روش سرعت سنجی داپلری نیازی به ورود به محیط متلاطم نیست. در این مقاله سرعت سنجی همرفت در روشی جدیدی با استفاده از همبستگی زمانی و مکانی مولفه‌های باریکه نور عبوری از محیط تلاطم شرح داده خواهد شد. با عنایت به اینکه این روش، روشی اندازه‌گیری از دور است لذا باعث ایجاد اختلال در بحث همرفت نخواهد شد.

چیدمان آزمایش

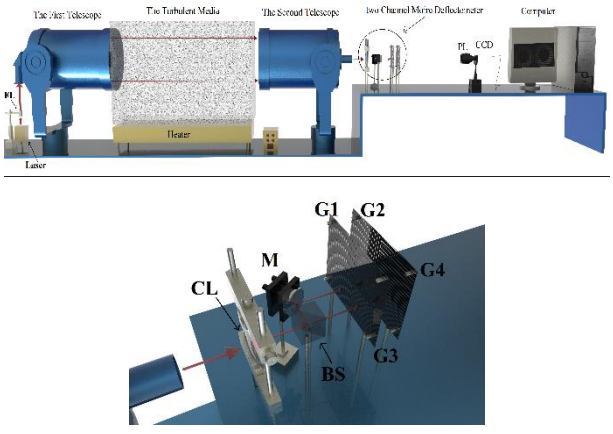
شکل ۱ طرحواره‌ای از چیدمان آزمایش را نشان می‌دهد. از این چیدمان برای بررسی ویژگی‌های تلاطم همرفتی استفاده شده است[۲]. این چیدمان شامل لیزر، عدسی اسفریک، دو عدد تلسکوپ، گرم‌کن برقی، انحراف‌سنج ماره‌ای دوکانالهی جبهه‌ی موج، دوربین CCD و رایانه است. باریکه لیزر Nd-YAG با دمش دیودی با توان ۵۰ میلی وات و طول موج ۵۳۲ نانومتر توسط یک عدسی اسفریک به گونه‌ای تنظیم می‌شود تا کانون آن بر کانون پشتی تلسکوپ اول منطبق گردد. پرتو لیزر توسط این تلسکوپ پهن و مواز ی شده و بعد از عبور از محیط متلاطم وارد تلسکوپ دوم می‌شود. دو تلسکوپ کاملاً هم خط شده‌اند. قطر تلسکوپ اول و دوم به ترتیب ۱۴ و ۸ اینچ است. از یک گرم‌کن برقی برای ایجاد گرادیان دما و نیز ایجاد محیط متلاطم همرفتی استفاده شده است. دمای گرم‌کن در بازه ۲۰ الی ۱۰۰ درجه سانتیگراد با نوسانات کمتر از ۱ درجه تغییر می‌کند. از یک مجموعه دماسنج رقمی برای اندازه‌گیری گرادیان دما در دو راستا موازی سطح گرم‌کن و عمود بر آن و نیز محاسبه عدد رایلی برای تعیین شدت تلاطم استفاده شده است. برای اندازه‌گیری سرعت همرفت در فواصل مختلف از منبع گرمایی، دو تلسکوپ در فواصل ۱۳ و ۸۰ سانتیمتری از گرم‌کن برقی قرار گرفتند. یک

---

[۱] Laser Doppler Anemometry
[۲] Hot Wire Anemometry
[۳] Particle Image Velocimetry

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

عدسی موازی ساز طوری پشت تلسکوپ دوم قرار گرفته است که کانون آن بر کانون تلسکوپ دوم منطبق است. باریکه لیزر پس از کانونی شدن توسط تلسکوپ بوسیله این عدسی موازی شده و با قطری کوچکتر وارد انحراف‌سنج مارهای دو کاناله می‌شود. سپس توسط باریکه شکن BS به دو قسمت با شدت برابر تقسیم شده و هر قسمت وارد یک کانال می‌شود. هر کانال انحراف‌سنج مارهای از دو توری که به فاصله تالبوت از هم قرار دارند تشکیل می‌شود. راستای خطوط توری‌ها در دو کانال نسبت به هم به گونه‌ایست که در یکی طرح ماره افقی و در دیگری ماره قائم تشکیل می‌شود. بلافاصله بعد از توری دوم از هر کانال یک صفحه مات قرار داده شده تا نقش ماره مربوط به هر کانال بر روی آن‌ها تشکیل شود. با استفاده از یک عدسی تصویر ساز مناسب نقش فریز ماره بر روی صفحه حساس CCD تصویر شده و توسط آن به رایانه منتقل می‌شود تا مورد تحلیل قرار گیرد. گام توری‌های مورد استفاده در این حسگر ۰/۱ میلیمتر و فاصله تالبوت مورد استفاده ۳۷/۵ میلیمتر است. سرعت داده‌برداری ۳۰ تصویر در ثانیه و زمان نوردهی ۱ میلی‌ثانیه تنظیم شد.



شکل ۱: طرحواره‌ی چیدمان آزمایش به همراه نمای نزدیک انحراف سنج مارهای دو کاناله جبهه موج.

مبانی نظری

همانطور که در مرجع[۳] بیان شده است. پس از ثبت طرح ماره توسط دوربین CCD برای هر کانال انحراف‌سنج رد فریز روشن، تاریک و مجازی اول تعیین می‌شود. نقاط واقع بر فریزهای افقی تناظر یک به یکی با نقاط واقع بر روی فریزهای قائم دارند. با برهم‌نهی طرح ماره‌ی افقی و قائم محل تقاطع ردها، آرایه‌ای از نقاط خواهند بود. مکان نقاط تقاطع در اثر تلاطم در دو راستای x و y جابجا می‌شوند. با استفاده از میزان جابجایی نقاط تقاطع در دو راستا، زاویه فرود نور در دو راستا تعیین می‌شود. در نتیجه در دهانه‌ی تلسکوپ دوم دو ماتریسِ مولفه‌ی زاویه فرود در راستای x و مولفه زاویه فرود در راستای y محاسبه خواهد شد. مولفه‌های زاویه فرود با گذشت زمان در اثر تلاطم دچار افت و خیز می‌شود. اگر برای سیال متلاطم یک سرعت همرفت در نظر بگیریم می‌توان آنرا از محاسبه تابع همبستگی مولفه‌های زاویه فرود در زمان و مکان‌های متفاوت بدست آوریم. تابع همبستگی زاویه فرود در راستای x و y عبارت است از

$$B_x(r,\tau)=\langle \alpha_x(R,t)\alpha_x(R+r,t+\tau)\rangle$$

$$B_y(r,\tau)=\langle \alpha_y(R,t)\alpha_y(R+r,t+\tau)\rangle$$

که $\langle\ldots\rangle$ میانگین‌گیری آنسامبلی را نشان می‌دهد. برای محاسبه زمان بیشینه همبستگی، همبستگی تصاویر مختلف که در زمان‌های مختلف ثبت شده محاسبه می‌شود. با محاسبه تابع همبستگی و تعیین زمان و مکان بیشینه همبستگی سرعت همرفت با استفاده از رابطه زیر تعیین خواهد شد.

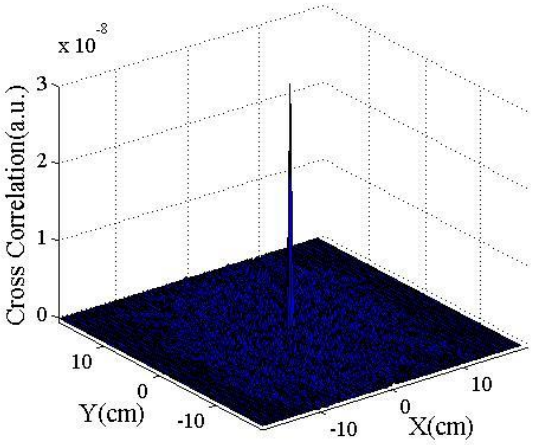
$$V_x=\frac{(r_x)_{\max}}{\tau_{\max}},$$

$$V_y=\frac{(r_y)_{\max}}{\tau_{\max}}$$

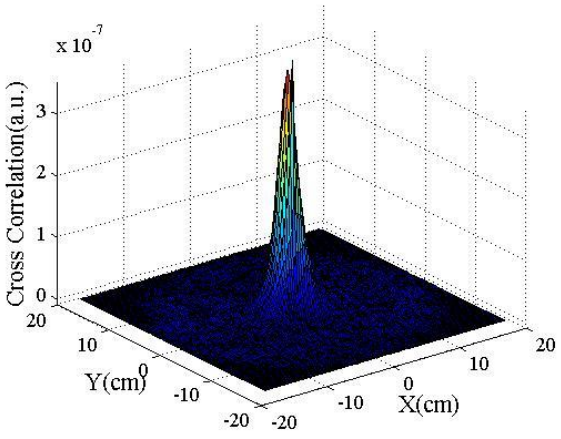
که $(r_{x(y)})_{\max}$ و $\tau_{\max}$ به ترتیب مکان بیشینه همبستگی در راستای x(y) و زمان بیشینه همبستگی است. اگر سرعت حرکت ادی‌ها بالا باشد، بیشینه همبستگی در زمان‌های کوچک‌تر و مکان‌های نزدیک به مرکز خواهد بود. به عبارت دیگر ادی که یک ناحیه خاص از جبهه موج را تحت تاثیر قرار داده است به علت داشتن سرعت بالا اندک زمانی بعد قسمت نزدیکتر دیگری را از جبهه موج تحت تاثیر قرار می‌دهد. تاثیر جبهه موج خود را به صورت همبستگی در زاویه فرود نور نشان می‌دهد. حال اگر سرعت حرکت ادی‌ها پایین باشد بیشینه زمان و مکان همبستگی در زمان‌های بزرگتر و در مکان‌های دورتر نسبت به مبدا رخ خواهد داد. از دو سرعت فوق تنها V_y نشان دهنده سرعت همرفت در جهت y است. با این وجود V_x نیز حاوی اطلاعات از نحوه جابجایی بسته‌های هوا در راستای x را ارائه می‌دهد. شکل ۲ و ۳ نمونه‌ای از تابع همبستگی زاویه فرود نور را در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

راستای y برای حالتی که گرم‌کن خاموش است و حالتی که دمای سطح گرم‌کن ۱۰۰ درجه سانتیگراد است را نشان می‌دهد. در هر دو تصویر فاصله مرکز باریکه نور از منبع گرمایی ۸۰ سانتیمتر است.



شکل ۲: تابع همبستگی دو بعدی مکانی زاویه فرود نور. گرم‌کن خاموش است و باریکه نوری از ۸۰ سانتیمتر آن عبور می‌کند.



شکل ۳: تابع همبستگی دو بعدی مکانی زاویه فرود نور. دمای گرم‌کن ۱۰۰ درجه سانتیگراد است و باریکه نوری از ۸۰ سانتیمتر آن عبور می‌کند.

جدول ۱ و ۲ سرعت اندازه‌گیری شده همرفت در راستای y را بر حسب دماهای مختلف گرم کن و در ارتفاع‌های متفاوت از سطح نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که با افزایش فاصله از گرم‌کن و با افزایش دمای سطح آن سرعت همرفت تلاطمی افزایش در راستای y افزایش می‌یابد.

جدول شماره ۱: سرعت همرفت در دو راستا. ارتفاع نور تا گرم کن۱۳ سانتیمتر

$V_y(cms^{-1})$	$V_x(cms^{-1})$	دمای سطح گرم‌کن
۲/۳۵	۰	۴۰ C^o
۶/۲۹	۰	۶۰ C^o
۴/۷۱	۰	۸۰ C^o

جدول شماره ۲: سرعت همرفت در دو راستا. ارتفاع نور تا گرم کن ۸۰ سانتیمتر

$V_y(cms^{-1})$	$V_x(cms^{-1})$	دمای سطح گرم‌کن
۲۱/۳۳	۰	۴۰ C^o
۲۶/۷۸	۰	۶۰ C^o
۳۲/۱۴	۰	۸۰ C^o

نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از یک گرم‌کن برقی محیط متلاطم همرفتی ایجاد شد. با استفاده از انحراف سنج ماره‌ای دوکاناله‌ی زاویه فرود نور در دو راستای عمود بر جهت انتشار در انتهای مسیر متلاطم تعیین شد. با محاسبه تابع همبستگی زمانی و مکانی زاویه فرود نور سرعت همرفت در دو راستا تعیین شد. بعلاوه تاثیر دمای مختلف گرم‌کن و نیز فاصله از آن بر سرعت همرفت تعیین شد. نتایج نشان دادند که با افزایش دما و فاصله گرفتن از منبع گرمایی سرعت همرفت افزایش می‌یابد.

مرجع‌ها

[1] S. Chandrasekhar, "Hydrodynamic and hydromantic stability", Clarendon Press, Oxford, 1961.

[2] E. M. Razi, S. Rasouli, "Measuring significant inhomogeneity and anisotropy in indoor convective air turbulence in the presence of 2D temperature gradient", J. Opt, Vol. 16 , 045705, 2014.

[3] M. Dashti, S. Rasouli, "Measurement and statistical analysis of the wave front distortion induced by atmospheric turbulence using two channel wave-front sensor moiré deflectometry ", J. Opt., Vol. 14, 095704, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

کوپلاژ xuv از طریق بلورفوتونی یک بعدی

داود جعفری، رضا اقبلاغی و رویا عزیزی

[1]دانشکده علوم پایه، دانشگاه بناب ، انتهاي بزرگراه لای‌ت، بناب

چکیده – در این مقاله سعی می کنیم آینه چند لایه ضدبازتاب را برای مد ا صلی بهینه کنیم تا بازتابندگی آن برای هارمونیک های بالا افزایش یابد .برای این منظور از یک آینه چند لایه از SiO_2 و AlAs با ضخامت های مختلف ا ستفاده می کنیم، سپس برای هر لایه بهترین ضـخامت را انتخاب کردیم .نتایج نشـان می دهد ضـریب عبوربرای مد اصـلی با زاویه تابش افزایش می یابد. همچنین پاشندگی ضریب عبور در مد اصلی با افزایش زاویه حادثه کاهش می یابد .از طرف دیگر ضریب بازتاب xuv با زاویه تابش افزایش می یابد .اما ضریب بازتاب تقریبا ثابت است .این نتیجه مهم است.

کلید واژه- بلور فوتونی، کوپلاژ xuv، هارمونیک بالا

xuv output coupler through a one-dimensional photonic crystal

Davod Jafari, Reza Agblaghi, and Roya Azizi

The Authors Affiliations (First complete name last name) and Emails

[1] Faculty of Science, University of Bonab, Bonab

Abstract- In this paper we try to improvement an antireflective multilayer mirror for basic mode so that its reflectivity increase for high harmonic mode. We use a multilayer mirror from SiO_2 and AlAs with different thickness, then we chose the best thickness for every layer. The result shows that the transitions coefficient increase with incident angle Also transition dispersion decrease with increasing incident angle. On the other hand , xuv reflective coefficient increase with incident angle. But reflective coefficient is almost constant between $80-120\ A^{\circ}$. This is an important property.

Keywords: photonic crystal, high harmonic, xuv output coupler

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

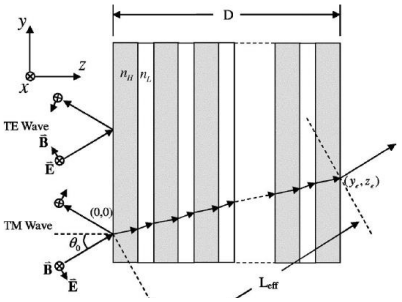
به طور معمول از تکنیک کاواک بهبود پالس فمتوثانیه برای تغییر فرکانس موثر از لیزرهای *CW* استفاده شده است [*1*]. این تکنیک اخیرا برای قفل شدگی مدهای لیزر تعمیم داده شده است [*2*] و در حال حاضر در گروه های علوم فوق سریع در مراکز مختلف در حال تحقیق است [*3*]. با استفاده از تکنیک کاواک بهبود پالس فمتو ثانیه می توان تا حد زیادی توان یک نوسانگر لیزر قفل شدگی مد داخل یک حفره را افزایش داد.

از روشهای بررسی کوپلاژ خروجی *xuv* صفحه بروستراست، که ساده ترین کوپلاژ خروجی *xuv* شامل تیغهای از مواد با کیفیت نوری خوب است که برای میدان اصلی شفاف است و در داخل کاواک بهبود یافته بین کانون و آینه مقعر قرار گرفته است. در این مورد تلفات هارمونیک اصلی با قطبش *P* نزدیک صفر است. باتوجه به تفاوت شاخصهای انکساری بین *xuv* و میدان اصلی، بازتاب کوچک از *xuv* در سطح صفحه اتفاق میافتد [*4*] .یکی دیگر از روشهای کوپلاژ برای جداسازی میدان اصلی از تابش *xuv* استفاده از لایه سطحی آینه بازتاب چند لایه است که ضخامت این لایه دارای شیب کندی است. این امر سبب جدا سازی مد اصلی از تابش *XUV* می شود. این روش نسبت زاویه بروستر مزیت های بهتری است. در روش دیگر یک روزنه کوچک در آینه مقعر پس از کانون در نظر می گیرند. نور *xuv* دارای واگرائی کم درمقایسه با مد اصلی است. بنابراین می‌تواند از این روزنه خارج شود. روزنه هارمونیکها مرتبه های پایینتر را حذف میکند. بدین ترتیب کاهش پهنای باند *xuv* از سمت طول موج بلند از طریق روزنه اتفاق میافتد. یک ایده جایگزین دیگر شامل توری *xuv* است که برروی لایه سطحی آینه چند لایه ایجاد شده است. این ساختار به عنوان توری برای نور *xuv* عمل میکند و به پارامترهای پرتو میدان اصلی تاثیر نمی گذارد،

در این مقاله از آینه ضدبازتاب برروی یک تیغه سیلیکون برای مد اصلی استفاده شده است و ضریب بازتاب ساختار برای هارمونیک های بالا محاسبه شده است.

تئوری

در سال های اخیر محیط های دی الکتریک متناوب که به عنوان بلورهای فو تونی شناخته می شوند، توجه شایانی را به خود جلب کرده اند. اگر تناوب در یک بعد باشد، بلور فوتونی یک بعدی داریم. در حالت کلی برای نور فرودی بر روی این بلور دو حال قطبش در نظر گفته می شود. در این دو حالت قطبش امتداد ارتعاش میدان الکتریکی در صفحه‌ی تابش و یا عمود بر صفحه‌ی تابش است. حالتی را که عمود بر صفحه‌ی تابش باشد، موج عرضی یا TE می‌نامند و در صورتیکه در صفحه‌ی تابش باشد ،موج را طولی یا TM می‌نامند. از آنجا که رفتار این دو قطبش خاص در بازتاب از سطوح، متفاوت است؛ فرآیند بازتاب را بر اساس قطبش نور در این دو حالت ارزیابی می‌کنند (شکل ۱).



شکل ۱: طرح ساده ای از تابش مایل مد های *TM , TE* برروی بلور فوتونی یک بعدی

ضریب عبور و ضریب بازتاب برای مد TM به ترتیب از روابط زیر بدست می آید:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$t(\omega)=\frac{2p_0}{[p_0x_{22}(\omega)+p_sx_{11}(\omega)]-[p_0p_sx_{12}(\omega)]+x_{21}(\omega)},$$

$$r(\omega)=\frac{[p_0x_{22}(\omega)-p_sx_{11}(\omega)]-[p_0p_sx_{12}(\omega)-x_{21}(\omega)]}{[p_0x_{22}(\omega)+p_sx_{11}(\omega)]-[p_op_sx_{12}(\omega)+x_{21}(\omega)]},$$

که در اینجا $x_{ij}(\omega)$ عناصر ماتریس انتقال بلور فوتونی هستند،

$$X_N(\omega)=\Pi M_j(d_j,\omega)\equiv\begin{pmatrix}x_{11}(\omega) & x_{12}(\omega)\\ x_{21}(\omega) & x_{22}(\omega)\end{pmatrix}.$$

که $M_j(d_j,\omega)$ ماتریس انتقال لایه j ام است بصورت زیر تعریف می شود:

$$M_j(d,\omega)=\begin{pmatrix}\cos[k_z^jd] & i\frac{1}{p_j}\sin[k_z^jd]\\ ip_j\sin[k_z^jd] & \cos[k_z^jd]\end{pmatrix}$$

در اینجا θ_j زاویه انتشار در لایه j ام است. و $p_j=\frac{\cos\theta_j}{n_j(\omega)}$ و همچنین $k_z^j=k_j\cos\theta_j$ مولفه بردار موج در راستای انتشار، z، است.

همچنین عبور و ضریب بازتاب شدت به ترتیب به صورت $T=\frac{P_S}{P_0}|t(\omega)|^2$ و $R=|r(\omega)|^2$ تعریف می شود:

نتایج و بحث

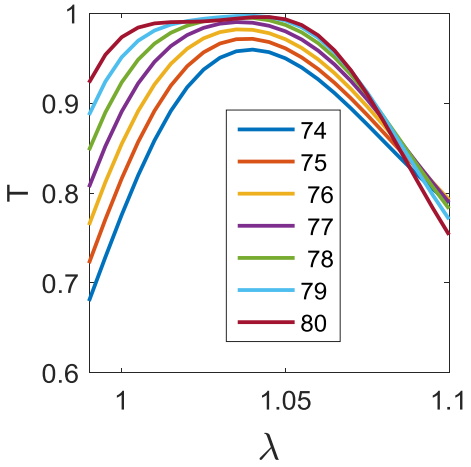


شکل ۲: ساختار آینه چند لایه پیشنهادی جهت جداسازی مد اصلی از هارمونیک های بالا : لایه های فرد و زیر لایه از سیلیکون و لایه های زوج از آلومنیم ارسنید.

در این مقاله ساختار آینه چند لایه در شکل ۲ رسم شده است. این آینه از دو ماده سیلیکون و آلومینیوم آرسنید ساخته شده است. همچنین زیر لایه را از جنس سیلیکون انتخاب شده است. در ناحیه مادون قرمز ضریب شکست سیلیکون و آلومنیم آرسنید به ترتیب از روابط زیر بدست می آید:

$$n_{SiO_2}=1+\frac{0.6961663\times\lambda^2}{\lambda^2-(0.0684043)^2}+\frac{0.4079426\times\lambda^2}{\lambda^2-(0.1162414)^2}+\frac{0.89747494\times\lambda\text{^}2}{\lambda^2-(9.89616)^2}$$

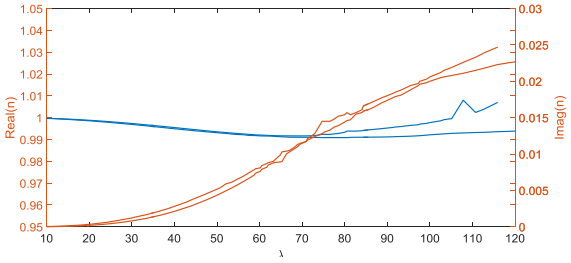
$$n_{AlAs}=2.0792+\frac{6.0840\times\lambda^2}{\lambda^2-(2822)^2}+\frac{1.900*\lambda^2}{\lambda^2-(27.62)^2}$$



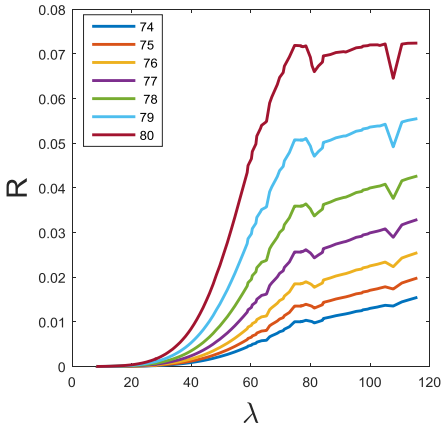
شکل ۳ : ضریب باز تاب از آینه چند لایه بر حسب طول موج برای زوایه های مختلف سایر پارامتر ها همانند شکل ۲

در شکل ۳ نمودار ضریب عبور برحسب طول موج برای قطبش TM در زاویه های مختلف رسم شده است. همچنانکه از شکل مشاهده می شود در نزدیکی طول موج $\lambda=1.03\mu m$ با افزایش زاویه ضریب عبور نیز افزایش می یابد و به مقدار ماکزیمم می رسد. همچنین میزان تغییرات ضریب عبور با افزایش زاویه تابش کاهش می یابد. این تغییرات سبب می شود که اولا اتلاف مد اصلی کاهش یابد و همچنین پاشندگی ضریب عبور هم کاهش یابد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۴: ضریب شکست سیلیکون و الومینیوم ارسنید برحسب طول موج: الف ضریب جذب ب، ضریب شکست



شکل ۵: ضریب با زتاب برای آینه چند لایه بر حسب طول موج (A°) برای زاویه های مختلف ، سایر پارامتر ها همانند شکل ۲ است.

در شکل ۴ ضریب شکست سیلیکون و آلومینیم ارسنید بر حسب طول موج در محدوده $10-120\ A^{\circ}$ رسم شده است. در شکل ۵، نمودار ضریب بازتاب برحسب طول موج برای زوایا مختلف ساختار پیشنهادی رسم شده است. با توجه به شکل با آفزایش زاویه تابش ضریب بازتاب نیز آفزایش می یابد. همچنین با افزایش طول موج ابتدا ضریب بازتاب افزایش می یابد و لی بعد از $80\,A^{\circ}$ ضریب عبور تقریبا ثابت می ماند. ثابت ماندن ضریب بازتاب سبب می شود آینه تاثیری بر دامنه هامونیک های منعکس شده تاثیر نداشته باشد. نتایج بدست قابل مقایسه با نتایج بازتاب از تیغه سیلیکون است. هدف بهبود نتایج بدست آمده با ایجاد تغییرات در ساختار آینه چند لایه است که ضریب عبور مد اصلی افزایش یابد و همچنین ضریب بازتاب برای هارمونیک های که در ناحیه ماورای بنفش قرار می گیرند افزایش یابد.

نتیجه گیری

در این مقاله توانستیم با تنظیم ضخامت لایه های مختلف آینه و زاویه تابش، شرایط لازم برای آینه ضد بازتاب در مد اصلی را بدست آوریم. همچنین با توجه به نمودار ها پاشندگی ضریب عبور با افزایش زاویه تابش برای مد اصلی کاهش می یابد. از طرف با افزایش طول موج ابتدا ضریب بازتاب افزایش می یابد و لی بعد از $80\,A^{\circ}$ ضریب عبور تقریبا ثابت می ماند.

مرجع‌ها

[1] A. Ashkin, G. Boyd, and J. Dziedzic, \Resonant optical second harmonic generation

[2] and mixing," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 2, no. 6, pp. 109 - 124, 1966.

[3] E. O. Potma, C. Evans, X. S. Xie, R. J. Jones, and J. Ye, Picosecond-pulse amplification with an external passive optical cavity," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 19, pp. 1835-1837, 2003.

[4] R. J. Jones, K. D. Moll, M. J. Thorpe, and J. Ye, Phase-coherent frequency combs in the vacuum ultraviolet via high-harmonic generation inside a femtosecond enhancement cavity," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, pp. 193-201, 2005.

[5] B. Bernhardt, A. Ozawa, A. Vernaleken, I. Pupeza, J. Kaster, Y. Kobayashi, R. Holzwarth, E. Fill, F. Krausz, T. W. H• ansch, and T. Udem, "Vacuum ultraviolet frequency combs generated by a femtosecond enhancement cavity in the visible," Opt. Lett., vol. 37, no. 4, pp. 503-505, (2012)

[6] I. Pupeza, E. Fill, and F. Krausz, "Low-loss VIS/IR-XUV beam splitter for highpower applications," Opt. Express, vol. 19, no. 13, pp. 12108-12118, (2011).

[7] N. H. Liu, S. Y. Zhu, H. Chen, and X. Wu, Phys. Rev. E 65,046607 (2002)

[8] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, 7th (expanded) ed. (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1999).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز، شیراز، ایران. ۹-۱۱
بهمن ۱۳۹۷

شبیه سازی و مطالعه فیلتر میان گذر تراهرتز برای کم کردن پهنای فرکانسی

احمد ساجدی، مجید ناظری و امیر علیزاده

گروه لیزر و فوتونیک دانشکده فیزیک، دانشگان کاشان، کاشان، ایران

m_nazeri@kashanu.ac.ir

چکیده – در این مقاله یک فیلتر میان گذر تراهرتز با استفاده از نرم افزار سی اس تی مدلسازی شده است. با توجه به اینکه میزان پهنای طیف خروجی از فیلتر یکی از فاکتورهای مهم و اساسی در این نوع فیلترها محسوب می شود، دو نمونه از این فیلترها در فواصلی از مضرب طول موج، بر طبق اصول فابری پرو، پشت سر هم قرار گرفته‌اند که این کار باعث کم کردن مقدار پهنای فرکانسی می‌شود. این نظریه در محدوده فرکانس های مختلف (بازه ۰.۵ تا ۲.۵ تراهرتز) بررسی شده است. در نهایت اثر زاویه موج برخوردی به فیلتر نیز مورد تحلیل و برررسی قرار گرفته است که نشان می دهد بسته به زاویه موج برخوردی به فیلتر، قله فرکانسی طیف خروجی جابجا می شود. با استفاده از این روش طیف خروجی از فیلتر برای استفاده در کاربردهای مختلف قابل تنظیم می‌باشد.

کلید واژه- پهنای فرکانسی، فیلتر میان گذر تراهرتز، نرم افزار سی اس تی

Simulation and study of terahertz bandpass filter to reduce frequency bandwidth

Ahmad Sajedi, Majid Nazeri, and Amir Alizadeh

Department of Laser & Photonics, Faculty of Physics, University of Kashan, Kashan, Iran

Abstract - In this paper, a bandpass filter is simulated using CST software. Considering that the width of the output spectrum of the filter is one of the most important factors in these types of filters, two of these filters are placed in intervals of wavelength, according to the principles of Fabry Perot, This will reduce the amount of bandwidth. This theory has been investigated in a range of frequencies (0.5 to 2.5 terahertz). Finally, the incidence wave angle on the filter has also been analyzed, which indicates that, depending on the angle of the incidence wave, the frequency peak of the output spectrum is displaced. Using this method, the output spectrum of the filter can be used in tunable applications.

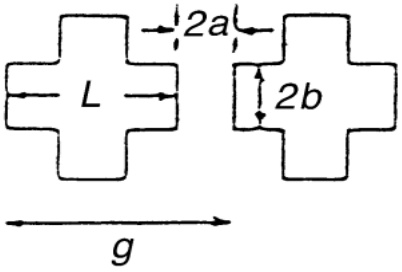
Keywords: Frequency bandwidth, THz bandpass filter, CST software

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

به دست آوردن محدوده دقیق فرکانسی (مخصوصاً فرکانس تراهرتز) در یک محدوده وسیعی از فرکانس‌ها باعث شده که فیلترهایی به عنوان فیلترهای میان گذر تراهرتز طراحی و ساخته شود. این فیلترها دارای کاربردهایی در تصویربرداری، اسپکتروسکوپی، حسگرهای مولکولی، سیستم‌های امنیتی، تشخیص مواد و ... می‌باشند [۵-۱]. بررسی ابعاد طول و عرض و دوره تناوب آرایه‌های فیلتر برای حالات مختلف در منابع بررسی شده است که نشان می‌دهد تغییرات این ابعاد باعث جابجایی قله فرکانسی می شود (شکل ۱ و رابطه ۱) [۱].

علاوه بر طول و ابعاد فیلتر، ضخامت غشاء فلزی نیز فاکتور مهمی است که در مشخصات فیلتر در فرکانس‌های محدوده تراهرتز موثر می‌باشد[۲]. برخی از اشکال هندسی نظیر آرایه‌های مربعی، دایروی، حلقوی و جفت حلقه‌های رسانا به عنوان ساختار فیلتر در بسیاری از منابع بررسی شده است[۵-۱].



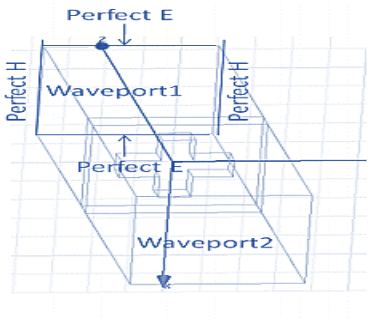
شکل ۱) ابعاد فیلتر پلاس برای به دست آوردن فرکانس رزونانس [۱]

$$\lambda_R = 2(g - 2a - b) \qquad (1)$$

در این مقاله در ابتدا، فیلتر طراحی شده در منبع [۴] شبیه سازی شد – شکل ۳- تا با مقایسه نتایج، اعتبار و دقت روش شبیه سازی بررسی شود. در ادامه برای کم کردن میزان پهنای فرکانسی دو نمونه از این فیلترها در فواصل مختلف از طول موج مرکزی قرار داده شده است.

روش شبیه سازی

برای شبیه سازی فیلترها، با حل معادلات ماکسول در حوزه زمان، توزیع میدان الکترومغناطیسی در فضای سه بعدی در محدوده فرکانسی ۰.۵ تا ۲.۵ تراهرتز بررسی می شود. شبیه سازی انجام شده با نرم افزارهای تجاری CST در حوزه زمان صورت گرفته است (در بسیاری از منابع از نرم افزار HFSS نیز استفاده شده است) و شرایط مرزی به کار برده شده در شکل ۲ بیان شده است[۴-۱].



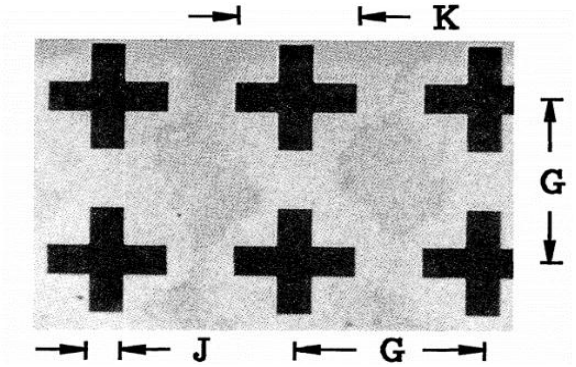
شکل ۲) شرایط مرزی در نرم افزارهای شبیه ساز [۴-۱]

ساختار فیلتر و نتایج

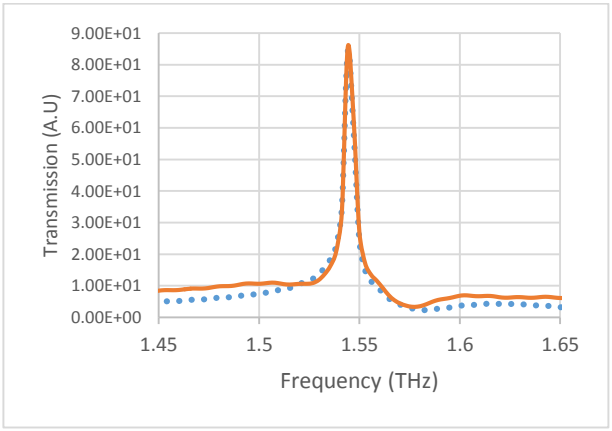
یک فیلتر میان گذر از جنس فلز با رسانندگی کامل (معمولا مس) با ضخامت ۰.۳ میکرومتر (شکل ۳)، توسط نرم افزار CST شبیه سازی شد. در این شبیه سازی یک موج گوسین با فرکانس بین ۰.۱ تا ۵ تراهرتز به فیلتر بیان شده در شکل ۳ برخورد می‌کند. شکل ۴ نتایج شبیه سازی رفتار این فیلتر و طیف خروجی آن را نشان می دهد. با مقایسه نتایج شبیه سازی با داده‌های قبلی [۵-۴] تطابق خوبی مشاهده شده است.

در ادامه بررسی اثر فابری پرو در یک ترکیب دوتایی از این فیلتر با فاصله‌هایی معادل λ، $\lambda/2$ و $\lambda/4$ (مضاربی از طول موج λ) از طول موج مرکزی فیلتر در نواحی مختلف فرکانسی (۰.۶، ۱.۵۴ و ۲.۴ تراهرتز) مورد مطالعه قرار گرفته است (شکل۵). این کار باعث می‌شود پهنای فرکانسی نسبت به حالت اولیه (حالت تک فیلتر) کمتر شود. (شکل ۸-۶)

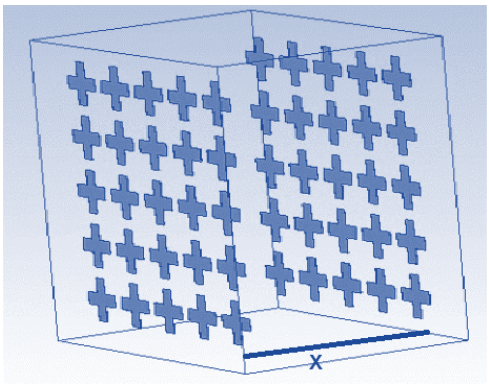
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



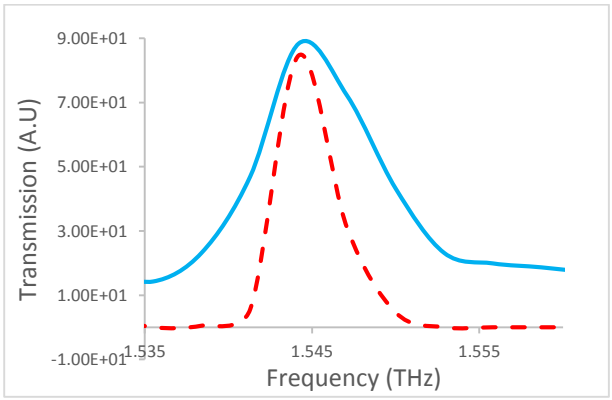
شکل۳) ابعاد فیلتر پلاس(G,K,j به ترتیب برابر با ۱۵۴، ۱۰۰ و ۲۹ میکرومتر است) [۴]



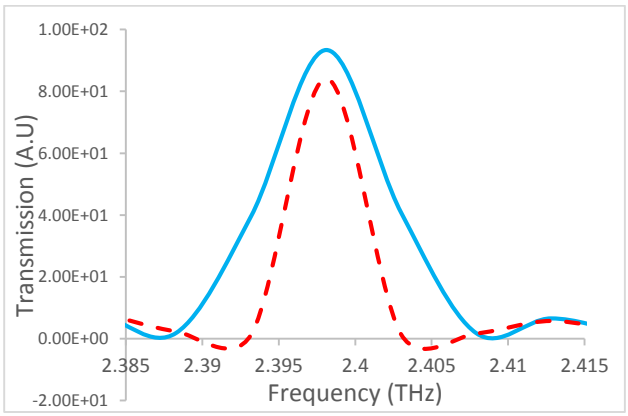
شکل ۴-فرکانس خروجی از فیلتر پلاس الف) نتایج تجربی (نمودار نقطه چین) [۱] ب) نتایج شبیه سازی (نمودار خط چین)



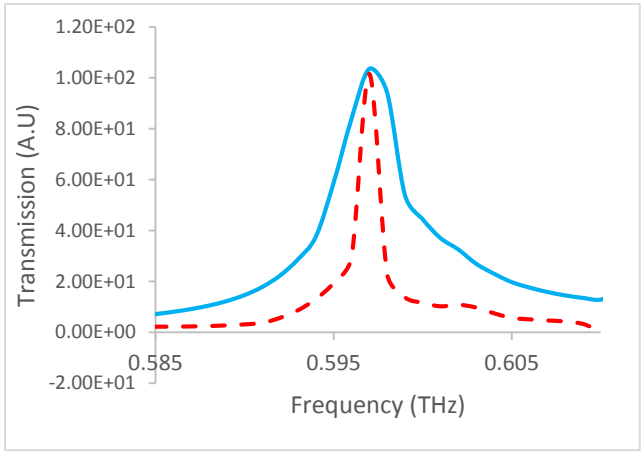
شکل۵) دو فیلتر پلاس پشت سر هم در فاصله x



شکل ۶- بررسی پهنای فرکانسی در فرکانس مرکزی ۱.۵۴ تراهرتز به ازای $x = \lambda$ - حالت تک فیلتر (نمودارخط چین) و حالت دو فیلتر پشت سر هم (نمودار نقطه چین)



شکل ۷- بررسی پهنای فرکانسی در فرکانس مرکزی ۲.۴ تراهرتز به ازای($x = \frac{\lambda}{2}$) حالت تک فیلتر (نمودار خط چین)و حالت دو فیلتر پشت سر هم (نمودار نقطه چین)



شکل ۸- بررسی پهنای فرکانسی در فرکانس مرکزی ۰.۶ تراهرتز به ازای $x = \frac{\lambda}{4}$) حالت تک فیلتر (نمودار خطی)- حالت دو فیلتر پشت سر هم (نمودار نقطه چین)

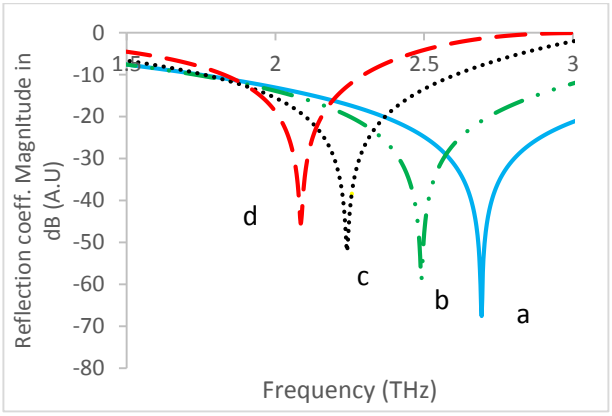
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نتایج بدست آمده با تئوری تداخل سنج‌های فابری پرو که می گوید گذاشتن دو فیلتر پشت سر هم در فواصل مضربی از نصف طول موج باعث کاهش پهنای فرکانسی می شود [۱-۵] همخوانی دارد.

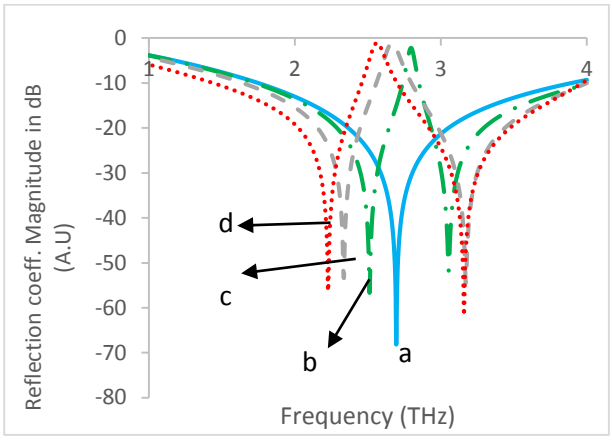
اثر زاویه تابش موج فرودی در رفتار فیلتر

اثرات تغییر زاویه موج برخوردی به فیلتر برای برخی فیلترها - فیلتر با دیسک های شیاردار (خورشیدی) - بررسی شده است [۵]. در این جا نیز اثرات زاویه برخورد بر روی فیلتر میان گذر پلاس (شکل ۳) بیان شده است.

اثر تغییر زاویه در موج برخوردی به فیلتر پلاس، برای دو مد TM, TE مقایسه شده است. در مد TE تغییرات زاویه موج ورودی باعث تغییر قله فرکانسی می شود (شکل ۹) اما در مد TM علاوه بر تغییر قله فرکانسی، قله دوم نیز مشاهده می‌شود (شکل ۱۰). شکل‌های ۹ و ۱۰ ضریب انتقال از فیلتر در زوایای مختلف را نشان می‌دهد.



شکل ۹) تغییرات زاویه θ (۰-۲۰-۴۰-۶۰ درجه) به ترتیب در نمودار (a- b- c- d) در مد TE



شکل ۱۰) تغییرت زاویه θ (۰- ۲۰- ۴۰-۶۰ درجه) به ترتیب در نمودار(a- b- c- d) در مد TM

نتیجه‌گیری

در این مقاله، در ابتدا یک فیلتر میان گذر، شبیه سازی شده و با نتایج تجربی [۱] مطابقت داده شده است(شکل ۴). در ادامه برای کم کردن پهنای فرکانسی فیلترهای میان گذر دو نمونه از این فیلترها در فواصل مختلف پشت سر هم گذاشته شده است.

مرجع‌ها

[1] Möller, K. D., et al. "Cross-shaped bandpass filters for the near and mid-infrared wavelength regions." Applied Optics 35.31 (1996): 6210-6215.

[2] Demirhan, Yasemin, et al. "Metal mesh filters based on Ti, ITO and Cu thin films for terahertz waves." *Optical and Quantum Electronics* 48.2 (2016): 170.

[3] Ren, Zhibin, et al. "Wide wavelength range tunable guided-mode resonance filters based on incident angle rotation for all telecommunication bands." *Infrared Physics & Technology* 93 (2018): 81-86.

[4] Fang, Bo, et al. "Numerical investigation of terahertz polarization-independent multiband ultrahigh refractive index metamaterial by bilayer metallic rectangular ring structure." *RSC Advances* 8.40 (2018): 22361-22369.

[5] Chen, Lin, et al. "Excitation of dark multipolar plasmonic resonances at terahertz frequencies." *Scientific reports* 6 (2016).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تغییر گاف اپتیکی شیشه های آلاییده به Nd^{3+} با استفاده از پرتودهی الکترونی

هادی رحیمیان[۱]، سیدپژمان شیرمردی[۲] ، حسین مختاری[۳]

[۱]تهران، دانشگاه جامع امام حسین(ع)، دانشکده و پژوهشکده علوم پایه، مرکز لیزر و اپتیک raheali.hadi@gmail.com
[۲] تهران، پژوهشکده کاربرد پرتوها، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای
[۳]یزد، دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک حالت جامد

چکیده - در این مقاله ساخت شیشه آلاییده به Nd^{3+} با ترکیب جدید $58P_2O_5$-$26MgF_2$-$10MgO$-$3K_2CO_3$-$2Y_2O_3$-$1Nd_2O_3$ گزارش شده است. نمونه ها تحت تابش پرتودهی الکترونی با دز دریافتی متفاوت و انرژی 10MeV قرار گرفته اند. طیف جذبی نمونه‌ها در دمای اتاق اندازه گیری شده است. خواص اپتیکی از قبیل گاف اپتیکی و پهنای دنباله ی تراز(انرژی یورباغ) نمونه ها را قبل و بعد از تابش باریکه‌ی الکترونی محاسبه و مورد بررسی قرار گرفته است. طیف جذبی نشان از تشکیل مراکز رنگی در محیط شیشه را می دهد. نمودارهای تاو نشان می دهند که پرتودهی باعث کاهش گاف نواری مجاز مستقیم و افزایش انرژی یورباغ شده است.

کلید واژه- ،گاف نواری اپتیکی، شیشه آلاییده به Nd^{3+}، انرژی یورباغ، پرتودهی الکترونی

The change of optical band gap of Nd^{3+} doped glasses by electron beam irradiation

Rahimian Hadi[1], Shirmardi Seyed Pezhman[2], Mokhtari Hossein[3]

[1] laser and Optic Research Center, Department of science, Imam Hossein comprehensive University, Tehran, Iran.
[2]Radiation Application Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), P.O.Box: 14395-836, Tehran, Iran
[3] Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran.

Abstract- Fabrication of Nd^{3+} doped oxyfluorophosphate glass with new composition of $58P_2O_5$-$26MgF_2$-$10MgO$-$3K_2CO_3$-$2Y_2O_3$-$1Nd_2O_3$ have been presented. The samples have been irradiated with 10 MeV electron beam at different dose rates. Absorption spectra of samples before and after electron irradiation have been measured at room temperature The optical band gaps, width of tail (Urbach parameter), the extinction coefficient and the refractive index of samples have been determined. The experiments and calculations show that electron beam irradiation creates defects and color centers in glass and these change some optical parameters.
Keywords: Optical band gap, Rare earth doped materials, Electron beam irradiation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در دهه‌ی گذشته بررسی‌های گسترده ای بر روی شیشه های آلاییده به عناصر خاکی کمیاب صورت گرفته است. این مواد بیشترین کاربرد را در قطعات اپتیکی، از قبیل تقویت‌کننده‌های اپتیکی، لیزرهای حالت جامد، نمایشگرهای سه بعدی، و فیبرها دارند[۱-۳].

پرتودهی جامدات با ذرات یا امواج الکترومغناطیس بسته به شرایطی باعث تغییر در ساختار و خواص طیفی و اپتیکی آن‌ها می شود که این می تواند هم دارای معایب و هم دارای مزایایی باشد. مزایای اینکار، تغییر و ارتقاء خواص فوتولومینسانسی، آمورف سازی، ایجاد اثرات غیر خطی، پیدایش نانو بلورها، و مراکز رنگی می‌باشد که در مقالات گزارش شده است[۴]. مشخصه نوع جامد از قبیل آمورف یا بلور بودن، نوع پیوند، طول و قدرت پیوندها نقش مهمی در این تغییرات دارد.

در اینکار ما خواص اپتیکی شیشه های آلاییده به Nd^{3+} را تحت تابش پرتوی الکترونی در دزهای مختلف مورد بررسی قرار داده‌ایم تا به خواص اپتیکی متفاوت و مهندسی آن‌ها، دست‌یابیم.

بخش تجربی

ترکیب‌های $58P_2O_5$-$26MgF_2$-$10MgO$-$3K_2CO_3$-$2Y_2O_3$-$1Nd_2O_3$، با نام اختصاری NdFG1 و $58P_2O_5$-$26MgF_2$-$10MgO$-$3K_2CO_3$-$2Y_2O_3$ (که دقیقا همان ترکیب قبلی بدون آلایش یون لانتانیدی) و با نام اختصاری آن FreFG برای ساخت شیشه انتخاب شد. ۶۰ گرم از ترکیب بالا پس از مخلوط و همزنی، در بوته آلومینا سرپوشیده در دمای ۱۳۵۰ °C به مدت ۳ ساعت حرارت داده شد. برای اینکه شیشه‌ی حاصل بدون حباب و کاملاً همگن باشد، بوته حاوی ترکیب مذاب هر ۲۰ دقیقه یکبار تکان داده شده است. ترکیب مذاب در یک قالب مسی قالب‌ریزی شد و میله های با ابعاد $۴\times۱\times۰/۵\ cm^3$ بدست آورده شد. این میله‌ها، در دمای ۱۰۰ °C زیر دمای گذار شیشه که به روش تجربی تعیین شده بود، درون کوره گذاشته شد. تا استرس‌های درونی شیشه از بین برود.

نمونه ها تحت تابش شتاب‌دهنده الکترونی رودترون با پرتوی الکترونی با انرژی 10 MeV در دزهای مختلف قرار گرفتند(جدول ۱). طیف جذبی نمونه ها با استفاده از دستگاه اسپکتروفوتومتر اندازه گیری شد. همه این فرایندها در دمای اتاق انجام شده است.

جدول ۱: مقدار دز تابیده شده به نمونه‌ها در فرایند پرتودهی

ردیف	نمونه	دفعه	مقدار دز در یک چرخش	مجموع دز	نام اختصاری بعد از پرتودهی
۱	NdFG1	۰	۱۳/۵	۰	NdFG1
۲	NdFG1	۱	۱۳/۵	۱۳/۵	el13.5-NdFG1
۳	NdFG1	۲	۱۳/۵	۲۷	el27-NdFG1
۴	NdFG1	۴	۱۳/۵	۵۴	el54-NdFG1
۵	NdFG1	۱	۳۶	۳۶	el36-NdFG1
۶	FreFG	۰	۱۳/۵	۰	FreFG
۷	FreFG	۱	۱۳/۵	۱۳/۵	el13.5-FreFG
۸	FreFG	۲	۱۳/۵	۲۷	el27-FreFG
۹	FreFG	۴	۱۳/۵	۵۴	el54-FreFG
۱۰	FreFG	۱	۳۶	۳۶	el36 -FreFG

نتایج و بحث

شکل۱ و ۲ به ترتیب طیف جذبی نمونه‌های FreFG و NdFG1 تحت تابش با دزهای دریافتی مختلف را نشان می‌دهد. مقادیر دزهای خورده شده به نمونه شامل kGy ۰، ۱۳/۵، ۲۷، ۳۶ و ۵۴ می‌باشد. دزهای kGy ۱۳/۵، ۲۷ و ۵۴ به صورت مضربی از kGy ۱۳/۵ می‌باشد یعنی در هر دفعه حرکت نمونه زیر دستگاه شتابدهنده، مقدار دز kGy ۱۳/۵ دریافت کرده و مقدار دز کل، مجموع دزهاست. اما برای دز kGy ۳۶، کل این مقدار دز به صورت ایستا و یکدفعه توسط نمونه دریافت شده است.

با مقایسه طیف نمونه FreFG با طیف جذبی نمونه‌های آلاییده بخصوص NdFG1 در شکل‌های ۱ و ۲ (که به لحاظ ترکیب کاملا مشابه هستند)، واضح است که قله‌های گذار لانتانیدی در این ترکیب به دلیل عدم آلایش با یون لانتانید دیده نمی‌شود. شیشه دز دریافت نکرده در گستره طول‌موج مرئی و مادون قرمز نزدیک از شفافیت نسبتا خوبی برخوردار است و آنرا برای ساخت قطعات اپتیکی و

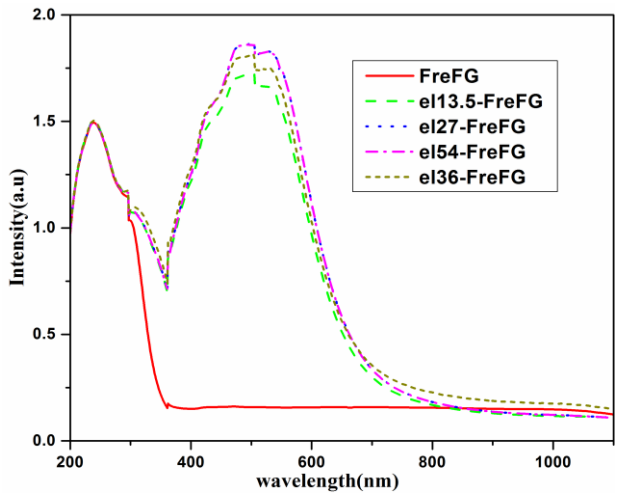
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

میزبان‌های مواد فعال مناسب می‌سازد. با مقایسه طول‌موج لبه‌ی جذب در دو نمودار شکل‌های ۱ و ۲(FreFG و NdFG1) مشاهده می‌گردد که با آلایش یون لانتانیدی به ترکیب باعث جابجایی لبه‌ی جذب به سمت طول‌موج‌های کوتاه می‌شود. لبه‌ی جذب برای شیشه‌ی FreFG در حدود ۳۶۱ nm و برای شیشه‌ی NdFG1 در حدود ۳۴۰ nm می‌باشد.

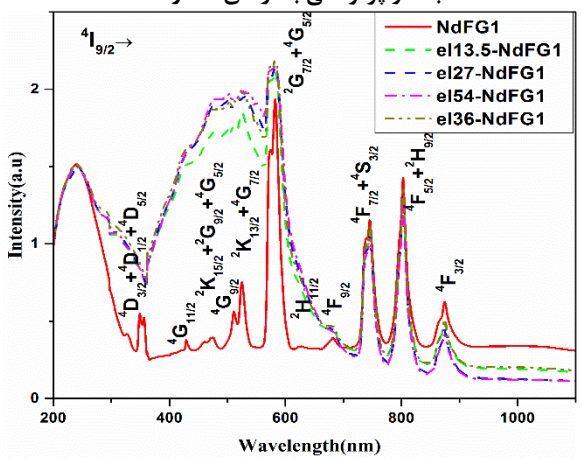
قله‌ی جذب خیلی پهنی که تقریبا کل ناحیه‌ی مرئی را در برگرفته برای نمونه‌های دز دریافت کرده مشاهده می‌شود(شکل ۱). در بازه‌ی ۴۰۰-۷۰۰ nm با افزایش مقدار دز دریافتی از ۱۳/۵ kGy به ۲۷ kGy، شدت قله‌ی جذبی نیز افزایش پیدا کرده است ولی برای دو مقدار دز ۲۷ kGy و ۵۴، تقریبا دو شدت قله برابر هستند و شدت نمونه با مقدار دز ۳۶ kGy ما بین این دو قرار دارد. دلیل این را می‌تواند اینطور توضیح داد که تابش الکترونی باعث تغییرات پیوندی و ساختاری در ماتریس شیشه می‌شود و نتیجه آن تشکیل مراکز رنگی در شیشه است. در حالت ایستا و تابش پیوسته، تغییر ساختار و پیوندها به دلیل برخورد الکترون و تولید حرارتی که در اثر عبور الکترون در محیط شیشه ایجاد می شود به سمتی پیش می‌رود که باعث کاهش شدت جذبی در ناحیه مرئی شده است.

بررسی طیف جذبی نمونه‌ی NdFG1 یعنی شیشه فسفوفلورایدی همراه با آلایش یون لانتانید در شکل ۲ نشان داده شده است. در این نمودار گذارهای مربوط به یون لانتانید دیده می‌شود. قله‌های جذبی این ترکیب در طول‌موج‌های ۳۴۹ nm، ۴۲۹، ۴۶۱، ۴۷۵، ۵۱۱، ۵۲۵، ۵۹۰، ۶۲۷، ۶۸۷، ۷۴۵، ۸۰۳ و ۸۷۶ nm قرار گرفته‌اند که به ترتیب متعلق به گذار پایه $^4I_{9/2}$ به گذارهای $^4D_{3/2}$ + $^2K_{15/2}$ + $^2G_{9/2}$ + $^4G_{5/2}$ (^2D, $^2G_{11/2}$، $^2P_{1/2}$، $^4D_{5/2}$ + $^4D_{1/2}$، $^4F_{9/2}$، $^2H_{11/2}$، $^2G_{7/2}$ + $^4G_{5/2}$، $^2K_{13/2}$ + $^4G_{7/2}$، $^4G_{9/2}$، $^2P)_{3/2}$، $^4S_{3/2}$ + $^4F_{7/2}$ و $^4F_{5/2}$ + $^2H_{9/2}$ و $^4F_{3/2}$ می‌باشند[۵]. اختلاف چند نانومتر در برخی گذارها به دلیل اثر تغییرات ساختاری شیشه میزبان می‌باشد. قله‌ی جذب پهنی در ناحیه مرئی بعد از پرتودهی با دزهای مختلف مانند پوشی قله‌های جذبی گذارهای Nd^{3+} را در بر گرفته است و تنها گذار شدید در nm ۵۹۰ مربوط به $^4I_{9/2}\rightarrow{}^2G_{7/2}$ + $^4G_{5/2}$ در این ناحیه مشخص می‌باشد. شدت جذب در ناحیه‌ی طول‌موجی بالای ۷۰۰nm برای نمونه‌های دز دریافت-کرده با مقادیر kGy ۱۳/۵، ۲۷ و ۵۴ کمتر می‌باشد در حالیکه برای دز ایستای ۳۶kGy این شدت جذبی افزایش پیدا کرده است. این نشان می‌دهد مقدار دز یکباره‌ی ۳۶ kGy با اینکه مقداری مابین دزهای دیگر دارد ولی رفتار آن در نمونه‌ها متفاوت است.

جدول ۲ مقادیر گاف اپتیکی E_g و انرژی یورباخ E_u که با استفاده از روابط ۱ و ۲ درمقاله [۵] محاسبه شده، را برای این دو نمونه FreFG و NdFG1 در دزهای مختلف بیان می‌کند با افزایش مقدار دز به ازای همه مقادیر n



شکل ۱: طیف جذبی شیشه فسفو فلورایدی بدون آلایش قبل و بعد از پرتودهی با دزهای متفاوت



شکل ۲: طیف جذبی شیشه فسفو فلورایدی آلاییده به Nd^{3+} قبل و بعد از پرتودهی با دزهای متفاوت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

جدول ۲: مقادیر انرژی یورباخ و گاف انرژی برای گذارهای مستقیم و غیر مستقیم نمونه‌های FreFG و el-NdFG1 در دزهای مختلف

نمونه	E_u(eV)	E_g(n=0.5)(eV)	E_g(n=2) (eV)	E_g(n=3/2)(eV)	E_g(n=3) (eV)
FreFG	۰/۲۹۳۸	۳/۸۸۷۵	۳/۱۸۸۵	۳/۷۲۸۵	۳/۵۳۴۲
el13.5- FreFG	۳/۰۸	۳/۹۱۲۷	۱/۳۰۵۴	۳/۱۸۵۰	۲/۶۵۴۸
el27- FreFG	۳/۱۰۵۶	۳/۹۱۰۸	۱/۴۰۷۹	۳/۱۶۲۸	۲/۶۱۵۶
el54- FreFG	۳/۲۰۰۵	۳/۹۰۲۵	۱/۵۵۷۳	۳/۱۵۸۴	۱/۸۲۲۵
El36- FreFG	۳/۱۶۲۳	۳/۹۱۶۹	۱/۴۱۴۵	۳/۱۵۶۹	۲/۶۳۲۵
NdFG1	۰/۵۰۲۷	۴/۱۰۱۸	۲/۷۳۰۹	۴/۰۸۲۸۷	۳/۵۸۰۱
el13.5- NdFG1	۲/۷۶۶۱	۳/۹۱۴۳	۱/۷۰۳۹	۳/۹۲۲۸	۳/۰۸۷۷
el27- NdFG1	۳/۲۳۶۱	۳/۹۲۵۲	۱/۶۶۸۶	۳/۹۲۵۵	۳/۰۵۳۹
el54- NdFG1	۳/۲۵۴۲	۳/۸۹۱۰	۱/۶۲۲۳	۳/۹۰۳۲	۳/۰۴۷۵
El36- NdFG1	۳/۰۶۹۱	۳/۹۰۵۴	۱/۵۳۴۳	۳/۹۱۲۱	۳/۰۲۸۵

گاف اپتیکی E_g کاهش می‌یابد. برای گذار مجاز مستقیم، گاف اپتیکی بعد از پرتودهی تغییر ناچیزی داشته است و برای گذار مجاز غیر مستقیم گاف اپتیکی بعد از پرتودهی بیشترین کاهش را داشته است. دلیل آن می‌تواند نقش فونون‌های شبکه در گذارهای غیر مستقیم باشد چون فونون‌ها نقش زیادی در گذارهای غیر مستقیم دارند و بعد از پرتودهی به دلیل ایجاد مراکز رنگی و عیوب شبکه، نقش فونون‌ها بیشتر شده و گاف انرژی کاهش پیدا می‌کند.

انرژی یورباخ نمونه‌های FreFG و NdFG1، انرژی پهنای دنباله نوار حالت‌های جایگزیده را نشان می‌دهد. مهمترین فاکتوری که در پهن‌شدن لبه‌ی نوار در مواد بلوری موثر است جفت‌شدگی فونون-اکسایتون (بی‌نظمی دینامیکی) می‌باشد. در مواد آمورف پهن‌شدگی‌های دیگری نیز وجود دارد که به علت بی‌نظمی‌های استاتیکی است. پرتودهی باعث افزایش انرژی یورباخ می‌شود و این یعنی افزایش پهن‌شدگی نوار انرژی و کشیده شدن دنباله‌ی آن به داخل گاف اپتیکی می‌باشد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله ترکیب جدیدی برای ساخت شیشه ی آلاییده به Nd^{3+} انتخاب و برای اولین بار ساخته شده است. شیشه میزبان از شفافیت نسبتا بالایی در بازه ی طول موجی Vis-NIR برخوردار است. برهمکنش تابش الکترونی با این نمونه ها منجر به تشکیل مراکز رنگی شده است که در ناحیه مرئی جذب داشته‌اند. همچنین پرتودهی در دزهای مختلف باعث کاهش گاف اپتیکی و افزایش انرژی یورباغ شده است که این افزایش با افزایش دز دریافتی بیشتر بوده است. این فرایند می تواند پتانسیلی برای ساخت مواد اپتیکی برای گذار در ناحیه‌ی NIR که مستلزم داشتن میزبانی با انرژی فونونی پایین بحساب آید.

مرجع‌ها

[1] Y. Hatefi, N. Shahtahmasebi, A. Moghimi, E. Attaran, Journal of Luminescence, 131 (2011) 114-118.
[2] L. Liu, X. Chen, Nanotechnology, 18 (2007) 255704.
[3] Y. Yu, D. Chen, Y. Wang, F. Liu, E. Ma, Journal of non-crystalline solids, 353 (2007) 405-409.
[4] H. Rahimian, H. Mokhtari, S.P. Shirmardi, Journal of Luminescence, 187 (2017) 535-539.
[5] H. Rahimian, H.Mokhtari, S. P. Shirmardi, Optik - International Journal for Light and Electron Optics, 175 (2018) 8.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی حسگرزیستی ضریب‌شکست پلاسمونی دو بعدی با حساسیت بالا

اکرم السادات نصیری، طناز اسدی شاد، سیده مهری حمیدی

آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران.

چکیده - در سال‌های اخیر با گسترش دانش و فناوری در ابعاد نانومتر شاخه‌ی جدیدی از علم مطرح شد که به بشر امکان ساخت ادوات مختلفی همچون حسگر زیستی را می‌دهد. این نانوساختارها که ابعاد آن‌ها کمتر از طول‌موج امواج تحریک پلاسمونیک می‌باشد، شامل لایه‌های فلز و دی-الکتریک می‌باشند. پلاسمون‌های سطحی، نتیجه‌ی اندرکنش امواج الکترومغناطیس (نور) با انبوه الکترون‌های آزاد موجود در مرز مشترک فلز-دی‌الکتریک می‌باشد. ازآنجایی‌که ثابت انتشار این امواج به تغییرات محیط دی‌الکتریک مجاور با سطح فلز وابسته است، از این ویژگی پلاسمون‌ها جهت تشخیص تغییرات محیط اطراف و به‌منظور حسگری استفاده می‌شود.. ساختار پلاسمونیکی پیشنهادی در این مقاله به‌عنوان حسگر ضریب شکست، نوعی حسگر با ساختار ساده و با دوره تناوب ۸۰۰ نانومتر می‌باشد که به علت استفاده از فلز طلا و پلیمر پلی دی متیل سیلوکسان در این ساختار، دارای قابلیت ساخت آسان است. با بهینه‌سازی ساختار در محدوده فروسرخ نزدیک و بررسی طیف جذب ساختار به ازای دو نمونه‌ی آب و محلول شامل نورون عصبی نتایج مطلوبی مشاهده شد که نشان می‌دهد این ساختار با جذب ۷۷٪، حساسیت ۷۱۵ و معیار شایستگی ۱۲/۴ عملکرد مناسبی جهت کاربردهای حسگری در حوزه‌ی پزشکی دارد.

کلیدواژه- پلاسمونیک، تشدید پلاسمون سطحی، زیست‌حسگر، ضریب شکست.

Design of Highly sensitive 2D plasmonic refractive index biosensor

Akram Sadat Nasiri, Tannaz Asadishad, Seyedeh Mehri Hamidi

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran. M_hamidi@sbu.ac.ir

During the last few years with the significant developments in nanoscience and technology, a new field of science has been introduced which made it possible for human to design and manufacture the applications such as nano biosensors. These nanostructures with a dimension which is less than the wavelength of the exciting incident wave are made of metal and dielectric layers. The surface plasmons are the result of the interaction between electromagnetic waves and free electrons mass at the shared boundary of metal and dielectric. Since the propagation constant of these waves is strongly dependent on the changes in the dielectric medium, this feature of plasmons are used to detect the changes in mediums. In this biosensor, the information of these changes in mediums can be achieved by analyzing the structures optic response variation. The proposed plasmonic structure in this paper, as a refractive index sensor, is a kind of sensor with a simple structure which has a period of 800 nm, which is easy to operate due to the use of gold and Poly-dimethyl-siloxane polymers in the structure. Favorable results were reached by optimizing the structure in near infrared range and studying the absorption spectrum of the structure for two samples of water and neurons, which showed that this structure with 77% absorption, sensitivity 715 and figure of merit 12.4% is suitable for the sensor applications in the medicine.

Keywords: biosensor, Plasmonic, refractive index, surface plasmon resonance.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

پلاسمونیک حوزه‌ای از علم نانوفوتونیک است که به دنبال راه‌حل‌هایی برای محصورسازی میدان الکترومغناطیسی در ابعاد طول‌موج یا کوچک‌تر از آن می‌باشد. نانوساختارهای پلاسمونی شامل فلز و دی‌الکتریک می‌باشند که ابعاد آن‌ها کمتر از طول‌موج تحریکی است و امکان کوچک‌سازی مدارها و پیاده‌سازی ادوات کاملاً اپتیکی را فراهم می‌سازد [۱]. در همین راستا تشدیدهایی به دلیل نوسانات جمعی الکترون‌ها در مرز مشترک فلز و دی‌الکتریک که «پلاسمون» نامیده می‌شوند به وجود می‌آید. درنتیجه‌ی این پدیده، نوری که از سطح فلز بازتاب می‌کند یا طیف نور جذبی در فرکانس‌های خاص، تغییرات قابل‌ملاحظه‌ای را خواهد داشت که از این خاصیت برای ساخت افزاره‌های مختلفی همچون تشدیدگر، حسگر و زیست‌حسگر بهره گرفته می‌شود [۲]. از سال ۱۹۸۲ که تشدید پلاسمون سطحی برای اولین بار معرفی شد، از آن برای بررسی تغییرات ضریب شکست محیط پیرامون فلز استفاده شد[۳]. سپس استفاده از حسگرهای تشدید پلاسمون سطحی به علت مزیت‌های ویژه رونق گرفت .ازجمله مزیت‌های این نوع حسگرها می‌توان به حساسیت بالا، واکنش سریع، عدم نیاز به فرآیند برچسب‌زنی و پاسخگویی به موقع اشاره کرد [۴-۶]. در زیست‌حسگرهای پلاسمونیکی جهت آشکارسازی آنالیت روش‌های متعددی وجود دارد که روش تشدید پلاسمون سطحی در مقایسه با دیگر روش‌ها، به آرایش پیچیده‌ای نیاز نداشته و حساسیت بالایی ایجاد می‌کند. همچنین این روش، پتانسیل زیادی برای بهبود مجتمع سازی با استفاده از نانو ذرات ساکن شده دارد. علاوه بر این‌ها، روش تشدید پلاسمون سطحی از مزایای مبدل نوری نیز بهره‌مند بوده و نسبت به سایر زیست‌حسگرها دوام و مقاومت بیشتری داشته و از تداخلات الکترومغناطیسی نیز در امان می‌باشد.

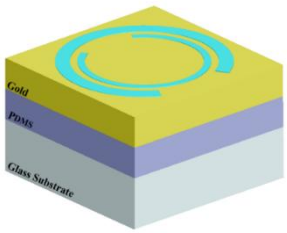
طیف‌سنجی تشدید پلاریتون پلاسمون سطحی نانو ذرات فلزی، یک روش معتبر برای انجام آزمایش‌های حساس شیمیایی و بیولوژیکی است. فاکتورهای مهم در عملکرد حسگرهای نوری حساسیت و معیار شایستگی طیف خروجی سیستم است که طبق روابط (۱) محاسبه می‌شوند[۷].

$$S=\frac{\Delta\lambda}{\Delta n} \qquad (۱)$$

$$FOM=\frac{S}{FWHM}$$

معرفی ساختار

ساختار پلاسمونیکی که در این مقاله پیشنهاد می‌شود نوعی حسگر با ساختار ساده و قابلیت ساخت آسان است که در بازه‌ی طول‌موجی۱۲۰۰-۹۰۰نانومتر کاربرد دارد. همان‌طور که هندسه‌ی ساختار در شکل(۱) نشان داده می‌شود این ساختار دارای سلول واحد ۸۰۰nm*۸۰۰nm است که از دو لایه‌ی فلز و دی‌الکتریک، به ترتیب از بالا لایه‌ی طلا به ضخامت ۳۰۰نانومتر و لایه‌ی پایینی پلیمر پلی دی متیل سیلکسان به ضخامت ۳۰۰نانومتر بر روی یک بستره‌ی شیشه‌ای تشکیل‌شده است. در لایه‌ی طلا دو شکاف حلقوی Cشکل به عمق ۱۵۰نانومتر، جهت قرارگیری آنالیت ایجاد گردید.



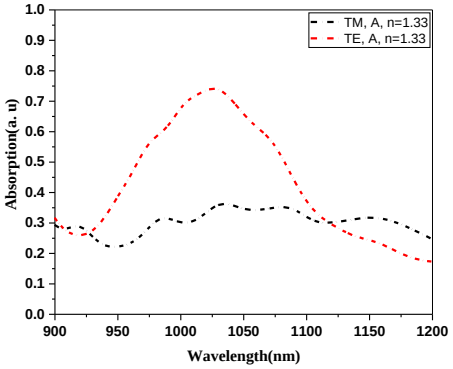
شکل ۱: هندسه‌ی سه‌بعدی از سلول واحد ساختار حسگر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

حسگر معرفی‌شده به علت در دسترس بودن مواد تشکیل‌دهنده‌ی لایه‌ها، قابلیت ساخت آسان و کم‌هزینه بودن، یک ساختار پلاسمونیکی مطلوب به شمار می‌رود.

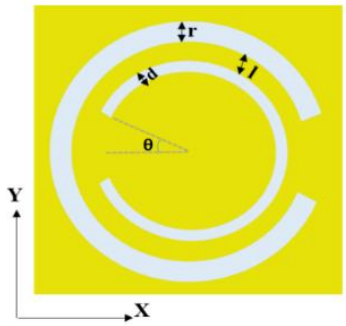
تحلیل و شبیه‌سازی

برای تجزیه‌وتحلیل رفتار تشدید ساختار پلاسمونیکی از تکنیک FDTD استفاده‌شده است. در اولین گام برای شبیه‌سازی در نرم‌افزار لومریکال شماتیک ساختار طراحی گردید. شبیه‌سازی این ساختار به‌صورت سه‌بعدی، با مش-بندی ۱۰نانومتر انجام گرفت. مطابق با هندسه‌ی ساختار، شرایط مرزی در راستای x و y متناوب و در راستای z، PML تعریف شد. همچنین برای تحریک ساختار، یک موج صفحه‌ای با دو قطبش TE و TMموردبررسی قرارگرفته است. همان‌طور که در شکل ۲ قابل‌مشاهده است، مد TE دارای پاسخ اپتیکی منظم و بهتری در محدوده‌ی فروسرخ نزدیک می‌باشد. لذا تحریک ساختار با موج تخت تحت قطبش TE انجام گردید.



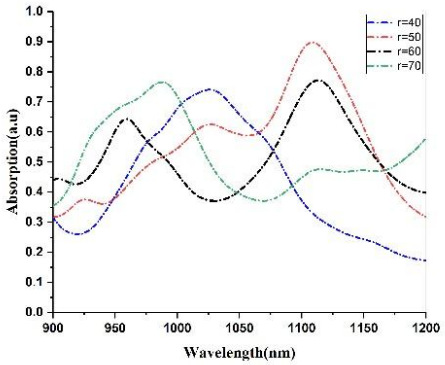
شکل ۲: طیف جذبی ساختار به ازای قطبش‌های TMو TE

به‌منظور بهینه‌سازی ساختار، شبیه‌سازی برای مقادیر متفاوت از پارامترهای مختلف بخش Cشکل ساختار که در شکل (۳) قابل‌مشاهده است، صورت گرفت. هدف از بهینه‌سازی ساختار، یافتن تشدیدهایی با دامنه‌ی منظم در طیف جذب است. به این منظور، ساختار حسگر با تغییر پارامترهای مختلف، بهینه‌سازی شده است.



شکل ۳: هندسه‌ی دوبعدی ساختار در راستای xy

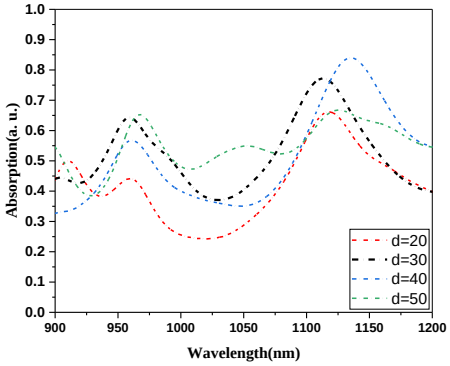
به‌گونه‌ای که به ازای تغییر پارامتر ضخامت پوسته خارجی (r) در چهار مقدار مختلف ۴۰، ۵۰، ۶۰ و ۷۰ نانومتر (شکل ۴)، پاسخ منطقی در مقدار ۶۰ نانومتر مشاهده‌شده است.



شکل ۴: طیف جذب ساختار به ازای مقادیر متفاوت پارامترr

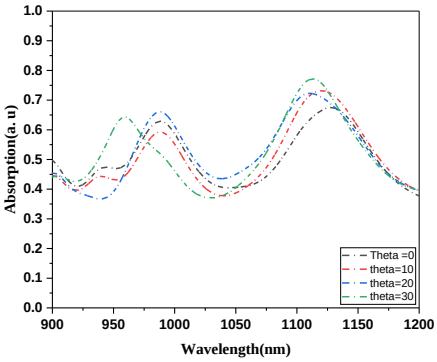
از سوی دیگر، نقش ضخامت پوسته داخلی (d)، با همین مقادیر موردبررسی قرار گرفت و با توجه به پاسخ ثبت‌شده در شکل ۵، مقدار ۳۰ نانومتر را اختیار کردیم. فاکتور زاویه‌ای دو حلقه که با کمیت θ در شکل ۳ نشان داده‌شده است، نقش کمرنگ‌تری در پاسخ اپتیکی جذبی حسگر بازی می‌کند که می‌توان در شکل ۶، به‌خوبی این واقعیت را مشاهده کرد. در این مورد، جهت ساخت آسان‌تر، زاویه ۳۰ درجه اختیار شد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

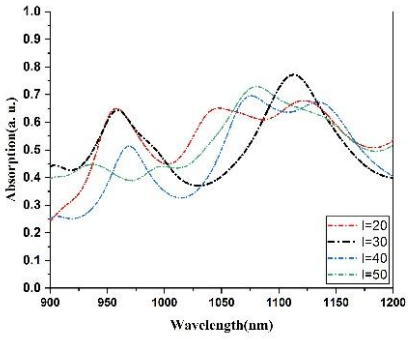


شکل ۵: طیف جذب ساختار به ازای مقادیر متفاوت پارامترd

به‌عنوان کمیت آخر، فاصله بین دو حلقه را به‌عنوان کمیت l را معرفی کرده و با بررسی تغییرات جذب، مقدار ۳۰ نانومتر را در نظر گرفتیم.

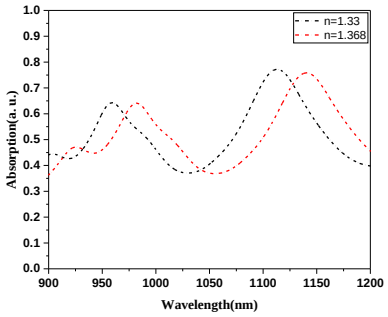


شکل ۶: طیف جذب ساختار به ازای مقادیر متفاوت پارامتر θ



شکل ۷: طیف جذب ساختار به ازای مقادیر متفاوت پارامتر l

حال پاسخ ساختار به دو نمونه‌ی آب و محلول شامل نورون عصبی با ضریب شکست‌های به ترتیب n=۱/۳۳ و n= ۱/۳۶۸ در شکل ۸ نشان داده‌شده است. با افزایش ضریب شکست، طول‌موج تشدید به سمت طول‌موج‌های قرمز منتقل می‌شود.



شکل ۸: پاسخ طیف جذب ساختار به ازای ضریب‌شکست‌های آب و نورون عصبی

حساسیت و معیار شایستگی به‌دست‌آمده برای این ساختار در طول‌موج‌های تقریبی ۹۵۰ و ۱۱۰۰ به ترتیب ۵۹۵ و ۷۱۵ است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله یک جاذب پلاسمونیک در ناحیه طول‌موج فروسرخ نزدیک، برای کاربرد حسگری و به‌ویژه زیست-حسگری، طراحی و شبیه‌سازی شد. با بررسی طیف جذب برای دو نمونه‌ی آب و نورون عصبی، میزان بیشینه جذب ۷۷٪ و بیشینه حساسیت nm/RIU ۷۱۵ و معیار شایستگی ۱۲/۴ حاصل شد.

مرجع‌ها

[1] S. A. Maier, Plasmonics: Fundamentals and Applications, Springer, 2007.
[2] K. A. Willets and R. P. Van Duyne, Annu. Rev. Phys. Chem., vol. 58, pp. 267-297, 2007.
[3] C. Nylander, B. Liedberg, and T. Lind, Sens. Actuators, vol. 3, pp. 79-88, 1982.
[4] K. Jindal, M. Tomar, R. S. Katiyar, and V. Gupta, Opt. Lett, vol. 38, pp. 3542-3545, 2013.
[5] K. Lin, Y. Lu, J. Chen, R. Zheng, P. Wang, and H. Ming, Opt. Express, vol. 16, pp. 18599–18604, 2008.
[6] C. Perrotton, R. J. Westerwaal, N. Javahiraly, M. Slaman, H. Schreuders, B. Dam, and P. Meyrueis, Opt. Express, vol. 21, pp. 382-390, 2013.
[7] S. Gaur, R. Zafar, and D. Somwanshi, IEEE Int. Conf. in Recent Advances and Innovations in Engineering (ICRAIE), pp. 1-4, 2016

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی و برپایی چیدمان پروب فیبر نوری رامان جهت بررسی طیف گلوکز

سعیده سلطانی، مجید ناظری و احمد ساجدی

گروه لیزر و فوتونیک دانشکده فیزیک، دانشگان کاشان، کاشان، ایران

m_nazeri@kashanu.ac.ir

چکیده - در این پژوهش با طراحی و برپایی چیدمان پروب فیبر نوری رامان، به بررسی طیف گلوکز محلول در آب پرداخته شده است. پروب رامان طراحی شده شامل دو لنز و یک آینه با گشودگی عددی (NA) ۰,۲۳ و لیزر ۵۳۲ نانومتر است. این سیستم برای اندازه گیری طیف گلوکز محلول در آب در غلظت های مختلف و همچنین توان های مختلف لیزر استفاده شده است.

کلید واژه- پراکندگی غیر الاستیک نور، پروب فیبر نوری، پروب y شکل، طیف سنجی رامان، غلظت گلوکز

Design and setup of fiber optic Raman probe in order to study of glucose spectrum

Saiedeh Soltani, Majid Nazeri, and Ahmad Sajedi

Department of Laser & Photonics, Faculty of Physics, University of Kashan, Kashan, Iran

Abstract - In this research, by designing and installing Raman fiber probe, the spectrum of water-soluble glucose has been investigated. The designed Raman probe consists of two lenses and a mirror with numerical aperture (NA) of 0.23 and a laser of 532 nm. The system is used to measure the spectrum of water-soluble glucose at different concentrations as well as different laser power.

Keywords: Non-elastic light dispersion, optical fiber probes, Y-shaped probe, Raman spectroscopy, glucose concentration

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

طیف‌سنجی، مطالعه برهم‌کنش مواد با امواج الکترومغناطیس است که با مجموعه‌ای از روش‌های مختلف آزمایشگاهی در مورد موضوعاتی از قبیل ساختار مولکولی، انرژی پیوندها، ترازهای انرژی، آرایش هسته، چرخش مولکول‌ها و ... به تحلیل و بررسی مواد می‌پردازد. یک تکنیک طیف‌سنجی ارتعاشی که برای حصول مشخصات منحصر به فرد شیمیایی مولکول‌ها استفاده می‌شود، طیف‌سنجی رامان است. طیف‌های رامان هر مولکول، منحصر به فرد است. از این رو می‌توان از آن مانند "اثر انگشت" در تشخیص ترکیبات مولکولی روی یک سطح، درون یک مایع یا در هوا استفاده کرد[۱].

تئوری پراکندگی رامان در سال ۱۹۲۳ توسط "اسمکال" پیشگویی شد و اولین مشاهده تجربی پراکندگی غیر الاستیک نور در سال ۱۹۲۸ توسط "رامان" بر روی یک نمونه مایع، با متمرکز کردن نور خورشید صورت گرفت که منجر به دریافت جایزه نوبل در سال ۱۹۳۰ گردید[۲]. برای ورود این آزمایش به حوزه ارتباطات، تجارت و کاربردهای بیشتر در آن زمان، نیاز به پیشرفت دستگاهایی مانند آشکارسازهای حساس و منابعی با توان تابشی بالا بود. اولین قدم با کشف لیزر در سال ۱۹۶۰رخ داد[۳]. در سال ۱۹۹۰پیشرفت دستگاه‌های مختلف از جمله آشکارسازها، فیلترها و لیزرها منجر به پذیرش سیستم‌های رامان به عنوان ابزار تحقیقاتی و ورود آن به حوزه صنعت شد[۲-۱].

از جمله قطعات تعیین کننده در چیدمان رامان پروب (کاوشگر) رامان است. پروب فیبرنوری رامان یکی از انواع مختلف سیستم‌های موجود می‌باشند که برای کاربردهای مختلف مورد استفاده قرار گرفته شده است. با استفاده از کاوشگر رامان می‌توان هر نقطه از مواد محلول و جامد را مورد تحلیل و شناسایی قرار داد. کاوشگر فیبری رامان در تشخیص مواد منفجره و مواد مخدر، آنالیز مواد غذایی و نانو مواد دارویی، تشخیص و آنالیز مواد در حوزه علم شیمی، آنالیز آثار هنری و باستان شناسی و در حوزه بیولوژیکی و پزشکی کاربرد دارد[۵-۱].

چیدمان کاوشگر رامان طراحی شده در این مقاله برای بررسی و تحلیل طیف رامان گلوکز محلول در آب مورد استفاده قرار گرفته است. این سیستم با گشودگی عددی ۰,۲۳ – گشودگی عددی سینوس زاویه میدان دید کاوشگر است - طراحی شده است که به تحلیل و اندازه‌گیری طیف گلوکز در غلظت‌های مختلف و همچنین توان‌های مختلف لیزر ۵۳۲ نانومتر پرداخته است. در این مقاله دو نوع سیستم کاوشگر رامان برای تحلیل مواد مورد بررسی قرار گرفته است.

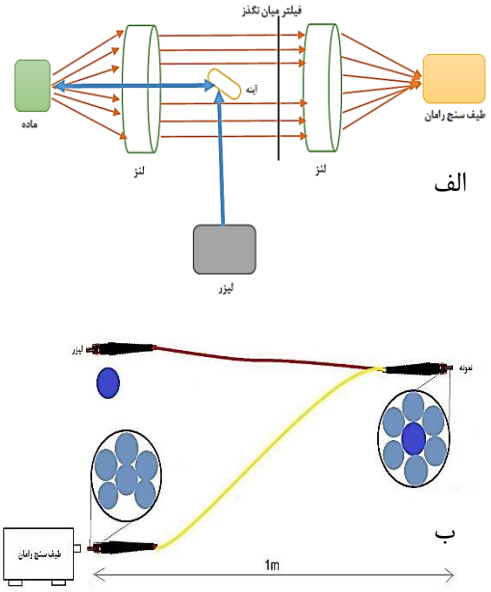
کاوشگر رامان

سیستم کاوشگر رامان به منظور بررسی پراکندگی رامان از نمونه‌های مختلف مورد استفاده قرار می‌گیرد. با توجه به بررسی منابع[۵-۱]، سیستم کاوشگر رامان طراحی و برپا شده است که نمایی از این سیستم در شکل ۱ مشاهده می‌شود. وسایل مورد نیاز برای چیدمان این سیستم شامل لیزر، آینه، لنز(با قطر یک اینچ و فاصله کانونی ۵ سانتی‌متر)، محفظه نگهدارنده ماده (از جنس سیلیکا)، فیلتر میان نگذر، فیبر نوری (با روزنه ۶۰۰ میکرومتر)، نگهدارنده لنز و آینه می‌باشد.

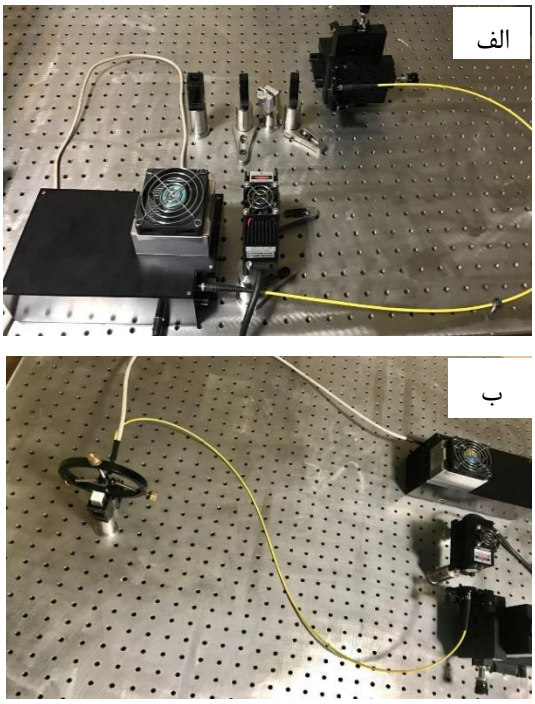
دو نوع چیدمان آزمایشگاهی طراحی شده برای کاوشگر فیبر نوری رامان در شکل ۲ مشاهده می‌شود. سازوکار این سیستم، در نمونه الف، به این صورت است که نور لیزر توسط آینه به سمت لنز هدایت می‌شود و از طریق لنز اول بر روی نمونه متمرکز می‌شود. پرتوهای پراکنده شده از ماده توسط لنز اول موازی شده و به سمت لنز دوم هدایت می‌شود. پرتوهای بازگشتی توسط فیبر به سمت آشکارساز هدایت می‌شوند. در نمونه ب، یک سر فیبر جمع کننده نور لیزر،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

سر دوم فیبر، نور لیزر را به نمونه برخورد می‌دهد و نور پراکنده شده از ماده را جمع آوری کرده و در نهایت سر سوم فیبر، نور را به طرف طیف سنج هدایت می‌کند.



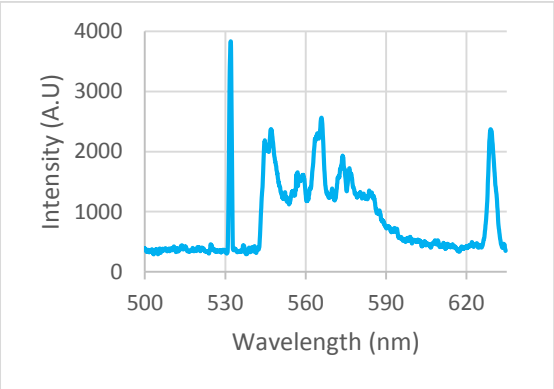
شکل ۱) نمایی از سیستم پراب رامان الف: پروب رامان معمولی ب: پروب رامان y شکل



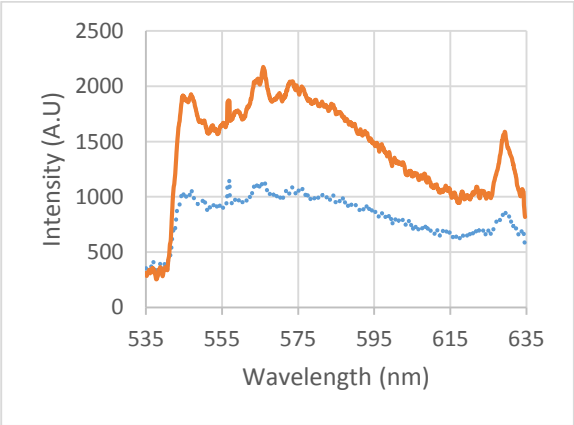
شکل ۲) الف: چیدمان آزمایشگاهی پراب رامان معمولی و ب: پروب رامان با استفاده از فیبر y شکل که در شکل ۱ نشان داده شده است

نتایج طیف رامان گلوکز

گلوکز مونوساکاریدی با فرمول شیمیایی $C_6H_{12}O_6$، قند موجود در خون انسان است که توسط بدن مصرف شده و تولید انرژی می‌کند و همچنین در بسیاری از مواد غذایی یافت می‌شود. گلوکز بدون رنگ بوده و به راحتی در آب، استیک اسید و چند حلال دیگر حل می‌شود. در این پژوهش از محلول گلوکز در آب استفاده شده است (شکل ۳).



شکل ۳) طیف رامان گلوکز مونوساکاریدی با فرمول شیمیایی $C_6H_{12}O_6$،



شکل ۴) طیف رامان گلوکز در ۲ توان مختلف. توان ۳۲ (نمودار خط چین) و توان ۲۴ میلی وات (نمودار نقطه چین)

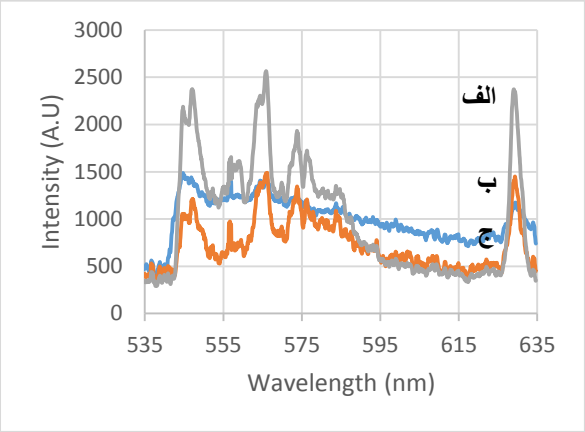
از جمله مواردی که در افزایش و شناسایی طیف رامان مواد مختلف بسیار پر اهمیت بوده است، توان لیزر و زمان داده گیری می‌باشد(شکل ۴). مورد مهم دیگری که در بسیاری از منابع مورد تحلیل قرار گرفته است[۵]، میزان غلظت ماده می‌باشد که در این پژوهش، ماده گلوکز در چهار غلظت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱۵۰، ۳۰۰ و ۵۰۰ میلی‌گرم برمیلی‌لیتر مورد تحلیل قرار گرفته شده است(شکل ۵). مطابق با شکل ۵، مشاهده می‌شود که شدت سیگنال‌های رامان با غلظت ماده گلوکز رابطه مستقیم دارد. با افزایش غلظت، شدت سیگنال های رامان افزایش می‌یابد و همچنین در غلظت‌های کم، برخی از سیگنال‌های رامان قابل تشخیص نمی‌باشد. جدول ۱ محل دقیق پیک‌های بدست آمده و نتایج حاصله از مرجع [۵] را نشان می‌دهد. همانطور که مشخص است نتایج بدست آمده از تطابق بسیار خوبی برخوردار می‌باشد. اندک اختلاف بین نتایج به دست آمده با نتایج منابع که در جدول ۱ مشاهده می‌شود به دلیل دقت طیف سنج رامان استفاده شده می‌باشد. دقت طیف سنج رامان استفاده شده برابر با ۰,۴ نانومتر (۱۰ سانتی‌متر معکوس) می‌باشد. از جمله مزیتی که پروب رامان با فیبر y شکل نسبت به پروب اولیه (شکل ۱-الف) دارد، توان کمتر لیزر می‌باشد. در پروب با فیبر y شکل (شکل ۱-ب) از توان لیزر در حدود ۵ تا ۱۰ میلی وات که حدود ۵۰ درصد کاهش توان نسبت به پروب اولیه است توانسته‌ایم طیف رامان با همان کیفیت را اندازه گیری کنیم. این سیستم مقدمه ای برای ساخت و تحلیل سیستم رامان برای تشخیص گلوکز خون می باشد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش با طراحی و برپایی چیدمان پروب فیبر نوری رامان، به بررسی طیف گلوکز محلول در آب پرداخته شده است. با توجه به بررسی نتایج مشاهده می‌شود که میزان غلظت ماده، زمان داده‌گیری و توان لیزر در بررسی طیف رامان بسیار پر اهمیت بوده و از طرفی با استفاده از این سیستم می‌توان میزان غلظت ماده را مورد تحلیل قرار داد.



شکل ۵) طیف گلوکز در سه غلظت مختلف: الف: ۵۰۰ - ب: ۳۰۰- ج: ۱۵۰ میلی گرم بر میلی لیتر (در زمان ۳۰ ثانیه)

جدول ۱) طیف رامان گلوکز: مقایسه نتایج آزمایشگاهی به دست آمده با نتایج موجود در منابع [۵]

نتایج موجود در منابع (بر حسب (cm^{-1}))	نتایج آزمایشگاهی به دست آمده بر حسب سانتی متر معکوس (cm^{-1})	نتایج آزمایشگاهی به دست آمده بر حسب نانومتر (nm)
۴۵۰	۴۴۲,۹	۵۴۴,۷
۵۱۸	۵۲۰,۷	۵۴۷,۰۲
۸۶۰	۸۶۰,۶	۵۶۶,۸
۱۱۲۰	۱۱۲۷,۵	۵۶۵,۸
۱۳۶۰	۱۳۷۱,۱	۵۷۳,۷
۱۴۵۵	۱۴۵۲,۵	۵۷۶,۴
۲۸۹۸	۲۹۰۴,۹	۶۲۹,۰۴

مرجع‌ها

Smith, Ewen, and Geoffrey Dent. *Modern Raman spectroscopy: a practical approach*. John Wiley & Sons, 2013.

Larkin, Peter. Infrared and Raman spectroscopy: principles and spectral interpretation. Elsevier, 2017.

Shao, Jingwei, et al. "In vivo blood glucose quantification using Raman spectroscopy." *PloS one* 7.10 (2012): e48127.

Lyandres, Olga, et al. "Progress toward an in vivo surface-enhanced Raman spectroscopy glucose sensor." *Diabetes technology & therapeutics* 10.4 (2008): 257-265.

Mathlouthi, Mohamed, and Dang Vinh Luu. "Laser-Raman spectra of d-glucose and sucrose in aqueous solution." *Carbohydrate Research* 81.2 (1980): 203-212.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر میدان مغناطیسی بر رفتار حالتهای اسپینی و وابستگی آن به تراز انرژی در سیلیسن

سارا راستگو، فواد پارسایی

rastgoo@sirjantech.ac.ir

fparsaei@gmail.com

بخش فیزیک، دانشگاه صنعتی سیرجان، سیرجان، ایران

چکیده- در این مقاله رفتار زمانی قطبش اسپین الکترون π در سیلیسن بررسی می‌شود. میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی عمود بر ورقه سیلیسن در نظر گرفته می‌شود. عملگر تحول زمانی را نوشته و با در نظر گرفتن یک حالت اولیه، حالت تحول یافته را به دست می‌آوریم. سپس به کمک تعریف قطبش اسپینی، رفتار زمانی مؤلفه‌های اسپین الکترون را به دست می‌آوریم. طبق نتایج ما ، رفتار زمانی قطبش اسپینی حاکی از یک رفتار نوسانی است که در برخی شرایط به‌صورت رمبش و احیا نمایان می‌شود. با افزایش میدان مغناطیسی، دوره تناوب نمودارها تغییر می‌کند. نشان می‌دهیم تراز انرژی و میدان مغناطیسی تأثیر موازی بر قطبش اسپینی دارند.

کلید واژه- سیلیسن، قطبش اسپینی، میدان مغناطیسی

Effect of the Magnetic Field on the Spin States of $\pi-$Electrons in Silicene

Sara Rastgoo , Foad Parsaei

Physics Department, Sirjan University of Technology, Sirjan 78137, Iran

In the present article the temporal behavior of the spin polarization of the $\pi-$electrons in the silicene is studied. Vertical electric and magnetic field on the silicene sheet is considered. We calculate the time evolution operator and then the state of the system at time t is determined. Using the state of the system at any time t, the temporal behavior of the spin polarization is derived. Our results indicate that the dynamical behavior of spin states obeys the oscillatory behavior which presents collapse and revival pattern in some cases. As magnetic field increases, the period of the pattern changes. Furthermore, energy states and magnetic field have similar influence.

Keywords: Magnetic field, Silicene, Spins Polarization.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

سیلیسن، به‌عنوان یک ساختار لانه‌زنبوری دوبعدی، از اتم‌های سیلیکان تشکیل شده است و سال‌های اخیر توجه زیادی را به خود جلب کرده است. سیلیسن شباهت‌های زیادی به گرافن دارد ولی چند تفاوت اساسی با یکدیگر دارند. با توجه به شعاع نسبتاً زیاد اتم‌های سیلیکان، سیلیسن ساختار خمیده دارد[1]. سیلیسن دارای جفتیدگی اسپین- مدار نسبتاً بزرگی است و به همین علت، برخلاف گرافن، الکترون‌های دیراک دارای جرم هستند. این جرم به‌صورت تجربی با اعمال میدان الکتریکی خارجی قابل‌کنترل است[2]. علاوه بر این، سیلیسن به‌عنوان یک عایق توپولوژیکی، قابلیت تغییر فاز کوانتومی دارد. با تغییر میدان الکتریکی خارجی، سیلیسن بین فازهای عایق بدیهی و عایق باند گذار کوانتومی انجام می‌دهد[3]. به‌کارگیری درجه آزادی اسپینی، به‌منظور انجام عملیات سرعت‌بالا و همچنین ذخیره انرژی در دستگاه‌های الکترونیکی حائز اهمیت است. ذخیره اطلاعات روی درجه آزادی اسپینی، اساس فرآیندهای اطلاعات کوانتومی است[4]. در چنین فرآیندهایی، حمل اسپینی در دمای اتاق، زمان راحتی اسپینی طولانی و ... ، بسیار اساسی است[5]. یک گزینه مناسب برای انجام فرآیندهای اسپینی، سیلیسن است. هدف این پژوهش بررسی دینامیک قطبش اسپینی در حضور یک میدان مغناطیسی یکنواخت عمود بر ورقه سیلیسن و وابستگی آن به تراز انرژی است. نتایج به دست آمده می‌توانند در مباحث مربوط به اسپینترونیک مورد استفاده قرار گیرند.

هامیلتونی

ورقه سیلیسن در صفحه xy در نظر گرفته می‌شود. با اعمال میدان مغناطیسی عمودی $\vec{B}=(0,0,B)$، هامیلتونی برحسب عملگرهای نردبانی به شکل زیر نمایش داده می‌شود(برای جزئیات بیشتر به مرجع [6] مراجعه شود) :

$$H=\hbar\omega(\tau\sigma_{+}a+\tau\sigma_{-}a^{\dagger}-\sigma_{+}a-\sigma_{-}a^{\dagger}) + \lambda_{SO}\tau\sigma_{z}s_{z}-\Delta_{z}\sigma_{z} \qquad (۱)$$

به‌طوری که $\omega=\frac{v_f}{l_B\sqrt{2}}$ و $l_B=(\frac{\hbar}{eB})^{1/2}$ طول مغناطیسی است. همچنین τ عملگر وادی است. مشاهده می‌شود که عملگر کازیمیر $\hat{N}_e=a^{\dagger}a+\sigma_{+}\sigma_{-}+s_{+}s_{-}+\tau_{+}\tau_{-}$ با هامیلتونی جابجا می‌شود. بنابراین هامیلتونی نسبت به‌ویژه مقادیر عملگر $\hat{N}_e$ (که با N_e نمایش داده خواهد شد) قطعه- قطری است. حالت متناظر با $N_e=0$، یک قطعه 1×1 در ماتریس هامیلتونی را نتیجه می‌دهد. حالت متناظر با $N_e=1$، یک قطعه 4×4 را در هامیلتونی می‌دهد. حالت‌های متناظر با $N_e=2$ منجر به یک قطعه 7×7 در هامیلتونی می‌شود. برای $N_e>2$، هامیلتونی دارای قطعه‌های 8×8 می‌باشد[6]. انرژی و ویژه‌حالت‌های انرژی به‌صورت تحلیلی قابل محاسبه هستند، ولی به‌منظور خلاصه‌سازی از آوردن آن‌ها اجتناب می‌شود..

تحول زمانی قطبش اسپینی

با استفاده از شکل قطری هامیلتونی که در بخش قبل تشریح شد، عملگر تحول زمانی $U_{original}=VU_{diagonal}V^{\dagger}$ در پایه‌هایی که حالت اولیه نوشته شده است، به دست می‌آید. که $U_{diagonal}=\exp(-iHt/\hbar)$ عملگر تحول زمانی در پایه‌های هامیلتونی و V ماتریس تبدیل است. فرض کنید حالت سیستم در لحظه $t=0$ به‌صورت زیر باشد:

$$|\psi(0)\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}|B,n+3,K\rangle\otimes(|+\rangle+|-\rangle) \qquad (۲)$$

که نشان‌دهنده آن است که الکترون π در زیرشبکه B با تراز لانداو $n+3$ قرار دارد و اسپین در امتداد محور x قطبیده شده است. مشخص است که حالت اولیه سیستم از دو ویژه‌حالت عملگر کازیمیر مربوط به دو بلوک مجاور هامیلتونی، N و $N+1$، تشکیل شده است. بنابراین تحول زمانی این حالت به کمک دو بلوک مجاور در عملگر تحول زمانی انجام می‌شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$|\psi(t)\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(U_1|B,n+3,K,+\rangle+U_2|A,n+2,K,+\rangle \\ +U_3|A,n+2,K,-\rangle+U_4|B,n+3,K,-\rangle) \quad (۳)$$

به‌طوری که

$$U_1=\alpha_1^{\,2}e^{-i\lambda_1 t/\hbar}+\beta_1^{\,2}e^{i\lambda_2 t/\hbar},\quad U_3=\alpha_2\beta_2(e^{-i\lambda_2 t/\hbar}-e^{i\lambda_2 t/\hbar})$$
$$U_2=\alpha_1\beta_1(e^{-i\lambda_1 t/\hbar}-e^{i\lambda_1 t/\hbar}),\quad U_4=\beta_2^{\,2}e^{-i\lambda_2 t/\hbar}+\alpha_2^{\,2}e^{i\lambda_2 t/\hbar}$$

و

$$E_i=\lambda_{SO}+(-1)^i\Delta_z \quad ,\lambda_i=\sqrt{(E_i)^2+4\hbar^2\omega^2(n+3)}\}$$
$$\alpha_i=\frac{2\hbar\omega\sqrt{n+3}}{\sqrt{4\hbar^2\omega^2(n+3)+(E_i-\lambda_i)^2}},\beta_i=\frac{E_i-\lambda_i}{2\hbar\omega\sqrt{n+3}}\alpha_i$$

که $i=1,2$. به کمک روابط اخیر، مقادیر چشمداشتی مؤلفه‌های اسپینی را محاسبه می‌کنیم. مقدار چشمداشتی مؤلفه z اسپین برابر صفر حاصل می‌شود و گفته می‌شود که اسپین در صفحه xy قطبیده شده است. برای بررسی دقیق‌تر رفتار زمانی مؤلفه‌های اسپینی، دو کمیت بدون بعد r و s را به‌صورت زیر تعریف می‌کنیم.

$$r=\frac{\Delta_z}{\lambda_{SO}},\qquad s=\frac{\hbar^2 v_f^{\,2}}{2e\lambda_{SO}}(n+3)B \quad (۴)$$

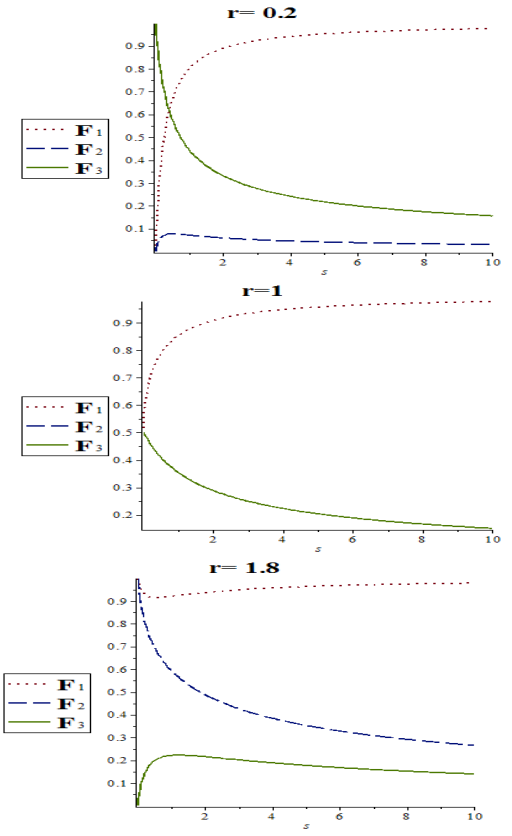
اکنون می‌توان نشان داد که مؤلفه‌های اسپینی به طور کلی به شکل زیر می‌باشند

$$<S_x(t)>=F_1(r,s)\cos(\omega_1 t)+(1-F_1(r,s))\cos(\omega_2 t)$$
$$<S_y(t)>=F_2(r,s)\sin(\omega_1 t)+F_3(r,s)\sin(\omega_2 t) \quad (۵)$$

با استفاده از نتایج به دست آمده، رفتار مؤلفه‌های اسپینی بر حسب زمان در بخش بعد مورد بحث و نتیجه گیری قرار خواهد گرفت.

نتایج

. رفتار مؤلفه‌های اسپینی در حالت کلی با رسم تغییرات ضرایب F_1، F_2 و F_3 بر حسب s، به ازای چند r ثابت، در شکل (۱) نشان داده شده است. همچنین در جدول (۱)، رفتار حدی این ضرایب ارائه شده است. با توجه به جدول (۱)، که از نتایج شکل (۱) حاصل می‌شود، می‌توان نتیجه گرفت که وقتی s به اندازه کافی بزرگ باشد، مؤلفه x اسپین به‌صورت سینوسی نوسان می‌کند و دیگر مؤلفه‌ها صفر می‌شوند. ازآنجایی‌که میدان مغناطیسی و تراز انرژی به‌صورت جفت شده در پارامتر s ظاهرشده‌اند

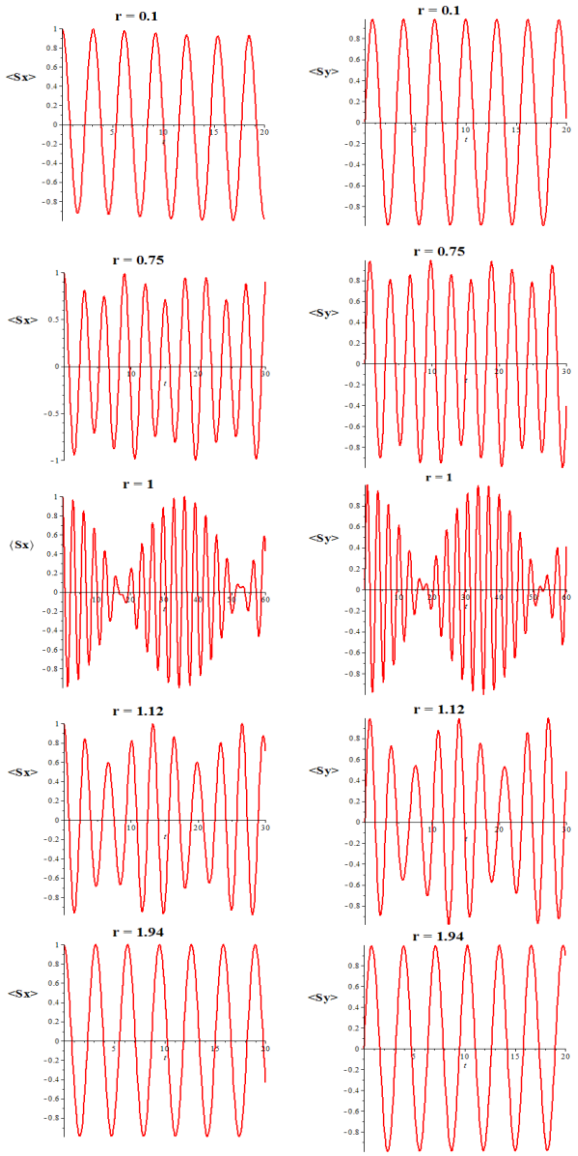


شکل۱: رفتار کلی ضرایب F_1,F_2,F_3 بر حسب s، به ازای چند r مختلف.

(رابطه (۴))، افزایش هر یک از این کمیت‌ها می‌تواند چنین تأثیری داشته باشد. در شکل (۲) نمودار تغییرات فرکانس بر حسب s رسم شده است. با افزایش s، فرکانس ω_2 افزایش و ω_1 کاهش می‌یابد. بدیهی است با توجه به جدول (۱) و رابطه (۵)، در s های به قدر کافی بزرگ، فقط ω_1 تأثیرگذار خواهد بود و در s های به قدر کافی کوچک، این تأثیرگذاری بستگی به پارامتر کمانش خواهد داشت. در شکل (۳) مؤلفه‌های اسپینی بر حسب زمان به ازای چند پارامتر کمانش مختلف، برای یک s ثابت، رسم شده است. رفتار مؤلفه x اسپین برای $r\square 1$، تقریباً به‌صورت کسینوسی و برای مؤلفه y، به‌صورت سینوسی می‌باشد. این رفتار با افزایش r، الگوی سینوسی و کسینوسی را به تدریج از دست می‌دهد تا اینکه در $r=1$ ، الگوی نوسان به‌صورت رمبش و احیا درمی‌آید. با افزایش مجدد r، الگوی نوسان به تدریج به شکل سینوسی و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

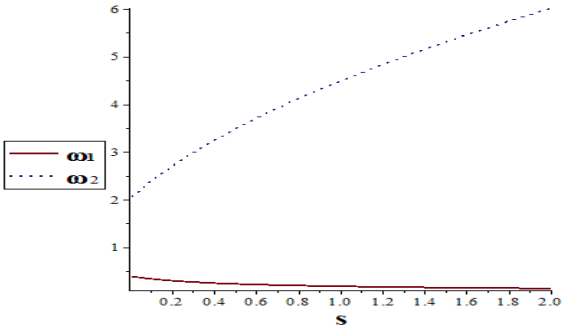
کسینوسی باز خواهد گشت. شکل (۳) نشان می‌دهد که در حالت کلی، رفتار حالت‌های اسپینی به پارامتر کمانش نیز وابسته است.



شکل ۳: تغییرات مؤلفه‌های اسپینی بر حسب زمان به ازای یک s ثابت برای چند r مختلف .

نتیجه‌گیری

مؤلفه z اسپین برابر صفر حاصل می‌شود. برای s کوچک، تحول زمانی مؤلفه‌های اسپینی، علاوه بر میدان مغناطیسی و تراز انرژی، به پارامتر کمانش نیز وابسته است. افزایش انرژی الکترون، تأثیری همانند میدان



شکل ۲: تغییرات فرکانس بر حسب s به ازای یک r ثابت .

		F_1	F_2	F_3
$s \to 0$	$r<1$	0	0	1
	$r=1$	0.5	0.5	0.5
	$r>1$	1	1	0
$s \to \infty$	$r<1$	1	0	0
	$r=1$	1	0	0
	$r>1$	1	0	0

جدول ۱: رفتار حدی ضرایب F_1, F_2, F_3.

مغناطیسی بر روی تحول زمانی اسپینی دارد. در s های کوچک الگوی نوسانی در ابتدا به صورت سینوسی است که در $r=1$ به‌صورت رمبش و احیا درمی‌آید.

مراجع

[1] C. J. Tabert and E. J. Nicol, “AC/DC Spin and Vallet Hall Effect in Silicene and Germanene”, Phys. Rev. B 87 235426 (2013).

[2] M. Ezawa, “Quantum Hall Effect in Silicene’, J. Phys, Soc. Jpn. 81, 064705 (2012).

[3] Y. Ling, P. Liu and J. P. Wu, “Characterization of Quantum Phase Transition Using Holographic Entanglement Entropy”, Phys. Rev. D 93, 126004 (2016).

[4] M. Idrish Miah, “Voltage probe of the optically oriented electron spin relaxation”, Current Science 101, 765 (2011).

[5] Y. S. Dedkov, M. Fonin, U. Rudiger and C. Laubschat,“Rashba Effect in the Graphene/Ni(111) System”, Phys. Rev. Lett. 100, 107602 (2008).

[6] S. Rastgoo, H. Shirkani and M. M. Golshan, “Entanglement Between Electronic States in Silicene and Photons”, Phys. Lett. A. 379, 2048-2052 (2015).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر پارامتر کمانش بر رفتار زمانی قطبش اسپینی در سیلیسن

سارا راستگو، فواد پارسایی

rastgoo@sirjantech.ac.ir

fparsaei@gmail.com

بخش فیزیک، دانشگاه صنعتی سیرجان، سیرجان، ایران

چکیده- در این مقاله، دینامیک قطبش اسپین الکترون π در سیلیسن مورد مطالعه قرار می‌گیرد. ورقه سیلیسن تحت تأثیر میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی عمودی در نظر گرفته می‌شود.یک حالت اولیه برای سیستم در نظر گرفته می‌شود و سپس به کمک عملگرتحول زمانی، حالت سیستم در زمان‌های بعدی به دست آورده می‌شود. مقدار چشمداشتی مؤلفه‌های اسپینی، که منجر به قطبش اسپینی می‌شود، را بر حسب زمان به دست می آیند. نتایج ما نشان می‌دهد قطبش اسپینی بر حسب زمان به صورت نوسانی تغییر می‌کند. الگوی این نوسان‌ها وابستگی مستقیم بر پارامتر کمانش دارد. در یک پارامتر کمانش خاص این الگو تبدیل به رفتار رمبش و احیا می‌شود. مشاهده می‌شود که با افزایش پارامتر کمانش، دوره تناوب نمودارها کاهش می‌یابد.

کلیدواژه- پارامتر کمانش ، سیلیسن، قطبش اسپینی،

Effect of the Buckling Parameter on the Dynamical Spin Polarization in Silicene

Sara Rastgoo , Foad Parsaei

Physics Department, Sirjan University of Technology, Sirjan 78137, Iran

Abstract-. In the present article the temporal behavior of the spin polarization of the $\pi-$electrons in the silicene is studied. Vertical electric and magnetic field on the silicene sheet is considered. The time evolution operator is calculated and then the state of the system at time t is determined. Using the state of the system at any time t, the temporal behavior of the spin polarization is derived. Our results indicate that the dynamical behavior of the spin polarization obeys the oscillatory behavior which directly depends on the buckling parameter. For an especial buckling parameter, collapse and revival pattern is seen. It is shown that as the buckling parameter increases, the period of the pattern ascends.

Keywords: Buckling Effect, Silicene, Spin Polarization.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

اساس فرآیندهای اطلاعات کوانتومی ذخیره اطلاعات روی درجه آزادی اسپینی است. در چنین فرآیندهایی، حمل اسپینی در دمای اتاق، زمان راحتی اسپینی طولانی و ... بسیار اساسی است[1]. انجام عملیات سرعت‌بالا و همچنین ذخیره انرژی در دستگاه‌های الکترونیکی به کمک درجه آزادی اسپینی، دارای اهمیت فراوانی است[2].الکترون‌های π در ساختار لانه‌زنبوری سیلیسن، همانند ذرات شبه دیراک دارای جرم رفتار می‌کنند. این رفتار جالب الکترون‌ها، که هم از نظر تئوری و هم از نظر تجربی اثبات شده است، منجر به ظهور خصوصیات جالبی در سیلیسن می‌شود[3] . ازجمله این خصوصیات می‌توان به مسیر آزاد متوسط بزرگ، زمان راحتی اسپینی طولانی و ... اشاره کرد[4]. در سیلیسن برخلاف گرافن، جفت‌شدگی اسپین-مدار ذاتی با قدرت قابل‌توجه و کنترل و نیز جفتیدگی اثر کمانی که در اثر جابجایی زیر شبکه‌ها تولید می‌شود، وجود دارد. باید توجه داشت که اثر جفتیدگی کمانی نیز با اعمال میدان الکتریکی عمودی قابل‌کنترل است[5].

در این مقاله تحول زمانی قطبش اسپینی در سیلیسن ، با در نظر گرفتن یک میدان مغناطیسی یکنواخت عمود بر ورقه سیلیسن را محاسبه می‌کنیم. به کمک شکل قطعه-قطری هامیلتونی، عملگر تحول زمانی نوشته می‌شود. ابتدا یک حالت اولیه برای سیستم در نظر می‌گیریم و سپس به کمک عملگر تحول زمانی، حالت سیستم را در زمان‌های بعدی به دست می‌آوریم. محاسبات نشان می‌دهد که قطبش اسپینی بر حسب زمان، رفتار نوسانی نشان می-دهد. نتایج ما نشان می‌دهد که با افزایش جفتیدگی کمانی، دوره تناوب کاهش می‌یابد.

هامیلتونی

الکترون π در سیلیسن با هامیلتونی زیر توصیف می-شود(برای جزئیات بیشت به مرجع [6] مراجعه شود) :

$$H=\hbar\omega(\tau\sigma_{+}a+\tau\sigma_{-}a^{\dagger}-\sigma_{+}a-\sigma_{-}a^{\dagger}) + \lambda_{SO}\tau\sigma_{z}s_{z}-\Delta_{z}\sigma_{z} \qquad (۱)$$

که $\vec{\sigma}$ عملگر شبه اسپین، $\vec{s}$ عملگر اسپین و $\vec{\tau}$ عملگر وادی است. این عملگرها به ترتیب روی حالت‌های زیر-شبکه $|A(B)\rangle$، حالت‌های اسپین $|\pm\rangle$ و حالت‌های وادی(valley) $|K(K')\rangle$ عمل می‌کنند. در معادله اخیر، $v_f=5\times10^5\frac{m}{s}$ سرعت فرمی، $\lambda_{SO}=3.9meV$ ضریب جفتیدگی اسپین-مدار ذاتی حالت‌های زیرشبکه، اسپین و وادی، و Δ_z پارامتر کمانش ناشی از جابجایی زیر شبکه‌ها نسبت به یکدیگر می‌باشند. به طوری که $\omega=\frac{v_f}{l_B\sqrt{2}}$ و $l_B=\sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$ طول مغناطیسی است. عملگر-$\hat{N}_e=a^{\dagger}a+\sigma_{+}\sigma_{-}+s_{+}s_{-}+\tau_{+}\tau_{-}$ با هامیلتونی جابجا می‌شود. بنابراین هامیلتونی نسبت به‌ویژه مقادیر عملگر $\hat{N}_e$(که با N_e نمایش داده خواهد شد) قطعه- قطری است. حالت متناظر با $N_e=0$، یک قطعه 1×1 در ماتریس هامیلتونی را نتیجه می‌دهد. حالت متناظر با $N_e=1$ یک قطعه 4×4 را در هامیلتونی می‌دهد. حالت-های متناظر با $N_e=2$ منجر به یک قطعه 7×7 در هامیلتونی می‌شود. برای $N_e>2$، هامیلتونی دارای قطعه‌های 8×8 است. [7].

ویژه مقادیر انرژی و ویژه‌حالت‌های انرژی به‌صورت تحلیلی قابل‌محاسبه هستند، ولی به‌منظور خلاصه‌سازی از آوردن آن‌ها اجتناب می‌شود.

تحول زمانی قطبش اسپینی

فرض کنید حالت سیستم در لحظه $t=0$ به صورت باشد:

$$|\psi(0)\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}|B,n+3,K\rangle\otimes(|+\rangle+|-\rangle) \qquad (۲)$$

که نشان‌دهنده آن است که الکترون π در زیرشبکه B با تراز لانداو $n+3$ قرار دارد و اسپین در امتداد محور x قطبیده شده است. با استفاده از شکل قطری هامیلتونی که در بخش قبل بحث شد، عملگر تحول زمانی $U_{original}=VU_{diagonal}V^{\dagger}$ در پایه‌هایی که حالت اولیه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

نوشته شده است، به دست می‌آید. که $U_{diagonal}=\exp(-iHt/\hbar)$ عملگر تحول زمانی در پایه‌های هامیلتونی و V ماتریس تبدیل است. مشخص است که حالت اولیه سیستم از دو ویژه‌حالت عملگر کازیمیر مربوط به دو بلوک مجاور هامیلتونی، N و $N+1$، تشکیل شده است. عملگر کازمیر، عملگری است که با هامیلتونی جابجا می‌شود. به منظور دستیابی به ویژه مقادیر و ویژه حالات هامیلتونی، عملگر هامیلتونی را در پایه‌های عملگر کازیمیر، قطری می‌کنیم. بنابراین تحول زمانی این حالت به کمک دو بلوک مجاور در عملگر تحول زمانی انجام می‌شود.

$$|\psi(t)\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(U_1|B,n+3,K,+\rangle+U_2|A,n+2,K,+\rangle \\ +U_3|A,n+2,K,-\rangle+U_4|B,n+3,K,-\rangle) \quad (۳)$$

به طوری که

$$U_1=\alpha_1{}^2e^{-i\lambda_1t/\hbar}+\beta_1{}^2e^{i\lambda_2t/\hbar},\quad U_3=\alpha_2\beta_2(e^{-i\lambda_2t/\hbar}-e^{i\lambda_2t/\hbar})$$
$$U_2=\alpha_1\beta_1(e^{-i\lambda_1t/\hbar}-e^{i\lambda_1t/\hbar}),\quad U_4=\beta_2{}^2e^{-i\lambda_2t/\hbar}+\alpha_2{}^2e^{i\lambda_2t/\hbar}$$

و

$$E_i=\lambda_{SO}+(-1)^i\Delta_z\quad,\lambda_i=\sqrt{(E_i)^2+4\hbar^2\omega^2(n+3)}\}$$
$$\alpha_i=\frac{2\hbar\omega\sqrt{n+3}}{\sqrt{4\hbar^2\omega^2(n+3)+(E_i-\lambda_i)^2}},\beta_i=\frac{E_i-\lambda_i}{2\hbar\omega\sqrt{n+3}}\alpha_i$$

که اندیس $i=1,2$. اکنون می‌توانیم مقادیر چشمداشتی مؤلفه‌های اسپینی را با کمک رابطه زیر محاسبه کنیم:

$$\langle S_x(t)\rangle=\frac{1}{2}(U_4{}^*U_1+U_3{}^*U_2+C.C.)$$
$$\langle S_y(t)\rangle=\frac{i}{2}(U_4{}^*U_1+U_3{}^*U_2-C.C.) \quad (۴)$$

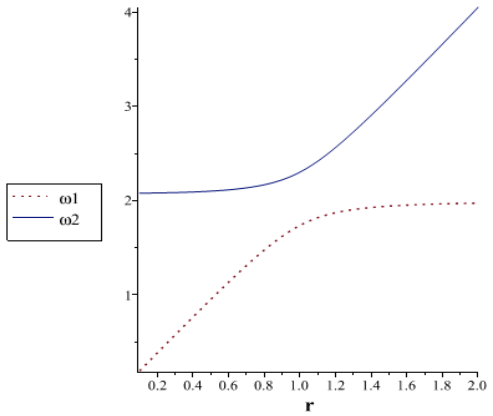
مؤلفه z اسپین برابر صفر است که نشان می‌دهد اسپین در صفحه xy قطبیده شده است. برای بررسی دقیق‌تر رفتار زمانی مؤلفه‌های اسپینی دو کمیت بدون بعد r و s را به صورت زیر تعریف می‌کنیم.

$$r=\frac{\Delta_z}{\lambda_{SO}},\qquad s=\frac{\hbar^2v_f{}^2}{2e\lambda_{SO}}(n+3)B \quad (۵)$$

با کمک معادله (۴) می‌توان نشان داد که مؤلفه‌های اسپینی به طور کلی به شکل زیر می‌باشند

$$<S_x(t)>=F_1(r,s)\cos(\omega_1t)+(1-F_1(r,s))\cos(\omega_2t)$$
$$<S_y(t)>=F_2(r,s)\sin(\omega_1t)+F_3(r,s)\sin(\omega_2t) \quad (۶)$$

با توجه به معادله (۱) می‌توان نتیجه گرفت که وقتی میدان مغناطیسی با پارامتر کمانش هم‌مرتبه باشد، تأثیر آن در هامیلتونی قابل‌مشاهده است (یعنی $r\sqcup s$). در بخش بعد نتایج به دست آمده مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

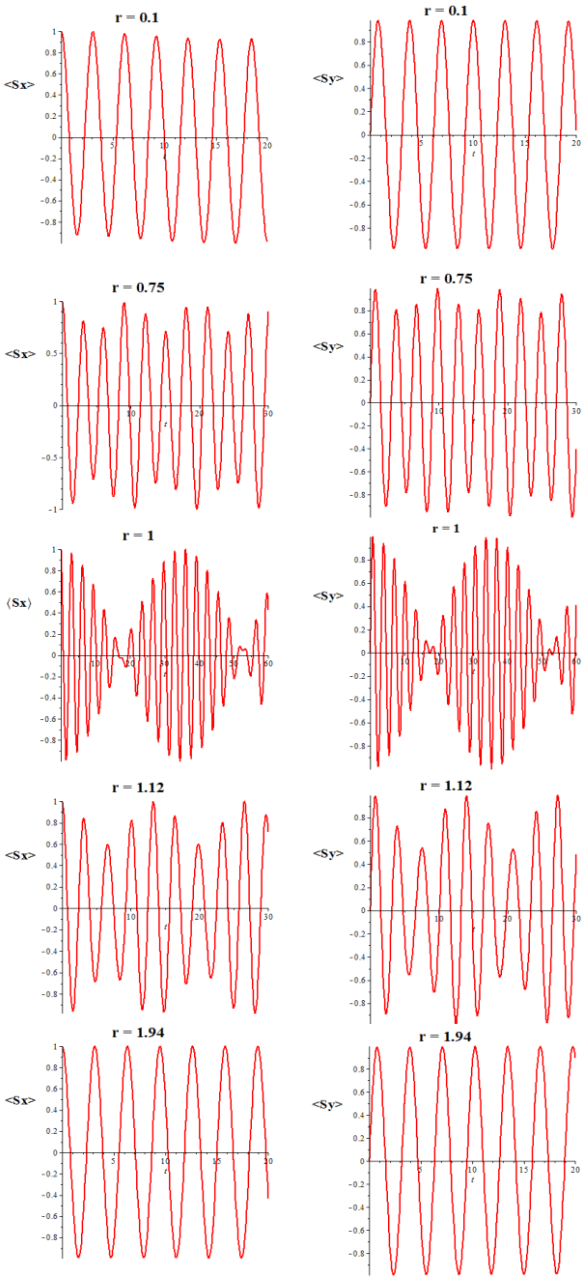


شکل ۱: تغییرات فرکانس بر حسب r به ازای $s=0.01$ (محور قائم بر حسب $\frac{\lambda_{SO}}{\hbar}$ مقیاس بندی شده است) .

نتیجه‌گیری

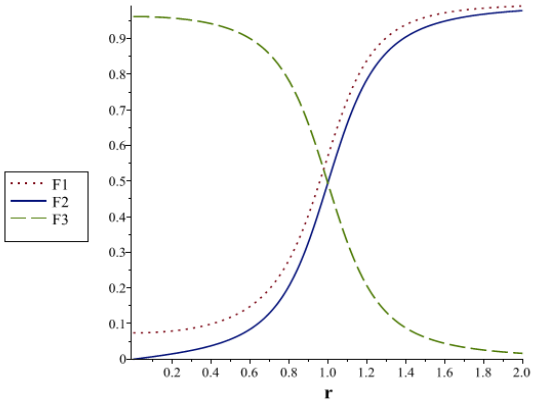
در شکل (۱) رفتار فرکانس‌های ω_1 و ω_2 بر حسب r، به ازای مقدار ثابت s ، رسم شده است که نشان می‌دهد با افزایش r فرکانس‌ها افزایش می‌یابد. در شکل (۳) رفتار کلی ضرایب F_1, F_2, F_3 بر حسب r ، به ازای یک مقدار ثابت s، ارائه شده است. با توجه به محاسبات تحلیلی ارائه شده در بخش قبل، مؤلفه z اسپین برابر صفر حاصل می‌شود و گفته می‌شود که اسپین در صفحه xy قطبیده شده است. در شکل (۳) می‌توان مشاهده نمود که به ازای پارامتر کمانش کوچک، ضرایب F_1 , F_2 به سمت صفر و ضریب F_3 به سمت یک میل می‌کند. همچنین به ازای پارامتر کمانش نزدیک به $2\lambda_{SO}$، ضرایب F_1 , F_2 به سمت یک و ضریب F_3 به سمت صفر میل می‌کند. پس دلیل رفتار کسینوسی مؤلفه x و سینوسی مؤلفه y در شکل (۳)، قابل‌درک خواهد بود. به عنوان نمونه، رفتار زمانی مولفه های اسپینی الکترون π، به ازای یک مقدار

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲: تغییرات مؤلفه‌های اسپینی بر حسب زمان، به ازای $s=0.01$ ، برای چند پارامتر کمانش مختلف (محور افقی بر حسب $\frac{\lambda_{SO}}{\hbar}$ مقیاس یندی شده است).

ثابت s، برای چند پارامتر کمانش مختلف در شکل (۲) رسم شده است. همان‌گونه که از شکل (۲) مشاهده می‌شود، برای $r=0.1$، رفتار مؤلفه x اسپین تقریباً به صورت سینوسی و برای مؤلفه y به صورت کسینوسی می‌باشد. این رفتار با افزایش r، الگوی سینوسی و کسینوسی‌اش را به‌تدریج از دست می‌دهد تا اینکه در $r=1$ الگوی نوسان‌ها به صورت رمبش واحیا می‌باشد.



شکل ۳: رفتار کلی ضرایب F_1, F_2, F_3 بر حسب r ، به ازای $s=0.01$.

قابل‌توجه است که در مراجع [6,7] نشان داده‌ایم که سیلیسن در $r=1$ گذار فاز کوانتومی انجام می‌دهد. با افزایش مجدد r، الگوی نوسان به‌تدریج به شکل سینوسی و کسینوسی باز خواهد گشت.

مرجع ها

[1] C. J. Tabert and E. J. Nicol, “AC/DC Spin and Vallet Hall Effect in Silicene and Germanene”, Phys. Rev. B 87 235426 (2013).

[2] M. Ezawa, “Quantum Hall Effect in Silicene’, J. Phys, Soc. Jpn. 81, 064705 (2012).

[3] Y. Ling, P. Liu and J. P. Wu, “Characterization of Quantum Phase Transition Using Holographic Entanglement Entropy”, Phys. Rev. D 93, 126004 (2016).

[4] M. Idrish Miah, “Voltage probe of the optically oriented electron spin relaxation”, Current Science 101, 765 (2011).

[5] Y. S. Dedkov, M. Fonin, U. Rudiger and C. Laubschat, “Rashba Effect in the Graphene/Ni(111) System”, Phys. Rev. Lett. 100, 107602 (2008).

[6] S. Rastgoo, H. Shirkani and M. M. Golshan, “Entanglement between Electronic States in Silicene and Photons”, Phys. Lett. A. 379, 2048-2052 (2015).

[7] S. Rastgoo and M. M. Golshan, “Thermal Entanglement between π-Electrons in Silicene and Photons; Occurrence of Phase Transitions”, Phys. Lett. A. 381, 964-969 (2017).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی تغییرات گاف اپتیکی شیشه و نانو شیشه-سرامیک‌های آلاییده به Eu^{3+} ناشی از پرتودهی الکترونی

هادی رحیمیان[۱]، سیدپژمان شیرمردی[۲]، حسین مختاری[۳]

[۱]تهران، دانشگاه جامع امام حسین(ع)، دانشکده و پژوهشکده علوم پایه، مرکز لیزر و اپتیک raheali.hadi@gmail.com
[۲]تهران، پژوهشکده کاربرد پرتوها، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای
[۳]یزد، دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک حالت جامد

چکیده – در این مطالعه خواص اپتیکی از قبیل گاف اپتیکی و انرژی یورباغ شیشه و نانو شیشه-سرامیک‌های آلاییده به Eu^{3+} با ترکیب $64.5P_2O_5$, $35CaF_2$, $0.1Eu_2O_3$ قبل و بعد از تابش باریکه‌ی الکترونی با انرژی 10 MeV مورد بررسی قرار گرفته است. سپس طیف جذبی نمونه‌ها در بازه ۲۰۰ تا ۱۰۰۰nm گرفته شده است. طیف جذبی نشان از تشکیل مراکز رنگی در محیط شیشه و شیشه-سرامیک می دهد. نمودارهای تاو نشان می دهند که پرتودهی باعث کاهش گاف نواری مجاز مستقیم و افزایش انرژی یورباغ شده اند.

کلید واژه- پرتودهی الکترونی، مراکز رنگی، شیشه آلاییده به Eu^{3+}، نانو شیشه سرامیک.

The investigation of optical band gap changes of Eu^{3+} doped glass and nano glass-ceramics due to electron beam irradiation

Rahimian Hadi[1], Shirmardi Seyed Pezhman[2], Mokhtari Hossein[3]
[1] laser and Optic Research Center, Department of science, Imam Hossein comprehensive University, Tehran, Iran.
[2]Radiation Application Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), P.O.Box: 14395-836, Tehran, Iran
[3] Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran.

Abstract- In this research, the optical properties such as optical band gap and Urbach energy of Eu^{3+} doped glass and nano glass-ceramics (with composition of $64.5P_2O_5$, $35CaF_2$, $0.1Eu_2O_3$) before and after electron beam irradiation with energy 10MeV have been investigated. The absorption of samples was measured in the wavelength range 200 to 1000nm that it shows the formation of color centers in Eu^{3+} doped glass and nano glass-ceramics. The Tau diagrams indicated that the electron irradiation can reduce the optical band gap and enhance Urbach energy.

Keywords: Electron irradiation, Color centers, Eu^{3+} doped glass, Nano glass ceramic

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

گاف الکتریکی و اپتیکی به ترتیب فاکتورهایی عمومی برای محاسبه رسانایی الکتریکی و تهییج اپتیکی مواد می باشند. در خصوص گاف اپتیکی، تئوری تاوک[1] به بررسی لبه-ی جذب مواد آمورف بخصوص مواد شیشه‌ی نیمه رسانا می پردازد. موادی که در ناحیه ی فرابنفش نزدیک، ضریب جذب بالایی داشته باشند. این تئوری به محاسبه‌ی گاف اپتیکی نوار انرژی و پهن شدگی لبه های جذب نوار انرژی می پردازد. در اکثر مواد آمورف نمودار تغییرات ضریب جذب در محدوده‌ی مرئی-فرابنفش برحسب انرژی فوتون را می‌توان به سه بخش تقسیم کرد. ناحیه اول اغلب مربوط به انتقالات فونونی است و به علت انرژی کمتر نسبت به باند ممنوعه، انتقالات فوتونی در آن دیده نمی‌شود. ناحیه دوم (ناحیه تاوک) مربوط به جذب بالای ناشی از گاف اپتیکی نوری و انتقالات بین باندی است. در نهایت ناحیه سوم، شرحی از ناحیه یورباغ[2] است [۱].

استفاده از شیشه‌ها در قطعات اپتیکی و لیزری که در فضای کهکشانی(ماهواره‌ها) و در معرض تابش‌های کهکشانی غیر محافظت‌شده کار می کنند، روز افزون است. این کاربردها باعث شده، بررسی و کسب دانش در زمینه مهندسی گاف اپتیکی این قطعات به منظور دستیابی به میزبان های اپتیکی با گاف نواری پایین، اهمیت شناخت اثرات پرتویی بر روی این قطعات را بیشتر نمایان می‌سازد[۲].

هدف از این مقاله بررسی تغییرات خواص اپتیکی (از قبیل گاف اپتیکی و انرژی یورباغ) شیشه و شیشه-سرامیک آلاییده به Eu^{3+} در اثر پرتودهی الکترونی است.

بخش تجربی

ترکیب $64.5P_2O_5,\ 35CaF_2,\ 0.1Eu_2O_3$ برای ساخت شیشه بکار رفته است. و سپس با روش اصلاح حرارتی نانو شیشه-سرامیک آلاییده به Eu^{3+} بدست آورده شده است. روش ساخت و مشخصات این ترکیب در مقاله [۳] آمده‌است. همانطور که در آن مقاله توضیح داده شده ، در شیشه-سرامیک فاز بلوری $Ca(PO_3)_2$ با اندازه‌ای ذرات در حدود ۳۹ nm تشکیل گردیده است. میله‌ها را تحت تابش باریکه الکترونی با انرژی 10MeV با دز دریافتی ۱۰kGy قرار داده می‌شود طیف جذبی نمونه‌ها قبل و بعد از تابش با استفاده از دستگاه Cary Eclipse Varion اندازه‌گیری شد. همه این اندازه‌گیری‌ها در دمای اتاق انجام شد. در ادامه به علت تنوع نمونه‌ها از نام‌های اختصار Eu-G، Eu-GC، Eu-el G و Eu-el GC به ترتیب برای شیشه آلاییده به Eu^{3+}، شیشه-سرامیک آلاییده به Eu^{3+}، شیشه باریکه الکترونی-خورده آلاییده به Eu^{3+} و شیشه-سرامیک باریکه الکترونی-خورده آلاییده به Eu^{3+} استفاده می شود.

نتایج و بحث

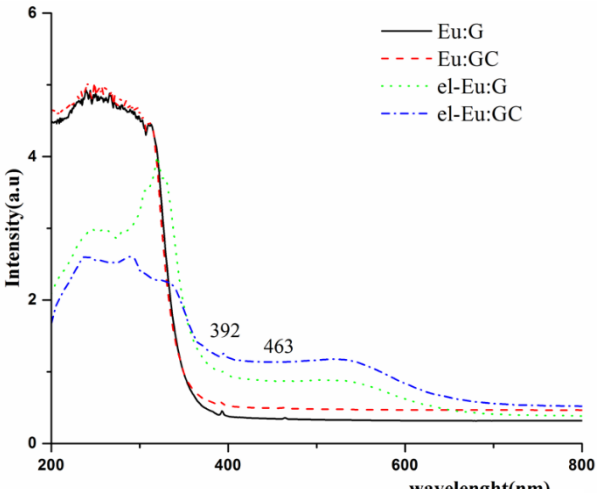
شکل ۱ طیف جذبی شیشه‌ی آلاییده به Eu^{3+} را قبل و بعد از بازپخت و پرتودهی نشان می‌دهد. مشاهده می‌شودکه Eu:G و Eu:GC در نواحی حدود ۳۵۰ nm به بالا شفافیت نسبتا خوبی دارد، بعد از پرتودهی، جذب در کل نواحی مرئی برای هردو نمونه افزایش پیدا کرده و این ناشی از تشکیل مراکز رنگی[3] در شیشه است. تشکیل مراکز رنگی با مشاهده‌ی ظاهری نمونه‌ها نیز قابل رویت است(تغییر رنگ نمونه‌ها از بی رنگی به قهوه ایی تیره). این مراکز رنگی همان عیوب شبکه هستند که باعث جابجایی لبه جذب در شیشه شده‌اند. الکترون‌های ناشی از پرتودهی در حفره‌های آنیونی شبکه گیر می‌افتند و این‌ها فوتون‌ها در ناحیه مرئی را جذب می‌کنند[۴]. از طیف جذبی برای محاسبه‌ی مقادیر گاف نوار اپتیکی دو نمونه‌ی Eu:G و Eu:GC استفاده می‌شود. گاف اپتیکی را می توان با رسم $(\alpha h\nu)^{1/n}$ رابطه (۱) (رابطه تاوک) بر حسب انرژی hv و محاسبه عرض از مبدا خط مماس بر ناحیه مستقیم نمودار بدست آورد [۵, ۶]:

$$\alpha h\nu = B(h\nu - E_g)^n \qquad (۱)$$

که n توانی است که نوع گذار الکترونی را با مقادیر ۰/۵ ، ۲، ۱/۵ و ۳ مشخص می‌کند. این مقادیر به ترتیب با گذارهای مستقیم مجاز، غیر مستقیم مجاز، مستقیم ممنوع و غیر مستقیم ممنوع مرتبط هستند. در این رابطه، E_g

[1] Tauc theory
[2] Urbach
[3] Color centers

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۱: طیف جذبی نمونه‌های Eu: G، Eu: GC، el10-Eu: G و el10-Eu: GC

گاف اپتیکی شیشه است. hν میزان انرژی فوتون فرودی است با طول‌موج تغییر می‌کند و همچنین B مقداری ثابت و نشان‌دهنده ثابت پسماند باند می‌باشد. این پارامتر، فاکتوری وابسته به دما و ضریب شکست نمونه است اما با توجه به اینکه در حین اندازه گیری طیف جذبی، دما تقریبا ثابت است وابستگی به دما صرف نظر شده است [۵-۶].

یورباخ در سال ۱۹۵۳ به طور تجربی پی برد که ضریب جذب به طور نمایی به انرژی فوتون‌ها وابسته است[۷]. در کلی‌ترین شکل، این وابستگی می‌تواند به صورت زیر نوشته شود[۸, ۹].

$$\alpha(h\nu) = \alpha_0 \exp\left(\frac{h\nu}{E_u}\right) \qquad (۲)$$

این رابطه در حالت دمای ثابت نوشته شده است. رفتار نمایی به دلیل دنباله‌ی نواری وابسته به نوار ظرفیت و رسانش می‌باشد که در داخل گاف نواری کشیده شده است. علت آن، جست و خیز پتانسیل میدان‌های داخلی همبسته با بی‌نظمی ساختاری در بسیاری از مواد بلوری و آمورف است. مقدار انرژی یورباخ از وارون شیب بخش خطی Ln(α) نسبت به انرژی فوتون برای هر نمونه است.

مقادیر محاسبه شده گاف اپتیکی و انرژی یورباخ در جدول ۱ آورده شده و به منظور مقایسه و بحث، مقادیر گاف نواری در شکل ۲ نمایش داده شده است. همانطور که از این شکل مشخص می‌باشد شیشه و نانو شیشه-سرامیک قبل از پرتودهی هر دو دارای مقادیر مشابهی از گاف اپتیکی برای گذارهای مختلف هستند. بعد از پرتودهی الکترونی گاف اپتیکی نمونه‌ها کاهش پیدا کرده و با افزایش دز تابیده شده از ۱۰kGy به ۴۰kGy همچنان کاهش مقدار گاف اپتیکی داریم. نانو شیشه-سرامیک آلاییده به Eu^{3+} نسبت به شیشه کاهش گاف اپتیکی بیشتری را دارد. این پدیده تغییر ساختاری و افزایش عیوب ساختاری در شیشه و نانو شیشه-سرامیک بعد از پرتودهی را نشان می‌دهد. همچنین عیوب شبکه باعث شکل‌گیری ترازهای مجازی و مراکز رنگی در شیشه شده است. مقادیر انرژی یورباخ (دنباله‌ی انرژی در نوار ظرفیت و رسانش که در گاف نواری ادامه پیدا کرده است) در جدول ۱ نشان داده شده است. از روی نمودارها مشخص است که بعد از پرتودهی دو شانه تغییر شیب شکل گرفته است و دلیل آن شکل‌گیری ترازهای مجازی و مراکز رنگی در اثر پرتودهی می باشد. همچنین بعد از پرتودهی(بخصوص برای اولین شانه)، افزایش مقدار انرژی یورباخ مشاهده می‌گردد. همانطور که از قبل هم گفته شده انرژی یورباخ E_u مقادیر بی‌نظمی را در ساختار شیشه و بلور نشان می‌دهد. افزایش این مقدار پس از پرتودهی حاکی از ایجاد پیوندهای ضعیف و عیوب شبکه‌ی بیشتر و درنتیجه افزایش بی‌نظمی در ساختار ماده دلالت دارد[۸, ۱۰].

نتیجه گیری

پرتودهی الکترونی با دز ۱۰ kGy و ۴۰ بر روی دو نمونه‌ی شیشه و نانو شیشه-سرامیک آلاییده به Eu^{3+} با ترکیب (P_2O_5-CaF_2-Eu_2O_3) انجام شد که به طور خلاصه اثرات ذیل را داشت.

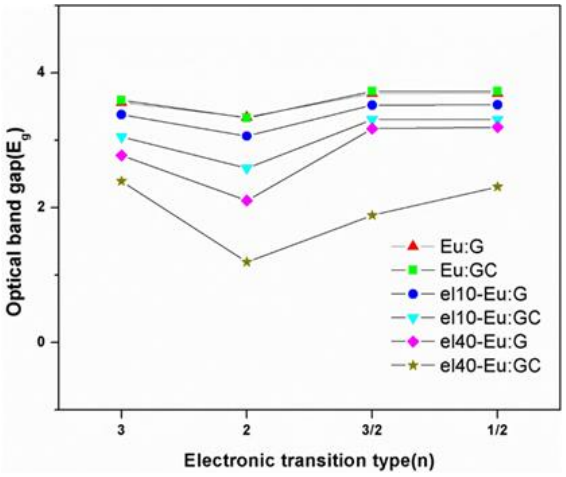
الف) باعث تشکیل مراکز رنگی در ماده میزبان گردید. این مراکز رنگی در ناحیه مرئی جذب دارند. شفافیت شیشه و نانو شیشه-سرامیک میزبان در ناحیه فرابنفش کاهش یافته و در ناحیه مادون قرمز نزدیک نیز تغییر ناچیزی داشته است.

ب) پایداری و ماندگاری تغییرات ایجاد شده از قبیل پیدایش مراکز رنگی با گذشت زمان و تا دمای زیر ۳۰۰ ^{o}C. در شیشه‌های سیلیکاتی صنعتی بعد از پرتودهگی در دمای محیط در مدت چند ساعت محوشدگی مراکز رنگی اتفاق می افتاد. ج)کاهش گاف اپتیکی نمونه‌های و افزایش انرژی یورباخ بعد از پرتودهی.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

جدول ۱: مقادیر گاف اپتیکی برای نمونه‌های آلاییده به Eu^{3+} قبل و بعد از پرتودهی در nهای مختلف

نمونه	E_u(eV)	E_g(n=0.5)(eV)	E_g(n=2) (eV)	E_g(n=3/2)(eV)	E_g(n=3) (eV)
Eu:G	۰/۲۱۸۶	۳/۶۹۷۸	۳/۳۴۳۲	۳/۵۶۰۴	۳/۶۹۵۲
Eu:GC	۰/۲۲۸۹	۳/۷۲۶۲	۳/۳۳۳۷	۳/۵۹۲۹	۳/۷۲۷۵
el10-Eu:G	۰/۲۵۹۷ ۰/۵۴۰۶	۳/۵۲۹۴	۳/۰۶۳۱	۳/۳۸۱۸	۳/۵۲۲۳
el10-Eu:GC	۰/۵۴۶۷ ۰/۵۵۲۱	۳/۳۰۵۴	۲/۵۸۷۷	۳/۰۵۱۸	۳/۳۰۶۸
el40-Eu:G	۰/۸۴۳۱ ۰/۳۱۰۴	۳/۱۹۶۸	۲/۱۰۷۱	۲/۷۷۶۶	۳/۱۷۴۳
el10-Eu:GC	۱/۲۱۸۶ ۰/۵۹۱۵	۳/۳۱۲۳	۱/۱۹۵۵	۲/۳۹۵۴	۱/۸۸۷۵



شکل ۲: مقادیر انرژی محاسبه شده از گاف نوار اپتیکی و یورباغ از نمونه‌های آلاییده به Eu^{3+}

مرجع‌ها

[1] F. Urbach, Physical Review, 92 (1953) 1324.
[2] P. Laha, I. Banerjee, A. Bajaj, P. Chakraborty, P. Barhai, S. Dahiwale, A. Das, V. Bhoraskar, D. Kim, S. Mahapatra, Radiation Physics and Chemistry, 81 (2012) 1600-1605.
[3] H. Rahimian, Y. Hatefi, A.D. Hamedan, S.P. Shirmardi, H. Mokhtari, Journal of Non-Crystalline Solids, 487 (2018) 46-52.
[4] D. Ehrt, W. Vogel, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 65 (1992) 1-8.
[5] J. Tauc, Amorphous and Liquid Semiconductors, first edition ed., plenum, london, 1974.
[6] M. Shakeri, M. Rezvani, Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 79 (2011) 1920-1925.
[7] M. Kurik, physica status solidi (a), 8 (1971) 9-45.
[8] I. Weinstein, A. Zatsepin, V. Kortov, Journal of non-crystalline solids, 279 (2001) 77-87.
[9] V. Arbuzov, A. Zatsepin, V. Kortov, M. Tolstoi, V. Tyukov, Glass Physics and Chemistry, 20 (1994) 477-483.
[10] S. Rani, S. Sanghi, A. Agarwal, V. Seth, Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 74 (2009) 673-677.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

افزایش طول انتشار در موجبر لوحه‌ای پلاسمونیک مگنتواپتیک غیرهسمانگرد با استفاده از گرافین

سمانه رسولیان لفمجانی، مهدی خطیر

دانشگاه آزاد اسلامی، واحد علوم و تحقیقات، گروه مهندسی برق-مخابرات، تهران، ایران

Emails: samaneh_rasolian@yahoo.com, m-khatir@srbiau.ac.ir

چکیده – در این مقاله انتشار نور در موجبرهای لوحه‌ای پلاسمونیک با لایه‌های کناری طلا و گرافین و لایه‌ی میانی مگنتواپتیک در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر بررسی شده است. تغییرات ثابت انتشار بر حسب ضخامت لایه میانی در دو جهت رفت و برگشت با درنظر گرفتن اثرات مگنتواپتیک به دست آورده شد. نتایج بررسی نشان می‌دهند که در موجبر سه لایه گرافین-مگنتواپتیک-گرافین، بهبود چشمگیری در افزایش طول انتشار و کاهش تلفات حاصل شد که امکان طراحی ایزولاتور پلاسمونیک مگنتواپتیک با استفاده از موجبرهای MIM وجود خواهد داشت.

کلید واژه- ایزولاتور پلاسمونیک، ضریب ایزولاسیون، گرافین، مگنتواپتیک، موجبر لوحه‌ای.

Increasing of Propagation Length of the Anisotropic Magneto-Optic Plasmonic Slab waveguide Using Graphene

Samaneh Rasolian Lafmejani, Mehdi Khatir

samaneh_rasolian@yahoo.com, m-khatir@srbiau.ac.ir

Abstract-This paper analyzes three layer surface plasmon polariton (SPP) slab waveguides with side layers of gold and graphene and mid layer of magneto-optic (MO) as a function of the mid layer thickness at a wavelength of 1550 nm. Propagation constant were obtained versus thickness of mid layer in two propagation directions, forward and backward, by considering MO effects. The results show that three layer waveguide of Graphene-Magneto-optic-Graphene (GMOG) increases propagation length and decreases loss. As a result, it is possible to design magneto-optic plasmonic isolator by using metal-insulator-metal (MIM) waveguides.

Keywords: Plasmonic Isolator, Isolation Coefficient, Graphene, Magneto-optic, Slab waveguide.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

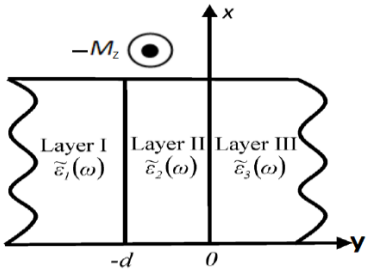
مقدمه

محدویت حد تفرق[1] (DLL) عامل محدود کننده برای کاهش ابعاد افزاره‌های نوری است، لذا دانشمندان برای غلبه بر این مشکل از پلاریتون پلاسمون‌های سطحی[2] (SPP) بهره می‌برند. SPPها در مرز مشترک فلز و عایق منتشر می‌شوند و در دو طرف مرز بصورت نمایی کاهش می‌یابند. این ویژگی‌ها امکان کاهش ابعاد ساختارهای موجبری را فراهم می‌سازند [۱]. استفاده از مواد مگنتواپتیک و گرافین در ساخت موجبرهای پلاسمونیک، قابلیت‌های جدیدی ایجاد می‌کند که می‌توان در طراحی و ساخت ادوات نوری در مقیاس نانو بکار برد [۲].

ساختار مقاله به این صورت است که: دربخش دوم رابطه پاشندگی با توجه به اثرات مگنتواپتیک بیان می‌شود. در بخش سوم رابطه‌ی رسانندگی گرافین به‌منظور استخراج ضریب گذردهی آن عنوان خواهد شد. در بخش بعدی موجبرهای لوحه‌ای با لایه‌های کناری طلا و گرافین و لایه‌ی میانی مگنتواپتیک بررسی می‌شوند و بخش پایانی مقاله شامل نتیجه‌گیری است.

رابطه پاشندگی عمومی

شمای کلی موجبرهای سه لایه مگنتواپتیک در شکل (۱) نشان داده شده است، در این ساختار، لایه میانی دارای ضخامت d است که به‌وسیله دو لایه‌ی نیمه بی‌نهایت احاطه شده است. راستای انتشار این ساختار در جهت x در نظر گرفته شده است و هیچ تغییر فضایی در جهت z وجود ندارد و هر سه لایه دارای اثر مگنتواپتیک هستند.



شکل(۱) شمای کلی ساختار موجبر سه لایه مگنتواپتیک با بایاس عرضی

میدان مغناطیسی با بایاس در راستای z و عمود بر صفحه اعمال شده است. مشخصات ماده مگنتواپتیک با $\mu_r = 1$ و ثابت دی‌الکتریک نسبی تانسوری بصورت زیر است:

$$\tilde{\varepsilon}_{ri}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xxi}(\omega) & \varepsilon_{xyi}(\omega) & 0 \\ -\varepsilon_{xyi}(\omega) & \varepsilon_{yyi}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zzi}(\omega) \end{pmatrix} \qquad (۱)$$

در این معادله، $\varepsilon_{zzi}(\omega), \varepsilon_{yyi}(\omega), \varepsilon_{xxi}(\omega)$ به‌ترتیب بیانگر ثابت دی‌الکتریک در جهت x، y و z هستند و عنصر غیر قطری $\varepsilon_{xyi}(\omega)$ با مغناطیس شدگی رابطه‌ای بصورت $\varepsilon_{xyi}(\omega) = aM_z$ دارد که a ثابت مغناطیس شدگی و M_z مغناطیس شدگی در راستای z است [۱]. از روش جداسازی متغیرها برای به‌دست آوردن رابطه پاشندگی استفاده شده است [۱].

رابطه رسانندگی گرافین

گرافین ساختاری تک لایه از اتم‌های کربن کریستال گرافیت است. خاصیت تغییر مشخصات گرافین با تغییر پتانسیل شیمیایی آن، سبب شده است تا گرافین در ساختارهای تنظیم‌پذیر و به عنوان یک بستر مناسب برای انتشار پلاسمون‌ها مورد استفاده قرار گیرد. رابطه‌ی رسانایی گرافین در غیاب میدان مغناطیسی، با استفاده از رابطه‌ی Kuba بصورت زیر تعریف می‌شود [۳]:

$$\sigma_g(\omega, \mu_c, \Gamma, T) = -j \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - j2\Gamma)} \left[\frac{\mu_c}{k_B T} + 2\ln(e^{-\mu_c/k_B T} + 1) \right] - \qquad (۲)$$
$$j \frac{e^2}{4\pi\hbar} \ln\left[\frac{2|\mu_c| - (\omega - j2\Gamma)\hbar}{2|\mu_c| + (\omega - j2\Gamma)\hbar} \right]$$

[1] Diffraction Limit of Light (DLL)
[2] Surface Plasmon Polariton (SPP)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

که در آن e شار الکترون، $\hbar$ ثابت پلانک، K_B ثابت بولتزمن، T دما بر حسب کلوین و μ_c پتانسیل شیمیایی گرافین هستند [۳]، نتایج برای طول‌موج ۱۵۵۰ نانومتر در دمای $T=300^{\circ}\mathrm{k}$ به‌دست آمده‌اند. همچنین، گرافین بصورت دو بعدی و عرض ۱ نانومتر با پتانسیل شیمیایی $\mu_c=0.7ev$ در نظر گرفته شده است. گرافین با این پتانسیل شیمیایی خاصیت فلزی پیدا می‌کند [۲].

اثر مگنتواپتیک و گرافین در ساختار MIM[3]

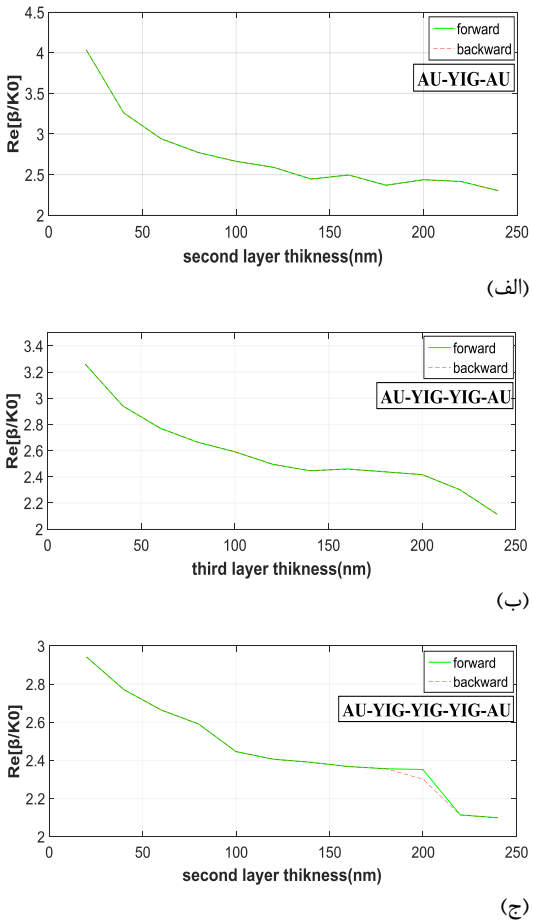
در ایزولاتورهای موجبری مگنتواپتیک، طول انتشار یکی از عوامل محدود کننده برای دستیابی به ایزولاسیون قابل قبول است [۴]. مواد مگنتواپتیک با بایاس عرضی، به‌دلیل اثر غیرمتقابل، مقادیر متفاوتی برای ثابت انتشار موج در دو جهت رفت و برگشت، از خود نشان می‌دهند که اختلاف آنها می‌تواند در طراحی ایزولاتورهای نوری موجبری مورد توجه قرار گیرد [۴]. برای این منظور لازم است که اختلاف فاز $\frac{\pi}{2}$ ، بین دو جهت رفت و برگشت انتشار موج در یک موجبر مگنتواپتیک ایجاد شود تا امکان دستیابی به ضریب ایزولاسیون بالا بوجود آید. طول مورد نیاز برای ایجاد اختلاف فاز $\frac{\pi}{2}$، بصورت زیر محاسبه می‌شود [۴]:

$$L_{\pi/2}=\frac{\pi}{2\,\mathrm{Re}[\beta^{+}-\beta^{-}]} \qquad (۳)$$

در این رابطه β مقدار ثابت انتشار موج در جهت رفت (+) و برگشت (−) است. به‌منظور امکان سنجی ساخت ایزولاتور به کمک موجبرهای پلاسمونیک مگنتواپتیک لازم است طول $L_{\pi/2}$ با طول انتشار موجبر مقایسه شود [۴].

ساختار سه لایه MIM

ساختار کلی پیشنهادی برای موجبر سه لایه پلاسمونیک مگنتواپتیک در شکل (۱) نمایش داده شده است. در پیکربندی اول، لایه‌های کناری طلا با ثابت دی‌الکتریک $\varepsilon_m^{Au}=-115.53+11j$ در طول‌موج ۱۵۵۰ نانومتر هستند و لایه میانی دی‌الکتریک مگنتواپیتک (YIG) است [۴]. در شبیه سازی‌های انجام شده، لایه میانی تا ۳ زیر لایه بطور نامتقارن نیز تقسیم شده است. تغییرات قسمت حقیقی ثابت انتشار در دو جهت رفت و برگشت بر حسب ضخامت هر کدام از لایه‌های YIG در شکل(۲) نمایش داده شده است.



شکل(۲) تغییرات قسمت حقیقی ثابت انتشار در دو جهت رفت و برگشت بر حسب ضخامت لایه‌های YIG ،الف) موجبر با یک لایه مگنتواپتیک ب) موجبر با دو لایه مگنتواپتیک و تغییر لایه دوم ج) موجبر با سه لایه مگنتواپتیک و تغییر لایه اول.

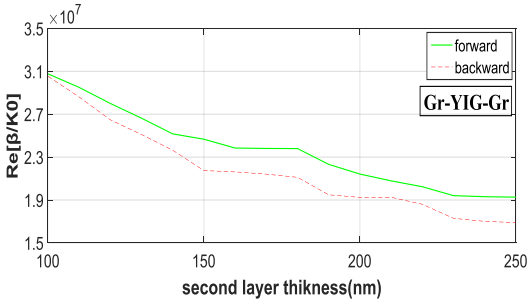
همانطور که در شکل (۲) مشخص است، هیچ‌کدام از حالت‌های موجود، به دلیل اختلاف کم قسمت حقیقی ثابت انتشار در دو جهت رفت و برگشت برای طراحی ایزولاتور مناسب نیستند.

به‌منظور کاهش تلفات ناشی از جذب بالای طلا، در موجبر شکل (۱)، بجای لایه‌های طلا از گرافین با خاصیت فلزی استفاده شده است. تغییرات قسمت حقیقی ثابت انتشار در

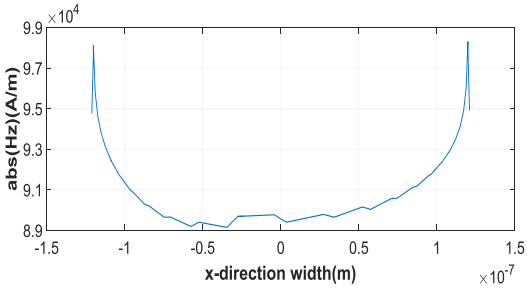
[3] Metal-Insulator-Metal

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

دو جهت رفت و برگشت بر حسب ضخامت لایه‌ی میانی، در شکل (۳) قابل مشاهده است. نتایج نشان می‌دهند که در این پیکربندی، اختلاف ضریب شکست در دو جهت رفت و برگشت، به مقدار قابل توجهی افزایش پیدا کرده است. توزیع میدان به ازای ضخامت لایه میانی ۲۳۰ نانومتر بصورت شکل (۴) است.



شکل(۳) تغییرات قسمت حقیقی ثابت انتشار در دو جهت رفت و برگشت بر حسب ضخامت لایه‌ی میانی موجبر گرافین-مگنتواپتیک-گرافین

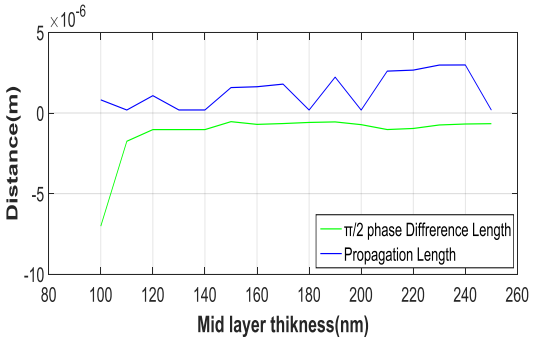


شکل(۴) توزیع میدان به ازای ضخامت لایه میانی ۲۳۰ نانومتر موجبر گرافین-مگنتواپتیک-گرافین

تغییرات طول انتشار و طول مورد نیاز برای ایجاد اختلاف فاز $\frac{\pi}{2}$ بر حسب ضخامت لایه‌ی میانی در موجبر سه لایه گرافین-مگنتواپتیک-گرافین در شکل (۵) نمایش داده شده است. همانگونه که مشخص است در این نوع موجبر، به ازای تمامی مقادیر ضخامت لایه میانی، امکان طراحی ایزولاتور مگنتواپتیک پلاسمونیک وجود دارد.

نتیجه گیری

در این مقاله انتشار نور در موجبرهای لوحه‌ای با لایه‌های کناری طلا و گرافین و لایه‌ی میانی مگنتواپتیک در طول‌موج ۱۵۵۰ نانومتر بررسی شد. نتایج بررسی نشان می‌دهند که در موجبر با لایه‌ی کناری طلا، با افزایش تعداد لایه‌های مگنتواپتیک بهبودی در طول انتشار حاصل نمی‌شود و نمی‌توان به اختلاف فاز $\frac{\pi}{2}$ برای طراحی ایزولاتور مگنتواپتیک دست یافت. اما در موجبر سه لایه گرافین-مگنتواپتیک-گرافین، بهبود چشمگیری در افزایش طول انتشار و کاهش تلفات حاصل شد، که در مقایسه با طول مورد نیاز برای رسیدن به اختلاف فاز $\frac{\pi}{2}$، امکان طراحی ایزولاتور پلاسمونیک مگنتواپتیک با استفاده از موجبرهای MIM وجود خواهد داشت.



شکل(۵) تغییرات طول انتشار و طول مورد نیاز برای ایجاد اختلاف فاز $\frac{\pi}{2}$ بر حسب ضخامت لایه‌ی میانی در موجبر سه لایه گرافین-مگنتواپتیک-گرافین

مرجع‌ها

[1] M. Khatir, N. Granpayeh, "A Wide band and High Confinement Surface Plasmon Polariton Mode Converter Based on Magneto-Optic Effect",.IEEE Tranctions on Magnetics, VOL. 49, NO. 4, Aprill 2013.

[2] Ran Hao, Wei Du, Hongsheng chen, Xiaofeng jin, Longzhi Yang, Erping Li, "Ultra-compact optical modulator by grapheme induced electro-refraction effect", Appl. Phys. Lett. 103. 061116(2013).

[3] Mohammad Sadegh Zare, Najme Nozhat, Reza Rashiditabar, " Tunable graphene based plasmonic absorber with grooved metal film in near infrared region", Optics Communications 398 (2017) 56–61.

[4] M. Khatir, N. Granpayeh "An exact analysis method of SPP propagation in the anisotropic magneto-optic slab waveguide: I.Tranversal configuration", OptiK 124(2013)276-281.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

طراحی اپتیکی شبیه‌ساز افق جهت آزمون حسگر افق زمین اسکنینگ دوتایی

پگاه غرقی[۱]، صابر ابرازه[۲]، محمد احسان خضری[۳]

[۱و۲و۳] گروه حسگرهای فضایی، پژوهشکده مکانیک، پژوهشگاه فضایی ایران

pegah.gharghi@gmail.com [1], s.abrazeh@isrc.ac.ir [2], me.khezri@isrc.ac.ir [3]

چکیده – حسگر افق زمین اسکنینگ دوتایی به منظور تعیین زوایای چرخش و پیچش ماهواره مورد استفاده قرار می‌گیرد. عملکرد این حسگرها براساس آشکارسازی خط جداکننده تابش در لبه زمین است. این شبیه‌ساز قادر به ایجاد افق زمین به منظور تست کالیبراسیون حسگر در محیط آزمایشگاهی می‌باشد. در این مقاله، یک عدسی هلالی به عنوان شبیه‌ساز افق زمین، بر اساس ارتفاع مداری حسگر در فاصله‌ی ۶۰۰۰ کیلومتری طراحی و شبیه‌سازی گردید. بدین منظور از نرم افزار زیمکس برای طراحی عدسی موازی‌ساز و همچنین موقعیت و قطر دیاگرام زمین مطابق با زاویه‌ی ۶۲ درجه میدان دید زمین استفاده شد. نتایج نشان داد که تست کالیبراسیون حسگر در ارتفاع‌های ۶۰۰۰ کیلومتر با به کار بردن عدسی موازی‌ساز از دقت خوبی برخوردار خواهد بود.

کلید واژه- ارتفاع مداری، حسگر افق زمین اسکنینگ دوتایی، شبیه‌ساز افق زمین، عدسی هلالی موازی‌ساز.

Optical Design of Horizon Simulator for Calibration Test of Double Scanning Earth Horizon Sensor

Pegah Gharghi [1], Saber Abrazeh [2], Mohammad Ehsan khezri [3]

[1, 2, 3] Space Sensors Group, Mechanics Institute, Iranian Space Research Center.

pegah.gharghi@gmail.com [1], s.abrazeh@isrc.ac.ir [2], me.khezri@isrc.ac.ir [3]

Abstract- Double scanning earth horizon sensors are used for determining the Roll and Pitch Angles of satellites. These operate on the principal of detecting the discontinuity in the radiance at the limb. In recent Years, with the development of space technology, the earth simulator that can provide horizon earth to calibration tests for earth sensor on the ground. In this paper, we design collimated earth simulator based on the altitude orbit 6000 km by use of meniscus lens. Applied ZEMAX software to design the collimating lens that can provide the position and diameter of earth diaphragms correspond earth angle of 62°. The results show the accuracy of earth simulator for calibration test in 6000 km on the ground.

Keywords: Altitude Orbit, Double Scanning Earth Horizon Sensor, Earth Horizon Simulator, Collimating Meniscus Lens.

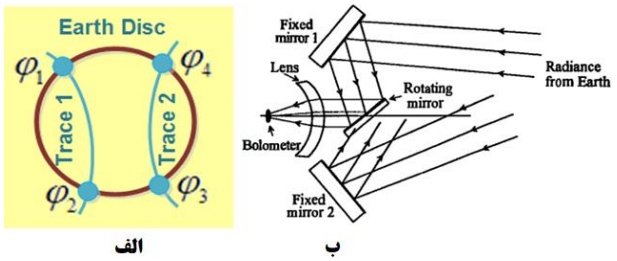
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

حسگر افق زمین مادون قرمز در طیف گسترده‌ای از ماموریت‌های فضایی، جهت تعیین وضعیت فضاپیما و زوایای چرخش و پیچش به کار می‌رود. با توجه به عدم قابلیت انجام آزمون این حسگر در فضا، ارزیابی عملکرد آن با مجموعه‌ای از آزمون‌های آزمایشگاهی ضروری است. به دلیل محدودیت در فضای آزمایشگاهی، مشکل عدم قرارگیری افق شبیه‌سازی شده در بی‌نهایت با استفاده از یک موازی‌ساز و انتقال افق زمین به بی‌نهایت برطرف می‌شود. بدین منظور از یک یا چند المان اپتیکی [۳-۱] جهت ایجاد افق زمین استفاده می‌گردد. در روش پیشنهادی[۲] استفاده از آینه‌های کروی و یک دیسک سرد، علاوه بر ایجاد افق زمین، کانتراست حرارتی بین زمین و فضا را به وجود می‌آورد. روش دیگر که در این مقاله مورد بررسی قرار می‌گیرد، طراحی شبیه‌ساز افق با استفاده از عدسی موازی‌ساز با قطر زیاد است که با تغییر در دیافراگم زمین، افق زمین را در محیط آزمایشگاهی ایجاد می‌کند. طراحی و شبیه‌سازی عدسی موازی‌ساز به منظور تعیین نقاط گذر از زمین با استفاده از نرم افزار ZEMAX و MATLAB صورت گرفت و نتایج مورد تحلیل و بررسی قرار داده شد.

ساختار کلی حسگر افق زمین اسکنینگ دوتایی

عملکرد حسگر افق زمین بر اساس اختلاف تابش بین زمین و فضای نامتناهی و تعیین خط جداکننده‌ی زمین از فضا به عنوان خط افق است. با توجه به شکل۱-الف، در این حسگرها پرتوهای اپتیکی، دو حلقه از فضا را اسکن و با استفاده از چهار نقطه‌ی گذر از زمین ($\varphi_4,\varphi_3,\varphi_2,\varphi_1$)، زوایای چرخش و پیچش را تعیین می‌کنند[۵,۴]. در شکل۱-ب (نمونه‌ای از حسگر افق زمین اسکنینگ دوتایی) دو آینه‌ی ثابت پرتوهای تابشی از زمین را دریافت می‌کنند. آینه‌ی میانی با دوران حول محور اصلی (محور حسگر تا مرکز زمین) پرتوهای بازتابیده از آینه‌های ثابت را اسکن و به وسیله‌ی یک عدسی کانونی‌کننده به آشکارساز هدایت می‌کند[۵]. در لحظاتی که افق زمین به عنوان پرتوهای دریافتی از زمین، وارد میدان دید حسگر یا از آن خارج می‌گردد، آشکارساز سیگنال مناسب را تولید می‌کند و با پردازش این سیگنال‌ها زوایای وضعیت مختصات بدنی ماهواره نسبت به سیستم مختصات مرجع تعیین می‌شود.



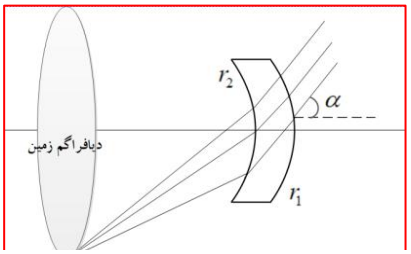
شکل۱: الف: شمای کلی حسگر افق زمین اسکنینگ دوتایی[۵]،
ب: مسیر اسکن شده بر روی زمین و نقاط گذر از آن.

طراحی و مدل‌سازی شبیه‌ساز افق زمین

بر اساس عملکرد شبیه‌ساز افق زمین مادون قرمز، عدسی‌های موازی‌ساز ژرمانیومی به منظور شبیه‌سازی تابش بی‌نهایت از زمین به کار می‌روند. مطابق با شکل ۲ در زمان شروع کار شبیه‌ساز افق زمین، دیافراگم زمین به عنوان صفحه‌ی تصویر با کمترین پراکندگی در گوشه‌ها است، به طوری که حسگر افق قادر به دریافت پرتوهای موازی با هم تحت زاویه‌ی α از شبیه‌ساز افق زمین باشد. α از رابطه (۱) محاسبه می‌گردد و در آن R شعاع زمین و H ارتفاع مداری است.

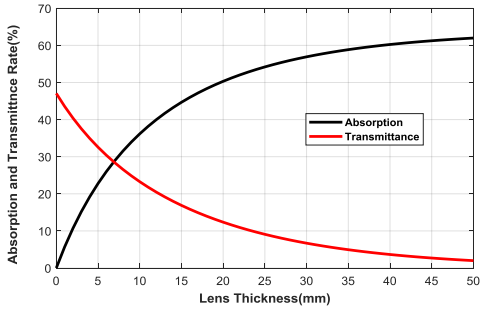
$$\alpha = \sin\left(R/H+R\right) \qquad (۱)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.



شکل ۲: نمایی از عملکرد عدسی موازی‌ساز.

در طراحی موازی‌ساز دو عدسی تخت-کوژ و هلالی مثبت در شرایط یکسان و با فاصله‌ی کانونی برابر مورد بررسی قرار گرفتند. در مقایسه، با توجه به مقدار کمتر ابیراهی در عدسی هلالی مثبت از این نوع عدسی در طراحی استفاده شد. با توجه به ناحیه عملکرد حسگر (۱۴- ۱۶میکرومتر)، در طراحی عدسی طول‌موج مرکزی ۱۵ میکرومتر در نظر گرفته شد که ژرمانیوم در این طول‌موج دارای ضریب شکست ۴/۰۰۱۳۶ است. ضخامت عدسی ژرمانیومی به طول موج و میزان جذب در کریستال بستگی دارد. شکل ۳ افزایش میزان جذب و کاهش عبور در ضخامت‌های مختلفی از کریستال (t) را نشان می‌دهد. با توجه به اینکه قطر عدسی ۲۵۰mm است و نسبت ضخامت به قطر کمتر از ۰/۱ $(t/D \le 1/10)$ یکی از الزامات طراحی عدسی‌هاست، t=20mm انتخاب شد. در این حالت مطابق با شکل ۳ میزان جذب و عبور به ترتیب ٪۵۰/۳۱ و ٪۱۲/۳۵ به دست آمد.



شکل ۳: نمودار جذب و عبور پرتو در کریستال ژرمانیوم.

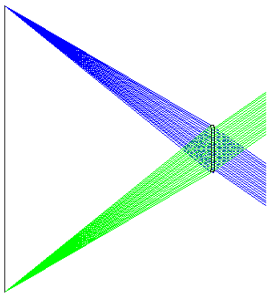
محاسبات تعیین شعاع انحنای دو سطح (r_1 و r_2) و فاصله کانونی (f)، بر اساس زاویه‌ی دید زمین و قطر عدسی موازی‌ساز، در ضخامت ۲۰mm به منظور ایجاد کمترین مقدار ابیراهی صورت گرفت. با توجه به نحوه‌ی عملکرد شبیه‌ساز افق و طراحی عدسی بر اساس میدان دید زمین (2α)، این مقدار برای ارتفاع ۶۰۰۰ کیلومتر با توجه به رابطه‌ی (۱) 62° به دست آمد. با به کار بردن رابطه‌ی (۲) جهت به دست آوردن حداقل ابیراهی عدسی [۶] و همچنین استفاده از رابطه‌ی (۳)، مقادیر r_1 و r_2 و f به ترتیب ۱۶۴۵، ۲۳۰۰ و ۱۸۶۴/۳۲۲ میلیمتر محاسبه شدند.

$$r_2/r_1 \cong 2(n+2)(n-1)/n(n+2) \qquad (۲)$$

$$1/f = (n-1)(1/r_1 - 1/r_2) + (n-1)^2 t/nr_1r_2 \qquad (۳)$$

شبیه‌سازی و تحلیل نتایج حاصل از محاسبات

در این مرحله با شبیه‌سازی عدسی موازی‌ساز ژرمانیومی به منظور برپایی بستر تست حسگر افق زمین در ارتفاع مداری ۶۰۰۰ کیلومتر، قطر دیافراگم زمین و همچنین موقعیت آن نسبت به عدسی موازی‌ساز به ترتیب ۱۴۲۰ و ۱۱۶۰ میلیمتر تعیین شد. در شکل ۴ نمای کلی از شبیه‌سازی عدسی موازی‌ساز مشاهده می‌شود.

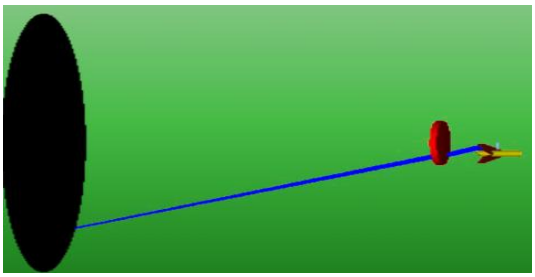


شکل ۴: شمای کلی از شبیه‌سازی عملکرد عدسی موازی‌ساز.

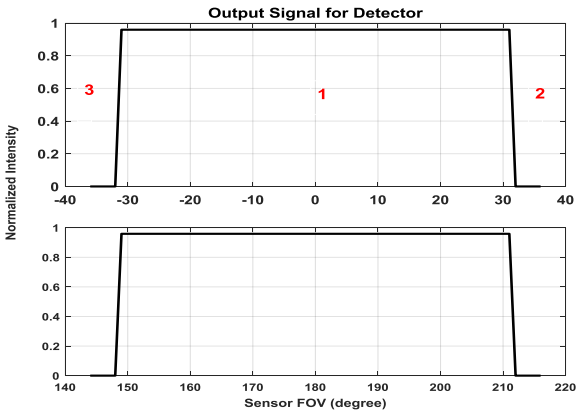
با توجه به اینکه پرتوهای خروجی از موازی‌ساز به عنوان خط افق زمین می‌بایست با زاویه α خارج و اختلاف زاویه‌ی پرتوها با یکدیگر کمتر از ۱ میلی‌رادیان باشد. بیشینه مقدار خطای موازی‌سازی بین پرتوهای خروجی با زاویه‌ی 31°، مقدار $0/046^\circ$ (۰/۸میلی‌رادیان) به دست آمد. در شکل ۵ نمای کلی از حسگر افق زمین، عدسی موازی‌ساز و دیافراگم زمین نشان داده شده است. شکل ۶ نتیجه این شبیه‌سازی را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود سه حالت ممکن برای پرتوهای دریافتی از زمین توسط حسگر وجود دارد. حالت اول، پرتوها در مسیر اسکن شده توسط آینه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

میانی قرار بگیرند. حالت دوم متناظر با ناحیه‌ی ۲ و ۳ بیانگر این است که پرتوهای رسیده از زمین در ناحیه‌ی اسکن شده قرار نگرفته و پس از بازتاب از آینه ثابت، به آینه‌ی چرخان برخورد نمی‌کنند. در حالت سوم پرتوهای دریافتی از زمین به آینه‌های ثابت برخورد نمی‌کنند.



شکل ۵: نمای کلی شبیه‌سازی جهت تایید عدسی طراحی شده.



شکل ۶: پالس دریافتی از آشکارساز حسگر افق زمین.

زوایای لبه‌ی زمین طبق شکل۱ و روابط موجود در [۵] مطابق با میدان دید زمین (۶۲^{o}) و در حالتی که پرتوهای افق از بی‌نهایت به حسگر می‌رسند، مقادیر ۳۱± ،۱۴۹ و ۲۱۱ درجه متناظر با مرز جداکننده‌ی بین زمین و فضا محاسبه شدند. با توجه به شکل ۶، در همین زوایا نیز شدت دریافتی از زمین دارای بیشینه مقدار است و این زوایا لبه-ی زمین را تعیین می‌کنند. همخوانی این نتایج موجب تایید المان اپتیکی در نظر گرفته شده و همچنین روش طراحی به عنوان ابزاری برای شبیه‌ساز افق زمین گردید. نتایج به دست آمده از تحقیق صورت گرفته در این مقاله در مقایسه با [۱] گویای این مطلب است که با وجود مشکلات طراحی از جمله ابیراهی بسیار زیاد برای $2\alpha \rangle 30^{\circ}$، این طراحی با در نظر گرفتن ملاحظات اپتیکی، قادر به ایجاد پرتوهای خروجی موازی از عدسی ژرمانیومی برای $2\alpha = 62^{\circ}$ با بیشینه خطای موازی‌سازی ۰/۸میلی-رادیان است.

نتیجه‌گیری

با توجه به اهمیت تست حسگر افق زمین مادون قرمز، ابزاری جهت برپایی بستر تست حسگر افق زمین اسکنینگ دوتایی در ارتفاع مداری ۶۰۰۰ کیلومتر (میدان دید ۶۲^{o}) طراحی و شبیه‌سازی گردید. بدین منظور از یک عدسی هلالی مثبت از جنس ژرمانیوم جهت ایجاد افق زمین استفاده گردید که با شبیه‌سازی آن قطر دیافراگم زمین و موقعیت آن نسبت به عدسی تعیین شد. این طراحی براساس میدان دید زمین (۶۲^{o}) در ارتفاع مداری ۶۰۰۰ کیلومتر صورت گرفت که پرتوهای موازی خروجی از عدسی ژرمانیومی دارای دقت $۰/۰۴۶^{o}$ بودند. پس از تست حسگر با عدسی موازی‌ساز ژرمانیومی، زوایای خط افق ۳۱± ،۱۴۹ و ۲۱۱ درجه به دست آمد که در تطابق خوبی با مقادیر به دست آمده از محاسبات بود.

مرجع‌ها

[1] W. Zhe, Z. Guo, C. Q. Meng, S. X. Yang, G. Y. Jun, "Optical and Mechanical Structure Design of a High Altitude Orbits Collimating Infrared Earth Simulator",SPIE ,vol. 8907, 2013.

[2] V .Alperovich, "Earth-atmosphere-space simulator horizon sensor", SPIE, Vol. 2426/331, 1990.

[3] R. k. Gupa, D. P. Jagannatha, K. Rathinam, V. P. V. Varadarajulu, T. K. Alex, " Large Earth Simulator For Testing Low Altitude IR Earth Sensor", SPIE. Vol. 972, Infrared Technology XIV, 1988.

[4] "Conical Earth Sensor (IPS-6) 12/83," ed. ITHACO Space Products, 1983.

[5] M. J. Sidi, Spacecraft dynamics and control: a practical engineering approach vol. 7: Cambridge university press, 1997.

[6] J. W. Smith, " Modern Optical Engineeing", New York, Mc Graw-Hill, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

تشدیگر میکروحباب متقارن ساخته شده با استفاده از تخلیه‌ی قوس الکتریکی

زینب چناری[۱]، عرفان حسین پور[۲] و حمید لطیفی[۲،۱]

[۱]تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما

[۲]تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، دانشکده فیزیک

چکیده - در این مقاله، ساخت تشدیدگر میکروحباب متقارن بر روی لوله موئین نازک شده با روش گرمادهی-دمش نشان داده شده است. یک دستگاه تخلیه‌ی بار الکتریکی دارای چهار الکترود که به صورت متقارن نسبت به یکدیگردر یک صفحه قرار گرفته‌اند ساخته شده است، بدین ترتیب توزیع حرارت همگن روی سطح لوله ایجاد می شود. دیواره لوله موئین ابتدا با استفاده از اسیدHF نازک شده است و سپس با افزایش فشار داخلی لوله و گرم کردن از طریق بکارگیری تخلیه الکتریکی، میکروحباب ها ساخته شده اند. تشدیگرهای میکروحباب با ضخامت تقریبی ۲-۷ میکرومتر و با قطر بیرونی ۲۲۰-۶۴۰ میکرومتر ساخته شده است. بیشترین ضریب کیفیت حدود $۲/۶ \times ۱۰^{۶}$ در باند طول موجی ۱۵۵۸ نانومتر بدست آمده است.

کلید واژه- تشدیدگر میکرو حباب، فیبرنوری باریک شده، مد نجوایی، فاکتورکیفیت

Symmetric microbubble resonator fabricated by arc discharge

Erfan Hosseinpor[1], Zeinab Chenari[2], and Hamid Latifi[1,2]

[1] Physics department, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran

[2] Laser and plasma research institute, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran

Abstract-

Here, an improved fabrication method of symmetric microbubble resonator based on heating of a slightly pressurized capillary is presented. A double arc discharge device has been fabricated which ensures a homogeneous distribution of the heat all over the capillary surface. Microbubbles with 220-640 µm diameters and the wall thickness of 2-7 µm are fabricated. The demonstrated microbubble resonators have Quality factors up to 2.6×10^{6} at 1558 nm.

Keywords: Microbubble resonator, tapered optical fiber, whispering gallery mode, quality factor

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

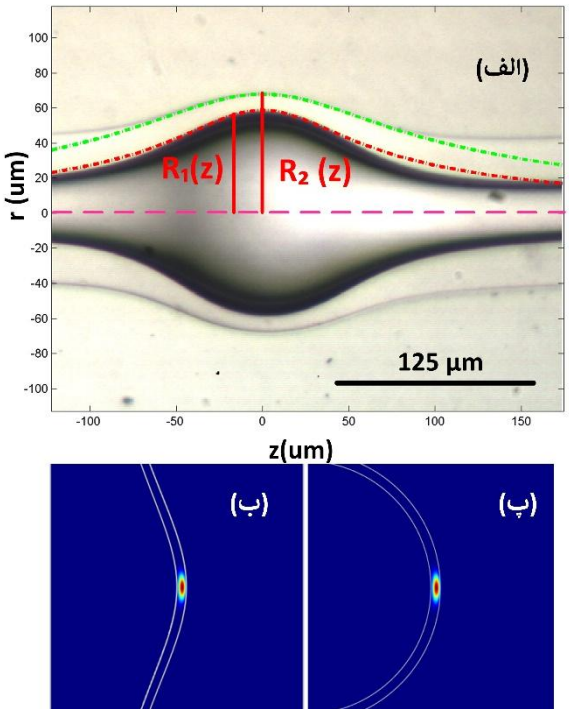
میکروتشدیدگرهای مد نجوایی دسته ای از کاواک های اپتیکی هستند با ویژگیهایی خاص همچون حجم مد کم، چگالی توان بسیار بالا و پهنای خط بسیار باریک [1]. در سالهای اخیر، تشدیدگرهای مد نجوایی توجه زیادی را به خود جلب کرده اند و ساختارهای متنوعی از آنها مورد بررسی قرار گرفته است، از ساده ترین آنها که فیبر نوری و میکروکره است تا ساختارهای جدیدتر همچون میکروباتل و میکروحباب. به منظور مجتمع سازی و ساخت به صرفه در تعداد بالا، بیشتر تحقیقات در زمینه ساختارهای تخت انجام شده است؛ به هر حال، ساختارهای توخالی مانند میکرولوله (دوبعدی)، میکروباتل و میکروحباب (سه بعدی) ذاتاً همراه با یک کانال میکروفلوئیدیک هستند بنابراین آنها ساختارهایی مناسب برای حسگری بیوشیمیایی هستند. به صورت تئوری نشان داده شده است که با انتخاب ضخامت و انحنای مناسب، میکروباتل‌ها می توانند ذرات کوچکتر از ۱۳ نانومتر را آشکارسازی کنند [2].

میکرو باتل ها ساختارهایی استوانه ای هستند که در راستای محور طولی خود دچار یک اعوجاج شده اند به نحوی که شعاع رزوناتور به صورت آهسته تا یک مقدار بیشینه افزایش می یابد شکل (۱- الف). پروفایل شعاع داخلی و خارجی R_i (i=1, 2) را تقریباً سهموی در نظر می گیریم [3]:

$$R_i(z) = R_{0i}/\sqrt{1+(\Delta k z)^2} = R_{0i}(1 - 1/2\,(\Delta k z)^2) \qquad (۱)$$

دراینجا R_{01} و R_{02} به ترتیب شعاع‌های داخلی و خارجی رزوناتور در $z = 0$ و Δk نشان دهنده انحنا پروفایل تشدیدگر هستند. میکروحباب یک حالت خاص از میکروباتل‌هاست که شکل تشدیدگر به صورت یک کره توخالی است. شکل (۱-ب و ۱-پ) توزیع میدان مد اصلی را در دو ساختار میکروباتل با $\Delta k = 0/05$ و میکروحباب نشان می‌دهد. شعاع داخلی هر دو ساختار ۲۰ میکرون و ضخامت دیواره ۱/۵ میکرون است. همانطور که از شکل پیداست وقتی شرط $R_0\Delta k = 1$ برقرار است، تقریباً می‌توان میکروحباب را با میکروباتل تقریب زد.

روش ساخت میکروباتل‌ها غالباً مبتنی بر گرم کردن لوله موئین سیلیکا یا بوروسیلیکای تحت فشار است. از لیزر یا تخلیه قوس‌الکتریکی برای گرم کردن لوله تا حد نرم شدن شیشه استفاده شده است. در این روش ساخت، بدست آوردن میکروحباب متقارن با دشواری بسیاری همراه است و غالبا میکروکاواک دارای عدم تقارن محوری است. تاکنون، برای رفع این مشکل از یک نگهدارنده چرخان برای لوله موئین و یا از الکترودهای چرخان استفاده شده است. در اینجا ما روشی تکرار پذیر و ساده‌تر برای بدست آوردن میکروحباب های متقارن ارائه می دهیم که مبتنی است بر استفاده از ۴ الکترود به جای دو الکترود در دستگاه تخلیه قوس‌الکتریکی. بدین ترتیب نشان می دهیم که میکروحباب های متقارن با ضریب کیفیت بالا ساخته می‌شوند.

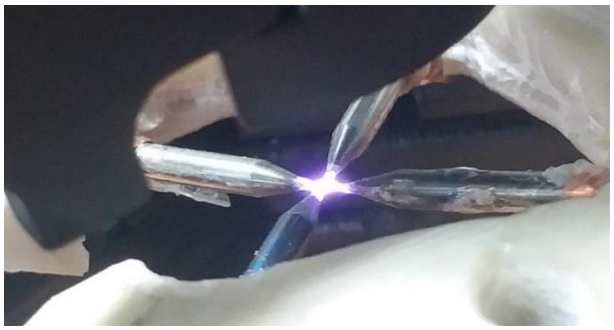


شکل۱: تصویر یک میکروحباب ساخته شده بر لوله موئین شیشه‌ای.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مواد و روش‌ها

میکروحباب‌ها با استفاده از "تکنیک ذوب کردن و دمیدن" ساخته شده‌اند [4]. انتهای یک لوله موئین سیلیکا با قطر داخلی ۱۰۰ میکرون و قطر خارجی ۱۶۰ میکرون را ابتدا با استفاده از لیزر CO_2 ذوب کرده و مسدود می‌کنیم، سپس بخشی کوچکی از پلیمر روکش لوله موئین را با استفاده از لیزر CO_2 سوزانده و برمی‌داریم، باید از تمیز شدن سطح لوله از پلیمر کاملاً مطمئن باشیم. سپس یکسر باز لوله موئین را به گاز نیتروژن متصل می‌کنیم تا امکان افزایش فشار داخلی لوله فراهم شود. با استفاده از یک فشار سنج با دقت ۰/۱ بار فشار داخل لوله را کنترل می‌کنیم. سپس با تنظیم موقعیت مکانی لوله در میان چهار الکترود با استفاده از جابجاگر میکرونی و اعمال قوس با تعداد و توان مشخص، لوله را گرم کرده تا حباب روی لوله موئین تشکیل شود. قوس‌الکتریکی به صورت دو به دو میان الکترودها با اعمال ولتاژ بالای ۱۰ کیلوولت ایجاد می شود، ازین‌رو یک فضای متقارن با دمای نسبتاً یکسان در ناحیه کوچک میان دو قوس‌الکتریکی ایجاد می شود که با قرار گرفتن لوله موئین در این ناحیه، حرارت لازم برای ذوب کردن لوله در همه نواحی آن فراهم می شود. با کنترل فشارگاز، مدت زمان و توان قوس می‌توان قطر و ضخامت حباب را کنترل کرد. در شکل (۲) تصویرقوس الکتریکی میان الکترودها نشان داده شده‌است. همانطورکه در تصویر مشاهده می شود یک ناحیه داغ یکنواخت ایجاد می شود که بدون نیاز به چرخش لوله به صورت متقارن لوله را گرم می کند. به منظور کاهش ضخامت نهایی جداره میکروحباب می‌توان پیش از اعمال قوس الکتریکی لوله را توسط اسیدHF نازک کرد.



شکل ۲: تصویر ناحیه داغ ایجاد شده توسط تخلیه قوس الکتریکی متقابل دو جفت الکترود.

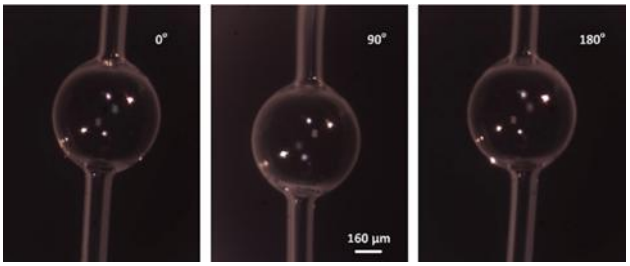
برای بدست آوردن مشخصات طیفی مدهای تشدیدگر از یک لیزر فیدبک توزیعی در طول موج کاری حدود ۱۵۵۰ نانومتر و با پهنای خط ۴۰ فمتومتر استفاده شده‌است. طول موج لیزر را می‌توان با استفاده از مدولاسیون دمای دیود لیزر و جریان الکتریکی دیود لیزر تنظیم کرد. به منظور انتقال/جمع آوری نور لیزر به/از کاواک از فیبر نوری باریک شده آدیاباتیک با قطر تقریبی ۲ میکرون استفاده کرده ایم. نور عبوری فیبرباریک شده وارد آشکارساز نوری می‌شود و سیگنال خروجی آشکارساز از طریق یک کارت انتقال داده و یک برنامه LabVIEW تحلیل می‌شود.

نتایج

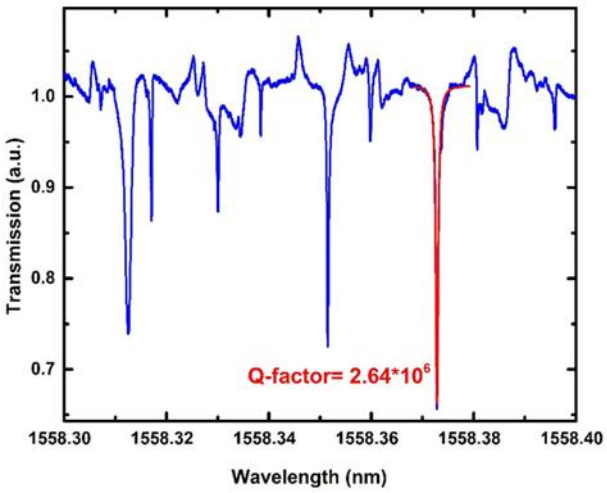
شکل (۳) تصویری از یک میکروحباب ساخته شده به روش "گرم کردن-دمیدن" را نشان می‌دهد. تصویر میکروحباب در زوایای مختلف نشان می‌دهد که میکروحباب ساخته شده متقارن است. این میکروحباب قطری حدود ۶۴۰ میکرون و ضخامتی در حدود ۷ میکرون دارد. نمونه‌ای از طیف مد نجوایی این میکروحباب در شکل(۴) نشان داده است. انطباق تابع لورنتسی بر یکی از دره‌های طیف ضریب کیفیت $۲/۶ \times ۱۰^{۶}$ را نشان می‌دهد. این ضریب کیفیت با مقادیر بدست آمده با سایر میکروحباب های ساخته شده قابل مقایسه است. به طور مثال در [۵] ، مقدار $۲/۹ \times ۱۰^{۶}$ برای ضریب کیفیت گزارش شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

علاوه بر این با نازک کردن دیواره اولیه لوله می‌توان میکروحباب‌های با قطر و ضخامت کمتر بدست آورد. تاکنون میکروحباب با کمترین قطر ۲۲۰ میکرون و ضخامت تقریبی ۲ میکرون ساخته شده است که بهترین ضریب کیفیت آن در حدود ۷×۱۰^{۵} بوده است. علت کاهش نسبی ضریب کیفیت در این تشدیدگر، آلودگی‌هایی است که پس از مرحله خوردگی روی سطح آن ایجاد شده است که با رفع آنها انتظار می رود ضریب کیفیت بالاتر بدست آید.



شکل ۳: تصویری از یک میکروحباب ساخته شده در زوایای مختلف.



شکل ۴: طیف در ناحیه ۱۵۵۸ نانومتر یک میکروحباب با مغزی هوا. ضریب کیفیت از طریق انطباق لورنتسی بر یکی از دره های طیف نشان داده شده است.

نتیجه گیری

نشان دادیم که با استفاده از یک ناحیه داغ متقارن ایجادشده توسط یک دستگاه قوس‌الکتریکی دارای ۴ الکترود، میکروحباب های متقارن با کنترل بالا و با کیفیت بالای $۲/۶ \times ۱۰^{۶}$ می توان ساخت. این میکروحباب ها به صورت ذاتی با میکروفلوئیدیک مجتمع هستند و برای اندازه گیری های در لحظه مناسبند. مزیت دیگر میکروحباب ها قابلیت جفت شدگی آسان با موجبر و اتلاف ذاتی پایین است.

سپاسگزاری

این پژوهش تحت حمایت *صندوق حمایت از پژوهشگران جوان* از طرح شماره۹۵۰۱۴۴۷۲ انجام شده است، لذا ازین مجموعه نهایت سپاسگزاری را داریم.

مرجع‌ها

[1] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, “Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip,” *Nature*, vol. 421, no. 6926, pp. 925–928, Feb. 2003.

[2] and M. P. Zeinab Chenari, Hamid Latifi, “Nanoparticle detection by mode splitting in hollow bottle microresonators,” *J. Nanophotonics*, vol. 10, p. 016009(12pp), 2016.

[3] Y. Louyer, D. Meschede, and A. Rauschenbeutel, “Tunable whispering-gallery-mode resonators for cavity quantum electrodynamics,” *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 72, no. 3, pp. 1–4, 2005.

[4] M. Li, X. Wu, L. Liu, and L. Xu, “Kerr parametric oscillations and frequency comb generation from dispersion compensated silica micro-bubble resonators,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 14, pp. 16908–16913, 2013.

[5] T. Tang, X. Wu, L. Liu, L. Xu, " Packaged optofluidic microbubble resonators for optical sensing," Appl. Opt. vol. 55, p. 395, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بهبود حساسیت زیست حسگر گرافنی مبتنی بر تشدید پلاسمون های سطحی با افزودن لایه‌ی آلومینیوم اکساید

سید محمدقاسم موسوی کیاسری، داود فتحی*، وحید فرامرزی

دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر

*d.fathi@modares.ac.ir

چکیده - درسال های اخیر زیست حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون های سطحی، مرکز توجه دانشمندان و محققان این حوزه قرارگرفته است. ما یک زیست حسگر مبتنی بر تشدید پلاسمون های سطحی بر اساس طلا – آلومینیوم کساید – گرافن ارائه کردیم که در این زیست حسگر از روش بازتاب کلی تضعیف یافته جهت تشخیص تغییرات ضریب شکست محیط حسگری استفاده‌شده است.. در زیست حسگر ارائه‌شده‌ی ما، از لایه‌ی آلومینیوم اکساید به ضخامت ۲۰ نانومتر استفاده‌شده است که بین ورقه‌ی طلا باضخامت ۵۰ نانومتر و یک‌لایه گرافن قرارگرفته است. در ساختار پیشنهادی ما حساسیت زیست حسگر برابر است با ۷۶°/RIU که در مقایسه با زیست حسگر پلاسمونی متداول (بدون لایه‌ی گرافنی) و زیست حسگر پلاسمونی متداول گرافنی، به ترتیب ۴۶٪ و ۱۷٪ حساس‌تر است.

کلیدواژه- زیست حسگر- تشدید پلاسمون های سطحی- گرافن- آلومینیوم اکساید

Sensitivity Improvement of Graphene Based Surface Plasmon Resonance Biosensor by Application of Aluminium Oxide Layer

S. M. Gh. Mousavi –Kiasari, D. Fathi*, V. Faramarzi
***d.fathi@modares.ac.ir**

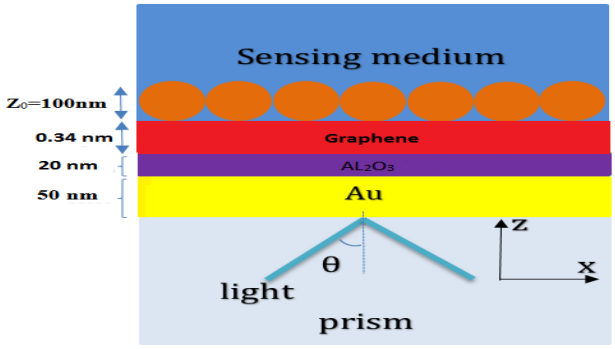
Abstract- We present a multi-layered surface plasmon resonance (SPR) biosensor based on gold/AL_2O_3/graphene for detection of biomolecules. The Kretschmann configuration is employed for the sensor arrangement. The maximum sensitivity of about 76°/RIU is obtained with a monolayer of graphene and the thicknesses of gold and AL_2O_3 layers equal to 50 nm and 20 nm respectively. Our proposed structure is 46% and 17% more sensitive compared to the conventional SPR biosensor (without graphene layer) and the conventional graphene-based SPR biosensor respectively.

Keywords: Biosensor, Surface Plasmon Resonance (SPR), Graphene, Aluminium Oxide (AL_2O_3)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون‌های سطحی، از جمله پیشرفته‌ترین زیست‌حسگرهای اپتیکی بدون برچسب هستند که به علت بازده و قابلیت اطمینان بالا دارای پتانسیل بالایی برای کاربرد در بسیاری از زمینه‌های مهم، از جمله تشخیص پزشکی، محیط زیست، ایمنی مواد غذایی و... می‌باشند. نوسان جمعی الکترون‌های باند هدایت که در فصل مشترک یک فلز و محیط دی‌الکتریک انتشار می‌یابند، پلاسمون‌های سطحی نام دارد. وقتی بردار موج نور تابشی با قطبش TM با ثابت انتشار پلاسمون‌های سطحی جفت می‌شود، نتیجه‌ی این جفت‌شدگی پدیده‌ی تشدید پلاسمون‌های سطحی خواهد بود[۱]. یک زیست-حسگر SPR معمولی ساده شامل یک لایه نازک فلزی است که این لایه‌ی نازک فلزی بین منشور و محیط حسگری قرار گرفته‌است. لایه فلزی معمولاً از جنس طلا یا نقره است که فلز طلا به علت مقاومت بالاتر در برابر خوردگی و اکسید شدن، بیشتر مورد استفاده قرار می‌گیرد [۲]. با این حال با توجه به جذب ضعیف زیست مولکول‌ها بر روی سطح طلا، زیست حسگرهای معمولی SPR حساسیت بالایی نسبت به حضور مولکول‌های زیستی ندارند. استفاده از لایه‌ی گرافنی یکی از گزینه‌های پیشنهادی جهت افزایش حساسیت زیست حسگرهای متداول است. به علت برهم‌کنش بین خانه‌های شش‌ضلعی گرافن و زیست مولکول‌ها که ساختاری رینگی و مبتنی بر کربن دارند، جذب زیست مولکول‌ها روی سطح گرافن به طور مؤثرتر و پایدارتری انجام می‌شود و درنتیجه منجر به افزایش حساسیت زیست‌حسگر نسبت به حضور زیست حسگرها خواهد شد[۲]. از دیگر روش‌های ارائه شده و مورد توجه پژوهشگران در این زمینه، استفاده از نانو ذرات و همچنین نانو ذرات شامل هسته و پوسته، استفاده از ساختارهای مبتنی بر نانوسیم‌های فلزی [۳]، ساختارهای مبتنی بر آرایه‌ای از نانو حفره‌ها [۴]، استفاده از نانو ساختارهای هیبرید است [۵].



شکل ۱: نمایی از زیست حسگر ارائه‌شده

تئوری و مدل

زیست‌حسگر پیشنهادی ما در شکل ۱ رسم شده است که در آن از ساختار کرشمن استفاده کرده‌ایم. همان‌طور که در شکل نشان داده شده است، لایه‌ی آلومینیوم اکساید روی طلا قرار گرفته و تک لایه‌ای از گرافن، آلومینیوم اکساید را می‌پوشاند. ضخامت طلا و آلومینیوم اکساید و گرافن به ترتیب برابر است با ۵۰ و ۲۰ و ۰/۳۴ نانومتر. طول‌موج نورتابشی با قطبش TM، برابر است با ۶۳۳ نانومتر. ما از SF10 به عنوان منشور در ساختار استفاده کرده‌ایم که در طول موج ۶۳۳ نانومتر، ضریب‌شکست آن برابر است با ۱/۷۲۳. بر طبق مدل درود ضریب شکست طلا به صورت زیر محاسبه می‌شود، که λc و λp به ترتیب برابر است با $۸/۹۳۴۲\times۱۰^{-۶}$ و $۱/۶۸۲۶\times۱۰^{-۶}$ میکرومتر که λ معرف طول‌موج نورتابشی در خلأ برحسب میکرومتر است [۵].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

$$n(\lambda) = \left[1 - \frac{\lambda^2 \lambda_c}{\lambda_P^2(\lambda_c + i\lambda)}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (۱)$$

ضریب شکست گرافن در بازه‌ی مرئی از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید[۲]:

$$n = 3 + \frac{iC_1}{3}\lambda \quad (۲)$$

که $c_1 \approx 5.446\ um^{-1}$. بنابراین در طول‌موج ۶۳۳ نانومتر، ضریب‌شکست گرافن برابر است با:

$$n = 3 + i1.149106 \quad (۳)$$

بنابراین گرافن با لایه ای به ضخامت ۰/۳۴ نانومتر و ضریب شکست ۳+i۱/۱۴۹۱۰۶ مدل شده است. لایه‌ی آلومینیوم اکساید نیز با لایه‌ای با ضریب شکست ۱/۷۶۵۹ مدل شده است. ضریب شکست محیط حسگری به‌صورت $n_s = 1/330 + \Delta n_s$ مدل شده است که $\Delta n_s = 0.005$ بیانگر تغییر ضریب شکست محیط حسگری در اثر جذب زیست مولکول‌ها روی سطح بالای گرافن است (Z_0=100nm). به‌عبارت‌دیگر جذب زیست مولکول‌ها روی سطح گرافن، با لایه‌ای با ضریب شکست ۱/۳۳۵ و ضخامت ۱۰۰ نانومتر مدل شده است. شبیه سازی ساختار پیشنهادی با نرم افزار لومریکال و به صورت دو بعدی در صفحه XZ انجام شده است. شرایط مرزی در راستای Z و X به ترتیب به صورت PML و BLOCH در نظر گرفته شده است. اندازه مش در راستای X، ۱ نانومتر و در راستای Z، برای طلا و آلومینیوم اکساید و گرافن به ترتیب ۰/۵ و۰/۵ و ۰/۳۴ نانومتر انتخاب شده است. در منحنی تشدید پلاسمون های سطحی، زاویه‌ای که در آن مقدار بازتابش از ساختار، به کمترین مقدار خود می‌رسد، زاویه‌ی تشدید پلاسمون های سطحی نام دارد که این زاویه وابسته به تغییرات ضریب شکست محیط حسگری است. بنابراین حساسیت زیست حسگر می‌تواند به صورت نسبت تغییرات در زاویه‌ی تشدید پلاسمون های سطحی به تغییرات در ضریب شکست محیط بالای گرافن (Z_0=100nm) تعریف شود.

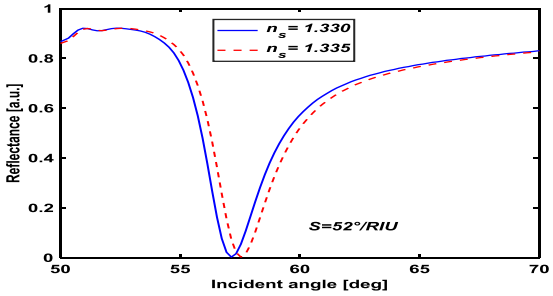
$$S = \frac{\Delta\theta_{res}}{\Delta n_s} \quad (۴)$$

نتایج و بحث

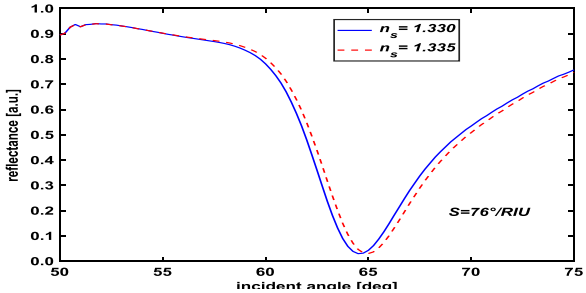
در یک زیست حسگر پلاسمونی متداول و بدون استفاده از لایه گرافن، که فلز طلا بر روی منشور قرارگرفته است، به ازای $\Delta n_s = 0.005$ تغییر زاویه‌ی تشدید پلاسمون های سطحی و حساسیت به ترتیب ۲۶۰° و ۵۲°/RIU می‌شود که منحنی تشدید پلاسمون های سطحی برای این حالت در شکل ۲ رسم شده است. اگر تعداد لایه‌های گرافن روی سطح طلا تا ده لایه افزایش یابد، حساسیت زیست حسگر به‌صورت خطی تا ۶۵°/RIU زیاد خواهد شد[۲]. در ساختار پیشنهادی ما به منظور افزایش هر چه بیشتر حساسیت زیست حسگر، علاوه بر استفاده از گرافن به‌عنوان جاذب قوی زیست مولکول‌ها، از لایه‌ای با ضریب شکست بالا (آلومینیوم اکساید) بین طلا وگرافن استفاده کرده‌ایم که باعث افزایش قابل‌توجه در حساسیت ساختار شده است. ازآنجایی‌که زیست حسگرهای SPR، حسگرهایی وابسته به ضریب شکست هستند، بنابراین قرار دادن ماده‌ی AL_2O_3 با ضریب شکست مناسب و ضخامت مناسب، باعث افزایش حساست ساختار نسبت به تغییرات ضریب شکست محیط حسگری شده و به‌تبع آن فزایش حساسیت زیست حسگر را شاهد خواهیم بود. ضخامت طلا و آلومینیوم اکساید و گرافن به ترتیب برابر است با ۵۰ و ۲۰ و ۰,۳۴ نانومتر. شکل ۳ منحنی تشدید پلاسمون های سطحی برای زیست حسگر پیشنهادی ما را نشان می دهد. در ساختار پیشنهادی ما حساسیت زیست حسگر برابر است با ۷۶°/RIU که نسبت به زیست حسگر پلاسمونی متداول (بدون لایه‌ی گرافنی) و زیست حسگر پلاسمونی متداول گرافنی، به ترتیب ۴۶٪ و ۱۷٪ حساس‌تر است. همچنین به‌منظور مطالعه‌ی بیشتر ساختار پیشنهادی، توزیع شدت میدان الکتریکی در راستای عمود بر فصل مشترک طلا و منشور را به دست آورده‌ایم. همان‌طور که در شکل ۴ مشخص است، شدت میدان الکتریکی به‌طور قابل‌توجهی روی سطح گرافن افزایش می‌یابد و به‌طور نمایی در محیط حسگری نفوذ کرده و تضعیف می‌شود. و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

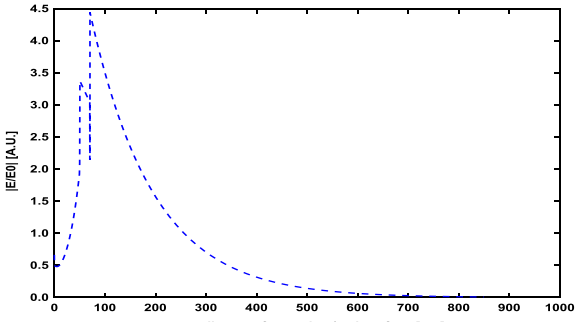
طول نفوذ شدت میدان حدود ۱۹۵ نانومتر است . بنابراین میدان الکتریکی با طول نفوذ ۱۹۵ نانومتر به‌طور مؤثری زیست مولکول‌ها را شامل شده و عمل حسگری به‌خوبی انجام خواهد شد. طول نفوذ طبق تعریف برابر با فاصله‌ای است که شدت میدان الکتریکی به 1/e مقدار اولیه‌ی خود می‌رسد. میدان الکتریکی با طول نفوذ ۱۹۵ نانومتر به‌طور مؤثری زیست مولکول‌های جذب‌شده روی سطح گرافن را شامل می‌شود. درنتیجه میدان الکتریکی روی سطح گرافن که شدت بالایی دارد به برهم‌کنش زیست مولکول‌ها حساس بوده و عمل حسگری به خوبی انجام می‌شود.



شکل۲: منحنی تشدید پلاسمون های سطحی برای یک زیست حسگر معمولی با فلز طلا به ضخامت ۵۰ نانومتر (بدون لایه گرافنی)



شکل۳: منحنی تشدید پلاسمون های سطحی زیست حسگر پیشنهادی. ضخامت طلا و آلومینیوم اکساید و گرافن به ترتیب برابر است با ۵۰ و ۲۰ و ۰،۳۴ نانومتر.



شکل۴:پروفایل شدت میدان الکتریکی در راستای عمود بر فصل مشترک طلا و منشور

نتیجه‌گیری

در این مقاله یک زیست حسگر پلاسمونی مبتنی بر گرافن ارائه‌شده است که به‌منظور افزایش حساسیت زیست حسگر پلاسمونی میتنی بر گرافن متداول، لایه‌ای با ضریب شکست مناسب (آلومینیوم اکساید) و ضخامت مناسب (۲۰ نانومتر) بین فلز طلا و گرافن قرار داده‌ایم و ساختاری بر اساس طلا – آلومینیوم کساید – گرافن ارائه کرده‌ایم. دریک زیست حسگر پلاسمونی میتنی بر گرافن متداول که در آن لایه‌های گرافن بر روی ورقه‌ی نازک طلا قرارگرفته‌اند، با افزایش لایه‌های گرافنی تا ده لایه، حساسیت زیست حسگر در مقایسه با زیست حسگر پلاسمونی متداول و بدون لایه گرافنی، ۲۵ درصد افزایش پیدا می‌کند. نتایج شبیه‌سازی‌های ما نشان می‌دهد که زیست حسگر طراحی‌شده‌ی ما در مقایسه با زیست حسگر متداول پلاسمونی (بدون لایه گرافنی) ۴۶ درصد حساس‌تر شده است و درنتیجه نسبت به زیست حسگر پلاسمونی متداول گرافنی، ۱۷ درصد حساس‌تر خواهد بود.

مرجع‌ها

[1] L. Wu et al., "Sensitivity improved SPR biosensor based on the mos 2/graphene–aluminum hybrid structure," Journal of Lightwave Technology, vol. 35, no. 1, pp. 82-87, 2017.
[2] L. Wu, H. Chu, W. Koh, and E. Li, "Highly sensitive graphene biosensors based on surface plasmon resonance," Optics express, vol. 18, no. 14, pp. 14395-14400, 2010.
[3] K. M. Byun, S. J. Kim, and D. Kim, "Profile effect on the feasibility of extinction-based localized surface plasmon resonance biosensors with metallic nanowires ",Applied optics, vol. 45, no. 14, pp. 3382-3389, 2006.
[4] L. Pang, G. Hwang, and Y. Fainman, "Surface plasmon resonance nanohole array sensor and its application on protein specific binding," in Frontiers in Optics, 2007, p. FTuD4: Optical Society of America.
[5] S. Zeng et al., "Graphene–MoS2 hybrid nanostructures enhanced surface plasmon resonance biosensors," Sensors and Actuators B: Chemical, vol. 207, pp. 801-810, 2015/02/01/ 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

اثر زاویه تابش بر روی الگوی پراش در حسگر خورشید

مرضیه افخمی[۱]، حسین فروزان[۲]، سیمین علیبانی[۳]، محمد علی اصنافی[۴] و بهروز رییسی[۵]

[۱] گروه حسگرهای فضایی، پژوهشکده مکانیک، پژوهشگاه فضایی ایران marziafkhami@gmail.com
[۲] گروه حسگرهای فضایی، پژوهشکده مکانیک، پژوهشگاه فضایی ایران h.forouzan@isrc.ac.ir
[۳] گروه حسگرهای فضایی، پژوهشکده مکانیک، پژوهشگاه فضایی ایران alibani.simin@ gmail.com
[۴] گروه حسگرهای فضایی، پژوهشکده مکانیک، پژوهشگاه فضایی ایران rossanelski2009@yahoo.com
[۵] گروه حسگرهای فضایی، پژوهشکده مکانیک، پژوهشگاه فضایی ایران b.raeisy@isrc.ac.ir

چکیده- یک طراحی اپتیکی جامع از حسگر خورشید نیازمند در نظر گرفتن اثر زاویه تابش فرودی بر روی الگوی پراش در صفحه آشکارساز است. بدین منظور الگوی پراش بر مبنای انتگرال فرنل- کیرشهوف با استفاده از متلب شبیه سازی شده است. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش زاویه ورودی تابش خورشید، زاویه تابش خروجی جابجا و پهنای الگوی پراش نیز افزایش می‌یابد. بنابراین انتظار داریم که با افزایش زاویه، دقت حسگر کاهش یابد.

کلید واژه- پراش فرنل، حسگر خورشید.

The Effects of Angle of Incidence on Diffraction Pattern in the Sun Sensor

Marzieh Afkhami, Housein Forouzan, Simin Alibani, Mohammad Ali Asnafi

and Behrouz Raeisy

Space Sensor Group, Institute of Mechanics, Iranian Space Research Center

Abstract- The comprehensive optical design of sun sensor needs considering the effect of sunray's angle on the diffraction pattern on the detector plane. For this purpose the diffraction pattern has been simulated on the basis of Fresnel –Kirchhoff integral using MATLAB. The results indicate that by increasing the angle of incoming Sunray the peak location shifts and the diffraction width increases, consequently, the accuracy of the sensor decreases in large angles.

Keywords: Fresnel Diffraction, Sun Sensor.

1. Introduction

The Sun sensor is one of the most important parts of attitude determination and control system of satellite's missions. The function of the Sun sensor is to determine the angular position of Sun relative to a certain reference axis or plane of a Sun sensor in one or two directions [1]. The principle of the measurement of the Sun sensor is schematically shown in Fig. 1. A thin opaque layer with a narrow slit is placed above a perpendicular linear array detector. The Sun based on the diffraction pattern, illuminates different pixels in dependence on the angle to main sensor axis. To protect the detector against direct radiation, and to fit the appropriate exposure of the image sensor a special attenuation-filter is used as a front window [2, 3]. The field of view (FOV) indicates the range of Sun angles which can be measured by the Sun sensor, as shown in Fig. 1. The FOV in *x* direction can be determined by Eq. (1):

$$FOV = 2\arctan(\frac{a}{2h}) \qquad (1)$$

Where *a* is the length of the detector and *h* is the distance between slit and the detector. According to Eq. (1), the distance between the detector and the slit, *h*, defines FOV of the Sun sensor. By analysing the location of the Sun's diffraction pattern on the image detector plane, the Sun angles (α) can be calculated as:

$$\alpha = arc\tan(\frac{x_i}{h}) \qquad (2)$$

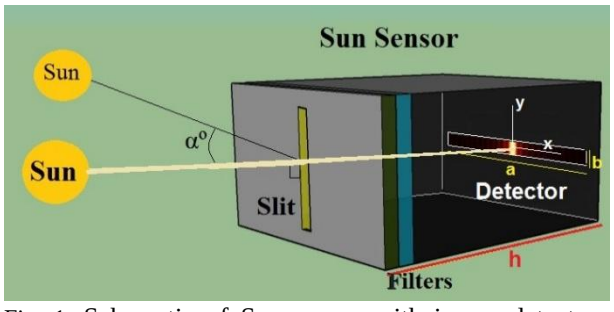


Fig. 1: Schematic of Sun sensor with image detector plane.

Where x_i denotes the coordinate of the Sun pattern's center in x direction (Fig. 1).

A single slit diffraction can be divided into Fresnel diffraction and Fraunhofer diffraction. In Fresnel diffraction, either the incident wavefronts on the slit, or the diffracted wavefronts from the slit, or both, are not planar. Because of the finite distance between the slit and the linear array detector, Fresnel diffraction approximation is appropriate to describe the diffraction in the Sun sensor.

Diffraction calculus is generally performed numerically, which involves a double integral of a complex function with a fast oscillating argument. In this case, solution is usually derived in terms of certain types of diffraction integrals known as Fresnel-Kirchhoff, or Rayleigh–Sommerfeld integrals [4, 5].

In this paper to achieve the optimized design of the Sun senor, the diffraction on the detector plane (in one direction), for the different angle of the Sun, would be analysed on the basis of Fresnel diffraction theory. We employed a simple illumination model based on Fresnel diffraction from a single-slit aperture.

2. Optical simulation of the Sun sensor

The large distance between the sensor and the Sun allows us to assume that the incident light arrives as plane waves. Based on Fresnel-Kirchhoff formula, the intensity distribution of diffraction image can be calculated through Eq. (3).

$$\tilde{E}(P) = \frac{A}{i\lambda}\iint_{slit}\frac{e^{ik\,[x_0\,\cos(\alpha)+y_0\,\cos(\beta)+r]}}{h}\,d\sigma \qquad (3)$$

Where λ is the wavelength; *A* is constant which indicates the electric field intensity of the incident Sun ray; *k* is the wave vector; *h* is the distance between slit and the detector; α and β denote two direction cosines of the incident Sun ray. The width of the slit has to be optimized to get the best light pattern on detector. If the slit is too shallow, there will be diffraction stripes. If it is too wide, the resolution will be decreased. So, the first work of optical designing of the Sun sensor is to determine the width of the slit. Based on the Eq. (3), the distribution of light pattern with different width slits is simulated in MATLAB [6, 7]. Light propagating through the sensor is considered to consist of a single wavelength. The wavelength chosen corresponds to the peak sensitivity of the detector array; this could be physically approximated by substituting a band-pass filter after the slit. The detector sensitivity peaks at λ=550nm, the response curve of the linear array detector using in this paper is shown in Fig. 2.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

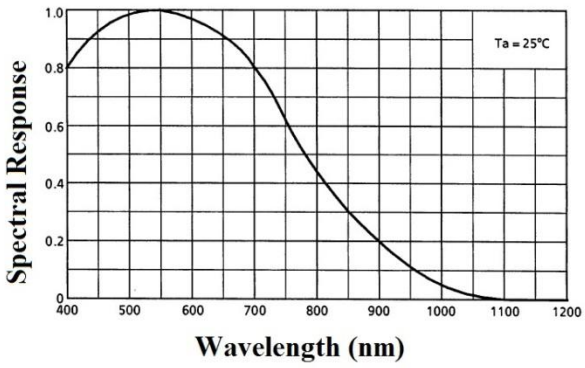


Fig. 2: Spectral response curve of the detector.

When the incident Sunray is perpendicular to the slit ($\alpha = 0^{\circ}$ and $\beta = 0^{\circ}$), Fig. 3 shows the central width of diffraction pattern that we will get on the image detector plane (1pixel = 8μm) with different aperture sizes. According to the simulation results with the increase of the aperture size, the width curve of the diffraction spot goes sharp at first indicating that the contrast of the diffraction pattern gets enhanced. However, once the maximum intensity of the diffraction pattern is reached, the simulated results also indicated that there is a reduction in contrast of the diffraction pattern with further increase of the aperture size.

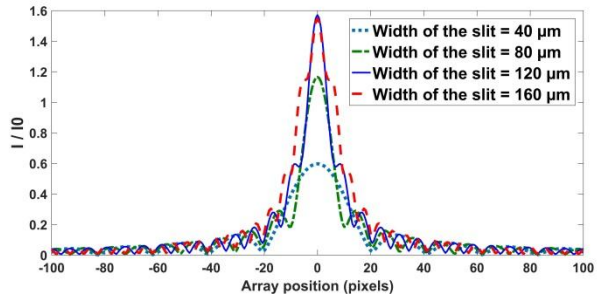


Fig. 3: The diffraction pattern with different aperture sizes at h = 8 mm.

According to the simulation results shown above, when the slit width is set as 80 μm, the light pattern is at its best state. Thereby, the width of the slit is designed to be 80 μm in the following. As shown in the Fig. 4, by setting the width of the slit at 80 μm, it can make a single peak output in the detector plane. It is expected that with having a single peak (where the side-lobes intensity are considerably less than the main-lobe intensity), the accuracy of the sensor will increase.

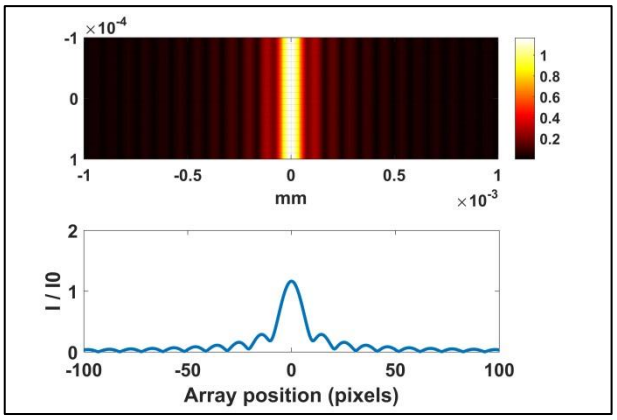


Fig. 4: The Fresnel diffraction model of Sun sensor with a slit aperture with width = 80μm on the detector plane.

The numerical simulation based on Eq. (3) can be conducted to analyse the diffraction pattern with respect to the distance between slit and detector plane, *h*. As shown in Fig. 5, when the incident Sunray is perpendicular to the slit, the diffraction patterns of 80μm width of the slit with respect to different *h* have been simulated and the light intensity has been normalized. The results indicated that with the increase of *h*, the diffraction effect is more striking and the size of diffraction pattern also increases.

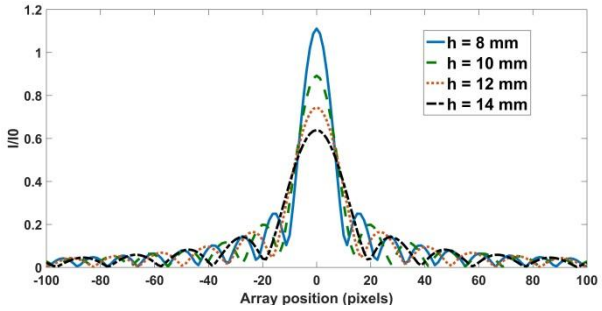


Fig. 5: The diffraction patterns of a slit with width = 80μm, with respect to different h.

2.1. The effect of incident angles

The conditions of oblique incidence are taken into account. The numerical simulation has been conducted to analyse the diffraction effect with oblique incident Sunray and the results are shown in Fig. 6. The incident Sun ray is oblique along *x* axis with different angles ($\alpha \neq 0^{\circ}$ and $\beta = 0^{\circ}$) and the slit size is fixed at 80 μm. Based on the simulation results, the diffraction pattern will stretch in the same direction (*x* axis) and if the incident Sun angle gets larger, the diffraction pattern will stretch longer along the incident direction.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

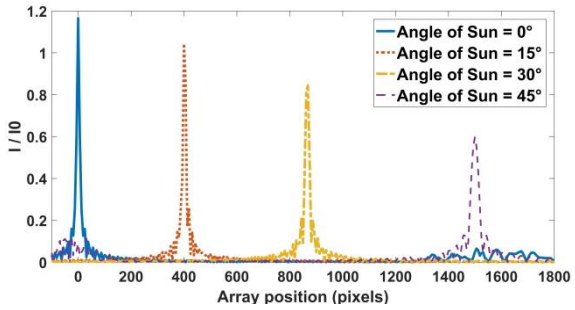


Fig. 6: The diffraction patterns with slit width = 80μm and h= 12 mm, with respect to different angle of the Sun (α) in the x direction.

As shown in Fig. 6 when angle of the Sun is α = 45°, the number of illuminated pixel (the pixel number which is required in peak detection algorithm) is up to 1500. Therefore, for FOV = 45° and h = 12 mm, it is needed a detector with more than 1600 pixels to ensure that the diffraction pattern of the Sun (place in detector) for measuring the angle of Sun in desired FOV. Furthermore the diffraction pattern with respect to different incident angles and various distances between slit and detector have been simulated. Fig. 7 demonstrates the number of illuminated pixels which will be extracted as a Sun pattern for h = 8mm.

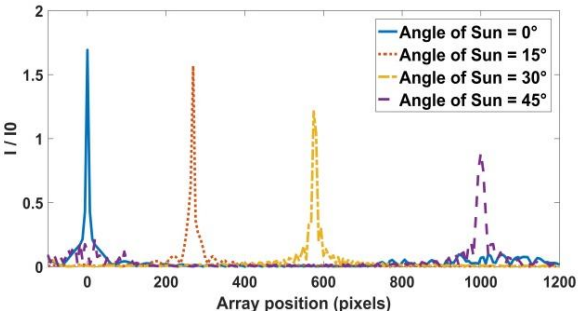


Fig. 7: The diffraction patterns with slit width = 80μm and h= 8 mm, with respect to different angle of the Sun.

For measuring the FOV = 45° with distance 8 mm between slit and detector, a linear detector array with 1200 pixels is sufficient.

3. Conclusions

Detector outputs are used to find the angle of the Sun in the Sun sensor. The output of the detector is the vector containing the light intensity of the detector pixels, which the intensity of each pixel is proportional to the position of the light beam illuminated on it.

By setting the width of the slit, it can make a single peak output in the detector. By assuming the proper slit width, the results of the analysis on the output of the detectors show that by increasing the angle of incoming beam, in other words, increasing the field of view of the sensor, the corresponding peak location moves with the highest intensity towards the non-centred pixels.

In addition, the analysis reveals that ~~with~~ increasing the angle of incidence, the beam width is increased and the peak value is reduced. On the other hand, the precision of the algorithms for measuring the angle depends on the width of the beam, the peak size, and the amount of noise in the environment. By assuming proper slit width, increasing the beam width and reducing the maximum peak size, the decreasing the accuracy of the peak detection algorithms and thus reducing the sensor accuracy and increasing the error in finding the incident beam angle will be achieved. Therefore, it can be concluded that with the increase of the sensor field of view, the accuracy of the sensor decreases.

References

1. S. Rhee, *Fine Digital Sun Sensor (FDSS) Design and Analysis for STSat-2*. in *International Conference on Control, Automation and Systems*. 2005.
2. M. Pedersen, and J.H. Hales, *Linear Two-axis MOEMS Sun sensor*, Citeseer, 2006.
3. F. Qiao-yun, P. Jia-wen, and G. Xinyang, *Micro digital Sun sensor with linear detector*, REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS 87, 075003, 2016.
4. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference And Diffraction of Light* (Cambridge University, 1999).
5. P. G. Rudolf, JJ. Tollett, M. McGowan. *Computer modeling of wave propagation with a variation of the Helmholtz–Kirchhoff relation*. Appl Opt;29:998, 1990.
6. J. Rasanen, M. Kawazoe,E. Tenjimbayashi,T. Eiju,K. Matusda. *Computer simulation of the scatter plate interferometer by scalar diffraction theory*. Appl Opt 36; 5335, 1997.
7. Z. Zheng, T. Ding, and J. Zhang, "Characteristics of aperture-array diffraction and its application," Acta Opt. Sin. **26**, 294–299, 2006.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The 25th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2019), and the 11th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

Shiraz University

بررسی مقایسه‌ای اثر ضخامت لایه‌ی اکسید آلومینیوم در سلول‌های خورشیدی پروسکایتی

عاطفه قربانی کل‌تپه، بهرام عبدالهی نژند، محمدکاظم مروج فرشی[1]

[1]دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، هسته پژوهشی نانو پلاسموفوتونیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

چکیده- در این مقاله اثر نشاندن ضخامت‌های مختلف لایه‌ی اکسید آلومینیوم روی لایه‌ی متخلخل انتقال دهنده الکترون (mp-TiO2) در خواص فتوولتاییکی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی بررسی شده است. در این کار از روش کندوپاش مغناطیسی چرخشی برای نشاندن لایه‌ی اکسید آلومینیوم استفاده شده‌است. سلول‌های خورشیدی ساخته شده دارای ساختار رایج FTO/c-TiO_2/mp-TiO_2/$CH_3NH_3PbI_3$/spiro-OMeTAD/Au اند. علی رغم این‌که با افزایش ضخامت لایه‌ی اکسید، ولتاژ مدارباز سلول افزایش می‌یابد؛ چگالی جریان کاهش می‌یابد. به دلیل عایق بودن اکسید آلومینیوم، کاهش جریان سلول با افزایش ضخامت اکسید آلومینیوم دور از انتظار نیست. مقایسه سلول‌های خورشیدی دارای سه ضخامت مختلف از اکسید آلومینیوم، نشان می‌دهد؛ نمونه‌های حاوی ضخامت ۱۵ نانومتر بهترین مشخصات فتوولتاییکی را از خود نشان می‌دهند.

کلید واژه- اکسید آلومینیوم، خواص فتوولتاییکی، سلول خورشیدی پروسکایتی

Comparative study of perovskite solar cells with different Al_2O_3 thicknesses

A. Ghorbani Koltapeh , B. Abdollahi Nejand , M. K. Moravvej-Farshi*

Faculty of Electrical and Computer Engineering, Nano Plasmo-Photonic Research Group, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
*moravvej@modares.ac.ir

Abstract- The effect of the Al_2O_3 thin film on photovoltaic characteristics of perovskite solar cells is studied. The thin film of the Al_2O_3 is deposited on mesoporous TiO_2 by a rotational angular reactive sputtering method. The considered perovskite solar cells have the normal architecture of FTO/c-TiO_2/mp-TiO_2/$CH_3NH_3PbI_3$/spiro-OMeTAD/Au. The increase of Al_2O_3 thickness leads to higher open circuit voltage. However, the current densities of the fabricated solar cells are reduced due to insulating characteristics of Al_2O_3. Here, solar cells with 15 nm thickness of Al_2O_3 present the best performance among the three different thicknesses studied.

Keywords: perovskite solar cells, reactive magnetron sputtering, photovoltaic characteristics

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

Perovskite solar cells (PSCs) composed of organic-metal-halide structures have achieved an undeniable breakthrough in photovoltaic development. The power conversion efficiency (PCE) of the perovskite solar cells has rapidly jumped from 3.8% [1] to certified 23.3% [2]. The general formula of the commonly used perovskite is ABX_3 containing an organic cation A, such as methylammonium (MA) or formamidinium (FA), a divalent metal B, such as Pb or Sn, and a halide X, such as bromine or iodine.

The impressive PCE increase can be attributed to their superior optoelectronic properties, including strong absorption coefficient (~105 cm^{-1}), low exciton binding energy (~20 meV), and relatively long carrier diffusion length (>1 μm). In addition, a wide range of solution processing techniques, including one-step deposition, two-steps sequential deposition, solvent-quenching, and other modified approaches based on these methods have been developed to fabricate uniform and high-crystalline perovskite films, resulting in the fast-rising in the device performance [3].

Although PSCs have made impressive progress in just a few years, there is still a long way to their commercialization. A key factor to further improve the device performance is to reduce nonradiative recombination processes. One of the commonly used structures for PSCs is FTO glass/ compact-TiO_2 (c-TiO_2)/ mesoporous-TiO_2 (mp-TiO_2)/Perovskite ($MAPbI_3$)/ hole transport material (HTM)/ Au. It is known that the surface passivation of potential recombination sites in mp-TiO_2 interface suppresses the interfacial recombination. Several metal oxides such as SiO_2, ZrO_2, MgO, Al_2O_3 are recognized as efficient capping materials in the solid-state dye-sensitized solar cells (DSCs) [4].

Here, we introduce a thin Al_2O_3 layer on mp-TiO_2 by the rotational angular reactive magnetron sputtering (RMS) deposition process in order to boost PSCs photovoltaic performance.

2. Experimental Section

FTO coated glass substrates are patterned by Zn powder and 2M HCl etching solution. The substrates are brushed vigorously without scratching FTO surface and they are cleaned ultrasonically for 10 minutes in detergent, deionized water, and isopropanol. After cleaning, UV ozone or plasma cleaning is used for 15 min right before depositing the TiO_2. The hole blocking compact and mesoporous TiO_2 layers are deposited by spin-coating respectively and then annealed at $500^{\circ C}$ for 30 min [5]. Mesoporous thin film Al_2O_3 layer is deposited on mp-TiO_2 using rotational angular reactive DC magnetron sputtering. The chamber is evacuated to ~ 4×10^{-4} Torr. Prior to sputter deposition, Ar and O_2 gas are introduced via separate mass-flow-controlled inlets. The perovskite layer is prepared by a two-step spin-coating method. A 1 M PbI_2 solution is dropped wisely spin-coated. After drying on a hotplate, the solution of CH_3NH_3I in isopropanol was spin coated on PbI_2 coated substrate. Spiro-OMeTAD solution doped with tBP and LitFSI is spin-coated at 4000 rpm. The devices are left sealed overnight and then finished with 80nm thick gold contacts deposited on top via thermal evaporation.

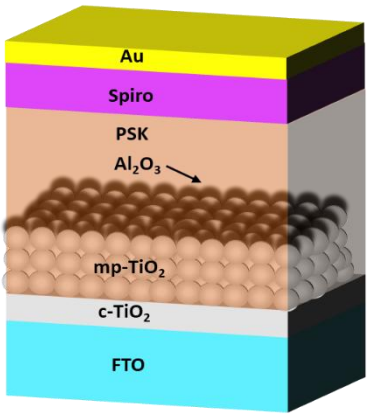


Fig. 1: Perovskite solar cells Schematic

3. Results and Discussion

The FE-SEM image of thin Al_2O_3 layer sputtered on mp-TiO_2 is shown in Fig. 1. Comparing the two top layer images, it is possible to interpret that the porosity of the upper layer is conserved after the deposition of Al_2O_3 layer. Thus, the perovskite solution still can penetrate the mp-TiO_2 layer,

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

reserving high surface contact with mp-TiO_2 that facilitates the electron extraction in mesostructure perovskite solar cells.

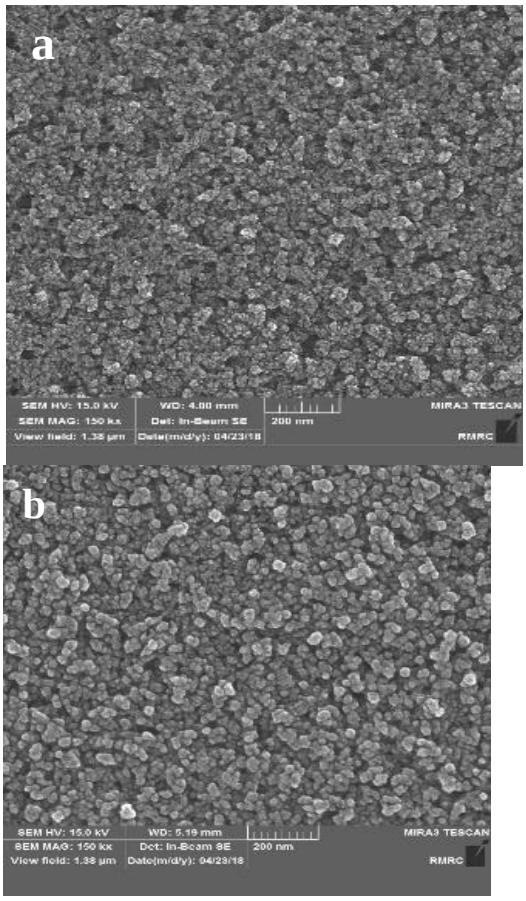


Fig. 1: FE-SEM image of a) mp-TiO_2 b) mp-TiO_2/Al_2O_3

The sunlight illuminates the cell from the FTO side, through the wide bandgap Al_2O_3 layer. Hence, no optical absorption takes place by wide bandgap Al_2O_3. As a result, the aforementioned passivation layer causes no disturbance in the photogeneration of electron-hole pairs, while enhancing the photovoltaic characteristics of the cells.

Table 1 illustrates the photovoltaic properties of solar cells consisting of Al_2O_3 with different thicknesses of 5, 15, 25 nm. By increasing the thickness of insulating Al_2O_3 with the band gap of 6.6-8.8 (eV) (for bulk crystalline), the amount of open circuit voltages increases, on average. Al_2O_3 layer in the solar cell stack passivates possible recombination centers in the mp-TiO_2 interface.

Table 1. Photovoltaic properties of solar cells with a different thickness of Al_2O_3

Al_2O_3 Thickness (nm)	**V_{OC}(V)**	**J_{SC} (mA/cm^2)**	**PCE (%)**
0	0.91	17.0	8.5
5	0.92	13.8	7.0
15	0.94	13.7	8.9
25	0.95	10.6	7.8

Although perovskite deposition methods have been modified to make a perfect pinhole free perovskite layer, they lead to layers with pinhole and roughness undeniably. Therefore, it is likely for HTM to be in direct contact with mp-TiO_2 through perovskite pinholes that cause non-radiative recombination sites. An optimum thickness of Al_2O_3 can block the intimate contact of charge transfer layers and enhances open circuit voltage of devices. In addition, with a constant photogeneration, the thermal recombination is decreased due to the passivation layer, leading to a reasonable optical efficiency for the optimum thickness.

Since the used metal oxide layer has insulating characteristics, current density decreases with the increase of the metal oxide thickness. A trade-off is made between open circuit voltage enhancement and Al_2O_3 thickness.

Figures 2-4 show the open circuit voltage, short circuit current density and the power conversion efficiency versus the Al_2O_3 thickness. One can see that as the Al_2O_3 thickness increases, the open circuit voltage increases while the current density decreases and PCE fluctuates. Nonetheless, these data show that the 15-nm Al_2O_3 thickness is the best choice for cells, benefiting from higher open circuit voltages, while not losing much of the current density and PCE.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

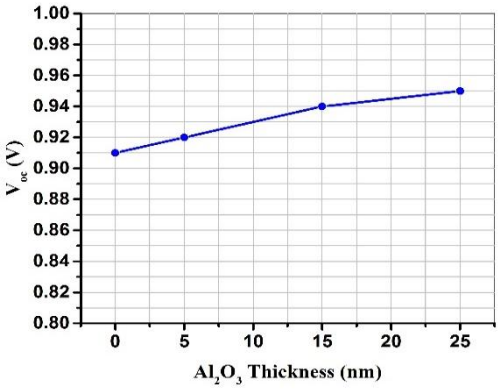


Fig. 2: Open-circuit voltage of the cells with different Al_2O_3 thicknesses

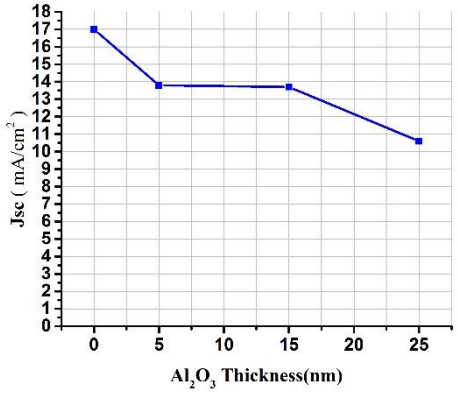


Fig. 3: Current density of the cells with different Al_2O_3 thicknesses

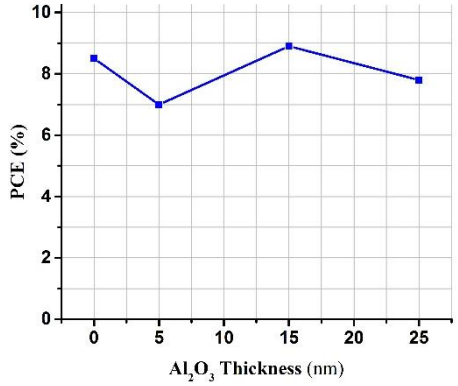


Fig. 4: Power conversion efficiency of the cells with different Al_2O_3 thicknesses

Current-voltage characteristics of solar cells with 15 nm Al_2O_3 thick is shown in Fig. 5. Using the metal oxide the open-circuit voltages improve. At the same time, it reduces the current density. There should be an efficient point in the increasing process of the passivation layer which results in higher voltages and a reasonable amount of current density decrease as well.

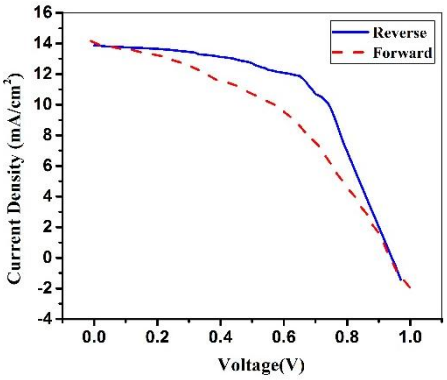


Fig. 5: Current-voltage characteristics of solar cells containing 15nm Al_2O_3

Conclusion

We used the reactive magnetron dc sputtering method for deposition of Al_2O_3 layer in order to enhance V_{OC} in perovskite solar cells. The top layer FE-SEM of the layer is shown and the photovoltaic characteristics of the cells with different Al_2O_3 thicknesses were discussed.

Acknowledgment

The authors would like to acknowledge the financial support received from Tarbiat Modares University through grant #IG-39703.

References

[1] A. Kojima, K. Teshima, Y. Shirai, and T. Miyasaka, "Organometal Halide Perovskites as Visible-Light Sensitizers for Photovoltaic," *J. Am. Chem. Soc*, vol. 131, pp. 6050–6051, 2009.

[2] https://www.nrel.gov/pv/assets/pdfs/pv-efficiencies-07-17-2018.pdf

[3] F. Wang and S. Bai, "Defects engineering for high-performance perovskite solar cells," *npj Flex. Electron.*, vol. 2, no. 22, 2018.

[4] Y. H. Lee *et al.*, "Enhanced Charge Collection with Passivation Layers in Perovskite Solar Cells," *Adv. Mater.*, vol. 28, no. 20, pp. 3966–3972, 2016.

[5] S. Gharibzadeh *et al.*, "Two-Step Physical Deposition of a Compact CuI Hole-Transport Layer and the Formation of an Interfacial Species in Perovskite Solar Cells," *ChemSusChem*, vol. 9, no. 15, pp. 1929–1937, 2016.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

ساخت لایه نازک اکسید رسانای شفاف نوع p با سختی بالا جهت استفاده به عنوان آندهای محافظ در صفحات نمایش تخت

سید مرتضی احمدی، شهاب شریفی مالواجردی، مرتضی عاصمی و مجید قناعت‌شعار

آزمایشگاه نانومغناطیس و نیمرساناهای مغناطیسی، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

m_amolasaraei@sbu.ac.ir, shsh1292@hotmail.com, asemi.physics@gmail.com, m-ghanaat@sbu.ac.ir

چکیده- در این تحقیق، لایه نازک اکسید رسانای شفاف نوع p با سختی بالا که قابلیت استفاده به عنوان شیشه رسانای محافظ در صفحات نمایش را دارد، ساخته و مشخصه‌یابی می‌شود. به همین منظور، ابتدا ماده هدف دلافوسیت $CuCrO_2$ آلاییده با ۲/۵ درصد منیزیم به روش واکنش حالت جامد ساخته شده و سپس با استفاده از کندوپاش RF از آن لایه نازک بر روی زیر لایه کوارتز تهیه می‌شود. این لایه نازک که می‌تواند نقش اتصال مثبت در ساختار صفحات نمایش را بازی کند، دارای شفافیت در بازه مرئی حدود ۶۷٪، رسانندگی الکتریکی برابر ۱۰/۵ زیمنس بر سانتی‌متر و سختی ۹۵۰ ویکرز است.

کلید واژه- سرامیک شفاف سخت، اکسید رسانای شفاف، دلافوسیت، صفحه نمایش

Fabrication of p-type transparent conducting oxide with high hardness for application as protective anode in flat panel displays

Morteza Ahmadi, Shahab Sharifi Malvajerdi, Morteza Asemi, Majid Ghanaatshoar

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Evin, 1983969411, Tehran, Iran

m_amolasaraei@sbu.ac.ir, shsh1292@hotmail.com, asemi.physics@gmail.com, m-ghanaat@sbu.ac.ir.

Abstract- In this research, a p-type transparent conducting oxide with high hardness is prepared. Samples have been analysed to investigate their optical and electronic properties, crystal structure and the hardness of the layer. The formed layer was revealed to have potential applications as protective conducting glass in electronic displays. For this purpose, 2.5% Mg-doped $CuCrO_2$ delafossite target was prepared using solid-state reaction method. The target was then used to deposit a $CuCrO_2$: Mg thin layer on quartz substrates using RF sputtering. The prepared thin film that can play the role of a positive electrode in displays has a transparency in the visible region of about 67%, an electrical conductivity of 10.5 Scm^{-1} and a mechanical hardness of about 950 Hv.

Keywords: Hard transparent ceramic, Transparent conducting oxide, Delafossite, Display.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

Transparent conducting oxides (TCOs) are an important component of many technologies such as photovoltaics, low-emission windows, electromagnetic shields and flat panel displays [1]. The above mentioned applications are made possible due to the simultaneous conductivity and optical transparency of these materials [2]. Generally, TCOs are grown as thin films that require certain substrate properties. By forming TCO with layers that have a high hardness, the need for protective thick glasses and encapsulation of the inner circuits is effaced [3].

In previous years many methods have been utilized to protect devices from oxidation, wear, and other damages made via atmospheric gas interactions. For this purpose transparent polycrystalline SiO_2, silicon, and glasses with high thickness up to 20 μm have been grown on top of devices [4]. Among transparent conducting oxides, n-type TCOs are more developed and the need for their p-type counterparts is sensed. Delafossite materials have shown the best simultaneous transparency and p-type conductivity [5].

$CuCrO_2$ is a delafossite material containing Cr atoms that is a refractory metal with high hardness even in the form of an oxide. Comprising Cu atoms, which lead to high electric conductivity, $CuCrO_2$ becomes a good candidate as hard TCO layer with the energy band gap of 3.25 eV [6]. In this paper, we are aiming to deposit Mg-doped $CuCrO_2$ to obtain a hard TCO. By doing so, this material will have potential features to take the place of nowadays protective glass and non-conductive thin layers used for encapsulation of some electronic devices.

2. Experiment

In order to prepare $CuCr_{0.975}Mg_{0.025}O_2$ target we employed solid-state reaction method. High-purity oxide powders of copper, chromium and magnesium were mixed in stoichiometric ratio and milled for 10 hours using a ball milling system. The resulting powder was pressed into a 2-inch pellet by a hydraulic press and sintered in an air furnace at 1250 °C for 12 hours. The target was placed in a DST3 RF sputtering system and Mg-doped $CuCrO_2$ thin film was prepared on quartz substrate. The sputtering was performed with 150 W RF power in an argon pressure of 3.3×10^{-3} Torr for 1.5 hour. During deposition, the quartz substrate was heated to ~300 °C for better adsorption and homogeneity. To improve the crystallinity of the films and achieving the delafossite phase, post-deposition annealing was performed in a high vacuum furnace at 800 °C for 2 hours.

The grazing incidence X-ray diffraction (XRD) analysis was carried to identify the crystalline formation of the sample using a Philips PW1730 instrument. An atomic force microscope (AFM) was used to investigate the Nano hardness of the layer by a Nano Scope III from Digital Instruments AFM. Field emission scanning electron microscopy (FESEM, TESCAN mira 3 xmu) was utilized to realize the morphology of the prepared thin film. Furthermore, the UV-vis transmittance spectrum of the prepared thin film was recorded using an Avantes UV-vis spectrometer (AvaSpec-3648).

3. Results and discussion

In order to investigate the crystal structure of the thin film, we employed XRD analysis in grazing configuration which is shown in Fig 1. As we can see from the figure, the amorphous nature of quartz substrate is clear in the background noise but a distinct peak is

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

observed at 2θ=36° which corresponds to the formation of $CuCrO_2$ rhombohedral phase alongside the (012) plane. The crystallite size of thin films, calculated by Debye-Scherrer formula was about 25 nm.

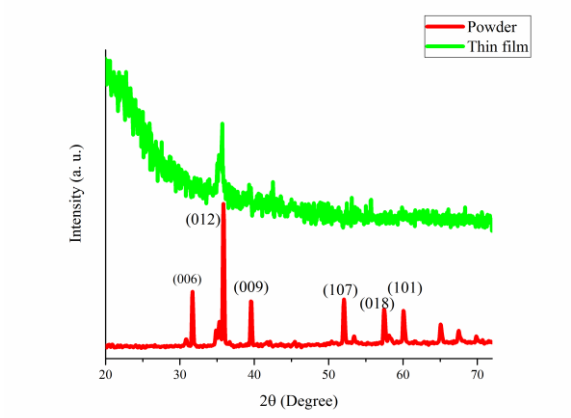


Figure 1: Grazing XRD patterns of Mg-doped $CuCrO_2$ powder and thin film

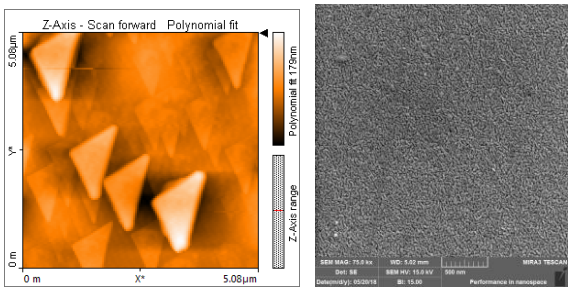


Figure 2:AFM & FESEM micro and nano-graphs of the deposited sample

We used both AFM and FESEM analysis to examine the surface morphology of the thin film. The AFM micrographs illustrated the formation of triangles on the surface of the film which corresponds to the rhombohedral phase of $CuCrO_2$. Whereas the FESEM nano-graphs showed that the surface of the thin film is smooth and homogenous which is necessary for a layer with high transparency and hardness.

The optical properties of the thin film were analyzed by UV-visible spectroscopy and the bandgap of the film was acquired from absorption spectrum by Tauc formula which are shown in Fig. 3. As we can see from the figure, the film has a high transparency of about 70% in the visible region and so is suitable for transparent applications. This high transparency is the result of 3.25 eV bandgap of the material which prevents the visible light photons (2.1 to 3.1 eV) from being absorbed.

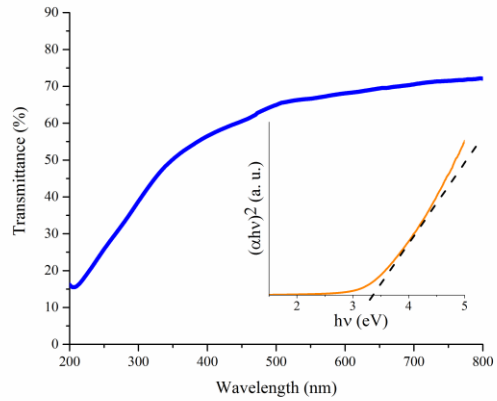


Figure 3: Transmittance spectrum of the prepared thin film and the bandgap acquired from Tauc formula (inset)

In order to investigate the electrical properties of the material, we employed Hall measurement at room temperature in Van-der Pauw configuration. The result of this measurement which is shown in Table 1, indicated the p-type conductivity of the material with the amount of 10.41 Scm^{-1} that is considered a high conductance among p-type TCOs [7].

Table 1: Electrical properties of the thin film

Material	Mobility ($cm^2 V^{-1} s^{-1}$)	Hole concentration (cm^{-3})	Conductivity ($S cm^{-1}$)
$CuCr_{0.975}Mg_{0.025}O_2$	0.018	3.06×10^{20}	10.41

The hardness of the deposited $CuCrO_2$ thin film was investigated by nano indent AFM hardness measurement (Fig. 4). The gained hardness was 9.5 GPa which is approximately 950 Hv. This hard layer is in great comparison with previous attempts made for the formation of hard $CuCrO_2$ which had hardness up to 750 Hv [8]. Amorphous Al_2O_3 coatings have had hardness up to 900 Hv but have only been able to be applied as a hard protective layer solely [9] while the $CuCrO_2$ layers prepared in this research show potential electronic, optical and mechanical properties for the use in touchscreen displays.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

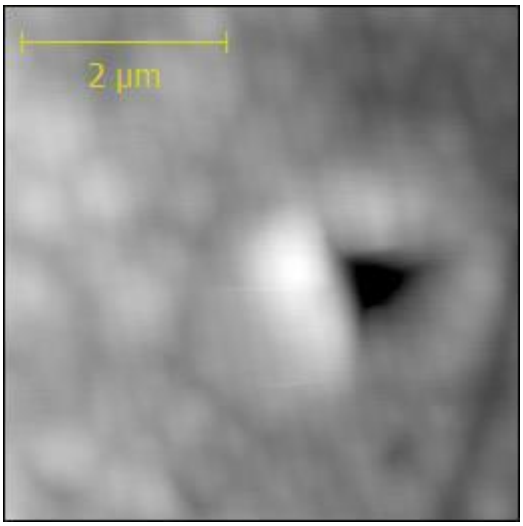


Figure 4: Nano indent AFM hardness measurement image

4. Conclusion

In this paper, we prepared a p-type TCO with high figure of merit properties. This material showed a high transparency of ~70%, electrical conductivity of ~10.5 Scm^{-1} and a hardness of 950 Hv. These properties together make this TCO very suitable for application in flat and touch displays that can protect the inside circuitry from damages, and conduct electricity while being invisible to the eye.

Acknowledgement

We gratefully acknowledge the financial support from the Iran National Science Foundation (INSF), under Grant number 95833328.

References

[1] M. Asemi, M. Ahmadi, M. Ghanaatshoar, Preparation of highly conducting Al-doped ZnO target by vacuum heat-treatment for thin film solar cell applications, Ceramics International, 44 (2018) 12862-12868.
[2] H. Sun, M.A.P. Yazdi, F. Sanchette, A. Billard, Optoelectronic properties of delafossite structure $CuCr_{0.93}Mg_{0.07}O_2$ sputter deposited coatings, Journal of Physics D: Applied Physics, 49 (2016) 185105.
[3] K. Zeng, F. Zhu, J. Hu, L. Shen, K. Zhang, H. Gong, Investigation of mechanical properties of transparent conducting oxide thin films, Thin solid films, 443 (2003) 60-65.
[4] R.N. Candler, W.-T. Park, H. Li, G. Yama, A. Partridge, M. Lutz, T.W. Kenny, Single wafer encapsulation of MEMS devices, IEEE transactions on advanced packaging, 26 (2003) 227-232.
[5] C. Täschner, B. Ljungberg, I. Endler, A. Leonhardt, Deposition of hard crystalline Al_2O_3 coatings by pulsed dc PACVD, Surface and Coatings Technology, 116 (1999) 891-897.
[6] K. Fleischer, E. Norton, D. Mullarkey, D. Caffrey, I.V. Shvets, Quantifying the Performance of P-Type Transparent Conducting Oxides by Experimental Methods, Materials, 10 (2017) 1019.
[7] F. Fietzke, K. Goedicke, W. Hempel, The deposition of hard crystalline Al2O3 layers by means of bipolar pulsed magnetron sputtering, Surface and Coatings Technology, 86 (1996) 657-663.
[8] J. Musil, Flexible antibacterial coatings, Molecules, 22 (2017) 813.
[9] M. Ahmadi, M. Asemi, M. Ghanaatshoar, Improving the electrical and optical properties of $CuCrO_2$ thin film deposited by reactive RF magnetron sputtering in controlled N_2/Ar atmosphere, Applied Physics A, 124 (2018) 529.

The 25th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2019), and the 11th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

طراحی و شبیه سازی لنز دو کانونه بر اساس فراسطوح دی‌الکتریک

محمد مهدی شانئی[۱] و مهدیه هاشمی[۲]

[۱] گروه نانو مواد- دانشکده فنی و مهندسی- دانشگاه تربیت مدرس- ایران

[۲] گروه فیزیک- دانشکده علوم پایه- دانشگاه فسا- ایران

چکیده- در این پژوهش به طراحی و شبیه‌سازی یک لنز تک و دوکانونه با استفاده از فراسطوح در طول موج ۷۰۰ نانومتر پرداخته‌ایم. فراسطوح شکل دو بعدی فرامواد حجیم می‌باشند که از مجموعه‌ای از تشدیدگرها تشکیل شده‌اند. برای کاهش تلفات تابشی در فراسطح و همچنین افزایش بازده لنز طراحی شده از تشدیدگر دی‌الکتریک سیلیکون در طول موج ۷۰۰ نانومتر استفاده گردید. در این نوع فراسطوح تحریک تشدیدها بر اساس جریان‌های جابجایی انجام می‌گردد. در پایان برای دستیابی به دو ناحیه کانونی یک مدولاسیون فاز روی چیدمان تشدیدگرها اعمال گردید.

کلید واژه- تشدیدگر دی الکتریک، فراسطوح، فرالنز دوکانونه، مدولاسیون فاز

Design and Simulation of a Bifocal lens based on Dielectric Metasurface

Mohammad Mahdi Shanei[1], Mahdieh Hashemi[2]

[1] Nanomaterials Group, Department of Materials Engineering, Tarbiat Modares University (TMU), P.O. Box 14115-143, Tehran, Iran, m.shanei@modares.ac.ir

[2] Department of Physics, College of Science, Fasa University, Fasa 74617-81189, Iran, mahdieh.hashemi@gmail.com

Abstract- In this paper, we design and simulate a single and a bifocal lens at the wavelength of 700 nm. Metasurfaces are 2-D form of bulky metamaterials which consist of an array of resonators. To reduce the radiative loss and enhancement of efficiency, we take advantage of dielectric resonators such as Silicon. In these constitutions, the resonance modes excited by means of displacement currents. Finally, to focus the incident light at two different areas, a phase modulation has been applied on the arrangement of resonators.

Keywords: Dielectric resonator, Metasurface, Bifocal lens, Phase Modulation

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

Optical metasurfaces are two-dimensional form of metamaterials composed of metal or dielectric subwavelength resonators. These ultra-thin flat surfaces manipulate the wave front by local controlling of the phase, amplitude and polarization with subwavelength spatial resolution [1]. Nowadays, unlike the metallic metasurfaces, the dielectric counterparts have been gained remarkable attention due to their low loss nature at the visible and infrared frequencies. The flat nature of high efficient metasurfaces open up new possibilities for integration of optical chips [2].

It has been demonstrated that Silicon metaatoms as a constitutional element enhance the efficiency of metasurfaces at infrared wavelengths and can be fabricated in one lithographic step. In addition, it is appreciably compatible with the complementary metal oxide semiconductor (CMOS) [3, 4]. The main challenge of designing a high-performance metasurface for any application is providing 2π phase shifts by means of metaatoms. Silicon with high refractive index support different order of electric and magnetic Mie-type resonances in the optical spectral range. The spectral position of these localized resonances can be tuned by adjustment of resonator geometrical dimensions. More importantly, an overlapping between the first order of electric and magnetic resonances, Kerker condition, could be achieved by fine-tuning of metaatom dimensions. The overlapping of resonance modes results to a 2π phase shift together with near unit amplitude of transmitted wave through metaatoms [5–8].

In current study, we design and simulate a bifocal dielectric metalens by means of C-shaped Silicon metaatoms at the wavelength of 700 nm.

2. Structure

Schematic diagram of the unit cell is depicted in Fig1. The designed silicon metaatoms are placed on a silica layer. The metasurface are illuminated by the y-polarized incident light from the substrate side and the transmitted light will be investigated at free space. In this study, all simulations are performed by full wave analysis considering finite difference time domain method and the dielectric constant of silica and silicon are extracted from [9]. The periodicity of unit cell is set to be P=360 nm and the thickness of C-shaped resonator is considered t=200 nm. The opening angle, inner and outer radius of the C-shaped metaatoms are denoted by α, R_i and R_o in Figs. 1(a), 1(b) and 1(c). The distribution of phase and amplitude of y-component of transmitted electric field, through the C-shape mataatoms with a sweep over the geometrical parameters of R_i and α and with fixed values of R_0=140nm, t=200nm and P=360 nm at λ = 700 nm are plotted in Fig. 1(d). The applied sweeps over R_i and α are considered between the values of 0 to 135 nm and 0 to 160◦, respectively.

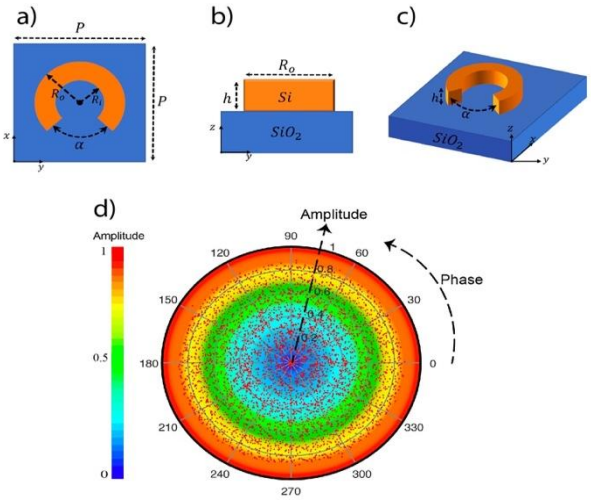


Fig. 1: (a) Top, (b) cross-sectional and (c) 3D view of unit cell. (d) The distribution of the phase and amplitude of transmitted light through C-shaped metaatoms as function of R_i and α.

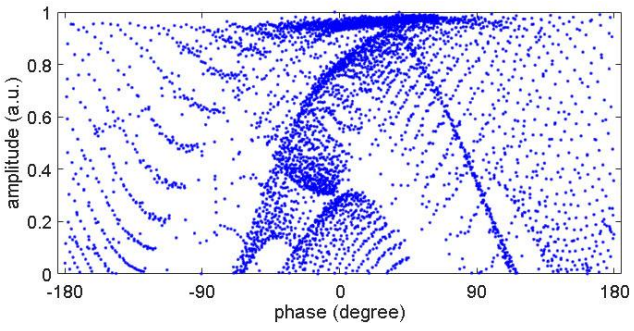


Fig. 2: The distribution of the phase and amplitude of transmitted light through C-shaped metaatoms as function of R_i and α.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

To clarify the amplitude and phase coverage of the different geometries of metaatoms we added Fig. 2. Fig. 3 shows the transmittance spectra of a unit cell with the fixed values of R0=140 nm, t=200 nm, P=360 nm, R0=85 nm and α=25 at λ = 700 nm. Two resonance dips are observed at transmittance spectra at λ_1=815 nm and λ_2=880 nm. To clarify the source of these resonance modes, the enhancement of electric and magnetic field has been studied. The insets in Fig. 3 reveal the excitation of magnetic dipole at λ_1 and electric dipole at λ_2.

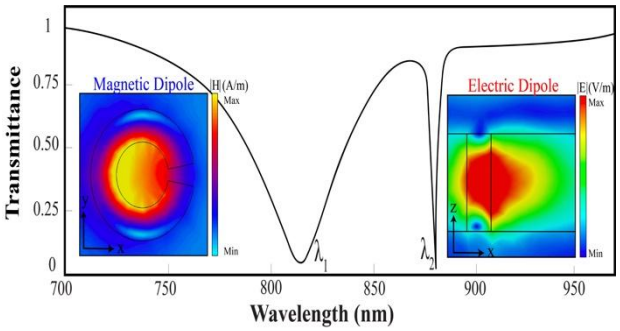


Fig. 3: Transmittance spectra of unit cell considering R_0=140 nm, t=200 nm, P=360 nm, R_0=85 nm and α=25 at λ = 700 nm. The insets show the excitation of magnetic dipole in x-y plane and electric dipole in x-z plane at λ_1 and λ_2, respectively.

3. Lens Design

To focus the incident plane wave, a phase profile similar to that of the conventional spherical lenses should be applied to the wave. To achieve such phase distribution, the relation between the rotational angle φ and the center of each CSRR should be governed by

$$\varphi(r) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{r^2 + f^2} - f\right), \qquad (1)$$

where f is the focal length, λ is the wavelength in the medium which light focuses (here, the silicon substrate with $\lambda = \lambda_0/n_{Si}$) and $\sqrt{r^2 + f^2}$ denotes the distance between the C-shaped metaatoms and the focal point. A schematic of the meta-atoms arrangement along the x axis with the applied boundary conditions that surround the structure is plotted in Fig. 4. The structure is terminated by perfectly matched layers (PMLs) in the x direction and repeats itself along the y axis. Incident light illuminates the structure normally, in the z direction, with E $_y$-polarized electric field.

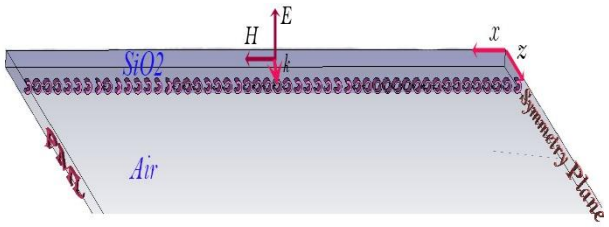


Fig. 4 Schematic design for AFA beam generation and the applied boundary conditions. Incident y-polarized light is propagating along the z axis.

To design a bifocal lens with two focal points at f_1 and f_2, with the correspond amplitudes of a_1 and a_2 have been considered. According to the Eq. (2) the proper metaatom, which has the nearest amplitude and phase to the a(x) and $\varphi(x)$, should be set at position x.

$$a(x)e^{i\varphi(x)} = a_1 e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{x^2+f_1^2}-f_1\right)} + a_2 e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{x^2+f_2^2}-f_2\right)}. \qquad (2)$$

Fig. 5 shows the FEM-based simulation of the lens performance. The field distribution of metalens with focal point of 15λ is shown in Fig. 5(a). Fig. 5(b) illustrates the electric field distribution of a bifocal lens. The focal points are set to be at f_1=10λ and f_2=15λ.

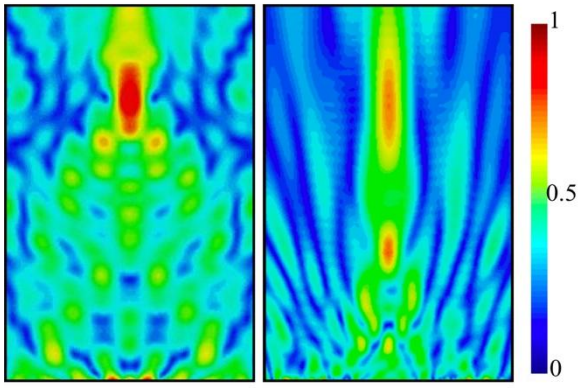


Fig. 5 The field distribution of y-component of electric field for a metalens with (a) the focal point at f=10λ and (b) two focal area at f_1=10λ and f_2=15λ.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

4. Conclusion

Considering the phase discontinuity in the transmitted light through c-shape ring resonators, we designed a bifocal metalens. Our proposed metalens consists of a one-dimensional arrangement of metaatoms. We showed that our designed bifocal metalens works properly at the wavelength of 700 nm. Following this approach constitutes an effective step toward designing photonic devices in the visible frequency range. In addition, designing efficient multi focal lens provides a new possibility for bio applications and different type of spectroscopies.

References

[1] A. Komar, R. Paniagua-Domínguez, A. Miroshnichenko, Y. F. Yu, Y. S. Kivshar, A. I. Kuznetsov, and D. Neshev, "Dynamic beam switching by liquid crystal tunable dielectric metasurfaces," ACS Photonics, Vol. 5, pp. 1742–1748, 2018.

[2] M. C. Sherrott, P. W. Hon, K. T. Fountaine, J. C. Garcia, S. M. Ponti, V. W. Brar, L. A. Sweatlock, and H. A. Atwater, "Experimental demonstration of 230 phase modulation in gate-tunable graphene–gold reconfigurable mid-infrared metasurfaces," Nano letters, Vol. 17, pp. 3027–3034, 2017.

[3] M. I. Shalaev, J. Sun, A. Tsukernik, A. Pandey, K. Nikolskiy, and N. M. Litchinitser, "High-efficiency all-dielectric metasurfaces for ultracompact beam manipulation in transmission mode," Nano letters, Vol. 15, pp. 6261–6266, 2015.

[4] I. Staude, A. E. Miroshnichenko, M. Decker, N. T. Fofang, S. Liu, E. Gonzales, J. Dominguez, T. S. Luk, D. N. Neshev, I. Brener *et al.*, "Tailoring directional scattering through magnetic and electric resonances in subwavelength silicon nanodisks," ACS nano**,** Vol. 7, pp. 7824–7832, 2013.

[5] M. M. Shanei, M. Hashemi, D. Fathi, and C. J. Zapata-Rodríguez, "Dielectric metalenses with engineered point spread function," Appl. Optics, Vol 56, pp. 8917–8923, 2017.

[6] S. M. Kamali, E. Arbabi, A. Arbabi, Y. Horie, and A. Faraon, "Highly tunable elastic dielectric metasurface lenses," Laser & Photonics Rev. Vol 10, pp. 1002–1008, 2016.

[7] X. Chen, J. Gao, and B. Kang, "Achieving a tunable metasurface based on a structurally reconfigurable array using sma," Opt. express, Vol. 26, pp. 4300–4308, 2018.

[8] M. Khorasaninejad, Z. Shi, A. Y. Zhu, W.-T. Chen, V. Sanjeev, A. Zaidi, and F. Capasso, "Achromatic metalens over 60 nm bandwidth in the visible and metalens with reverse chromatic dispersion," Nano letters, Vol. 17, pp. 1819–1824, 2017.

[9] J. Barth, R. Johnson, M. Cardona, and E. Palik, *Optical constants of solids ii*, Acad. Press. New York (1991).

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

تولید هارمونی دوم تطبیق فاز شده مبتنی بر پاشندگی مد در موجبر سیلیکنی شیاردار غیرمتقارن با پوشش پلیمر غیرخطی

بابک جانجان ، وحید احمدی، داود فتحی، و محسن حیدری

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

چکیده- در این مقاله یک موجبر سیلیکنی شیار دار غیرمتقارن با پوشش پلیمر غیرخطی برای تولید کارآمد هارمونی دوم از باند فروسرخ میانی ($\lambda = 3.1$ μm) **به باند فروسرخ نزدیک** ($\lambda = 1.55$ μm) **پیشنهاد می‌شود. شرط ضروری تطبیق فاز بین مد اصلی از فرکانس اصلی و مد سوم از فرکانس هارمونی دوم تولید شده با طراحی دقیق ابعاد موجبر تحقق می‌یابد. بازده ٪ ۲۴/۷ با در نظر گرفتن توان ورودی فقط** mW ۱۰ **پیش بینی می‌شود که با مقادیر گزارش شده قبلی قابل مقایسه است. مفهوم ارایه شده را می توان به سایر آثار غیرخطی مرتبه دوم مانند جمع و تفاضل دو فرکانس بسط داد.**

کلید واژه- تطبیق فاز، تولید هارمونی دوم، موجبر شیار سیلیکنی

Modal Phase-Matched Second Harmonic Generation in Asymmetric Silicon Slot Waveguide Coated with a Nonlinear Polymer

Babak Janjan, Vahid Ahmadi, Davood Fathi, and Mohsen Heidari

Department of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran

Abstract- In this paper, an asymmetric silicon slot waveguide coated with a nonlinear polymer is proposed to obtain efficient second harmonic generation (SHG) from mid-infrared ($\lambda = 3.1$ μm) to near-infrared ($\lambda = 1.55$ μm) wavelengths. The required phase matching is fulfilled between fundamental mode at fundamental frequency and third-order mode at SHG by carefully designing the waveguide dimensions. A conversion efficiency of 24.7% is predicted for a low pump power of 10 mW which is comparable to the previously reported results. Our concept can be extended to other second-order nonlinear processes like sum and difference frequency generation.

Keywords: Second harmonic generation, Silicon slot waveguide, Phase matching

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

Silicon slot waveguide (SSW), composing of a low-index nanoscale slot layer sandwiched between two silicon ridge waveguide, has been the subject of many investigations for different applications due to its high confinement of the optical field in the slot region. In particular, usage of SSW for sensing application demonstrate up to 5-fold performance enhancement as compared to standard waveguide structures [1]. Also, SSW paves the way to realize high-performance electro-optic modulator by covering and filling the slot region of SSW with an electro-optic organic polymer. Polymer-coating SSW (PCSSW) electro-optic modulator with an impressive bandwidth of greater than 100 GHz, the ultralow power consumption of 0.7 fJ/bit are reported in the literature[2, 3].

Besides, PCSSW can be employed to achieve high efficient second-order nonlinear processes like second harmonic generation (SHG), sum and difference frequency generation (SFG, DFG) and parametric amplification. The main requirement for such nonlinear processes is phase matching which should be satisfied [4]. For example, in SHG, phase matching implies that the effective indices of PCSSW at the fundamental frequency (FF) and SHG frequency should be identical i.e. $n_{2\omega} = n_{\omega}$. Due to the normal dispersion of materials as well as optical confinement of waveguide, this situation is difficult to achieve and hence special technique is needed to fulfill the phase matching condition [4]. In the literature, two approaches for PCSSW have been suggested. One is using of quasi-phase matching (QPM) by periodically poling the nonlinear polymer inside the specially doped PCSSW [5]. However, it's practical implementation has an additional fabrication complexity. Another possibility for achieving phase matching is to exploit modal dispersion properties. In modal dispersion, higher-order (instead of fundamental) mode is excited for SHG wavelength while the fundamental mode is excited at the fundamental frequency (FF). This method benefits from the fact that the effective refractive index of waveguide decreases as the mode order increases. For single slot SSW, the modal dispersion-based phase matching cannot be obtained [6]. To resolve this problem, double slot SSW is proposed to enable modal dispersion phase matching [6]. However, it is desirable to obtain the modal dispersion phase matching in single PCSSW.

Here, we show that the modal phase matching can be fulfilled in single PCSSW by shifting its slot to one side forming an asymmetric PCSSW. The phase matching condition is satisfied between fundamental mode at FF and 3th-order mode at SHG. An SHG efficiency of 24.7% is obtained which is comparable to the previously reported results.

2. Theory and design

Fig. 1(a) depicts the perspective view of the proposed device. It is composed of asymmetric PCSSW which is similar to that of a symmetric PCSSW except with the slot offset to one side. The waveguide dimension of W_{Si} = 820 nm and h = 340 nm are reserved and the slot width and offset are denoted by w and s, respectively. Nonlinear polymer has a high $\chi^{(2)}$ only inside the slot. This can be achieved by poling the polymer at its glass transition temperature and by applying voltage [7]. To apply the necessary electric field, SSW and slab layer are doped with phosphorus to a concentration of 2×10^{16} cm^{-3} to aid the electrical operation of the device. We consider a nonlinear polymer with a refractive index of 1.68 and 1.58 at λ = 1.55 and 3.1 μm, respectively, taking into account its material dispersion [6]. Also, the refractive indices of Si and SiO_2 and their wavelength dispersion properties are taken from [8].

To explore phase matching in the structure, the slot width w is fixed at 70 nm. Using an FDTD solver, the effective refractive indices of the fundamental mode at FF and first three modes at SHG of PCSSW as a function of the slot shift s is plotted in Fig. 2. Representative profile modes of the major component, E_x, are illustrated in Fig. 1(b)-(e). To attain phase matching condition, the effective refractive indices of the waveguide at FF and SHG

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

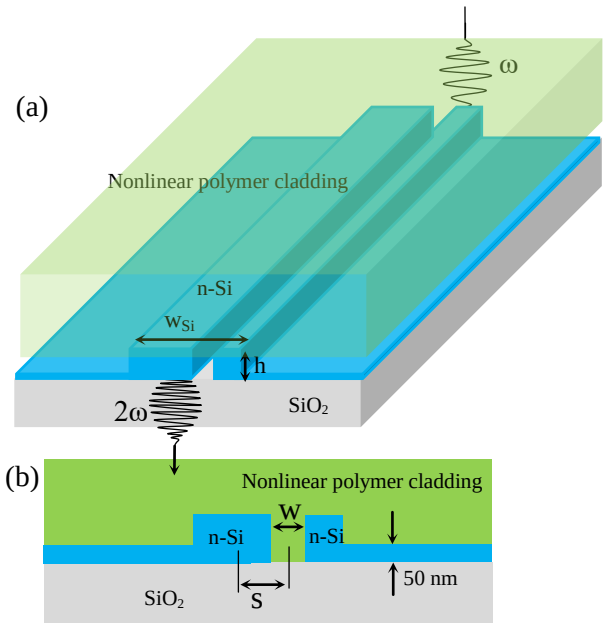


Fig. 1(a): The perspective view of proposed devices for SHG. (b) the cross section of asymmetric silicon slot waveguide.

should be identical. According to the results, the fundamental mode at FF has a crossing with the 3th-mode at SHG indicating a point of phase matching. The phase matching point occurs at slot shift of s = 235 nm where the refractive index of both FF and SH modes is equal to 2.000.

Apart from satisfying phase matching condition, high nonlinear coupling coefficient, κ, which is determined by mode overlap between modes at FF and SHG as well as $\chi^{(2)}$ value is essential for obtaining efficient SHG. The κ can be defined as [5, 9]

$$\kappa = \varepsilon_0 \iint \chi^{(2)} : \vec{E}_{SH} \vec{E}^*_{FF} . \vec{E}^*_{FF} \, dxdy \qquad (1)$$

in which ε_0 is vacuum permittivity, E is the normalized electric mode profile. Our calculations show the κ in the proposed structure is 7.58 ps/m/W$^{1/2}$. Next, the value of slot width w is varied and the slot shift is adjusted to fulfill the phase matching conditions. The results are shown in Fig. 3. One can see that with wider slot width, the required slot shift decreases. Also, the largest reachable nonlinear coupling coefficient is κ =7.58 ps/m/W$^{1/2}$, and it can be obtained with the waveguide dimensions of w = 70 nm and s = 235 nm.

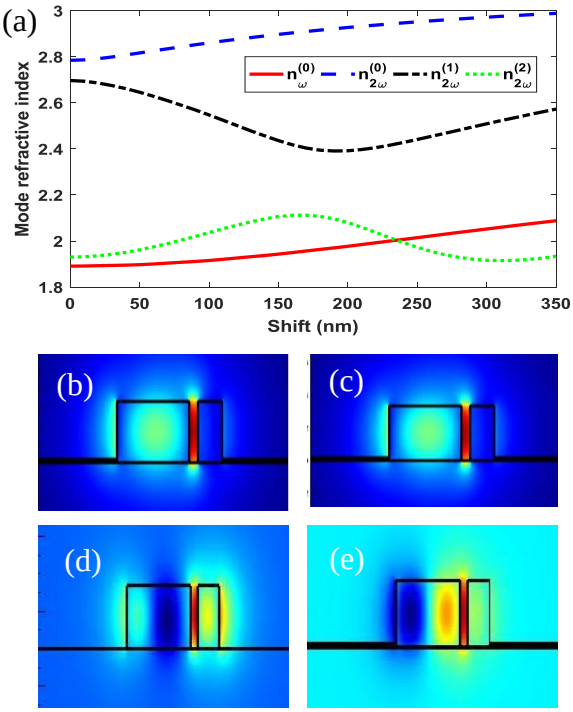


Fig. 2 (a): The effective refractive indices of fundamental mode at FF and first three modes at SHG of PCSSW as function of slot shift s for fixed slot width of w = 70 nm. (b), (c), (d) and (e) represent E_x profile of fundamental mode at FF ant first three modes at SHG, respectively.

3. SHG efficiency

The performance of SHG can be investigated by numerically solving well-known coupled mode equation [5, 9]

$$\frac{dA_1}{dz} = -\frac{\alpha_1}{2} A_1 + i \frac{\omega}{4} \kappa A_2(z) A_1^*(z) \exp(i \Delta z) \qquad (2.a)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -\frac{\alpha_2}{2} A_2 + i \frac{\omega}{4} \kappa^* A_1^2(z) \exp(-i \Delta z) \qquad (2.b)$$

where j =1 refers to the FF and j = 2 refers to the SH. A_i represents the complex slowly varying mode amplitude, α_i is the absorption coefficient, Δ = β_2–2β_1 is the phase mismatch in which β_i is the propagation constant. Note that, α and β are related to the effective refractive index of the waveguide through the relations α = $(4\pi/\lambda)$ Im(n_{eff}) and β = $(2\pi/\lambda)$ Re(n_{eff}).

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

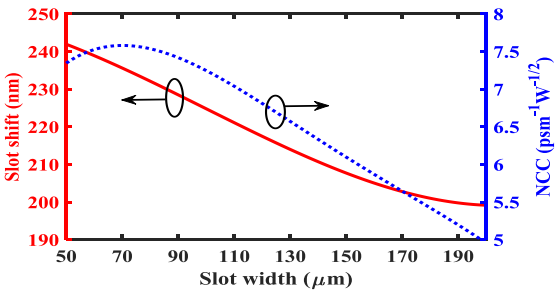


Fig. 3: The required slot shift value to satisfy phase matching condition for different slot width and the corresponding nonlinear coupling coefficient (NCC) for fixed overall waveguide dimension of W_{Si} = 820 nm and h = 340 nm.

The evolution of FF and SH envelope powers i.e. $|A_{FF}|^2$ and $|A_{SH}|^2$ as a function of propagation distance for w = 70 nm and s = 235 nm are drawn in Fig. 4. We assume the input pump power of P_{FF} = 10 mW and α_{FF} = 4.2 dB/cm (the doped Si and scattering loss contribute 2.2 and 2 dB/cm to the total loss[10, 11], respectively) and α_{SH} = 2.6 dB/cm (the doped Si and scattering loss contribute 0.6 and 2 dB/cm to the total loss[10, 11], respectively). The FF power drops quickly due to loss and conversion process while SH power increases first with L, and after reaching its maximum value at the $L \simeq 11$ mm where the conversion efficiency is 24.7%, it starts to decrease. This is because initially, the FF power is strong enough to generate SH power that overcomes waveguide loss and the power of SH wave accumulated. Meanwhile, attenuation of FF power causes that locally generated SH power cannot compensate the optical loss and therefore the SH power starts to decrease. Our results are comparable to other reported SHG in integrated platforms [5, 12, 13]

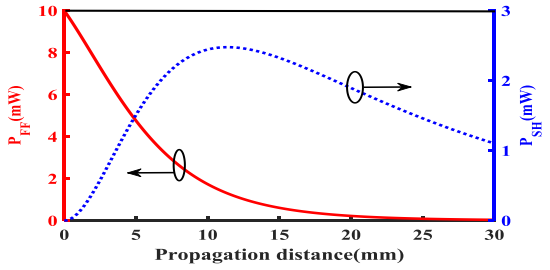


Fig. 4: The evolution of FF and SH powers along propagation distance. The inset shows the influence of FF power on SHG power and optimum propagation distance.

4. Conclusion

In conclusion, we have designed an asymmetric SSW coated with a nonlinear polymer for SHG. The phase matching condition for SHG in the proposed structure is achieved between fundamental mode at FF and 3th- mode at SHG by engineering the waveguide dimensions. Our simulations show the SHG efficiency of 24.7% with only 10 mW pump power at length of 11 mm. Our concept can be extended to other $\chi^{(2)}$-based nonlinear processes like sum and difference frequency generation.

References

[1] D. M. Kita, J. Michon, S. G. Johnson, and J. Hu, "Are slot and sub-wavelength grating waveguides better than strip waveguides for sensing?," *Optica*, vol. 5, pp. 1046-1054, 2018.

[2] C. Koos, J. Leuthold, W. Freude, M. Kohl, L. Dalton, W. Bogaerts, A. L. Giesecke, M. Lauermann, A. Melikyan, S. Koeber, S. Wolf, C. Weimann, S. Muehlbrandt, K. Koehnle, J. Pfeifle, W. Hartmann, Y. Kutuvantavida, S. Ummethala, R. Palmer, D. Korn, L. Alloatti, P. C. Schindler, D. L. Elder, T. Wahlbrink, and J. Bolten, "Silicon-Organic Hybrid (SOH) and Plasmonic-Organic Hybrid (POH) Integration," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 34, pp. 256-268, 2016.

[3] W. Heni, Y. Kutuvantavida, C. Haffner, H. Zwickel, C. Kieninger, S. Wolf, M. Lauermann, Y. Fedoryshyn, A. F. Tillack, L. E. Johnson, D. L. Elder, B. H. Robinson, W. Freude, C. Koos, J. Leuthold, and L. R. Dalton, "Silicon–Organic and Plasmonic–Organic Hybrid Photonics," *ACS Photonics*, vol. 4, pp. 1576-1590, 2017.

[4] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*: Academic press, 2003.

[5] B. Janjan, V. Ahmadi, M. Miri, and D. Fathi, "First-Order Forward and Backward Quasi-Phase Matched Second Harmonic Generation in Silicon-Organic Hybrid Structures," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 36, pp. 5137-5144, 2018.

[6] L. Alloatti, D. Korn, C. Weimann, C. Koos, W. Freude, and J. Leuthold, "Second-order nonlinear silicon-organic hybrid waveguides," *Opt. Express*, vol. 20, pp. 20506-20515, 2012.

[7] L. R. Dalton, P. A. Sullivan, and D. H. Bale, "Electric Field Poled Organic Electro-optic Materials: State of the Art and Future Prospects," *Chemical Reviews*, vol. 110, pp. 25-55, 2010.

[8] E.D.Palik, *Handbook of optical constants of solids*: Academic Press, 1998.

[9] J. Zhang, E. Cassan, D. Gao, and X. Zhang, "Highly efficient phase-matched second harmonic generation using an asymmetric plasmonic slot waveguide configuration in hybrid polymer-silicon photonics," *Opt. Express*, vol. 21, pp. 14876-14887, 2013.

[10] R. Soref and B. Bennett, "Electrooptical effects in silicon," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 23, pp. 123-129, 1987.

[11] R. Ding, T. Baehr-Jones, W.-J. Kim, B. Boyko, R. Bojko, A. Spott, A. Pomerene, C. Hill, W. Reinhardt, and M. Hochberg, "Low-loss asymmetric strip-loaded slot waveguides in silicon-on-insulator," *Applied Physics Letters*, vol. 98, p. 233303, 2011.

[12] A. Rao and S. Fathpour, "Second-Harmonic Generation in Integrated Photonics on Silicon," *physica status solidi (a)*, pp. 1700684-n/a.

[13] X. Guo, C.-L. Zou, and H. X. Tang, "Second-harmonic generation in aluminum nitride microrings with 2500%/W conversion efficiency," *Optica*, vol. 3, pp. 1126-1131, 2016.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

میکرو-نانو ساختارهای سه بعدی تولید شده به روش فوتوپلیمریزاسیون بر پایه جذب دو فوتونی

علی اصغر عجمی[۱] ، ولفگانک هوسینسکی[۲]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان، ایران

[۲]انستیتوی فیزیک کاربردی، دانشگاه صنعتی وین، وین، اتریش

چکیده- تولید ساختارهای میکرونی به روش فوتوپلیمریزاسیون با استفاده از لیزر دارای محدودیت رزولوشن به علت پدیده پراش است که توسط طول موج لیزر و اپتیک مورد استفاده تعیین می شود. برای رسیدن به رزولوشن بهتر در حد کسری از طول موج تنها روش استفاده از جذب چند فوتونی مثل جذب دو فوتونی می باشد. در این کار نتایج اندازه گیری سطح مقطع جذب دو فوتونی برای یک آغازگر دو فوتونی با استفاده از تکنیک زی-اسکن باز ارائه شده و سپس از این آغازگر برای تولید میکرو ساختار پلیمری بر پایه جذب دو فوتونی استفاده شده. ساختارهای تولید شده دارای رزولوشن چند صد نانو متر می باشند که بسیار بهتر از حد تحمیل شده توسط پراش برای چیدمان استفاده شده برای فرایند فوتوپلیمریزاسیون دو فوتونی می باشد.

کلید واژه- اپتیک غیر خطی، جذب چند فوتونی، فوتوپلیمریزاسیون، میکروساختارهای سه بعدی

Micro-nano 3D structuring based on two-photon photopolymerization

Aliasghar Ajami[1], Wolfgang Husinsky[2]

[1]Faculty of Physics, Semnan University, Semnan, Iran, ajami@semnan.ac.ir

[2]Institute of Applied Physics, Vienna University of Technology, Vienna, Austria, Husinsky@iap.tuwien.ac.at

Abstract- Based on linear absorption photopolymerization it is not possible to create 3D microstructure with resolution below the diffraction limit which depends on the wavelength of the laser beam used for photopolymerization as well as the optics used for focusing the laser beam. Using high intense laser beam with wavelength beyond the linear absorption spectrum it is possible to create structures based on two-photon photopolymerization (2PP) with resolutions below the diffraction limit. In this work we determined the two-photon absorption (2PA) cross section of a two-photon initiator (2PI) using an open-aperture Z-scan. Then we utilized the examined 2PI for creating 3D microstructures based on 2PP. The realized structures illustrate the resolution of a few 100 nm which is well below the diffraction limit of the setup used for the structuring.

Keywords: Multi-photon absorption, Nonlinear optics, Photo-polymerization, 3D microstructures

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

Two-photon absorption (2PA) is a third-order nonlinear resonance process in which two photons are simultaneously absorbed to excite the molecule/atom from ground energy level to a higher state [1]. Since 2PA is proportional to intensity square the absorption is dramatically decreased with distance from the focal point therefore, the material modification can be confined in a very small volume around the focus by controlling the laser beam intensity. 2PA in molecular systems using near infrared ultrashort pulsed laser radiation has attracted much attention of researchers due to its potential applicability in various fields such as two-photon photopolymerization (2PP) [2-8], three-dimensional (3D) optical data storage [9-11], photonic crystals [12], [13, 14] and two-photon [15].

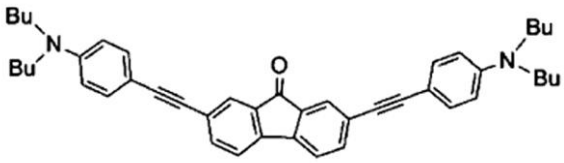
2PP is an additive manufacturing technology (AMT) where a 2PA by a photoinitiator induces photochemical reaction resulting in a resin cured inside the focal point of a pulsed laser beam leading to create a polymerized volume pixel (voxel). By scanning the focal point of the laser beam inside the resin in three dimension it is possible to produce complex 3D polymerized structures with feature sizes below the diffraction limit of the utilized optics and light source. The interest in two-photon polymerization has highly increased during the last years because of its various potential applications such as in the field of mechanical, electronic, and optical microdevices, polymer based optical waveguides, optical data storage, biomedical applications, and the like.

In this work the 2PA cross section of the different two-photon initiators (2PIs) has been measured using open-aperture Z-scan and then they have been used for creating 3D microstructures based on 2PP in order to compare their 2P activities and optimize the writing parameters of the 2PP structuring.

2. Experiments

2.1. Z-scan measurements

A novel 2PI comprising of a cross-conjugated D-π-A-π-D system (Fig. 1), which contains aromatic ketone as acceptor, synthesized in Applied Synthetic chemistry in Vienna University of Technology was chosen for investigation.



B3FL

Fig. 1: molecular structure of the examined 2PI

An open-aperture Z-scan setup [16] was used to determine the 2PA cross section of the examined compounds. In this setup an ultrashort laser system (FEMTOPOWER Compact PRO) was used. This system delivers ultrashort laser pulses with a maximum average power of approximately 800 mW (800 μJ per pulse) at a repetition rate of 1 kHz. The minimum pulse duration, estimated as the full width at half-maximum (FWHM) of a Gaussian temporal profile, is typically 25 fs. The bandwidth, estimated as the FWHM of the spectrum profile, is 41 nm and the spectrum is centered at 796 nm. The incident laser power was measured using a digital power meter prior to each measurement before the sample.

Figure 2 shows Sevaral Z-scan performed at different pulse energies to investigate the pure 2PA cross section. By fitting Eq. 1 to the mesured data the effective 2PA cross section was extracted 440 GM for this compounds showing high 2PA activity at 800 nm.

$$T(z)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\left(-\left(\sigma_2\,\lambda\,N_A\,\rho\times10^{-3}/hc\right)LI_0\right)^n}{(n+1)^{3/2}\left(1+\frac{z^2}{z_R^2}\right)^n} \quad (1)$$

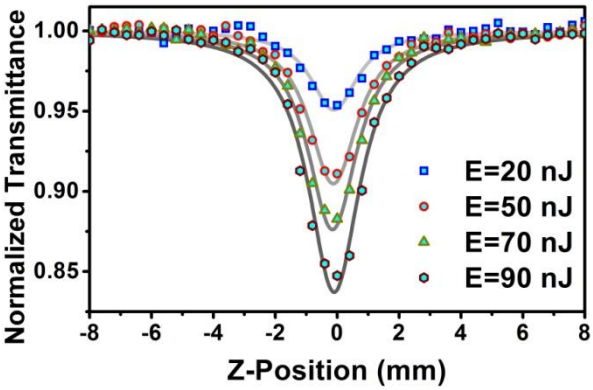
where, T is the normalized transmittance, L is the sample thickness, Z_R is the Rayleigh range,

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

z is the sample position measured with respect to the focal plane, h is the Plank constant, c is the light speed in free space, N_A is the Avogadro constant, ρ is the concentration of the examined solution in mole/lit, λ is the wavelength, σ_2 is the 2PA cross section and I_0 is the peak on-axis intensity at the focal plane given by Eq.2.

$$I_0 = 4\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}\,\frac{E}{M^2 \lambda z_0 \tau} \qquad (2)$$

Where E is the pulse energy, M_2 the beam quality factor and τ is the pulse duration.



2.2. two-photon polymerization (2PP)

For the experiments, the photopolymerizable monomer was a 1:1 mixture (wt. %) of ethoxylated (20/3)-trimethylolpropanetriacrylate (ETA, Sartomer 415) and trimethylolpropane triacrylate (TTA, Genomer 1330). This monomer was added to B3FL as a 2PI. B3FL contains fluorenone as acceptor in the central part of the p bridge. The introduction of an aromatic ketone with a stereo rigid carbon frame not only facilitates the intramolecular charge transfer process but also extends the conjugation length of the whole π system, which is critical in enhancing the TPA cross section. For 2PA, photoinitiators with low fluorescence quantum yields are preferred as this is a requirement for a high population of the triplet state (triplet quantum yield), which is usually the active state of the initiators producing radicals or ions for initiating the polymerization.

Fabrication of the microstructures was done using a standard 2PP setup. Starting with the Ti-sapphire laser (max. power: 450 mW) creating 73 fs pulses with 80 MHz repetition rate the near-infrared laser beam (λ=793 nm) passes though an acousto-optic-modulator (AOM) in order the laser beam On/Off. In order to adjust the laser beam power reaching the sample a set a rotatable λ/2 waveplate in combination with a polarizing beam-splitter was used. The laser beam focus was scanned inside the resin using a three high precision air bearing translation stages. A CCD camera was uses to live monitoring the polymerization process. After the polymerization is finished the created structure was developed in ethanol to remove the residual monomer form the cured polymer.

Figure 3 show two microstructures created based on 2PA. These models reveal the capability of such a technique illustrating the submicron resolution.

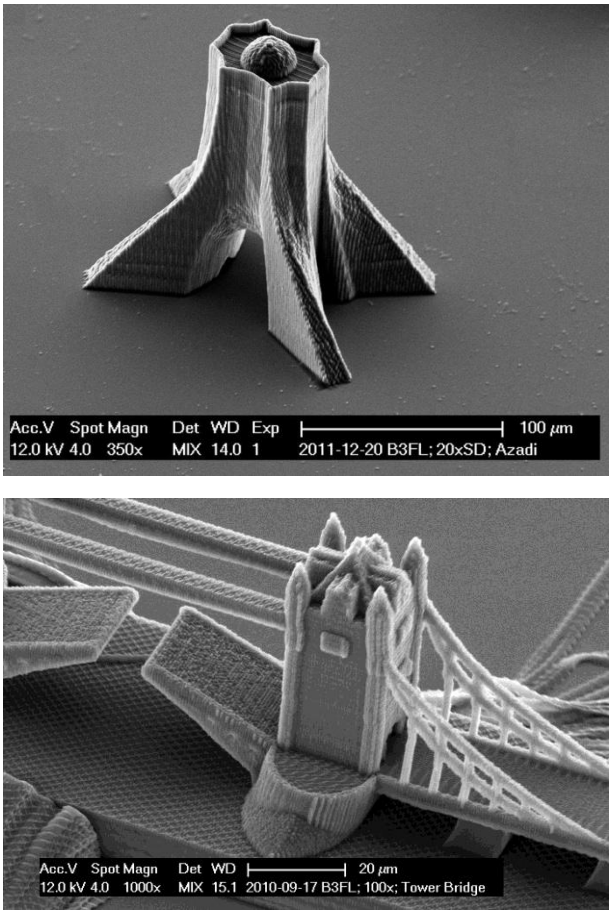


Fig. 3. 3D polymeric microstructures. The width of polymeric lines is in the order of few 100 nm.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

3. Conclusion

Using the open-aperture Z-scan technique we determined the 2PA cross section of B3FL which showed a high cross section of 440 GM. Utilizing this high active 2PI we managed to perform two-photon photopolimerization to create 3D microstructures with resolution well below the diffraction limit.

Acknowledgment

We greatly acknowledge Dr. Maximilian Tromayer for preparing the 2PI called B3FL.

References

[1] M. Göppert-Mayer, "Über Elementarakte mit zwei Quantensprüngen," Annalen der Physik, Vol. 401, pp. (273-294), 1931.

[2] M. Tromayer, A. Dobos, P. Gruber, A. Ajami, R. Dedic, A. Ovsianikov and R. Liska, "A biocompatible diazosulfonate initiator for direct encapsulation of human stem cells: Via two-photon polymerization," Polymer Chemistry, Vol. 9, pp. (3108-3117), 2018.

[3] A. Ovsianikov, S. Mühleder, J. Torgersen, Z. Li, X.-H. Qin, S. Van Vlierberghe, P. Dubruel, W. Holnthoner, H. Redl, R. Liska and J. Stampfl, "Laser Photofabrication of Cell-Containing Hydrogel Constructs," Langmuir, Vol. 30, pp. (3787-3794), 2014.

[4] Z. Li, A. Ajami, E. Stankevičius, W. Husinsky, G. Račiukaitis, J. Stampfl, R. Liska and A. Ovsianikov, "3D photografting with aromatic azides: A comparison between three-photon and two-photon case," Optical Materials, Vol. 35, pp. (1846-1851), 2013.

[5] A. Ovsianikov, Z. Li, J. Torgersen, J. Stampfl and R. Liska, "Selective Functionalization of 3D Matrices Via Multiphoton Grafting and Subsequent Click Chemistry," Advanced Functional Materials, Vol. 22, pp. (3429-3433), 2012.

[6] A. Ovsianikov, Z. Li, J. Torgersen, J. Stampfl and R. Liska, "3D Photografting: Selective Functionalization of 3D Matrices Via Multiphoton Grafting and Subsequent Click Chemistry (Adv. Funct. Mater. 16/2012)," Advanced Functional Materials, Vol. 22, pp. (3527-3527), 2012.

[7] M. Emons, K. Obata, T. Binhammer, A. Ovsianikov, B. N. Chichkov and U. Morgner, "Two-photon polymerization technique with sub-50 nm resolution by sub-10 fs laser pulses," Opt. Mater. Express, Vol. 2, pp. (942-947), 2012.

[8] K. Cicha, Z. Li, K. Stadlmann, A. Ovsianikov, R. Markut-Kohl, R. Liska and J. Stampfl, "Evaluation of 3D structures fabricated with two-photon-photopolymerization by using FTIR spectroscopy," Journal of Applied Physics, Vol. 110, pp. (064911-064915), 2011.

[9] P. N. Prasad, H. Pudavar, G. S. He, J. Swiatkiewicz, S. J. Chung, K. S. Kim and T. C. Lin, 1, 256-257, 2000

[10] H. Tang, H. Xing, W. Huang and F. Zhang, "Two-photon three-dimensional optical data storage with equal exposure energy and time increase," Guangxue Xuebao/Acta Optica Sinica, Vol. 29, pp. (1347-1351), 2009.

[11] E. Walker, A. Dvornikov, K. Coblentz and P. Rentzepis, 7053, 2008

[12] N. S. Makarov, A. Rebane, M. Drobizhev, H. Wolleb and H. Spahni, "Optimizing two-photon absorption for volumetric optical data storage," Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics, Vol. 24, pp. (1874-1885), 2007.

[13] B. S. Wang, J. Wang and J. Y. Chen, "Conjugates of folic acids with zinc aminophthalocyanine for cancer cell targeting and photodynamic therapy by one-photon and two-photon excitations," Journal of Materials Chemistry B, Vol. 2, pp. (1594-1602), 2014.

[14] K. Ogawa and Y. Kobuke, "Two-photon photodynamic therapy by water-soluble self-assembled conjugated porphyrins," BioMed Research International, Vol. 2013, pp. 2013.

[15] H. C. Yalcin, A. Shekhar, N. Nishimura, A. A. Rane, C. B. Schaffer and J. T. Butcher, "Two-photon microscopy-guided femtosecond-laser photoablation of avian cardiogenesis: noninvasive creation of localized heart defects," American Journal of Physiology - Heart and Circulatory Physiology, Vol. 299, pp. (H1728-H1735), 2010.

[16] A. Ajami, W. Husinsky, R. Liska and N. Pucher, "Two-photon absorption cross section measurements of various two-photon initiators for ultrashort laser radiation applying the Z-scan technique," Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics, Vol. 27, pp. (2290-2297), 2010.

The 25th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2019), and the 11th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

بررسی تحلیلی فرامواد هذلولی با لایه‌های فلزی بسیار نازک

فاطمه مرادیانی[۱]، محمود صیفوری[۲]

[۱] دانشجوی دکتری برق-الکترونیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی ، تهران، ایران، f.moradiani@sru.ac.ir
[۲] دانشیار دانشکده برق-الکترونیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی ، تهران، ایران، mahmood.seifouri@sru.ac.ir

چکیده- در این مقاله یک مدل جدید برای طراحی عملکرد فرامواد هذلولی با لایه‌های فلزی بسیار نازک پیشنهاد شده است. براساس تحلیل تئوری، رابطه‌ای جدید برای مدل درود اصلاح‌شده در لایه‌های فلزی با ضخامت کمتر از ده نانومتر پیشنهاد شده است. سپس اثر این رابطه به گذردهی لایه‌های متعامد و موازی اعمال شده است شده است. سپس، منحنی‌های پاشندگی، انتقال و بازتاب برای این ساختارها اصلاح گردیده است. محاسبات عددی نشان داده است، وقتی اثر فلزات بسیار نازک را به ساختارهای HMM اعمال می‌کنیم، بخش‌های حقیقی و موهومی دامنه موثر گذردهی به‌ترتیب حدود ۴۵/۲۸٪ و ۵۲/۶۸٪ کاهش می‌یابد. این میزان تغییرات در دامنه گذردهی موثر ضریب انتقال را در حدود ۱۵٪ محدود می‌کند.

کلید واژه- فراماده، ثابت میرایی، مدل درود اصلاح‌شده

Analytical investigation of hyperbolic metamaterial with ultra-thin layer

Moradiani, Fatemeh[1]; Seifouri, Mahmood[2]

[1]Department of Electrical Engineering, University of Shahid Rajaee Teacher Training, Tehran, Iran, f.moradiani@srttu.edu
[2] Department of Electrical Engineering, University of Shahid Rajaee Teacher Training, Tehran, Iran, mahmood.seifouri@srttu.edu

Abstract- We present a new model for performance analysis of hyperbolic metamaterial with ultra-thin metal layer. Based on theoretical analysis, we have been modified Drude relation for metal layers with geometric size below ten nanometers. Then, the effect of this relation applied to transverse and perpendicular effective permittivity. Then, dispersion relation and transition and reflection relations coefficient for these structures are modified. The numerical calculation show, when we apply the effect of ultra-thin metal in HMM structure, the magnitude of effective permittivity is reduced about 45.28% in real part and 52.68% in imaginary part. These variations in effective permittivity limit the magnitude of transmission coefficients to 15%.

Keywords: Metamaterial, damping constant, modified Drude model

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

Metamaterial research have attracted much attention because of their promising applications in imaging [1], cloak of invisibility [2], sensing [3], waveguide [4] and switching [5]. The hyperbolic metamaterial (HMM) are artificial nanostructures with extremely anisotropic, uniaxial and subwavelength metal/dielectric units. In metamaterial, the dispersion relation engineering is used in order to provide unique electromagnetic modes. In fact, HMM can be considered as polariton crystals that coupled light and material states to larger bulk electromagnetic states [6].

For isotropic media, linear and isotropic dispersion behaviour of propagation waves lead to spherical isofrequency surfaces, which is expressed by $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \varepsilon\, \omega^2/c^2$ [7]. In HMM, As derived from their name, isofrequency contour (k_x, k_y, k_z) in these structures is hyperbolic. It means, an HMM structure can be considered as a uniaxial anisotropic metacrystal with extremely anisotropic dielectric tensor $\varepsilon = [\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}]$, whrer $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\parallel}$ are longitudinal and $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\perp}$ transverse components of permittivity. Thus, in these medium, we can express isofrequency relation as $\frac{k_x^2+k_z^2}{\varepsilon_{\perp}} + \frac{k_y^2}{\varepsilon_{\parallel}} = \frac{\omega^2}{c^2}$. However, when there is extreme anisotropy such that $\varepsilon_{\parallel}.\varepsilon_{\perp} < 0$, the isofrequency surface changes into hyperboloid. Such a phenomenon requires the material to behave like a metal in one direction and a dielectric in the other [8]. This can be achieved using artificial engineered nanostructured metamaterial.

Widespread works has been proposed on hyperbolic metamaterial in various applications. It can be argued that these works, damping constant (in Drude model) is usually considered to be a constant. The fixed value of damping constant, however, is no longer valid, when the geometric size of the metal goes below tens of nanometres. Actually, in HMM structures, the effect of ultra-thin metal -which has a significant effect on effective permittivity in both transverse and perpendicular directions- is not considered [9]. While, in practice, decrease the width of metal layers in HMM can change the overall system performance. In this paper, we proposed a new model to analytical investigation of ultra-thin metal. Then, we extracted the relations to investigate the effect of it on effective permittivity as well as dispersion, transmission and reflection relations. Finally, theoretical results are compared with simulation ones.

2. The proposed model for nanolayers metal

The proposed structure to design of HMM consists of periodic dielectric/metal layers. In these structures, we usually use modified Drude model as (1) to simulate the permittivity of metal,

(1) $$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega}$$

In (1), $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m^*}}$ is the volume plasma frequency, Γ is damping constant, ε_{∞} is a sum or integral value after taking all pertinent transitions into account, which usually replace by a constant value. When we investigate the interaction of light with nanostructured metal, the characteristics of metal due to size effect will be modified. In the Drude free electron model, parameter Γ is usually replace with a constant at a given temperature. When the geometric size of metal goes below tens of nanometres, the fixed value of Γ is not valid. The damping constant Γ is defined as v_F/l. Γ is a collision rate related to an electron's mean free path l in the metal. When the length scale of the continuous metal portion of the metamaterial unit cell is comparable to or smaller than l, the movement of free electrons is further limited by the physical boundary of the metal structure, and the effective mean free path is reduced according to [10],

(2) $$\frac{1}{l^*} = \frac{1}{l} + \frac{1}{l_1}$$

where l_1 represents the size of the metal particle and l^* is the size-limited mean free path of electrons. By replacement (2) in the definition of Γ, we have

(3) $$\Gamma^* = \Gamma + \xi \frac{v_f}{l_1}$$

Where ξ is on the order of one and depends on the geometry specifies and some other factors. Therefore, in order to calculate the permittivity of nanostructured metals, we should be used as (3) in the modified Drude model. Now, we introduced a new modified Drude model for ultra-thin layers as,

(4) $$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^{*2}} + i\frac{\omega_p^2\Gamma^*}{\omega(\omega^2 + \Gamma^{*2})}$$

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

As it is clear from eq. (4), the real part of the dielectric function is only marginally related to $\boldsymbol{\Gamma}^*$ while the imaginary part is proportional to $\boldsymbol{\Gamma}^*$**.**

2.1. Effective medium theory for multilayers HMM

The proposed HMM structure composed of 15 vertically stacked unit cell that the HMM slab with unit cells made of dielectric/metal nanolayers. The unit cell, as illustrated in fig. 1, is composed of a 8nm thick with a dielectric constant of $\varepsilon_d = 4.5$, and 5nm thick nanolayers of gold with a dielectric constant of ε_m, taken from experimental data and based on (4).

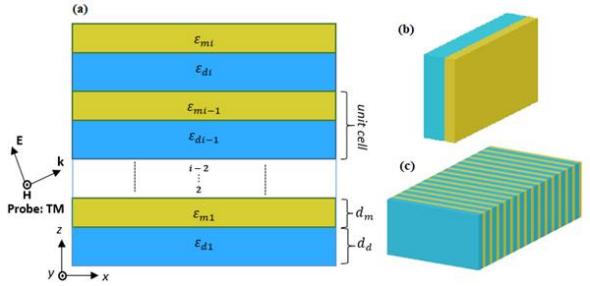


Fig. 1. **(**a) Side xz view of the HMM structure, under illumination of a TM polarized probe, (b) 3D view of the unit cell and (c) 3D view of the proposed structure. Each cell contains two layers of metal and dielectric with a thickness of 13nm. The entire structure of the switch consists of 15 cells with of 195nm thick.

Effective permittivity tensor $\varepsilon_{\parallel}$ and $\varepsilon_{\perp}$ can be approximated using Maxwell equation and the effective medium theory (EMT) [9],

$$\varepsilon_{\parallel} = \sum_{i=1}^{m} f_i \varepsilon_i \tag{5}$$

and

$$\varepsilon_{\perp} = \left[\sum_{i=1}^{m} f_i \varepsilon_i^{-1}\right]^{-1} \tag{6}$$

With $i = 1, 2, 3, \ldots, m$ and m represents the total number of layered in HMM. f is filling factor and defined as,

$$f_i = \frac{d_i}{\sum_{i=1}^{m} d_i} \tag{7}$$

2.2. Dispersion relation, Transmission and Reflection coefficients

The dispersion equation for TM-waves in the infinite periodic structure, which relates the frequency ω and the Bloch wave number k^{TM}, can be written as [11],

$$k_z^{TM} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_{\parallel} - \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} k_x^2}. \tag{8}$$

the equations for reflection and transmission coefficients for the system derived as,

$$r = \frac{-i\frac{1}{2}\left(\varsigma_{TM} - \frac{1}{\varsigma_{TM}}\right)\sin\left(k_z^{TM}L\right)}{\cos\left(k_z^{TM}l\right) - i\frac{1}{2}\left(\varsigma_{TM} + \frac{1}{\varsigma_{TM}}\right)\sin\left(k_z^{TM}L\right)}$$
$$t = \frac{1}{\cos\left(k_z^{TM}L\right) - i\frac{1}{2}\left(\varsigma_{TM} + \frac{1}{\varsigma_{TM}}\right)\sin\left(k_z^{TM}L\right)} e^{ik_0 L\cos\theta_i} \tag{9}$$

Where, L is the length of HMM and $\varsigma_{TM} = \varepsilon_{\perp}\frac{\omega}{c}\cos\theta_i / k_z^{TM}$.

3. Simulation Results

The theoretical results presented in this paper are confirmed by several computer numerical simulations for a system shown in fig. 1. First, by using (4), the effect of thickness is shown for various width of metal layer. Based on (4) the real and imaginary parts of dielectric constant for bulk, 50, 10, 8, 5 and 3nm is simulated. Fig. 2 show the variation of gold (Au) permittivity, and different values of d_m as a function of wavelength. As we can see, the variation of real part (Fig. 2(a)) is neglected when the width of metal layer is changed, because the real part in (4) is partially depends on Γ*. While the imaginary part, when the width of metal layer goes below 10nm, extremely changes.

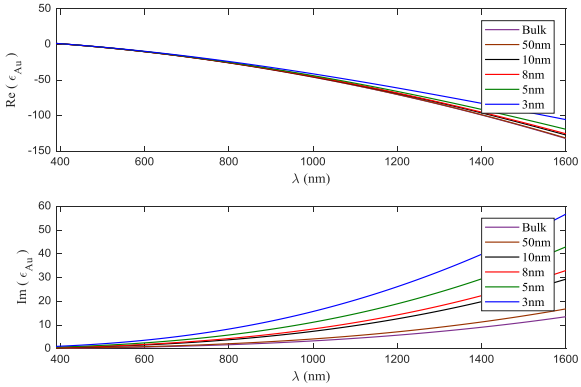


Fig. 2. Real and imaginary parts of permittivity for different values of d_m as a function of wavelength for Au.

The reduction of the geometry size below 10nm indicate the major decrease of mean free path of electrons in metal. This limitation effect on the transverse and perpendicular amplitude of permittivity. So, reducing the thickness of the metal layer from a certain amount can eliminate the hyperbolic property of the layers. To illustrate this important and to select the optimal thickness of the metal layer, the effective permittivity of the unit cell is simulated for different filling factor values of the metal in Fig. 3. Interestingly, the

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

imaginary part of ε_{eff} shows a broadened resonance peak due to the electromagnetic interactions between the metal and dielectric. The resonance band in ε_{eff} is very broad in the curve where $f_m = 0.4$.

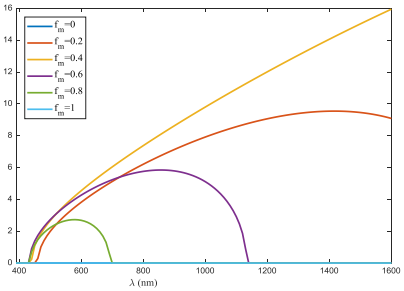


Fig. 3. Calculation of the imaginary parts of the effective permittivity of unit cell in Fig. 1 for different values of filling factor of the metal.

Considering a slab composed of 15 unit cells illuminated by an incident TM polarized CW probe whose wavelength varies in the visible range and using (5) -(7). We have calculated the real and imaginary parts of effective permittivity for two cases. In the first case, we ignored the effect of thickness of metal and used constant Γ in the Drude model. Then by (5) and (6) calculate the effective permittivity. The solid curves in fig. 4 illustrate the results of simulation. After that, we used (3) and taking the effect of thin metals into account. As we can see from fig. 4, the magnitude of longitudinal permittivity extremely decreased. Real and imaginary parts of $\varepsilon_{\perp}$ decreased about 42.58% and 52.68% respectively. The magnitude diminution has bounded the transmission and reflection proportion.

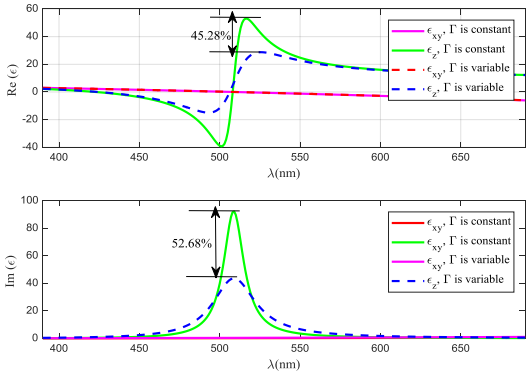


Fig. 4. Real and imaginary parts of the effective permittivity components vs. without and with Kerr effect.

Then we calculated transmission and reflection coefficients based on eq. (9). In order to manifest the accuracy of results, we have also calculated transmittance and reflectance curves theoretically. As shown in Fig. 5, the simulation results show the agreement between the theoretical and simulated is good. In the whole wavelength band, the deviation from this agreement is less than 1%.

4 Conclusion

In this paper, we present a new model to calculate the permittivity of ultra-thin metal. Then the effect of new model applied to HMM structures and effective permittivity and transmission and reflection coefficient are calculated. The results compared for two cases, constant Γ and variable Γ, to each other's.

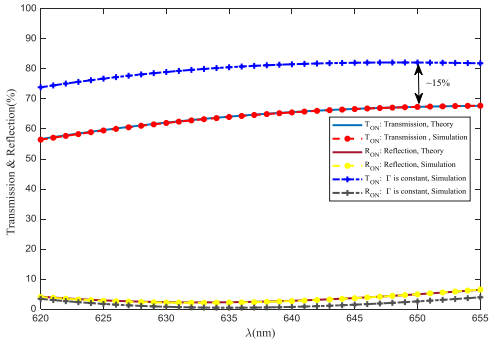


Fig. 5. Transmission and reflection coefficients for HMM.

References

[1] Ch. C. Nadall, C. M. Watts, J. A. M. S. Krishna, and W. J. Padilla, "Single Pixel quadrature imaging with metamaterials," *Advanced Optical Materials*, Vol. 4, No. 1, 66-69, 2016.

[2] H.-T. Chen, J. Zhou, J. F. O´Hara, F. Chen, and A. K. Azad, "Antireflection Coating using Metamaterials and Identification of its Mechanism," *Physical review letters*, Vol. 105, No. 7, 073901, 2010.

[3] T. Chen, S. Li, and H. Sun, "Metamaterials Application in Sensing," *Sensors*, Vol. 12, No. 3, 2742-2765, 2012.

[4] T. Amemiya, T. Kanazawa, S. Yamasaki, and S. Arai, "Metamaterials Waveguide Devices for Integrated Optics," *Materials*, Vol. 10, No. 9, 1037, 2017.

[5] W. S. Wall, S. M. Rudolph, S. K. Hong, and K. L. Morgan, "Broadband Switching Nonlinear Metamaterial," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Vol. 13, 427-430, 2014.

[6] S. Molesky, C. J. Dewalt, and Z. Jacob, "High Temperature epsilon-near-zero and epsilon-near-pole Metamaterial Emitters for Thermo Photovoltaics," *Opt. Express*, Vol. 21(S1), A96-A110, 2013.

[7] L. Lu, R. E. Simpson, and S. K. Naliyaveedu, "Active Hyperbolic Metamaterials: Progress, Materials and Design," *IOP Publishing, Vol.* 20, 103001-103021, 2018.

[8] P. Shekhar, J. Atkinson, and Z. Jacob, "Hyperbolic Metamaterials: Fundamental and Applications," Nano Convergence, Vol. 1, No. 1, 14, 2014.

[9] L. Lu, R. E. Simpson, and S. K. Naliyaveedu, "Active Hyperbolic Metamaterials: Progress, Materials and Design," *IOP Publishing*, Vol. 20, 103001-103021, 2018.

[10] A. V. Karlsson and O. Beckman, "Optical Extinction in Colloid System NaCl: Na," *Solid State Communications* Vol. 5, 795-798, 1967.

[11] I. Fedorin, "Polarization Transformation by a Hyperbolic Metamaterial on a Metal Substrate," Progress In Electromagnetics Research B, Vol. 67, 17–30, 2016.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The 25th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2019), and the 11th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

دیود نورگسیل پروسکایتی بر پایه $FAPbBr_3$

پریناز معززی[۱]، وحید احمدی[۱]، فرزانه عربپور رق‌آبادی [۱و۲]، بهرام عبدالهی نژند[۱]، مسعود پاینده

[۱]ایران، تهران، دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، گروه پژوهشی اپتوالکترونیک و نانوفوتونیک

[۲]ایران، تهران، دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده مهندسی شیمی، گروه فرایند

نویسنده مسئول: v_ahmadi@modares.ac.ir

چکیده- پروسکایت‌های هیبریدی آلی-معدنی در مطالعات سال‌های اخیر برای کاربردهای در افزاره‌های اپتوالکترونیکی توجه بسیاری را به خود جلب کرده‌اند. این مواد نیمه‌هادی دارای خواص نوری مناسبی از جمله طول نفوذ بالای حامل‌ها، بازترکیب نوری حامل‌ها، انتقال حامل خوب و خلوص نور بالا هستند که این خواص، برای ساخت افزاره‌های نورگسیل بسیار مطلوب می‌باشد. در این تحقیق، از پروسکایت فرمامیدینیوم برمایید به‌علت بازترکیب نوری بالا، جهت ساخت دیود نورگسیل پروسکایتی استفاده می شود که این دیود نورگسیل با نور سبز که پیک آن در ۵۳۷ نانومتر است، در ولتاژ ۲/۷ ولت گسیل نور آن شروع می شود.

کلید واژه- دیودهای نورگسیل پروسکایتی، بازترکیب نوری، افزاره‌های اپتوالکترونیک

Perovskite light emitting diode based on $FAPbBr_3$

Parinaz Moazzezi[1] , Vahid Ahmadi[1], Farzaneh Arabpour Roghabadi[1,2], Bahram Abdolahi Nejand[2], Masoud Payandeh

[1] Optoelectronic and Nanophotonic Research Group, Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran-Iran.
[2] Faculty of Chemical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran

*Corresponding author: v_ahmadi@modares.ac.ir

Abstract- Recently, organometal halide perovskite has been attracted a lot of attention to be employed in optoelectronic devices. Perovskite desired properties like long carrier diffusion length, high radiative recombination, and pure luminescence introduced these materials as suitable candidates to use in optoelectronic devices. In this study, perovskite LED based on formamidinium lead bromide ($FAPbBr_3$) as the emitter layer is used. Perovskite LED emits green light with λ=537nm that starts emitting at 2.7V.

Keywords: Organic-inorganic halide perovskite, Perovskite light-emitting diode, Optoelectronic device

1. Introduction

Organic-inorganic halide materials are emerging as highly remarkable semiconductors during the last few years. Their superior properties such as their long carrier diffusion length, high photoluminescence quantum yield, and tuneable bandgaps over the entire visible spectral extent enable us to use them in electronic and optoelectronic devices. Furthermore, halide perovskite can be processed from precursor solutions at low temperature to form crystalline direct-bandgap semiconductors with shallow traps. The electroluminescence (EL) of these devices is limited by non-radiative recombination at interfaces and grain boundaries, which is associated with defects and high leakage current due to non-uniform perovskite layer [1,2].

In the early perovskite LEDs, $CH_3NH_3PbI_3$ and $CH_3NH_3PbBr_3$ were used as emitter layer for red and green emission, respectively, with narrow FWHM~20 nm, while quantum dot LEDs yield an FWHM around 30 nm. Thus, perovskite LEDs had greatly attracted a lot of attentions. After reporting these organic-inorganic based devices, inorganic perovskites such as $CsPbX_3$ (X=Cl, Br, I) were also used as emitter layers in LEDs to provide the fabrication of devices with higher thermal stability and higher photoluminescence quantum efficiency [3].

As already reported, $HC(NH_2)_2PbBr_3$ ($FAPbBr_3$) shows superior carrier lifetime and diffusion length compared to $MAPbBr_3$ in the form of single crystal and solution processed films, that reveals its greater potential to be employed in optoelectronic devices. Moreover, FA^+ has a larger ion radius than MA^+ in the A-site of perovskite as demonstrated in Fig (1). It leads to a higher tolerance factor in the range between 0.9 and 1 that is preferred at room temperature for desired crystal stability. Therefore, $FAPbBr_3$ is a suitable choice as a green light emitter in perovskite LEDs [4].

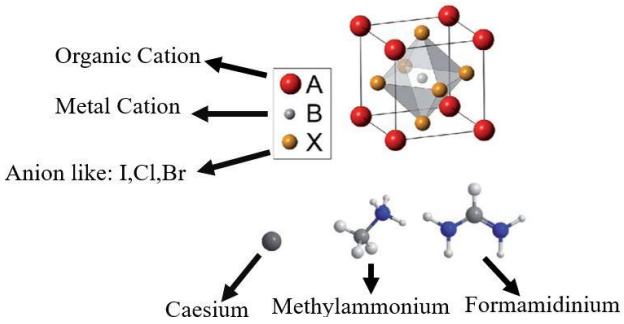


Figure 1: The crystalline structure of perovskite material.

In this study, perovskite LEDs with ITO/PEDOT: PSS/FA based perovskite/ZnO/Ag structure is fabricated as shown in Fig. (2), using one-step solution processed deposition method. To improve the PL property of the perovskite layer, also its morphology is engineered.

2. Method

2.1. Synthesis of $CH(NH_2)_2Br$ (FABr)

To synthesize FABr, formamidinium acetate powder is dissolved in hydro bromic acid (HBr) (48 wt. %). After addition of acid, the solution is stirred for 10 minutes at 50℃. Upon drying at 100℃, a yellow-white powder is formed that is washed with diethyl ether and recrystallized twice with ethanol. Before using, the powder is dried for 24 h in a vacuum oven [5].

2.3. Fabrication method

- The glass/ITO substrate with 15 Ω resistivity is sequentially washed with deionized water and ultrasonic bath, then oxygen plasma treated.
- PEDOT: PSS as hole transporting layer is spin-coated at 4000 rpm and anneal at 140 ^{0}C for 10 min.
- Perovskite precursor containing FABr and $PbBr_2$ dissolved in DMF is deposited using one–step method at 4000 rpm and annealed at 70℃.
- In the next step, the electron transporting material, ZnO nanoparticles, is spin coated at 6000 rpm.
- Finally, Ag is deposited as the device contact.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

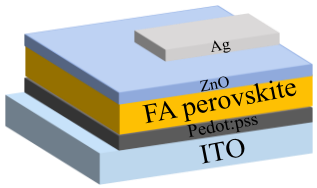


Figure 2: Schematic of the structure of the fabricated PLED.

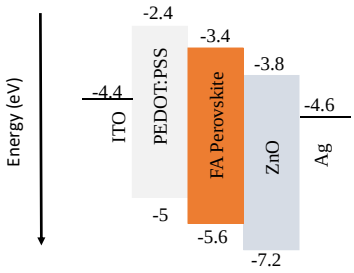
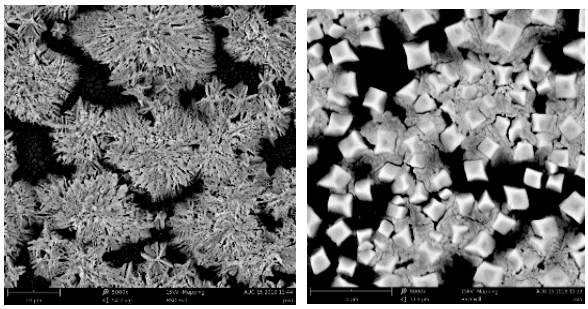


Figure 3: The energy level diagram of ITO/PEDOT: PSS/$FAPbBr_3$ perovskite/ZnO/Ag device.

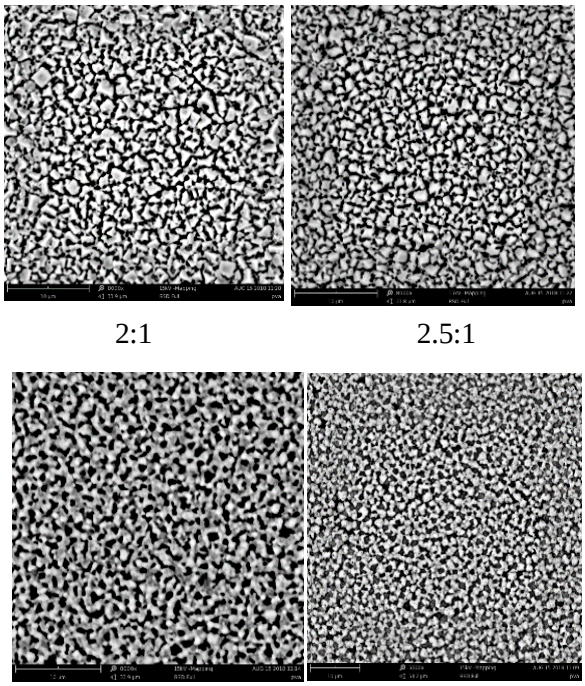
3. Result and discussion

The energy level diagram of ITO/PEDOT: PSS/$FAPbBr_3$ perovskite/ZnO/Ag device is shown in Fig. (3). as observed in Fig. (4), morphology of the perovskite layer is strongly dependent on the ratio of formamidinium bromide and $PbBr_2$. The desirable grain size for more efficient charge carrier confinement and radiation recombination in LEDs is achieved when, 3:1 ratio of FABr: $PbBr_2$ is used (Fig.4).

As SEM images show in Fig. (4), within increasing the FABr ratio precursor, grains become smaller and the surface coverage enhances. However, the presence of a high amount of excess FABr in the layer leads to the loss of the stability of the layer.



1:1 1.5:1



2:1 2.5:1

3:1 3.5:1

4:1 4.5:1

Figure 4: SEM images of the perovskite layers synthsized from precursors containing different ratios of FABr: $PbBr_2$, (SEM images scale bar is 10µm).

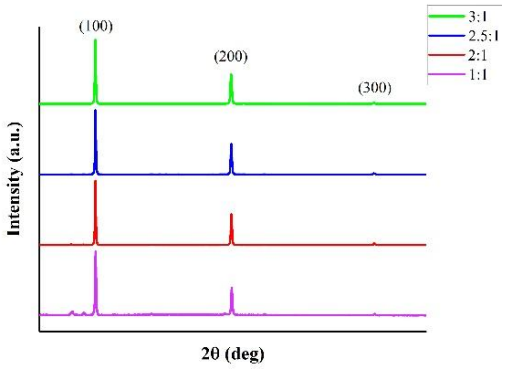


Figure 5: XRD patterns of $FAPbBr_3$ synthsized from precursors containing different ratios of FABr: $PbBr_2$

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The X-ray diffraction (XRD) patterns in Fig. (5) depict that the FA-based perovskite has a $Pm\bar{3}m$ cubic crystal structure that shows no dependency on the precursor ratio [6].

Fig. (6) presents the absorption and PL spectra of the perovskite film synthesized from the precursor with 3:1 ratio. The small grains formed in this film provides a desirable PL performance which its peak locates at 530 nm.

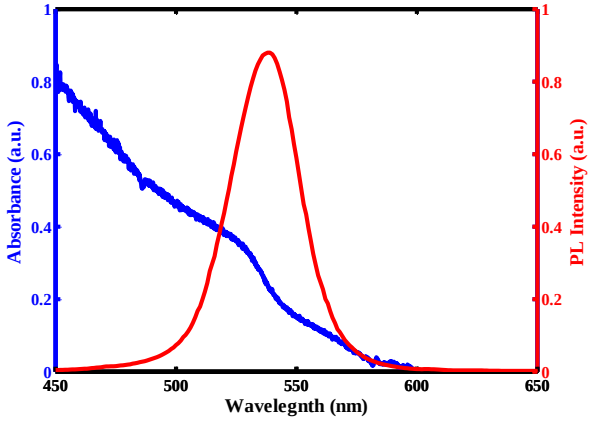


Figure 6: PL spectrum and absorption spectrum of $FAPbBr_3$

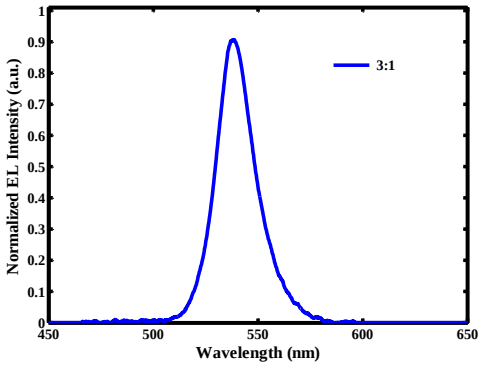


Figure 7: EL spectrum of the PeLED with 3:1 ratio of FA-perovskite precursor as emission layer

EL spectrum of the fabricated device is presented in Fig. (6). Remarkably, the device starts its emission at 2.7V at λ=537 nm with FWHM of 20 nm.

4. Conclusion

In summary, the effect of the various ratios of precursors on the morphology and crystalline structural of the $FAPbBr_3$ layer was investigated. It was depicted that the 3:1 ratio was the best ratio with suitable morphology. It provided the fabrication of high efficient perovskite LED that started its emission at 2.7 V (at λ=537 nm with FWHM of 20 nm).

References

[1] H. Cho, S.-H. Jeong, M.-H. Park, Y.-H. Kim, C. Wolf, C.-L. Lee, J. H. Heo, A. Sadhanala, N. Myoung, and S. Yoo, "Overcoming the electroluminescence efficiency limitations of perovskite light-emitting diodes," *Science (80-.).*, vol. 350, no. 6265, pp. 1222–1225, 2015.

[2] L.-C. Chen, Z.-L. Tseng, D.-W. Lin, Y.-S. Lin, and S.-H. Chen, "Improved Performance of Perovskite Light-Emitting Diodes by Quantum Confinement Effect in Perovskite Nanocrystals," *Nanomater. (Basel, Switzerland)*, vol. 8, no. 7, p. 459, Jun. 2018.

[3] Y.-H. Kim, H. Cho, and T.-W. Lee, "Metal halide perovskite light emitters," *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 113, no. 42, p. 11694 LP-11702, Oct. 2016.

[4] L. Meng, E.-P. Yao, Z. Hong, H. Chen, P. Sun, Z. Yang, G. Li, and Y. Yang, "Pure Formamidinium-Based Perovskite Light-Emitting Diodes with High Efficiency and Low Driving Voltage," *Adv. Mater.*, vol. 29, no. 4, p. 1603826, Nov. 2016.

[5] G. E. Eperon, S. D. Stranks, C. Menelaou, M. B. Johnston, L. M. Herz, and H. J. Snaith, "Formamidinium lead trihalide: a broadly tunable perovskite for efficient planar heterojunction solar cells," *Energy Environ. Sci.*, vol. 7, no. 3, pp. 982–988, 2014.

[6] A. A. Zhumekenov, M. I. Saidaminov, M. A. Haque, E. Alarousu, S. P. Sarmah, B. Murali, I. Dursun, X.-H. Miao, A. L. Abdelhady, and T. Wu, "Formamidinium lead halide perovskite crystals with unprecedented long carrier dynamics and diffusion length," *ACS Energy Lett.*, vol. 1, no. 1, pp. 32–37, 2016.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The 25th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2019), and the 11th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

اثر کاتیون سزیم بر عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی با جاذب $CH_3NH_3PbI_3$

نسرین صلح طلب[۱]، وحید احمدی[۱،*] ، فرزانه عربپور رق آبادی [۱و۲]، بهرام عبدالهی نژند[۱]

[۱] ایران، تهران، دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، گروه پژوهشی اپتوالکترونیک و نانوفوتونیک
[۲] ایران، تهران، دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده مهندسی شیمی، گروه فرایند

[*]نویسنده مسئول: V_ahmadi@modares.ac.ir

چکیده– در این پژوهش برای بهبود عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی، لایه جاذب متیل آمونیوم سرب یدید با کاتیون سزیم مخلوط می‌شود. . خواص نوری، مورفولوژی و ساختار کریستالی فیلم پروسکایتی در حضور غلظت‌های مختلف از کاتیون سزیم مورد بررسی قرار می‌گیرد. لایه پروسکایت با یکنواختی بیشتر در حضور سزیم با غلظت ۰,۰۵ مولار بدست می‌آید که سلول خورشیدی با بالاترین بازده را نیز نتیجه می‌دهد.

کلید واژه- سلول خورشیدی، سزیم، جاذب پروسکایتی

The effect of Cs cation on the performance of $CH_3NH_3PbI_3$ perovskite solar cell

Nasrin Solhtalab[1] , Vahid Ahmadi[1], Farzaneh Arabpour Roghabadi[1,2]

,Bahram Abdolahi Najand[1]

[1] *Optoelectronic and Nanophotonic Research Group, Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran-Iran.*
[2] *Faculty of Chemical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran*

*Corresponding author: v_ahmadi@modares.ac.ir

Abstract- In this work, methylammonium lead iodide ($CH_3NH_3PbI_3$) perovskite light absorbers are doped by cesium to improve the performance of perovskite solar cell. The optical, morphological, and crystalline properties of the pure and mixed perovskite films are investigated. The most uniform perovskite layer is obtained for the film containing 0.05M of CsCl that yields the device with higher power conversion efficiency (4.64%) than the other concentrations.

Keywords: Perovskite solar cell; Cesium, Perovskite absorber

1. Introduction

Perovskite solar cells have attracted enormous interest in recent years due to the rapid growth of the power conversion efficiencies (PCE) from 3.8% in 2009 [1] to the current world record of 22.0% [2]. The organic-inorganic perovskite material has an ABX_3 structure and is typically comprised of an organic cation, A=methylammonium (MA) $CH_3NH_3^+$; formamidinium (FA) $CH_3(NH_2)_2^+$), a divalent metal, B = (Pb^{2+}; Sn^{2+}), and an anion X = (Cl^-; Br^-; I^-). The perovskite material can be processed by various techniques including spin coating, dip coating, 2-step interdiffusion, chemical vapour deposition, thermal evaporation, that introduce perovskite solar cell as one of the most versatile photovoltaic (PV) technologies. The achieved high performances for perovskite solar cells have been attributed to exceptional material properties such as remarkably high absorption over the visible spectrum, low exciton binding energy, charge carrier diffusion lengths in the µm-range, a sharp optical band edge, and a tunable band gap from 1.1 to 2.3 eV by interchanging the above cations, metals, and/or halides [3]. One of the main strategies that are used to tune the optical and electrical properties, enhance the stability, and improve the performance of the perovskite devices is employing mixed halide, cations, and metals sites in the crystalline structure. In this work, $CH_3NH_3PbI_3$ perovskite is doped with Cs cation and used as the absorber layer of the perovskite device. The optical and structural properties of the absorber is characterized in the presence of Cs. Furthermore, the perovskite devices based on the doped absorber are fabricated and characterized.

2. Experimental Section

To fabricate solar cells, fluorine-doped tin oxide (FTO) substrates are patterned by an HCl solution (2 M in deionized water) and Zn powder. Then the etched substrates are ultra-sonicated in deionized water, acetone, ethanol, and isopropanol, each for 10 min, followed by drying at 100 °C, and subsequently treated by UV-ozone for 15 min. The cleaned FTO substrates are coated with a compact layer of TiO_2 by spin coating of a mild acidic solution of tetraisopropyl orthotitanate in ethanol (2000 RPM for 30 s), followed by annealing at 500 °C for 30 min. The mesoporous TiO_2 layer is deposited on the TiO_2 compact layer by spin coating (5000 RPM for 30 s) of the TiO_2 paste containing 20-nm-sized TiO_2 nanoparticles diluted in ethanol (2:7 weight ratio), and immediately dried at 70 °C for 30 min. Then, perovskite layer is deposited on the mesoporous TiO_2 layer. A poly(3 hexylthiophene)(P3HT layer (10 mg/mL in anhydrous chlorobenzene) is spin-coated on the perovskite layer at 2000 RPM for 60 s. Finally, a 100-nm-thick Au cathode is deposited on it by a thermal evaporator with a shadow mask (Nanostructured Coatings Co, Iran).

In order to synthesize the perovskite absorber layer, one step solution method is used. CsCl, MAI, and PbI_2 are dissolved into a mixed solvent of DMF: DMSO (4 : 1, volume ratio). As CsCl is difficultly dissolved in the solvent mixture, the solution is heated at 70 ℃ for 24 h. The perovskite films are prepared with different CsCl concentration that are 0, 0.05, 0.1, and 0.2 M. 30µL of freshly prepared perovskite solutions was spin-coated on the mesoporous TiO_2 layer at 4000 rpm for 20 s. After a 4 s delay time of the spin coating process, a 240 µL of anhydrous chlorobenzene was quickly dropped at the substrat . then dried at 100 °C for 10 min. The colour of the annealed film changed from transparent to dark brown indicating the crystallization of the perovskite layer.

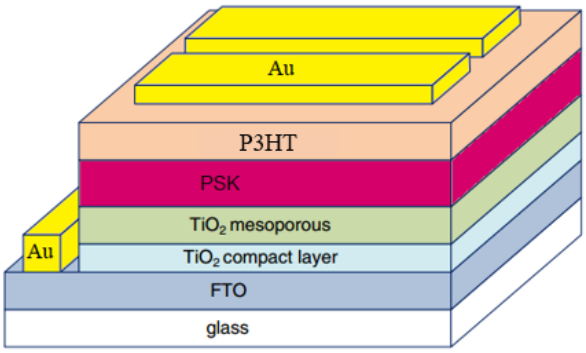


Figure 1 Schematic of the fabricated device structure.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

3. Results and discussions

The SEM images of the surface of the deposited perovskite layers containing different amount of CsCl (0, 0.05, 0.1, 0.2 molar). in the precursor are presented in Figure 2.

As observed, more uniform layer is achieved when the concentration of CsCl in the precursor is 0.05M. Interestingly, the amount of the holes in this layer is fewer than the other films.

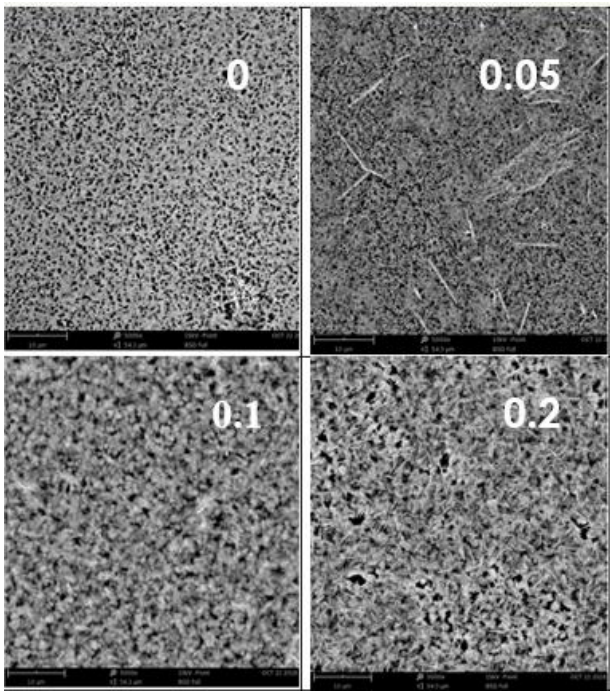


Figure 2 SEM images of the surface of the perovskite films comprising different concentrations of CsCl in the precursor solution (0, 0.05, 0.1, 0.2 molar).

To gain insight on the effect of Cs-substitution on the crystallization of the $MAPbI_3$ perovskite, a series of perovskite films with different Cs content are characterized using X-ray diffraction (XRD). Figure 3a shows the XRD patterns of $Cs_xMA_{1-x}PbI_3$ perovskite films with different Cs content. The sharp peaks located at 14.23, 28.57, 32 ° are attributed to (110), (220), (310) planes of the tetragonal structure of the perovskite, respectively. For clarity, Figure 3b shows a high resolution view of the (110) diffraction peak of the $MA_{1-x}Cs_xPbI_3$ samples. The peak location monotonically shifts from 14.23° to 14.29° with increasing CsCl content from 0 to 0.2 M due to the smaller Cs^+ radius (1.81 Å) compared to that of MA^+ (2.70 Å). It demonstrates that Cs cations are effectively integrated into the $MAPbI_3$ perovskite lattice and the increased intensity of the δ-phase $CsPbI_3$ indicates a substitution limit. This non-provskite yellow phase can lead the reduction of the PCE of the device.

(a)

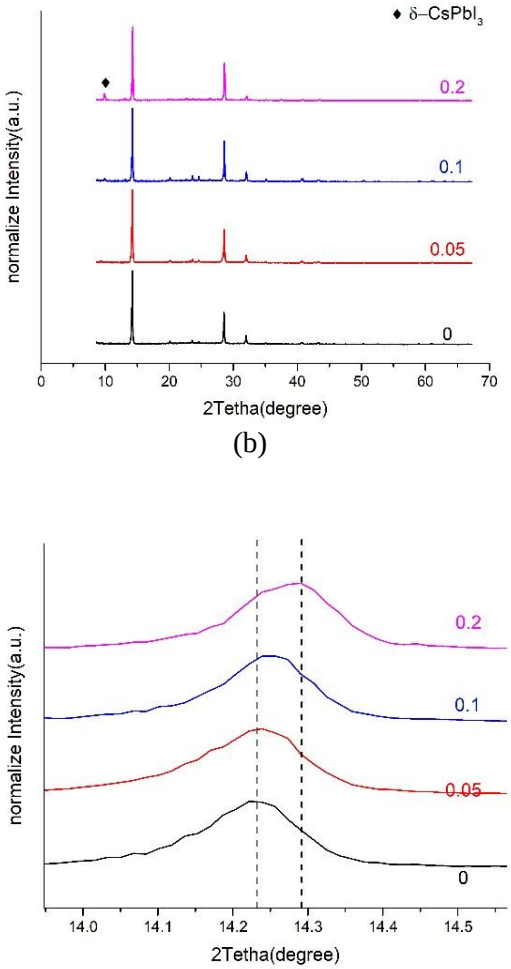


Figure 3 (a) XRD spectra of the perovskite films comprising different concentrations of CsCl in the precursor solution, and (b) a high resolution view of the (110) diffraction peak of the $MA_{1-x}Cs_xPbI_3$ samples.

The UV-Vis spectra of the pure and mixed perovskite films indicate an initial blue-shift of the absorption edge shown in Figure 4, occurs due to the Cs content enhancement.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

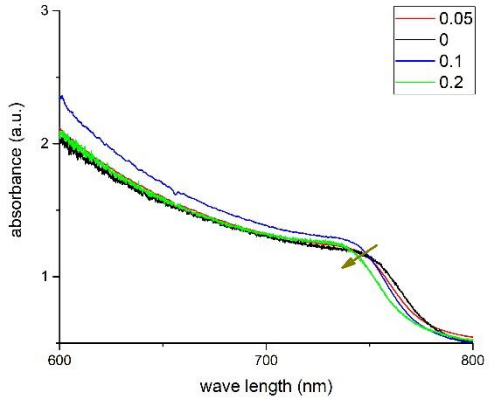


Figure 4 Visible spectra of the pure and mixed perovskite films.

Figure 5, shows the forward and backward current density-voltage characteristics of the devices with different concentrations of CsCl in the precursor solution. The best performance is achieved for the device comprising 0.05 M cesium chloride. This device yields a PCE of 4.64%.

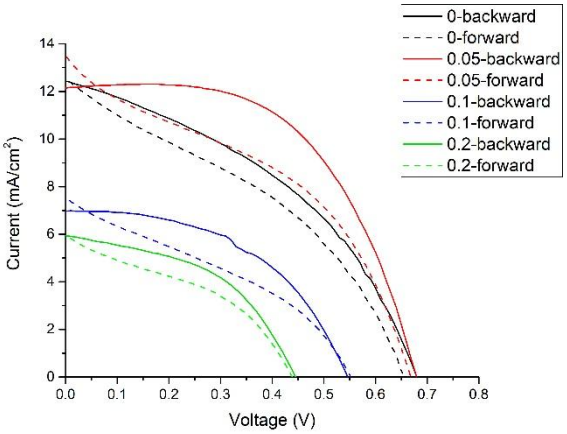


Figure 5 J-V characteristics of the devices including different perovskite layers.

Table 1 summarizes the photovoltaic performance of the devices with different percentages of cesium chloride.

Table 1 Photovoltaic performance of the perovskite devices.

Device	Voc	Isc	PCE	FF
0	0.66	11.2	3.21	0.43
0.05	0.68	12.15	4.64	0.56
0.1	0.55	6.97	1.87	0.48
0.2	0.45	5.94	1.25	0.46

Conclusion

In summary, the effect of the presence of CsCl on the crystalline, optical, and morphology of the $CH_3NH_3PbI_3$ perovskite films were investigated. It was shown that among all concentrations of CsCl, the best performance was achieved for the device with 0.05 M CsCl in the perovskite precursor solution.

Acknowledgements

The authors would like to acknowledge the financial support from the research department of Tarbiat Modares University (Research group of nano plasma photonic, IG-39704).

References

[1] A. Kojima, K. Teshima, Y. Shirai, and T. J. J. o. t. A. C. S. Miyasaka, "Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells," vol. 131, no. 17, pp. 6050-6051, 2009.

[2] W. S. Yang *et al.*, "Iodide management in formamidinium-lead-halide–based perovskite layers for efficient solar cells," vol. 356, no. 6345, pp. 1376-1379, 2017.

[3] W. S. Yang *et al.*, "High-performance photovoltaic perovskite layers fabricated through intramolecular exchange," vol. 348, no. 6240, pp. 1234-1237, 2015.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

Shiraz University

به دام اندازی نانو ذرات با استفاده از موجبرهای نواری با مقطع مثلثی و نواری با شیار V-شکل

مهدی صحافی و امیر حبیب‌زاده شریف

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز، ایران

m_sahafi@sut.ac.ir, sharif@sut.ac.ir

چکیده- در این مقاله، بصورت عددی نشان داده شده است که موجبرهای نواری با مقطع مثلثی و نواری با شیار V-شکل در مقایسه با موجبرهای نواری متداول با مقطع مستطیلی قابلیت بسیار بالاتری در به دام اندازی نانوذرات دارند. مطابق محاسبات انجام گرفته حداکثر نیروی به دام اندازی وارد بر یک ذره با شعاع ۵ نانومتر از سوی موجبر نواری با مقطع مثلثی و نواری با شیار V-شکل به ترتیب ۸/۳ و ۱۴ برابر حداکثر نیروی به دام اندازی توسط موجبر نواری با مقطع مستطیلی می‌باشد.

کلید واژه- انبرک نوری، به دام اندازی نوری، موجبر نوری

Nano-Particle Trapping by Wedge and V-Groove Waveguides

Mahdi Sahafi and Amir Habibzadeh-Sharif

Electrical Engineering Faculty, Sahand University of Technology, Tabriz, Iran

m_sahafi@sut.ac.ir, sharif@sut.ac.ir

Abstract- In this paper, we numerically show that Silicon-on-Insulator (SOI) based wedge and V-groove waveguides have much higher capability to trap nanoparticles compared with the traditional stripe waveguides. According to the calculations, the maximum trapping force exerted by the wedge and V-groove waveguides to a 5 nm radius nanoparticle can be 8.3 and 14 times greater than that of the stripe waveguide respectively.

Keywords: Optical tweezer, Optical Trapping, Optical Waveguide.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

Optical tweezers have found a number of applications in the biological sciences for non-invasive studies of bio-cells. But, traditional free-space optical tweezers are massive and expensive apparatus which require professional operators. Also, near-field optical trapping systems based on the evanescent field of the photonic structures enable low-cost on-chip optical trapping at dimensions beyond diffraction limit [1-4].

A waveguide-based particle trapping system as a near-field optical tweezer has great advantages for particle trapping and transporting in optofluidic chips due to its simple fabrication and integration process using lithographic methods [5]. However, further reduction in the particle size in nanoscale (especially below 100 nm) leads to a weak optical trapping [6, 7]. The smaller the particle size the weaker the gradient and viscous drag forces, and hence the more difficult to be trapped. In other words, trapping the smaller particles require higher beam intensities [8]. Hence the input power of the device should be increased for effective trapping of these nanoparticles. But it is not a proper solution especially for on-chip and portable systems. Furthermore, high power optical fields may damage biological trapped samples. Some techniques have been proposed in the recent years to overcome these challenges and increase the exerted optical forces on the nanoparticles, but they suffer from fabrication complexity and propagation loss [9, 10].

In this paper, we propose a new application for SOI-based wedge and V-groove waveguides in the optical trapping area and compare them with the traditional stripe waveguide. According to the results presented in the next sections, these waveguides have impressive capability in trapping of the nanoparticles. Fabrication of these waveguides relies on optical lithography followed by precise anisotropic potassium hydroxide (KOH) etching. The KOH etching on a <100> silicon wafer can carve a triangular groove with an angle of 54.7° with respect to the surface and create the wedge and V-groove waveguides [11, 12].

2. Theoretical Models and Methods

The optical force exerted on a particle can be obtained by [13]:

$$\boldsymbol{F}_{op} = \oint_A \langle \boldsymbol{T}_M \rangle \cdot \boldsymbol{n} dA \qquad (1)$$

where $\langle \boldsymbol{T}_M \rangle$, $\boldsymbol{n}$ and dA are the time-averaged Maxwell Stress Tensor (MST), the unit vector normal to the outer surface of the particle volume over which the integral is taken, A, and differential surface element.

We can define the stability number, S, for a trapped particle by relating the work needed to release the particle compared to the random thermal motion of the particle [13]:

$$S = \left| U_{trap} \right| / k_B T \qquad (2)$$

where U_{trap} is the work needed to release the trapped particle, k_B is the Boltzmann constant and T is the temperature in Kelvin. Obviously, a larger S number leads to a more stable trap. The electromagnetic fields, optical forces and other related quantities is calculated by 3D finite element method (FEM) using COMSOL package. The free space wavelength of the input optical field is 1550 nm.

3. Design and Simulation Results

Fig. 1 shows the structures of the stripe, wedge, and V-groove waveguides and their normalized electric field distributions in the desired fundamental modes. The electric field distribution and its gradient in the cladding regions of the stripe and wedge waveguides are greater in the TM mode. These quantities in the cladding region of V-groove waveguide are larger in its TE mode. Therefore, to obtain larger trapping forces, the fundamental quasi-TM mode should be excited in the stripe and wedge waveguides, while the fundamental quasi-TE mode should be used in the V-groove waveguide.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

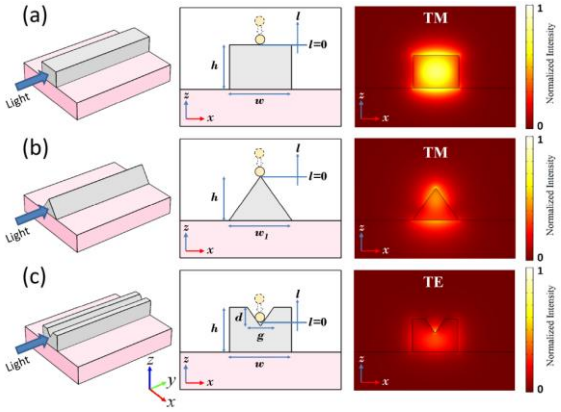


Fig. 1. Structure of the waveguides and normalized electric field distributions of the desired fundamental modes in the (a) Stripe, (b) Wedge and (c) V-groove waveguides. Geometrical parameters are set as follows: h = 360 nm, w = 500 nm, w_1 = 510 nm, d = 150 nm and g = 212 nm.

The geometrical parameters are chosen such that the TE and TM modes are separated from each other and the waveguides have a single quasi-TE and a single quasi-TM propagating mode [14, 15]. Even so, these parameters should be optimized for a specified application. The waveguides cores are formed by patterning the Si layer on a SOI substrate. The entire chip is immersed in water that serves as the top cladding in which the particles can move. Height of the cores is 360 nm and its width in the stripe and V-groove waveguides are 500 nm. Also, width of the wedge waveguide is 510 nm. Depth and width of the V-shape section are 150 nm and 212 nm, respectively. A polystyrene nanoparticle is used for studying the optical forces while material dispersion and absorption of Si, SiO_2, water and polystyrene are also considered [16].

Fig. 2 demonstrates the maximum trapping force in the z direction exerted to the particle versus the particle radius. As shown in the figure, this trapping force exerted on the particle over the stripe, wedge and V-groove waveguides is 0.066 pN/W, 0.55 pN/W and 0.98 pN/W for a 5 nm particle and 3.12 pN/W, 12.54 pN/W and 13.98 pN/W for a 20 nm particle respectively. It means that $F_{z,max}$ in the wedge waveguide is 8.3 times for the 5 nm particle and 4 times for the 20 nm particle stronger than that of the stripe waveguide.

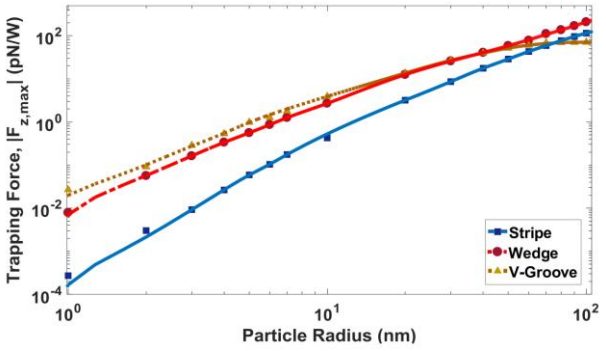


Fig. 2. Maximum Trapping force in the z direction versus particle radius with l = 3 nm.

In the V-groove waveguide $F_{z,max}$ is 14 times for the 5 nm particle and 4.4 times for the 20 nm particle stronger than that of the stripe one.

Fig. 3 illustrates the trapping force in the x direction, F_x, exerted to the 20 nm radius particle versus particle x-position and the profile of its potential well. In the V-groove waveguide, particles are physically confined inside V-shape for x direction. These robust increases in the trapping forces result deeper potential wells and larger stability numbers for the trapped particles.

According to the calculations, stability number of the 5 nm polystyrene particle is 0.70 W^{-1}, 2.21 W^{-1} and 3.84 W^{-1} for the stripe, wedge and V-groove waveguides respectively, indicating 3.1 and 5.4 times larger in the wedge and V-groove with respect to the stripe waveguide. In the same manner, stability number of the 20 nm polystyrene particle is 32.9 W^{-1}, 79.6 W^{-1} and 99.6 W^{-1} for the stripe, wedge and V-groove waveguides respectively.

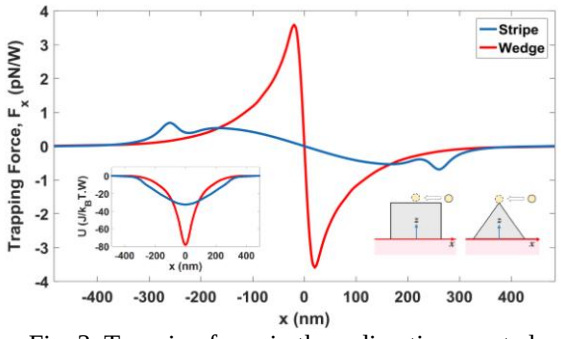


Fig. 3. Trapping force in the x direction exerted on the 20 nm radius particle versus particle x-position and l = 3 nm. The inset shows the potential well for the particle in the x direction.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

These quantities show 2.4 and 3 times larger stability number in the wedge and V-groove compared to the stripe waveguide for the 20 nm particle. Larger stability number leads to a more stable trap for the same input power or, in other words, a smaller required input power for the same depth of the potential well.

It should be mentioned that in the experimental works the surfaces is coated with a few nanometer surfactant layers to prevent the sticking of nanoparticles on the surface [17]. So, we assume a 3 nm layer on top of the waveguides in all calculations and simulations, therefore the minimum distance between the particles and the waveguides is 3 nm (l_{min} = 3 nm).

4. Conclusion

In conclusion, wedge and V-groove waveguides were proposed as appropriate devices for nanoparticle trapping. Their efficiency was studied numerically and compared with the stripe waveguide. According to the calculations, the trapping forces exerted by the wedge and V-groove waveguides to a 5 nm radius nanoparticle could be 8.3 and 14 times greater than that of the stripe one. Consequently, in terms of the trapping capability and ease of fabrication, the wedge and V-groove structures has significant advantages for nanoparticle manipulation in optofluidic chips.

References

[1] H. Li, X. Yu, X. Wu, W. Shi, M. Chen, L. Liu, *et al.*, "All-optically-controlled nanoparticle transporting and manipulating at SOI waveguide intersections," *Optics express*, vol. 20, pp. 24160-24166, 2012.

[2] D. Gao, W. Ding, M. Nieto-Vesperinas, X. Ding, M. Rahman, T. Zhang, *et al.*, "Optical manipulation from the microscale to the nanoscale: fundamentals, advances and prospects," *Light: Science & Applications*, vol. 6, p. e17039, 2017.

[3] Y. Shi, S. Xiong, L. K. Chin, J. Zhang, W. Ser, J. Wu, *et al.*, "Nanometer-precision linear sorting with synchronized optofluidic dual barriers," *Sci Adv*, vol. 4, p. eaao0773, Jan 2018.

[4] Y. Z. Shi, S. Xiong, Y. Zhang, L. K. Chin, Y. Chen, J. B. Zhang, *et al.*, "Sculpting nanoparticle dynamics for single-bacteria-level screening and direct binding-efficiency measurement," *Nat Commun*, vol. 9, p. 815, Feb 26 2018.

[5] E.-S. Kwak, T.-D. Onuta, D. Amarie, R. Potyrailo, B. Stein, S. C. Jacobson, *et al.*, "Optical trapping with integrated near-field apertures," *The Journal of Physical Chemistry B*, vol. 108, pp. 13607-13612, 2004.

[6] Y. Harada and T. Asakura, "Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime," *Optics communications*, vol. 124, pp. 529-541, 1996.

[7] L. N. Ng, B. J. Luff, M. N. Zervas, and J. S. Wilkinson, "Forces on a Rayleigh particle in the cover region of a planar waveguide," *Journal of lightwave technology*, vol. 18, p. 388, 2000.

[8] M. Yuan, L. Cheng, P. Cao, X. Li, X. He, and X. Zhang, "Optical Manipulation of Dielectric Nanoparticles with Au Micro-racetrack Resonator by Constructive Interference of Surface Plasmon Waves," *Plasmonics*, pp. 1-9, 2017.

[9] A. H. Yang, S. D. Moore, B. S. Schmidt, M. Klug, M. Lipson, and D. Erickson, "Optical manipulation of nanoparticles and biomolecules in sub-wavelength slot waveguides," *Nature*, vol. 457, p. 71, 2009.

[10] J. E. Baker, R. P. Badman, and M. D. Wang, "Nanophotonic trapping: precise manipulation and measurement of biomolecular arrays," *Wiley Interdisciplinary Reviews: Nanomedicine and Nanobiotechnology*, 2017.

[11] K. K. Lee, D. R. Lim, L. C. Kimerling, J. Shin, and F. Cerrina, "Fabrication of ultralow-loss Si/SiO 2 waveguides by roughness reduction," *Optics letters*, vol. 26, pp. 1888-1890, 2001.

[12] M. Sahafi and A. Habibzadeh-Sharif, "Robust increase of the optical forces in waveguide-based optical tweezers using V-groove structure," *JOSA B*, vol. 35, pp. 1905-1909, 2018.

[13] A. H. Yang and D. Erickson, "Stability analysis of optofluidic transport on solid-core waveguiding structures," *Nanotechnology*, vol. 19, p. 045704, 2008.

[14] F. Grillot, L. Vivien, S. Laval, and E. Cassan, "Propagation loss in single-mode ultrasmall square silicon-on-insulator optical waveguides," *Journal of lightwave technology*, vol. 24, p. 891, 2006.

[15] Y. A. Vlasov and S. J. McNab, "Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends," *Optics express*, vol. 12, pp. 1622-1631, 2004.

[16] M. A. Green, "Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients," *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 92, pp. 1305-1310, 2008.

[17] J. C. Berg, *An introduction to interfaces & colloids: the bridge to nanoscience*: World Scientific, 2010.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

زیست حسگر نوری غیر آنزیمی گلوکز مبتنی بر نانومیله های اکسید روی رشد یافته بر روی برد مدار چاپی

محمدرضا نورگستر ، زهیر کردرستمی

شیراز- دانشگاه صنعتی شیراز- دانشکده مهندسی برق و الکترونیک

چکیده- زیست حسگر گلوکز فلورسانت برمبنای نانومیله های اکسید روی که بر روی زیرلایه برد مدارچاپی رشد داده شده است ساخته شده است. لایه ی بذر بر روی برد مدارچاپی به روش لایه نشانی دورانی ایجاد و نانومیله های اکسید روی بر روی زیر لایه به روش هیدروترمال رشد داده شده است. در ساخت سنسور گلوکز پیشنهاد شده، دما و مدت زمان جدید برای آنیلینگ مورد استفاده قرار گرفته است. نمودار انکسار اشعه ایکس و تصویر میکروسکوپ روبشی الکترونی نشان میدهد که نانومیله های اکسید روی طی پروسه رشد به نحو مطلوبی شکل گرفته اند. خروجی این سنسور بر اساس طیف سنجی فتولومینسانس میباشد. پس از مراحل لازم برای ساخت این بایوسنسور، پاسخ طیف فلورسانت به ازای غلظت های مختلف گلوکز اندازه گیری شده است. پاسخ ها، نشان دهنده حساسیت بالای این بیوسنسور نسبت به تغییرات غلظت های مختلف گلوکز میباشد که این میزان تغییرات برای غلظت های مختلف گلوکز مورد بحث و مقایسه قرار گرفته است.

کلید واژه- سنسور گلوکز، فتولومینسانس، نانومیله، اکسید روی، هیدروترمال

Non-Enzymatic Optical Glucose Biosensor Using Grown ZnO Nanorods on Printed Circuit Boards

Mohammadreza Nourgostar, Zoheir Kordrostami*

Department of Electrical Engineering, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

m.nourgostar@sutech.ac.ir, kordrostami@sutech.ac.ir

Abstract- A fluorescent glucose biosensor based on the grown ZnO nanorods on printed circuit boards (PCBs) has been fabricated. The ZnO nanorods have been grown on the conductive PCBs using hydrothermal method. The seed layer has been spin coated on PCBs. New annealing temperatures and durations have been utilized in fabricating the proposed fluorescent glucose biosensor. XRD pattern and SEM image show that ZnO nanorods have been formed in the desired form during the growth process. The biosensor output is based on the photo luminescence (PL) spectra. After essential treatments of the sensor, 1 mM to 80 mM glucose concentrations have been drop casted on the PCBs and their PL response were measured. The results show the high sensitivity of the fabricated sensor to the glucose concentration variations. The amount of the change in PL spectra for different glucose concentrations has been quantified and discussed.
Keywords: Glucose Biosensor, ,ZnO Nanorods, Hydrothermal Growth, photoluminescence.

1. Introduction

Nanoscale zinc oxide (ZnO) structures have been one of the most commonly used semiconductor nanostructures due to the wide band gap energy (3.3 eV), the ability to absorb bio-materials and large excitation binding energy (60 meV) [1-3]. ZnO nanostructures have a wide range of applications such as chemical, UV, gas, PH and bio sensors. Nanostructures made from ZnO have been synthesized in different configurations like thin films, nanobelts, nanorods and nanowires as the sensing element [4, 5]. The morphology and structural properties of ZnO play an important role in its characteristics [2, 6]. Due to its low temperature and low cost, the hydrothermal method is more attractive than the other ZnO nanorod growth methods [2, 7]. Also, diverse substrates can also be used for growing ZnO nanostructures. Conductive substrates like ITO, FTO and Cu are attractive candidates [8, 9]. One of the most common applications of the ZnO is sensing glucose with nanorod arrays. Recently, enzymatic and electrochemical glucose biosensors have been studied extensively [4]. However, in this paper, we propose a non-enzymatic optical glucose biosensor. By application of the photo luminescence (PL) spectra, the change in the peaks of the PL results can be used as the response of the biosensor.

2. Experiment

2.1. Preparing the Substrate

PCBs have been used as substrate because of their low cost, high conductivity and the possibility of ZnO growth on them using hydrothermal method. We polished the PCB surfaces by fine sand paper to reach a homogenous surface. The polished PCB has been washed with DI water and sonicated in acetone, ethanol and DI water each for 10 minutes. The PCB samples were let dry in air. The spin coating of the seed layer has been shown in Fig. 1.

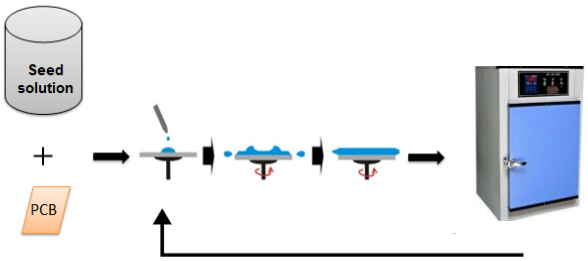


Fig. 1. Seed layer spin coating process.

2.2. The Seed Layer

We mixed 10 mM zinc acetate dehydrate in 60 ml ethanol and 30 mM NaOH in 30 ml ethanol as seed solution. The zinc solution was kept on the heater stirrer at 60 ℃ for 3 h to mix well and NaOH was added dropwisely to reach a milky solution. After stirring, the seed solution was cooled down to room temperature and kept for 24 h. The seed layer has been spin coated on the substrate. The spin coater speed has been set to 1500 rpm and then 2500 rpm each for 30 s. The substrates have been put in the oven at 60 ℃ for 10 min to dry and then the spin coating process has been repeated again for 5 times to have thicker seed layers. The PCBs have finally been placed at 95 ℃ to be dried completely.

2.3. Growing ZnO Nanorods

The ZnO nanorods have been grown using hydrothermal method. The solution used for growing ZnO nanorods has been composed of 25 mM zinc nitrate hexahydrate and 25 mM HMTA solved in DI water and stirred for 5 h at 50 ℃. A centrifuge tube has been filled with the solution to 80% and a substrate has been put in it and put in air oven for 6h at 95 ℃. The sample has been washed with DI water and then annealed at 100 ℃ for 1h. The process has been shown in Fig. 2.

3. Characterization

XRD has been used to analyse the formation of ZnO nanocrystals. The XRD (1.54 Å) pattern for the prepared samples has been shown in Fig. 3. The peaks confirm the wurtzite crystal structure of ZnO

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

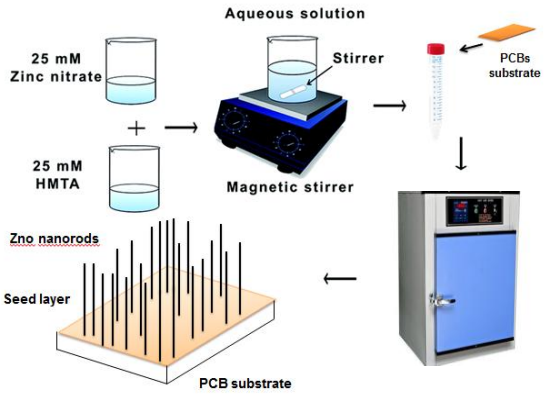


Fig. 2. The growing process of the ZnO nanorods.

nanorods along the c-axis ((002) direction). The formation of CuO as well as ZnO on the PCBs has been shown. The SEM image of the sample has been shown in Fig. 4. As shown, ZnO nanorods have been grown successfully with average diameters from 40 nm to 80 nm. The XRD and SEM, verify the formation of the ZnO nanorods with the desired characteristics.

4. Optical Response of the Biosensor

PL is a simple and beneficial method without uncertainties usually occur in cyclic voltammetry method and is considered a more improved method. Sensitivity of the sensor to the glucose has been tested using 1 mM to 80 mM β-d glucose. Photoluminescence spectroscopy (325 nm He-Cd laser) has been used to test different glucose concentrations. The sensitivity has been defined as the relative change of the peak intensities to the change in the glucose concentration. The reaction between UV irradiation

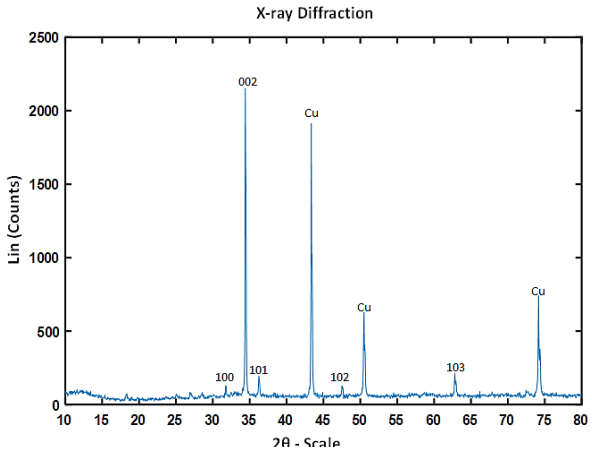


Fig. 3. XRD of grown ZnO nanorods on PCB substrate.

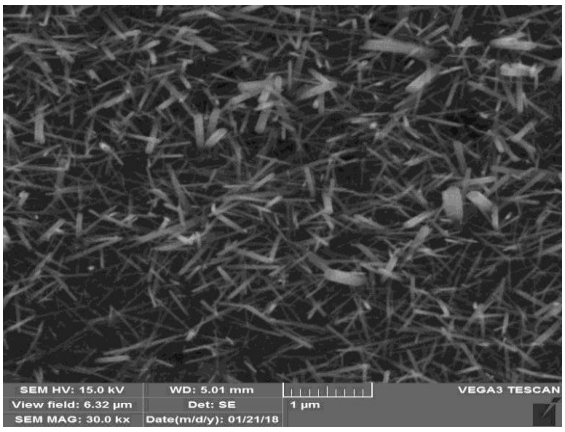


Fig. 4. The SEM image of ZnO nanorods grown on a PCB substrate.

(excited from laser) and ZnO surface plays the role of catalyst. When ZnO surface is treated with glucose and the surface is exposed to UV, free carriers are generated and accepted by the glucose solution before recombination. The products of the oxidation reaction are H_2O_2 and gluconic acid (Eq. (1)). The quenching of the PL intensity peaks by increasing the glucose concentration is due to the increase in the oxidation reaction.

$$\text{Glucose} + O_2 + H_2O \rightarrow \text{Gluconic acid} + H_2O_2 \qquad (1)$$

We prepared 1mM, 5mM, 10mM and 80mM glucose solutions. 15µL of each glucose solution has been dropped on the ZnO nanorods. The results of the PL spectra have been shown in Fig. 5. As shown, the topmost graph is the result for the ZnO nanorods without glucose. Since the highest change

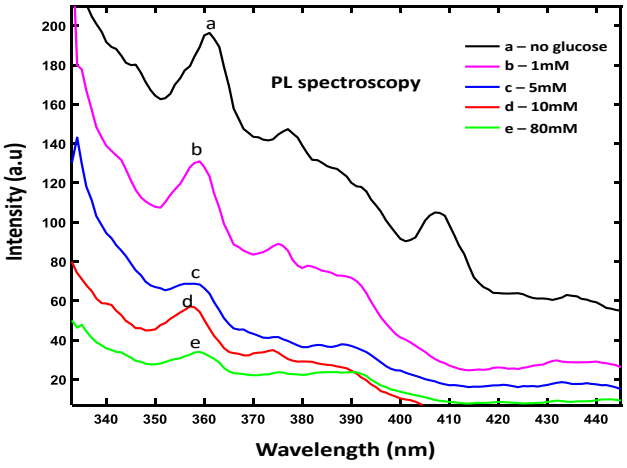


Fig. 5. PL spectra of ZnO nanorods on PCBs treated with 1mM, 5mM, 10mM and 80mM glucose solutions.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

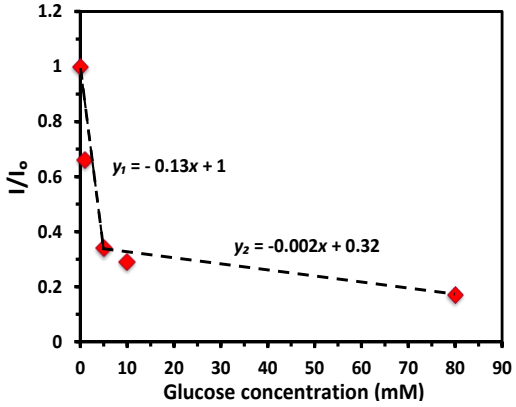


Fig. 6. Variations of the peak Intensity of PL spectra versus glucose concentration.

In the peak intensities has been occurred in the UV wavelengths about 360 nm, this wavelength has been chosen for calculating the dependence of the optical output on the glucose concentration. It has also been observed that by increasing the glucose concentration from zero to 80mM, the intensity of the peaks around 360 nm has been decreased. The intensity and the normalized intensity (I/I0) of the peaks of the PL spectra for different glucose concentrations have been shown in Table I.

5. Biosensor Sensitivity

In Fig. 6 the peak intensities of the PL response have been plotted versus the glucose concentration. Linear interpolation has been used to estimate the sensitivity. Since the peak variations in low concentrations is much larger than that of the high concentrations we have interpolated the results in two regions separately. The slope of the lines represents the sensitivity in each region. The sensitivity has been obtained 13% and 0.2% in low and high glucose concentration regions respectively. First region with higher linear slope ranges from 0 mM to 10 mM glucose concentration. Since glucose in normal human serum ranges from 4.4 mM to 6.6 mM and higher for diabetics, the sensing range and detection sensitivity especially in the first region, are well suited.

Table I. The details of the PL results.

Glucose (mM)	0	1	5	10	80
Intensity (a.u)	196.3	131	68.32	57.14	34.03
I/I_o	1	0.66	0.34	0.29	0.17

6. Conclusion

A glucose biosensor based on the semiconducting ZnO nanostructures was fabricated. The hydrothermal method with new annealing temperatures and durations was used to grow ZnO nanorods. Cheap conductive PCBs was used as substrates on which the seed layer was spin coated. XRD and SEM characterizations verified the formation of ZnO nanorods. The sensor output was analysed based on the variations in the peaks intensities of the PL spectra for different glucose concentrations. The results showed that for low concentrations of glucose the biosensor has a very good sensitivity which is much better than that of higher glucose concentrations.

References

[1] S. Baruah, M. Jaisai, R. Imani, M. M. Nazhad, and J. Dutta, "Photocatalytic paper using zinc oxide nanorods," *Science and technology of advanced materials*, vol. 11, no. 5, p. 055002, 2010.
[2] S. Öztürk, N. Kılınç, N. Taşaltın, and Z. Z. Öztürk, "Fabrication of ZnO nanowires and nanorods," *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 44, no. 6, pp. 1062-1065, 2012.
[3] A. Khayatian, V. Asgari, A. Ramazani, S. Akhtarianfar, M. A. Kashi, and S. Safa, "Diameter-controlled synthesis of ZnO nanorods on Fe-doped ZnO seed layer and enhanced photodetection performance," *Materials Research Bulletin*, vol. 94, pp. 77-84, 2017.
[4] A. Rodrigues, M. Castegnaro, J. Arguello, M. Alves, and J. Morais, "Development and surface characterization of a glucose biosensor based on a nanocolumnar ZnO film," *Applied Surface Science*, vol. 402, pp. 136-141, 2017.
[5] P. Van Thanh, H. H. Mai, N. V. Tuyen, S. C. Doanh, and N. C. Viet, "Zinc Oxide Nanorods Grown on Printed Circuit Board for Extended-Gate Field-Effect Transistor pH Sensor," *Journal of Electronic Materials*, vol. 46, no. 6, pp. 3732-3737, 2017.
[6] S. Rackauskas *et al.*, "A novel method for continuous synthesis of ZnO tetrapods," *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 119, no. 28, pp. 16366-16373, 2015.
[7] K.-X. Zhang *et al.*, "Synthesis, structural and optical properties of silver nanoparticles uniformly decorated ZnO nanowires," *Chemical Physics Letters*, vol. 698, pp. 147-151, 2018.
[8] J. Fan, T. Li, and H. Heng, "Hydrothermal growth of ZnO microrods on ITO-coated glass substrate," *Applied Physics A*, vol. 119, no. 1, pp. 185-192, 2015.
[9] K. Gautam, I. Singh, P. Bhatnagar, and K. R. Peta, "The effect of growth temperature of seed layer on the structural and optical properties of ZnO nanorods," *Superlattices and Microstructures*, vol. 93, pp. 101-108, 2016.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

Shiraz University

ویژگی های مدولاسیون لیزر فوتونیک کریستال فانو

عارف رسول زاده زالی[۱]، محمد کاظم مروج فرشی[۱]

[۱]دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر

چکیده-در این مقاله ما لیزر فوتونیک کریستالی را تحلیل خواهیم کرد که یکی از آینه های آن برپایه اثر فانو است. آینه ی فانو بر مبنای تداخل بین مدهای نوری موجبر و مد نوری تکی مربوط به نانوکاواک بوجود می آید. نشان داده خواهد شد که با افزایش ناکوکی بین نانوکاواک و فرکانس لیزر، توان خروجی از یکی از پورت ها که تحت عنوان cross-port **شناخته میشود، کاسته خواهد شد و در حالی که توان خروجی از دیگر پورت مربوط به لیزر یعنی** through-port **افزایش خواهد داشت. بعلاوه، مدولاسیون جریان لیزر بررسی خواهد شد و نشان داده خواهد شد که با مدولاسیون جریان، لیزر فانو شبیه لیزر معمولی رفتار خواهد کرد. همچنین نتیجه گیری خواهد شد که با افزایش ناکوکی بین نانوکاواک و فرکانس لیزر، فرکانس تشدید لیزر افزایش خواهد یافت.**

کلید واژه- لیزر فوتونیک کریستال، تشدید فانو، مدولاسیون جریان لیزر، ناکوکی فرکانسی

Modulation Properties of Photonic Crystal Fano Laser

Aref Rasoulzadeh Zali, Mohammad Kazem Moravvej-Farshi

[1]Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran,
aref.rasuolzadeh@zali@modares.ac.ir; moravvej@modares.ac.ir

Abstract- We analyzed a laser with a mirror realized by Fano interference between the discrete resonance of the nanocavity and continuum of waveguide modes. The steady-state behavior of the photonic crystal Fano laser (PhC-FL) is investigated and shown that by increasing the detuning the output power from cross-port decreases however from through-port increases. In the case of current modulation of the FL, it behaves like a conventional laser and its bandwidth is limited by carrier dynamics limited by relaxation oscillation frequency. It is shown that by increasing the modulation amplitudes the accuracy of the small signal results decreases since it is assumed a very negligible dynamical change around the steady-state point. Furthermore, it is also shown that by increasing the detuning the relaxation oscillation frequency increases.

Keywords: Photonic Crystal Laser, Fano resonance, Current Modulation, Detuning

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

To demonstrate ultra-compact lasers, introducing defects in photonic crystals (PhCs) make it possible for the realization of high quality optical cavities [1−3]. Due to the improved light-matter interaction and possibilities of controlling the cavity modes, these novel types of lasers enjoy from many advantages such as ultrahigh speed and ultralow threshold currents [1,2]. Different structures have been developed yet based on Fano resonance and its rich physics has been extensively explored in these devices [1]. In our recent work [3], we have demonstrated and analyzed a Fano laser (FL) with a narrow band mirror which realized by Fano interference between the continuum of waveguide modes and discrete resonance of the nanocavity [1]. Due to the destructive interference between the optical field transmitted through the nanocavity and through the waveguide, this structure indicates the ultra-narrow reflection spectrum centered about the nanocavity resonance. As a result, it leads to a laser with unique characteristics such as single mode laser, self-pulsing characteristics and the possibility of modulation of the laser via its Fano mirror [1,2]. It was recently demonstrated that by considering nonlinearities in the Fano mirror, self-sustained pulse trains at gigahertz frequencies can be generated [2]. Furthermore, FL can be frequency modulated (FM) via the nanocavity mirror at frequencies much larger than 1 THz because the laser bandwidth is not limited by carrier dynamics as for conventional lasers [1]. Also, the laser exhibits rich dynamics when changing the amplitude of the resonance modulation which leads to a new regime of operation with a train of pulses in the output [1,2].

Here, we report a detailed investigation of the dynamical behavior of the FLs considering current modulation of FL. Small signal model is developed to compare its results with the numerical results of the laser modulations. We show that by current modulation of the FL, it behaves like conventional laser which its intensity and frequency modulation bandwidth are limited by carrier dynamics.

2. Modeling

The temporal coupled mode theory (CMT) is used to model the dynamics of the field stored in the nanocavity and coupled to the straight waveguide. Fig. 1 shows the schematic view of the proposed PhC line-defect laser based on Fano interference between waveguide mode and side coupled nanocavity mode [1-3].

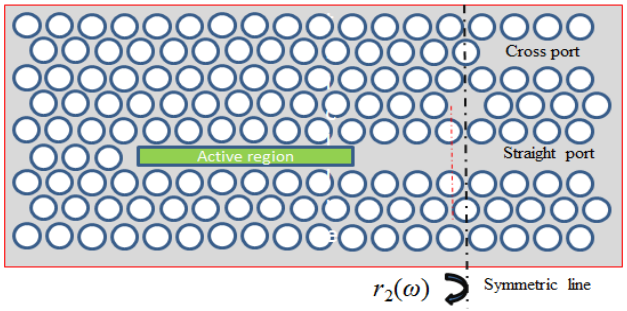


Fig. 1: Schematic of line-defect PhC-FL with right mirror formed by Fano interference and left mirror formed by simply terminating the waveguide. The upper waveguide is cross-port and is not essential for laser performance.

2.1. Steady-state Characteristics

It is helpful to find the light-current (*L-I*) characteristics of an FL and compare the order of the power from two ports. So to demonstrate this aim, the cross-port and through-port powers upon current change are illustrated in Fig. 2 (a) and 2(b). As shown in this figure for a given injected current, the power value from the cross-port is higher than that of through-port. It is because, at resonance frequency where the waveguide (laser) field frequency and nanocavity resonance frequency coincide, the destructive interference between the nanocavity field and waveguide field limits the through-port power. On the other hand, since the cross-port power is related to the power stored in the nanocavity, its level is higher than through power. The parameters those are used in our simulations are mentioned in ref [3].

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

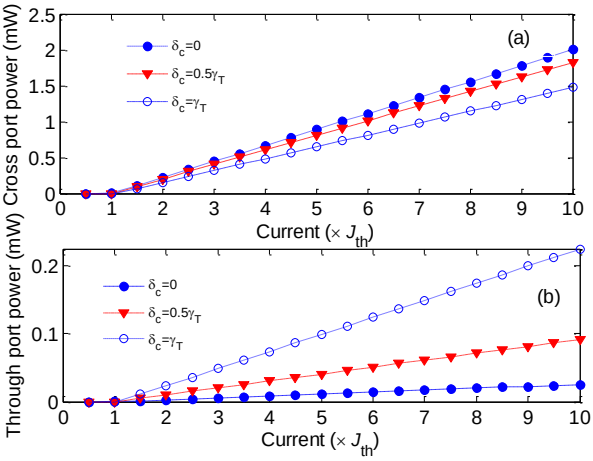


Fig. 2: Output power versus current for (a) cross-port and (b) through-port with three different detuning of δ_c=0 (filled circle), 0.5γ_T (triangular), and γ_T (open circle).

By introducing detuning to the nanocavity resonance frequency, the output power corresponding to cross-port decreases since the effective reflection coefficient decreases and field stored in the nanocavity decreases. Conversely, by introducing detuning the through-port power increases. It is because by increasing the detuning, the interference between two fields in the waveguide and the nanocavity mirror is less destructive. Accordingly, the through-port power increases more than one order of magnitude as detuning increases from 0 to γ_T.

2.2. Small signal model

The laser dynamics is first analyzed by numerically solving the equations governing FL rate equation. Then the results are compared with small signal approach results. We assume that the dynamical change because of the modulation perturbation in fields and carrier density values around their steady-state values are negligible. For all dynamical variables by performing an expansion around the steady-state solutions, a set of approximate rate equations for can be achieved. Meanwhile, the production terms of two or more small signal variables should be neglected. The details of the equations that are used for our simulations are given in Ref. [1].

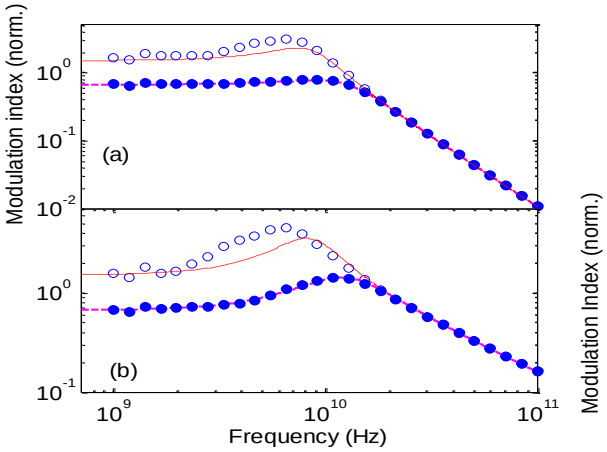


Fig. 3: Numerical (circles) and small signal approach (dashed or dotted lines) simulation for power modulation index versus modulation frequency with current modulation amplitude of 0.9 mA for two different biased currents of J/J_{th}=5 (open circles) and 10 (filled circles) for (a) cross-port and (b) through-port. The quality factor of the nanocavity is assumed Q_{NC}=500.

For constant zero detuning δ_{c0}=0, first, we investigate modulation of the laser injection current. Naturally, up to the relaxation oscillation frequency, the power modulation can follow the current modulation. Around relaxation oscillation, an enhancement of the response can be observable. The response drops dramatically, beyond the relaxation oscillation resonance. The relaxation oscillation frequency (ω_R) generally depends on the photon density. As a result by increasing the steady-state biased current i.e., increasing output power, ω_R increases until it saturates at very high biased currents. The damping of the response also increases by enhancing ω_R, i.e, the response flattens out as biased current increases

Fig. 3 shows the results of the numerical simulations and compares with those the small signal analysis for the power modulation index of the cross-port power (Fig. 3(a)) and through-port power (Fig. 3(b)) vs. modulation frequency. As shown in this figure by increasing the laser injection current from J=5J_{th} to 10J_{th} the modulation index decreases due to the fact that the maximum power fluctuation relative to the mean power decreases. Also, the relaxation oscillation frequency

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

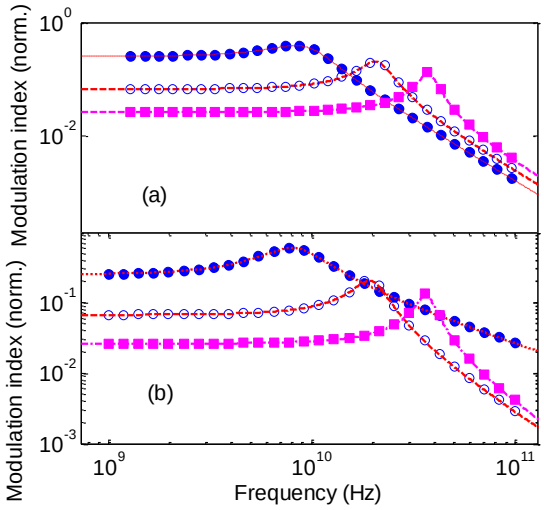


Fig. 4: Numerical (circles) and Small signal approach (dashed and dotted lines) simulation for modulation index vs. frequency for (a) Cross port power and (b) through port power when the current of the PhC FL is modulated by assuming same photon number of 1.65×10^4 and three different detunings of the nanocavity, $\delta_{c0}=0$ (filled circles), $\delta_{c0}=0.5\gamma_t$ (open circles), and $\delta_{c0}=\gamma_t$ (filled squares). The sinusoidal modulation of the laser is assumed to be as $2.26\times10^{-4}\sin(\omega t)$.

shifts from ~9 GHz to ~10 GHz. Furthermore, by increasing the bias current, the resonance peak flattens and broadens out like conventional laser [2]. It is clear that by increasing the biased current the modulation index decreases due to the increase of the maximum power fluctuation relative to the mean power. As a result for the lower biased current (i.e., $J=5J_{th}$) strong deviations between numerical and small-signal simulations is discernable.

The modulation index of the laser for -cross and through-ports as a function of modulation frequency for three different nanocavity detunings $\delta_{c0}=0$, $\delta_{c0}=0.5\gamma_t$, and $\delta_{c0}=\gamma_t$ while with same photon number of $I=1.65\times10^4$ is investigated in Fig. 4 (a)-(b). To compare the effect of the detuning on the relaxation oscillation frequency of the FL structure, the photon number is assumed to be the same ($I=1.65\times10^4$), which can be done by changing the biased current of the laser which we set the biased current $5J_{th}$, $10J_{th}$, and $13.5J_{th}$ for the case when the FL works with detuning of $\delta_{c0}=0$, $\delta_{c0}=0.5\gamma_T$, and $\delta_{c0}=\gamma_T$, respectively. The first point that can be concluded from the curves is that for the same photon number, the relaxation oscillation frequency for the laser with different detunings is not the same. For example for PhC-FL with detuning of $\delta_{c0}=0$, $0.5\gamma_T$, and γ_T the corresponding relaxation oscillation frequencies are ω_R= 9 GHz, 20 GHz, and 36 GHz, respectively. This values of relaxation oscillation frequencies are approximately the same relaxation oscillation frequencies which depicted previously in nanocavity modulation part, c.f. Fig. 3. We can conclude that for an above-threshold condition when the photon number is constant, the relaxation oscillation frequency for PhC-FL strongly depends on the nanocavity detuning. So by adjusting the detuning, one can increase the relaxation oscillation frequency which can increase the 3-dB bandwidth of the laser. On the other hand, one should note that by increasing the detuning, the threshold current increases.

2.3. Conclusion

All in all, we have discussed steady state and small signal behavior of the PhC-Fl. It is shown that by increasing the biased current of laser its relaxation oscillation frequency increases. Also increasing the detuning of the nanocavity makes another possibility to increases the laser relaxation oscillation frequency.

References

[1] J. Mork, Y. Chen, & M. Heuck, "Photonic crystal Fano laser: Terahertz modulation and ultrashort pulse generation," Phys. Rev. lett., Vol. 113, p. 163901, 2014.

[2] Y. Yu, W. Xue, E. Semenova, K. Yvind, & J. Mork, "Demonstration of a self-pulsing photonic crystal Fano laser," Nature Photonics, Vol. 11, pp.81- 84, 2017.

[3] A. Rasoulzadeh Zali, M. K. Moravvej-Farshi, Y. Yu, J. Mork, "Small and Large signal analysis of Photonic Crystal Fano laser" (**Accepted for publication**)," IEEE Journal of lightwave technology. Vol. 36, pp. 5611-5616.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

رفتار خطی هموگلوبین انسانی در حلال‌های آب، اتانول و متانول

بهروز جلیلیان[۱]، محمد صادق ذاکرحمیدی[۲]، رضا خردمند[۳]

۱- پردیس بین المللی ارس، دانشگاه تبریز، ایران. bjalilian445@gmail.com

۲- پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره‌شناسی، دانشگاه تبریز، ایران. zakerhamidi@tabrizu.ac.ir

۳- پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره‌شناسی، دانشگاه تبریز، ایران.
r_kheradmand@tabrizu.ac.ir

چکیده-در این پژوهش رفتار خطی هموگلوبین انسانی در حلال‌های آب، اتانول و متانول با غلظت ۱×۱۰^{-۵} مولار بعد از آماده سازی و نگهداری در دمای ۴ درجه سانتیگراد برای مدت ۲۴ ساعت با استفاده از طیف‌سنجی مرئی- فرا بنفش و فلوئورسانس مورد بررسی قرار گرفت. نتایج طیف جذبی و فلوئورسانس نشان می‌دهد گذار الکترونی و تغییر در ماهیت اولیه هموگلوبین به دلیل حلال است. همچنین طیف فلوئورسانس نمونه هموگلوبین انسانی در متانول، جابجایی قرمز بیشتری نسبت به دو حلال دیگر از خود نشان می-دهد.

کلید واژه- جذب، حلال، خطیت، فلوئورسانس، هموگلوبین

The Linear Behavior of the Human Hemoglobin in Water, Ethanol and Methanol solvents

B. Jalilian[1, 2], M. Zakerhamidi[2], R. Kheradmand[3]

1- Aras International Campus, University of Tabriz, Tabriz, Iran. bjalilian445@gmail.com
2- Associate Professor, Photonics department, Research Institute for Applied physics & Astronomy (RIAPA), University of Tabriz, Tabriz, Iran. zakerhamidi@tabrizu.ac.ir
2- Associate Professor, Photonics department, Research Institute for Applied physics & Astronomy (RIAPA), University of Tabriz, Tabriz, Iran. r_kheradmand@tabrizu.ac.ir

Abstract

In this work has investigated the linear behavior of the Human hemoglobin with using UV-V is spectroscopy and fluorescence in several solvents (1.0×10^{-5}M) where prepared in 5ml from water, ethanol and methanol solvents and After storing at 4°C for at least 24hr. The absorption spectra and Fluorescence results showed that electron transition and change in the initial nature of hemoglobin is due to solvent. Also the fluorescence spectrum of human hemoglobin sample in methanol shows a higher redshift than two other solvents.

Keywords: absorption, Fluorescence, hemoglobin, linear, solvent

1. Introduction

Hemoglobin is one of the most important proteins in vivo of the human. It carries oxygen from lungs to peripheral tissues and hydrogen ions from capillaries to lungs in the vascular system. It can also transport carbon dioxide and adjust the pH, which is closely connected with the health of the organism. Hb is composed of two same α-chains and two same β-chains. Four heme groups locate in the crevices near the surface of the hemoglobin, each attached to one polypeptide chain [1].The quaternary structure of hemoglobin consists of a globular structure with four α-β sub-units. Each sub-unithas α- or β-polypeptide chain attached to a heme component. Heme consists of an iron ion held in heterocyclic porphyrinring ring [2]. The number of amino acids varies slightly among species. In human Hb, the α chain has 141 amino acids, and the β chain has 146 amino acids. In carp, the numbers are 142 and 147, respectively [3]. Hb is a type of allosteric protein that can regulate its biological activity through interactions between subunits, making binding easier when oxygen molecules have already combined [4]. In this current work, we investigated the linear behavior of hemoglobin in several solvents using UV-Vis spectroscopy.

2. Experimental

2.1. Materials

Human hemoglobin (HHb) was purchased from Sigma Chemical Company. HHb solutions (1.0×10^{-5}M) were prepared in 5ml from water, ethanol and methanol solvents and after storing at 4°C for at least 24hr.

2.2. Apparatus and methods

The UV–vis absorption spectra were collected at room temperature on a UV-vis-2450 spectrophotometer (Shimadzu, Japan) equipped with 10 mm quartz cells in the wavelength range from 200 to 900 nm. The fluorescence spectra was recorded on an F-4600 fluorescence spectrophotometer (Hitachi, Japan). The excitation and emission slit widths were set at 5.0 nm. The scanning speed was 8000 nm/min.

3. Results and discussion

3.1. UV–visible absorption spectra

UV–vis absorption spectroscopy technique can be used to explore the structural changes of protein [5]. From Fig. 1, it can be seen that HHb has five absorption peaks in water solvent. The absorption peak at 272 nm was related to Trp, Tyr and Phe and absorption peak at 405 nm correspond to porphyrin-Soret band and weak absorption peaks at 535, 575 and 630 were related to Q band [6], which is due to the $\pi \rightarrow \pi^*$ electron transition [7]. Because heme belongs to the group of porphyrin complexes, the absorption spectrum of a typical porphyrin complex consists of a strong transition to the second singlet-excited state (S0 to S2) at about 400 nm (the Soret band) and a weak transition to the first singlet-excited state (S0 to S1) at about 550 nm (the Q-band).The Soret- and Q-band absorptions both arise from $\pi \rightarrow \pi^*$ transitions [8]. The Soret band of HHb can provide rich information of the change of HHb conformation [6].

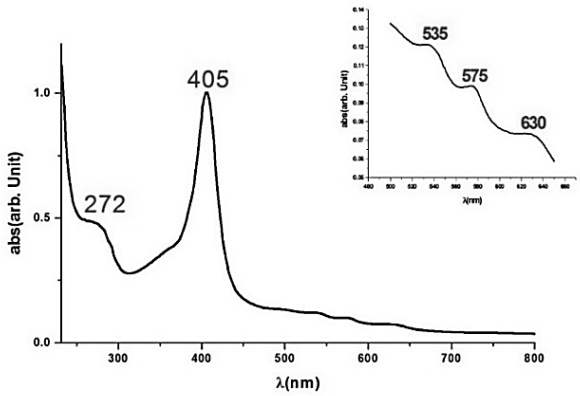


Figure 1: absorption spectrum of HHb in water solvent.

From Figures 2 and 3 it can be seen that HHb has three and four absorption peaks in ethanol and methanol respectively. The experimental results showed that methanol and ethanol have toxic effects on HHb. The effects increased along with the increasing concentration of alcohols. The results of UV–vis spectra revealed that alcohols led to conformational changes of HHb, including the loosening of the skeleton structure and the decreasing of α - helix in the second structure [5]. The UV–vis absorption spectra reflect the conformational changes of proteins. Moreover, the peak shape and peak position of protein could indicate the important changes of structure such as

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

unfolding and denaturation [9]. The strong absorption peaks of HHb at 206 and 208 nm in methanol and ethanol reflects the framework conformation of protein respectively. It also corresponds to the peptide bond, which is due to the $\pi \rightarrow \pi^*$ electron transition [10]. The absorption peak at 222 nm was related to α – helix structure [7]. From Figures. 2 and 3, it can be seen that HHb in methanol and ethanol solvents has absorption peaks at 274 nm and 400 nm, which correspond to the aromatic ring amino acid, and porphyrin-Soret band, respectively [6].

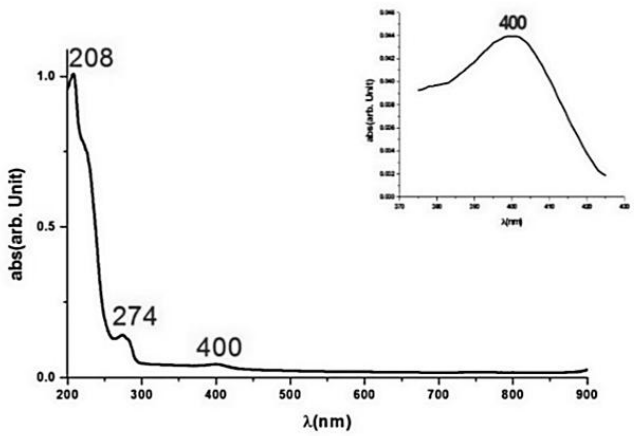


Figure 2: absorption spectrum of HHb in ethanol solvent.

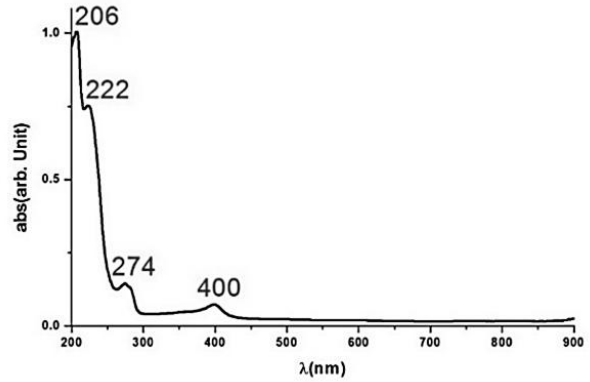


Figure 3: absorption spectrum of HHb in methanol solvent.

3.2. Fluorescence investigation

The fluorescence intensity and the location of fluorescence peak reflect the microenvironment of the chromophore group of protein [5]. Considering the absorption wavelength for human hemoglobin in water is 272 and 405 nm, therefore the excitation wavelength for human hemoglobin Considered 260 and 385 nm, which is clearly seen from the following diagrams, The emission wavelength for human hemoglobin is 310 And 462 nm. Therefore, the emission wavelength at 310 nm in this sample is due to intrinsic hemoglobin Fluorescence due to tryptophan and the emission wavelength at 462 nm is related to heme. Therefore Hemoglobin mainly emitted intrinsic fluorescence due to residue tryptophan and tyrosine [10].

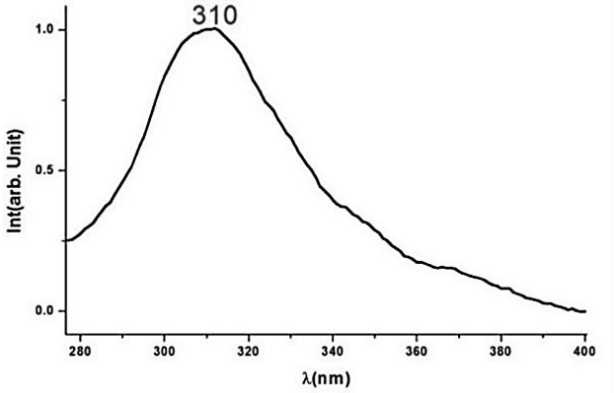


Figure 4: Fluorescence spectrum of HHb in water solvent with excitation wavelength 260nm.

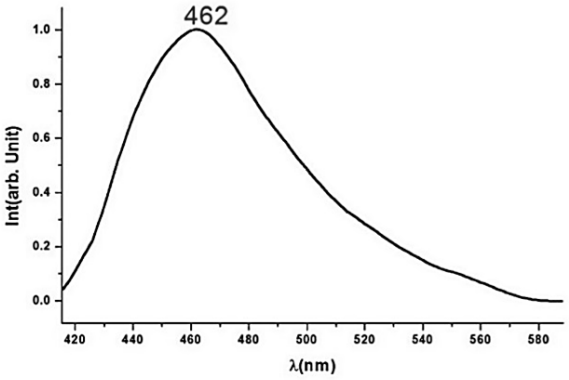


Figure 5: Fluorescence spectrum of HHb in water solvent with excitation wavelength 385nm.

Because the absorption wavelength of human hemoglobin in ethanol is 274 and 400 nm, the excitation wavelength was 270 and 370 nm for this sample, which is visible from the below figures, and according to the excitation wavelengths Selected, the emission wavelength for human hemoglobin is 336 and 468 nm. Also, due to the absorption wavelength of human hemoglobin in methanol is 274 and 400 nm, the excitation wavelength was 390 nm for human hemoglobin and based on this excitation wavelength, the emission wavelength for human hemoglobin is 477 nm, which As previously mentioned, It is mentioned that the emission wavelength is related to the fluorescence of porphyrin-heme (sourt

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

bond). Therefore, the intrinsic fluorescence of proteins due to the amino acids tryptophan, tyrosine and phenylalanine, changes in response to structural changes due to the small ligand / molecule binding [4]. Also, the fluorescence intensity and peak position can reflect the polarity surrounding the fluorophore molecule and the small medium of amino acid residues [10].

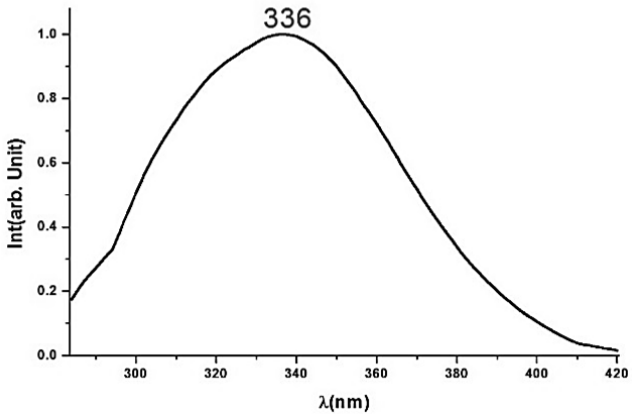


Figure 6: Fluorescence spectrum of HHb in ethanol solvent with excitation wavelength 270nm.

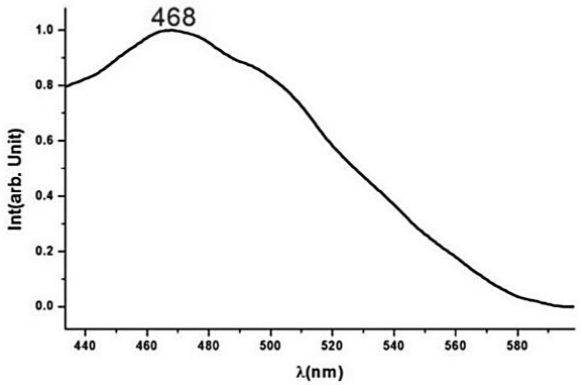


Figure 7: Fluorescence spectrum of HHb in ethanol solvent with excitation wavelength 370nm.

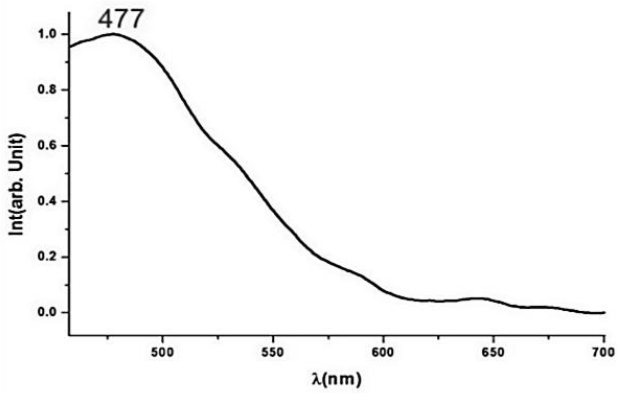


Figure 7: Fluorescence spectrum of HHb in Methanol solvent with excitation wavelength 390nm.

4. Conclusion

The figure clearly indicates that hemoglobin in methanol has a redshift relative to the two other solvents, indicating that the molecular levels of hemoglobin are closer to each other in this case. Also, the broadening caused by the influence of ethanol and methanol alcohols on hemoglobin represents a change in the initial nature of hemoglobin.

References

[1] J. Albani, "A fluorescence decay time study of tryptophan in isolated hemoglobin subunits", Elsevrer Science Publishers B. V. (Biomedical Division), FEBS 2376, Vol. 182, number 2, 1985.

[2] D.S. Chung, "A study of the Interaction of Bovine Hemoglobin with Synthetic Dyes Using Spectroscopic Techniques and Molecular docking", Frontiers in Chemistry, 2017.

[3] F.B. Jensen, et al., "Hemoglobin Structure and Function", Fish Physiology, Vol. 17, Fish Respiration /I, pp. 1-40, 1998.

[4] P. Liu, et al., "Specific absorption spectra of hemoglobin at different PO2 levels: potential noninvasive method to detect PO2 in tissues", Journal of Biomedical Optics, Vol. 17(12), 125002, 2012.

[5] C. Jun, et al., "Study on the toxic interaction of methanol, ethanol and propanol against the bovine hemoglobin (BHb) on molecular level", Spectrochimica Acta Part A, Vol. 79, pp. 1406– 1410, 2011.

[6] L. Wang, et al., "Spectroscopic investigation on the toxic interactions of Ni^{2+} with bovine hemoglobin ', Spectrochimica Acta Part A, Vol. 76, pp. 155–160, 2010.

[7] H.M. Zhang, "A fluorimetric study of the interaction of C.I. Solvent Red 24 with haemoglobin", Dyes and Pigments, Vol. 82, pp. 156–163, 2009.

[8] Q. Sun, "Mechanism of two-photon excited hemoglobin fluorescence emission", Journal of Biomedical Optics, Vol. 20(10), 105014, 2015.

[9] Y. Wu, et al., "the binding behavior of itraconazole with hemoglobin: Studies from multi-spectroscopic techniques", Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, Vol. 131, pp. 407–412, 2014.

[10] M. Sheik Bahae, et al., "Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam", Quantum Electron, Vol. 26, pp. 760-769, 1990.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

مولد اعداد تصادفی کوانتومی نوری مبتنی بر اندازه حرکت زاویه‌ای نور

سارا توفیقی و لیلا چهره‌قانی انزابی

پژوهشکده فناوری ارتباطات، مرکز تحقیقات مخابرات ایران
leilachan@itrc.ac.ir و s.tofighi@itrc.ac.ir

چکیده- اعداد تصادفی برای رمزنگاری کلاسیک و کوانتومی ضروری هستند. یک ویژگی ضروری برای مولد اعداد تصادفی این است که خروجی‌های آنها باید غیرقابل‌پیش‌بینی باشد. اعداد تصادفی ایجاد شده توسط کامپیوترها، شبه تصادفی هستند و استفاده از آنها در رمزنگاری باعث ایجاد حفره‌های امنیتی ناخواسته می‌شود. از بین انواع مختلف اعداد تصادفی کوانتومی، آنهایی که بر پایه اپتیک کوانتومی هستند به دلیل مزایایی هم‌چون پیاده‌سازی راحت‌تر، نرخ تولید اعداد تصادفی بالاتر و ابعاد کوچک‌تر، توجه بیشتری را به خود جلب کرده‌اند. مولد اعداد تصادفی کوانتومی نوری را می‌توان بر حسب نوع چشمه تصادفی و اندازه‌گیری کوانتومی به سه دسته اصلی طبقه‌بندی کرد. در این مقاله ایده جدیدی برای تولید اعداد کاملاً تصادفی بر اساس برهم‌نهی درجه آزادی اندازه حرکت زاویه‌ای فوتون‌ها پیشنهاد شده است. تکنیک پیشنهادی ما که متعلق به اولین کلاس از مولد اعداد تصادفی کوانتومی نوری است، می‌تواند هم نرخ تولید و هم غیرقابل‌پیش‌بینی بودن رشته بیت تصادفی را افزایش دهد.

کلید واژه- اپتیک کوانتومی، اندازه حرکت زاویه ای نور، تک فوتون، مولد اعداد تصادفی کوانتومی.

Optical quantum random number generator based on orbital angular momentum of light

Sara Tofighi and Leila Chehreghani Anzabi

Department of Communication Technology, Iran Telecommuniation Research Center
s.tofighi@itrc.ac.ir & leilachan@itrc.ac.ir

Abstract- Random numbers are critical to both classical and quantum cryptography. A key necessity for random-number generators is that their outputs must be unpredictable. The computer generated random numbers are pseudo-random and using them in cryptography causes unexpected security-holes. True randomness can only be extracted from the inherently random process such as quantum phenomena. Among different types of quantum random number generator, those are based on quantum optics attract more attention because of their advantages such as easier implementation, higher random number generation rate, and compact size. The quantum optical random number generators can be classified into three main classes according to the type of randomness sources and quantum measurement. In this paper, a new idea to generate truly random numbers based on the superposition of photon's orbital angular momentum (OAM) degrees of freedom is proposed. Our proposed technique which belongs to the first class of optical QRNGs can enhance both the generation rate and unpredictability of random bit string.

Keywords: Quantum optics, Orbital angular momentum of light, Single photon, Quantum random number generator.

1. Introduction

Truly random numbers play a vital role in both classical and quantum cryptography. Any lack of randomness may lead to security loopholes. Beside cryptography, random numbers are an essential resource in science and technology such as simulation, and coordination in computer networks or lotteries [1]. The output sequence of a truly random numbers generator at-least must have three important properties: unpredictable, uncorrelated and unbiased [2]. High generation rate is another aspect of a random number generator which is important in some applications such as cryptography. Obviously, the appropriate cost, compact size and lower power requirement are other determinants for choosing a suitable random number generator. There are two main methods to generate random numbers: pseudorandom number generators (PRNGs) and physical truly random number generators (TRNGs) [3]. PRNGs produce random numbers using a computational deterministic algorithm. However, the sequences generated from these algorithmic-based approaches suffer from determinism, periodicity, correlation and lack of uniformity, but for several applications which need high generation rate and less randomness are sufficient [4]. Physical (or hardware) truly random number generators are based on non-deterministic physical phenomena, such as classically chaotic systems or quantum systems. The problem of chaotic sources of entropy (such as those based on thermal and electric noises, free running oscillator and biometric methods) is that they are too sensitive to external influences and lack robustness. Nevertheless, the Chaos-based random number generators have an advantage that they are fast [5].

On the other hand, quantum random number generators (QRNG) are more robust against environmental disturbances, but they suffer from relatively low rates of random number generation. A QRNG typically consists of two main modules: quantum entropy source and a randomness extractor. The quantum entropy source exploits the randomness in quantum mechanics to generate a sequence of true random numbers. Since the quantum effects are mixed with classical noise, a module of randomness extractor is necessary to subtract the classical effect from the quantum randomness. Both of these modules are effective on the rate of random number generator [6].

There are multiple quantum entropy sources such as radioactive decay, electrical noises and quantum optical processes. Among them quantum optical entropy sources reach higher generation rates on the order of megabits to gigabits per second and new generations of these systems are still being proposed [7].

While there is a race to utilize ultra-fast quantum optical phenomena and declare the highest possible generation rate of random numbers, the realistic implementations are limited by speed of the electronic systems and the post-processing methods. So, selecting a fast post-processing technique that is resistant against quantum attacks is also crucial for random number generator[7,8].
Optical QRNGs are developed very well in recent years and commercial products of optical QRNGs are available in the market. Generally, and as shown if Fig. 1, the quantum optical QRNGs can be classified in three groups according to the type of devices used in the entropy source module. Optical QRNGs of first group which utilize quantum devices such as single photon sources and detectors, as well as photon number resolving detectors take profit of the intrinsic randomness present in the quantum state of photon. The second group of optical QRNG does not require quantum devices which are technically challenging and extracts quantum origin entropy from optical sources using standard classical detectors such as homodyne detection system or standard photo-detectors. Finally, the third class considers experimental imperfect devices which are not fully trusted or characterized inaccurately. Using the

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

nonlocal property of entanglement, the methods of this class can certify the randomness of generated bits. In this paper, a novel idea for quantum random number generation using orbital angular momentum of light is proposed which belongs to the first class of QRNGs.

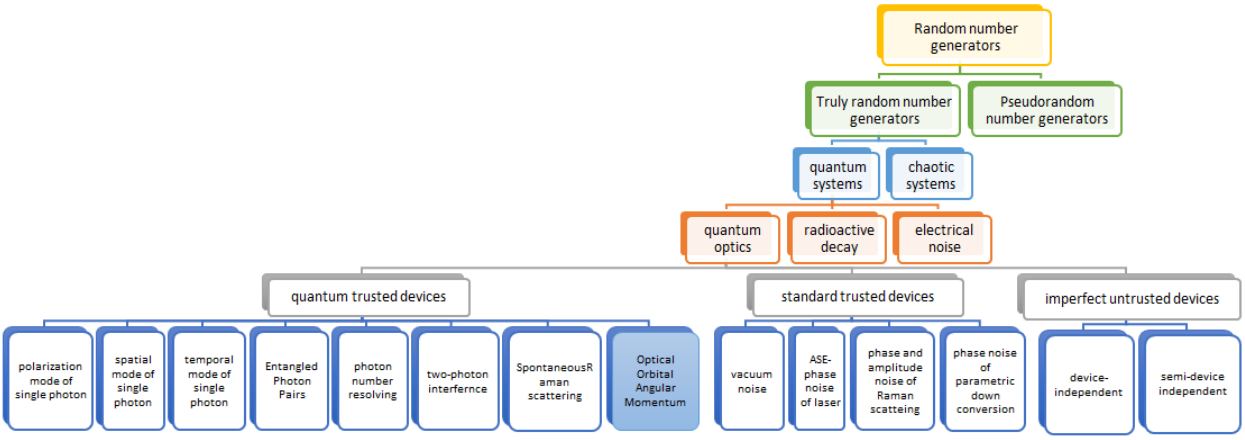


Fig.1 Classification of random number generators

2. QRNG based on orbital angular momentum of light

Recently, orbital angular momentum (OAM) of light attracts considerable attention for achieving higher data transmission capacity in both classical and quantum communication [9,10]. Moreover, in quantum communication protocols based on OAM of light the security is also enhanced [11].

OAM is a degree of freedom of light which is related to the spatial distribution of field. The OAM-carrying beams (such as Laguerre-Gaussian modes) are characterized with azimuthal phase dependence of $e^{il\varphi}$, where 'l' can be any integer number. The positive (negative) values correspond to clockwise (counter-clockwise) helical phase front, while a zero value corresponds to Gaussian beam. Therefore, despite polarization which can takes only two orthogonal states, the OAM-carrying beam have infinite number of orthogonal states for encoding both classical and quantum information [12]. In this paper we use the high dimensional quantum space of photon's OAM to enhance the generation rate of optical QRNG. A schematic diagram illustrating the working principles of QRNG based on OAM is depicted in Fig. 2. The entropy source of our proposed method belongs to the first category of optical QRNGs and extract randomness by measuring the superposition of orbital angular momentum states.

Mutually unbiased bases (MUBs) are specific linear combination of OAM states. These modes which are generally called ANG modes are appropriate superposition states for our purpose. Because according to equation (1) the measurement of a photon in the ANG mode provides no information about its OAM state: $\left|{}_{\mathrm{ANG}}\langle n|l\rangle_{\mathrm{OAM}}\right|^2 = \frac{1}{d}$.

$$|n\rangle_{\mathrm{ANG}} = \frac{1}{\sqrt{d}}\sum_{l=-L}^{L} e^{i\frac{2\pi nl}{d}}|l\rangle_{\mathrm{OAM}}, \qquad (1)$$

where $d = 2L + 1$. Generally, for preparing superposition of OAM modes with arbitrary amplitude and phase ratios different methods have been proposed such as interferometric method and computer-generated holograms. However, due to the complex implementation and difficult control of interferometer setup, a computer generated hologram is more convenient for preparation of ANG modes [13]. A variable attenuator is placed after the hologram to achieve single photon ANG mode.

In the QRNGs based on polarization modes of single photon, the two eigenstates of polarization are sorted by a polarization beam splitter. Similarly, a method for sorting OAM eigenstates

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

with high separation efficiency and high power transmission efficiency is required for designing a QRNG based on OAM modes of single photon. This can be done with different proposed OAM sorting methods at the single-photon level [14-18].

As shown in Fig. 2, in order to have a cost-efficient QRNG and employing only one single photon detector for measuring the OAM content of a single photon, we use an unbalanced interferometer. Each branch of interferometer has a definite delay time. By detecting the time of arrival of single photon, one can understand which path it took and consequently which OAM it carried. Finally, by attributing a sequence of bits to each OAM, one can obtain a sequence of truly random bits. Since the coding space is expanded to high dimensional OAM space, the rate of QRNG is increased considerably.

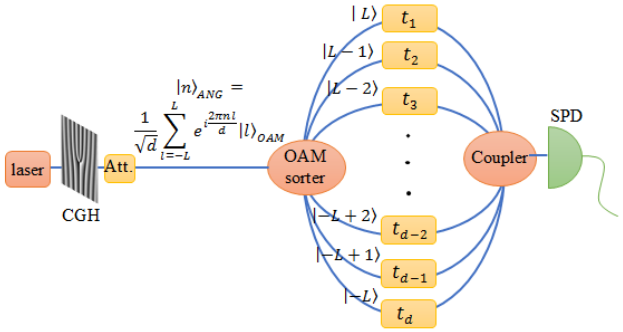


Fig. 2. A schematic configuration of QRNG based on OAM. CGH: computer generated hologram, SPD: single photon detector, Att.: attenuator.

By considering entropy ($H = -\sum p_i \log_2(p_i)$) as a measure of unpredictability, it is obvious that a random bit string generated using QRNG based on high dimensional OAM space ($d > 2$) is more unpredictable with respect to that generated by polarization-based QRNG.

3. Conclusion

In this paper a new idea for quantum random number generation based on orbital angular momentum of light is proposed. Since the quantum superposition state of single photons are prepared in high-dimensional OAM space, our proposed method has the potential of generating more unpredictable random numbers with higher rate.

References

[1] B. Hayes, "Computing Science: Randomness as a Resource."*American Scientist* 89.4 (300-304), (2001).

[2] B. Hayes, *Foolproof, and Other Mathematical Meditations*. MIT Press, 2017.

[3] L. Kocarev, and S. Lian, eds. *Chaos-based cryptography: theory, algorithms and applications.* Vol. 354. Springer Science & Business Media, 2011.

[4] A. Roeck, *Quantifying Studies of (Pseudo) Random Number Generation for Cryptography.* **Ph.D.** dissertation, Ecole Polytechnique X, 2009.

[5] L. L. Bonilla, M. Alvaro, & M. Carretero, "Chaos-based true random number generators." *Journal of Mathematics in Industry* 7.1 (2016): 1.

[6] X. Ma, et al. "Quantum random number generation." *npj Quantum Information* 2 (2016): 16021.

[7] M. Herrero-Collantes, and J. C. Garcia-Escartin. "Quantum random number generators." *Reviews of Modern Physics* 89.1 (2017): 015004.

[8] F. Xu, et al. "Ultrafast quantum random number generation based on quantum phase fluctuations." *Optics express* 20.11 (2012): 12366-12377.

[9] J. Wang, et al. "Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing." *Nature photonics* 6.7 (2012): 488.

[10] A. Sit, et al. "High-dimensional intracity quantum cryptography with structured photons." *Optica* 4.9 (2017): 1006-1010.

[11] F. Farman, et al. “Ping-Pong protocol based on orbital angular momentum of light” J. Opt. Soc. Am. B **35**(10), 2348-2355 (2018).

[12] D. L. Andrews, *Structured light and its applications: An introduction to phase-structured beams and nanoscale optical forces*. Academic press, 2011.

[13] A. Vaziri, et al. "Superpositions of the orbital angular momentum for applications in quantum experiments." *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* 4.2 (2002): S47.

[14] M. Mirhosseini, et al. "Efficient separation of the orbital angular momentum eigenstates of light." *Nature communications* 4 (2013): 2781.

[15] G.C.G. Berkhout, et al. "Efficient sorting of orbital angular momentum states of light." *Physical review letters* 105.15 (2010): 153601.

[16] J. Leach, et al. "Measuring the orbital angular momentum of a single photon." *Physical review letters* 88.25 (2002): 257901.

[17] B. Jassemnejad, et al. "Mode sorter and detector based on photon orbital angular momentum." *Optical Engineering* 47.5 (2008): 053001.

[18] J. Leach, et al. "Interferometric methods to measure orbital and spin, or the total angular momentum of a single photon." *Physical review letters* 92.1 (2004): 013601.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

جایگیری فضایی لیزر سالیتون های کاواک خود پالسی ناشی از همزمانی

عاطفه قائد امینی[1]، منصور اسلامی[2]، رضا خردمند[1]

[1]گروه فوتونیک ، پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

[2]گروه فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت، ایران

چکیده- با بررسی برهمکنش لیزر سالیتون های کاواک خودپالسی در یک لیزر نیم رسانا با جاذب اشباع پذیر نشان می دهیم که اگر لیزر سالیتون های کاواک خودپالسی در فواصل مناسبی در مجاورت یکدیگر قرار بگیرند اندرکنش آنها باعث میشود لیزر سالیتون های کاواک همگام شده و از یکدیگر دور شوند. همگام شدگی لیزر سالیتون های کاواک بستگی به قدرت اندرکنش فازی آنها دارد که آن هم به نوبه خود به فاصله اولیه سالیتون ها بستگی داشته و در فاصله های کوتاه تر موثرتر است. نشان می دهیم که اثرات اندرکنشی نظیر سرعت جابجایی به صورت نمایی با افزایش فاصله اولیه لیزر سالیتون های کاواک کاهش می یابد.

کلید واژه- خود-پالسی، سالیتون کاواک، همگام شدگی

Synchronization driven spatial adjustment of self–pulsing laser cavity solitons

Atefeh Ghaed Amini[1], Mansour Eslami[2], Reza Kheradmand[1]

[1]Photonics Group, RIAPA, University of Tabriz, Tabriz, Iran

[2]Department of Physics, University of Guilan, P.O. Box 41335-19141 Rasht, Iran

Abstract- We investigate the interaction of self-pulsing laser cavity solitons (SPLCS) in a broad-area semiconductor laser with saturable absorber. We show that for appropriately close distances, synchronization is excepted to happen between SPLCSs. As a result of such an interaction, the two elements drive each other away. Since SPLCSs are free in choosing their phase and polarization, phase interaction between two entities leads to a synchronized behavior in terms of phase and intensity oscillations. We show that interaction strength depends on the initial separation distance of SPLCSs and it is more effective in shorter ranges. We also show how the manifestations of such an interaction, like velocity of SPLCSs, decrease exponentially with the initial separation distance.

Keywords: cavity soliton, self pulsation, synchronization

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

Synchronized behaviour has been studied in a vast variety of systems like synchronously flashing fireflies [1], pacemaker cells in mammalian hearts [2], and a network of microwave oscillators [3]. It has been confirmed that coupling among the constituents of a system plays a key role in their mutual synchronization. This concept has been extended to the optical systems, such as networks of coupled monochromatic lasers, leading to demonstration of phase-locking [4] and coherent beam combining [5], and cavity and spatial soliton synchronization [6,7].

Lasers are a prominent example for self-sustained nonlinear oscillators. Laser Cavity Solitons (LCSs) which form in a broad-area semiconductor laser with saturable absorber, defined as localized spots of light surrounded by lower intensity emission, make use of the additional freedom of optical phase in such free running lasers. Here we investigate self-pulsing Laser Cavity Solitons (SPLSs) whose existence depends on certain instability provided by Andronov-Hopf bifurcation. Self-pulsing, also known as passive Q-switching, has its origin in the interplay of the slowly responding population differences in the amplifier and absorber media and the fast response of the electric field intensity in the cavity. In a cavity where the amplifying medium is excited to a sufficiently high level through some pumping process, the electric field intensity increases if the unsaturated gain overcomes the losses. After a while, the absorber saturates which leads to a greatly enhanced output power and subsequently to saturation of the gain, which in turn allows the field to decay to almost zero intensity. Then the process repeats itself giving rise to a pulse train with a typical frequency of the order of several gigahertz in semiconductors [8].

Since it is possible to have multiple LCSs in the transverse section of a broad-area semiconductor laser with saturable absorber, it is interesting to investigate the mutual interaction of two SPLCSs when they are switched in different locations. Synchronization is expected to happen due to the phase-unlocked nature of these localized optical elements.

2. Model

The basic equations describing a broad-area semiconductor laser with saturable absorber are [9]:

$$\dot{F} = \left[(1 - i\alpha) D + (1 - i\beta) d - 1 + i\nabla_{\perp}^{2} \right] F \qquad (1$$

$$\dot{D} = b_1 \left[\mu - D\left(1 + F^2\right) - BD^2 \right] \qquad (2$$

$$\dot{d} = b_2 \left[-\gamma - \left(1 + sF^2\right) - Bd^2 \right] \qquad (3$$

where the dimensionless variables F, D and d are, respectively, the slowly varying envelope of the electric field, the carrier density of the amplifier and the carrier density of the absorber defined as $d = \eta_1 (N_2 / N_{02} - 1)$, $D = \eta_2 (N_1 / N_{01} - 1)$ where N_1 and N_2 are the carrier densities in the active and passive materials, respectively, $N_{1,0}$ and $N_{2,0}$ are their transparency values, η_1 and η_2 are a dimensional coefficients related to gain and absorption, respectively.

The parameters α, β are the linewidth enhancement factors in the amplifier and in the absorber, respectively; μ is the pump parameter, γ is the unsaturated absorption, $s = a_2 b_1 / a_1 b_2$ is the saturation parameter, i.e. the ratio of saturation intensity in the amplifier and in the absorber. b_1 is the ratio of photon lifetime to carrier lifetime τ_{ph} / τ_{nr} in the amplifier and b_2 is that in the absorber. Therefore, one can define r as the ratio of carrier lifetime in the amplifier and in the absorber.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Finally, the coefficient B is the rate of radiative recombination in semiconductor. Time is scaled to the photon lifetime, and space is scaled to the diffraction length. Typically, a time unit is a few picoseconds and a space unit is $\sim 4\,\mu m$.

3. Results and discussion

The study of the interaction of two SPLCSs in the semiconductor laser with saturable absorber showed that for distances greater than 42μm, they can stably exist beside each other. For a short time after creation of SPLCSs, their intensities oscillate in an opposite phase. However, as a result of interaction, they first synchronize in phase and intensity and then start moving away from each other. Figure 1 shows the intensities of the SPLCSs before and after synchronization.

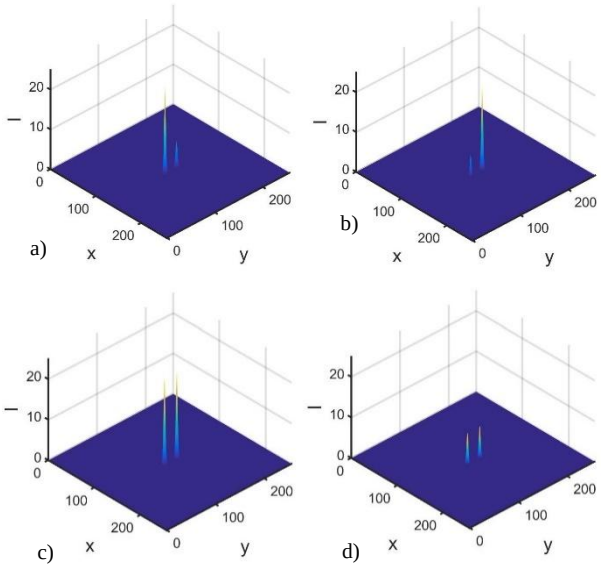


Figure 1: The intensity of SPLCSs before synchronization (a, b) showing opposite phase oscillations and after synchronization (c, d) which depicts in-phase intensity oscillation.

Synchronization in the intensity variation of the two SPLCSs can be understood from the time trace of their intensity difference reaching zero after a certain time known as synchronization time. Figure 2 (left panel) illustrates this behaviour. As for the phase, we expect some sort of phase locking to happen between the two SPLCSs once the synchronization time is achieved. Figure 2 (right panel) shows the phase difference locked at π after synchronization.

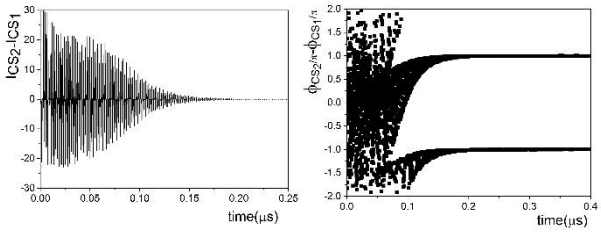


Figure 2: (Left) Intensity difference and (Right) phase difference of the two interacting SPLCSs for r = 1.7 and the initial distance of 48μm.

The synchronization time of the SPLCSs depends on their initial separation distance and the bifurcation parameter r. Figure 3 shows the synchronization time t_{sync} versus the initial separation distance d_{in}. It is clearly seen that by switching SPLCSs in farther distances from each other, the time required for their synchronization increases with an exponential scale.

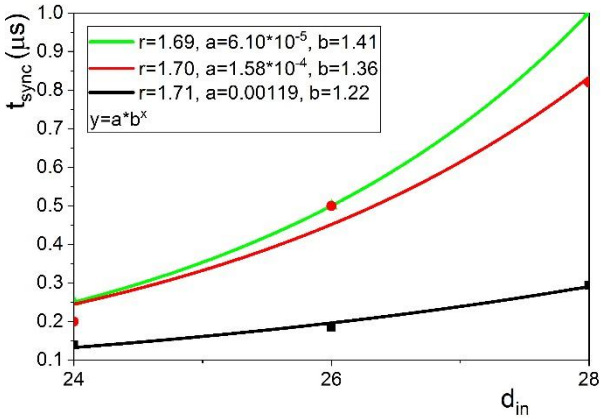


Figure 3: Synchronization time versus the initial separation distance between SPLCSs for different values of the bifurcation parameter r.

On the other hand, we see from figure 4 that by increasing r the time required for synchronization decreases exponentially which is common for all values of initial separation distance between the two SPLCSs. As already mentioned, the synchronization of the two SPLCSs as localized self-sustained oscillators leads to a repulsive force which moves them away from each other. Their displacement velocity is very fast at the beginning and decreases as they get farther. The trend is again exponential which further evidences an

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

exponential form for the interaction potential. As r increases, the displacement velocity increases accordingly which is consistent with figures 3 and 4 where we showed that synchronization time is shorter for larger r values resulting in a faster displacement. Figure 5 shows the displacement time for different values of r and a fixed initial separation distance.

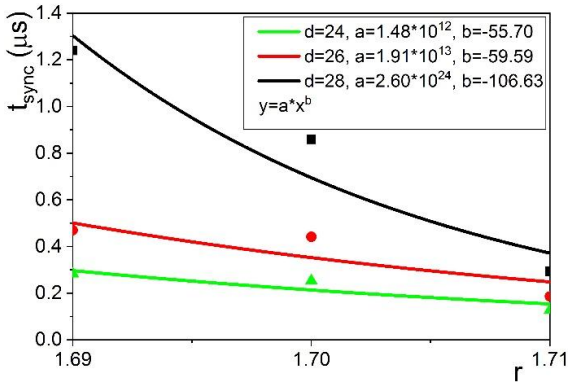


Figure 4: Synchronization time for different initial distances versus the bifurcation parameter r.

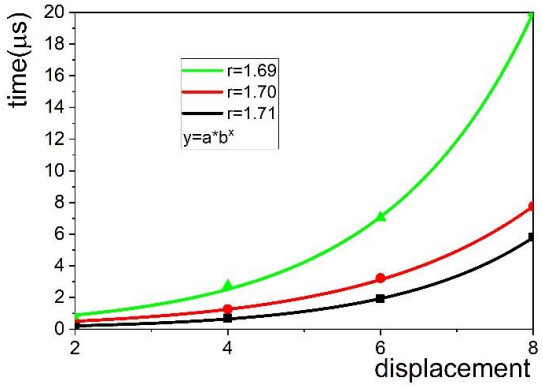


Figure 5: The time needed for the SPLCSs to move away from each other in the amount shown on horizontal axis for different values of the bifurcation parameter r. Their initial spacing is 48μm.

4 Conclusion

In this paper, we showed that if two self-pulsing laser cavity solitons are switched at a proper distance from each other, the mutual interaction leads to synchronization and subsequently a repulsive behaviour will emerge. By increasing the initial separation distance between two such optical elements, the time needed for the synchronization to establish increases exponentially and, as a result, the velocity at which they repel each other decreases. Also, with increasing the bifurcation parameter representative of the ratio of carrier life times in the amplifier and absorber materials r, the synchronization time decreases and the velocity increases accordingly which is again exponential. All these exponential trends suggest that the interaction potential governing such repulsive behaviour is of exponential form. We believe that such a spatial adjustment of laser cavity solitons driven by a synchronized behaviour can be extended to clusters of self-sustained oscillators with promising collective and emergent properties.

References

[1] J. Buck, “Synchronous Rhythmic Flashing of Fireflies. II.,” *Q. Rev. Biol.*, vol. 63, no. 3, pp. 265–289, 1988.

[2] D. C. Michaels, E. P. Matyas, and J. Jalife, “Mechanisms of sinoatrial pacemaker synchronization: a new hypothesis.,” *Circ. Res.*, vol. 61, no. 5, pp. 704–714, Nov. 1987.

[3] R. A. York and R. C. Compton, “Quasi-optical power combining using mutually synchronized oscillator arrays,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 39, no. 6, pp. 1000–1009, 1991.

[4] M. Nixon, M. Fridman, E. Ronen, A. A. Friesem, N. Davidson, and I. Kanter, “Controlling Synchronization in Large Laser Networks,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, no. 21, p. 214101, May 2012.

[5] P. K. Cheo, A. Liu, and G. G. King, “A high-brightness laser beam from a phase-locked multicore Yb-doped fiber laser array,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 13, no. 5, pp. 439–441, 2001.

[6] S. R. Anbardan, R. Kheradmand, and F. Prati, “Cavity solitons synchronization,” *J. Nanophotonics*, vol. 13, no. 1, p. 12502, 2018.

[7] P. V Paulau *et al.*, “Adler synchronization of spatial laser solitons pinned by defects,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, no. 21, p. 213904, 2012.

[8] J. L. A. Dubbeldam and B. Krauskopf, “Self-pulsations of lasers with saturable absorber: dynamics and bifurcations,” *Opt. Commun.*, vol. 159, no. 4–6, pp. 325–338, Jan. 1999.

[9] M. Eslami, N. H. Khiavi, R. Kheradmand, and F. Prati, “Localized optical micromotors based on twin laser cavity solitons,” *Phys. Rev. A*, vol. 98, no. 4, p. 43807, 2018.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

Shiraz University

تاثیر نیروی کازیمیر بر رفتار دینامیکی کلید های نانوالکترومکانیکی

آمنه میکائیلی، علیرضا کشاورز

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز

چکیده- در این مقاله، تاثیر نیروی کازیمیر بر رفتار دینامیکی کلیدهای نانوالکترومکانیکی شبیه سازی شده است. سیستم مطالعه شده در این پژوهش یک کلید نانوساختار الکترومکانیکی از نوع Cantilever-beam **می باشد. با درنظر گرفتن پارامترهای اساسی مربوط به کلید های نانوالکترومکانیکی، تاثیر نیروی کازیمیر و ولتاژ اعمالی برروی عملکرد کلیدزنی بررسی شده است. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که این دو عامل نقش بسزایی را در هرنوعی از کلیدهای نانوالکترومکانیکی ایفا می‌کنند و با افزایش یا کاهش آن‌ها می‌توان میزان خم شدگی صفحات الکترود و در نهایت عمل کلیدزنی را کنترل کرد.**

کلید واژه- نیروی کازیمیر، نانوساختار الکترومکانیکی، کلید Cantilever-beam type

The Effect of Casimir Force on Dynamical Behavior of Nano-electromechanical Switches

Ameneh Mikaeeli, Alireza Keshavarz

Physics Department, Shiraz University of Technology

a.mikaeeli@sutech.ac.ir, keshavarz@sutech.ac.ir

Abstract- The effect of Casimir force on dynamical behavior of nanoelectromechanical switches is simulated in this paper. The system investigated in the current study is an electromechanical nanostructure switch such as cantilever-beam type. Considering basic parameters of nanoelectromechanical switches, the effect of Casimir force and pull-in voltage on the process of switching has been investigated. Results demonstrate that these two factors play a significant role in every type of nanoelectromechanical switches. Thus, bending rate of plates and finally the performance of switching can be controlled by increasing or decreasing these two elements.

Keywords: Casimir force, Nanoelectromechanichal switches, Cantilever-beam type switch.

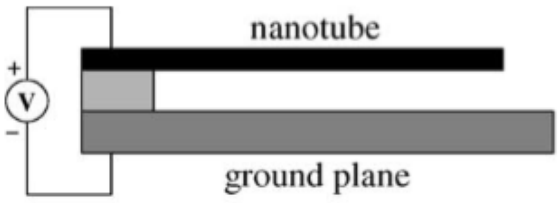
This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

The Casimir effect was first represented by Hendrik Brugt Gerhard Casimir in 1948 [1]. He realized when two perfectly uncharged conducting plates are located closely in parallel together usually distances in nanoscales, the result is a small attractive force between them that called Casimir force. This is because of the fluctuations of particles and alternating the ground-state energy of photons. The fundamental idea of Casimir effect derives from quantum theory in [2], which express about fluctuations of electromagnetic field in a vacant region. Although these fluctuations are not considerable, they cannot be ignored either. This electromagnetic nature would keep influencing them in the attendance of conducting materials. Another remarkable feature is that they can be limited by a conducting surface. Therefore, when the two conductive plates are aligned parallel the fluctuations are limited between them. Hence, the fluctuations and pressure between plates are less in comparison of outside the plates and this would lead to collapse them together. His discoveries attracted the attention of many researchers in that time, and various experiments in different fields have been carried out on this work in the last decade. One of the capability applications of Casimir effect is related to the nanoelectromechanical systems (NEMS). A NEM switch is commonly assembled from two conducting electrodes such that one of the electrodes is fixed and the other is movable and the system is working by electrostatic forces. [3]-[4]. For switches with a distance of less than 100 nm, the Casimir force prevents particles from sticking together. This feature of the Casimir force indicates the importance of examining its presence in nano-electromechanical switches. In this paper, we just consider cantilever-beam type switch. The objective of the present paper is to study of the dynamical behavior of NEM switches in the presence of Casimir force and pull-in voltage by a numerical method, in contrast to other studies which have been mostly emphesized on static behaviors [5]-[7].

2. Theory

In the following section, the theoretical analysis of cantilever-beam structure is discussed. The first step is modeling of the forces involved in the structure. The next step would be to find the equation governing the model and finally is characterizing the parameters influencing the system function. Fig. 1 (a), shows the schematic view of the structure. By keeping the simplicity and generality the geometry is dumbed to a one-dimensional (1D) lumped model as shown in Fig.1 (b). When voltage is applied between two electrodes, the formed electrostatic force causes the plates to collapse on the ground state if the applied voltage goes over the limit of certain amount. This specific voltage is called pull-in voltage and the arisen space is called pull-in gap respectively.



(a): schematic of cantilever switch

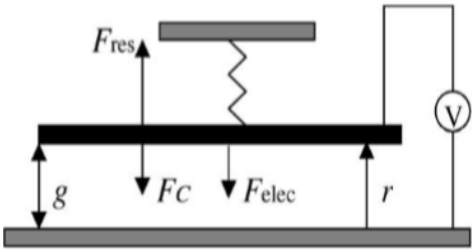


Fig. 1: (a) schematic of cantilever switch, (b) One-dimensional lumped model for the pull-in parameters estimation [2]-[7]

According to Fig. 1 (b) three different forces are involved in this system which two of them (Electrostatic and Casimir forces) are attractive and the other one (restoring force) is repulsive. Thus, we have a system with one degree of freedom that is the gap distance r, between the beam and the ground plate. By applying voltage to the upper

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

movable conductor making it to deflect downward towards the ground plate due to the electrostatic attraction. At a certain voltage, the upper conductor becomes unstable and spontaneously collapse (or pull-in) to the ground plate. The voltage and the deformation of the actuator at the onset of pull-in are referred to as the pull-in voltage and pull-in deformation, respectively [8]. Corresponding to Fig. 1 (b) and considering Newton second law, equation of motion of the system achieves as [2]

$$m\frac{d^2r}{dt^2} = F_{res} - F_{elec} - F_C \qquad (1)$$

Where m is the mass of the conducting plate. Similarly the forces involved in the equation are defined as follows:

$$F_{res} = k(g - r) \qquad (2)$$

F_{res} or the restoring force of the movable plate assumed to take the standard mass-spring form, where k is the spring constant, g is the initial distance between electrods. The electrostatic force:

$$F_{elec} = \frac{\varepsilon_0 wLV^2}{2r^2} \qquad (3)$$

Which ε_0 is the permittivity of vacuum, w and L are the width and the length of the beam and V is the applied voltage. Casimir force:

$$F_c = \frac{\pi^2 \hbar c w L}{240 r^4} \qquad (4)$$

Where $\hbar$ is Pelank's constant divided by 2π, c is the speed of light. By changing parameters and using some dimensionless variables the transformed equation obtains as the form

$$M\frac{d^2u}{d\tau^2} = 1 - u - \frac{b}{2u^2} - \frac{a}{240u^4} \qquad (5)$$

submitting dimensionless variables $u = \frac{r}{g}, \tau = \frac{t}{T}, M = \frac{m}{kT^2}, a = \frac{\pi^2 \hbar c w L}{k g^5}, b = \frac{\varepsilon_0 w L V^2}{k g^3}$ Where a and b illustrate the amount of Casimir force and pull-in voltage respectively, M is the magnitude of ratio between the inertia and the restoring forces and considered equal to 1 in this simulation. T is the attribute time which is considered as the interval from 0 to 10. The objective of this report is to find a numerical simulation for the above dimensionless differencial equation (5) and investigate the impact of Casimir force and pull-in voltage on the behavior of switching. Therefore, in the case of accomplishing this purpose the Runge-Kutta (RK4) numerical method has been used. It is a useful method to solve ordinary differential equations and coupling differential equations that is first introduced by C. Range in 1895 [9].

2.1. Results and discussion

We now discuss the effect of the Casimir force and pull-in voltage on the switching process. Referring to Eq. 5, Fig. 2 is related to the variation of pull-in gap with the parameter a related to the Casimir force when the pull-in voltage is a constant value equal to 0.25. While Fig. 3 presents the variation of pull-in gap with parameter b related to the pull-in voltage when the Casimir force is constant value equal to 30. As shown in Fig. 2 three different curves are displayed for three different values of Casimir force (30, 40, 60) respectively. Regarding to a =30 which is the lowest value in this given interval the pull-in gap has the maximum amplitude and continuously decreases by applying next quantities a =40 and a =60. It is due to the fundamental nature of Casimir force. As the Casimir force increases the attraction between plates is also enhance and as a result, the pull-in gap is reduced. It means that the Casimir force is effective in the pull-in process and collapsing down the conducting plate Which is the same results as derived in [2]. With Approximately identical reasons the variations of pull-in voltage is also effect the magnitude of pull-in gap. Referring to Fig. 3 we consider three different amount of pull-in voltage as 0, 0.5, and 1. It is clear to see when b =0 the amplitude is much greater than those values of b =0.5 and b =1. This is also illustrates the impact of pull-in voltage on the distance of conducting plates. So,as the parameter b increases the space between plates decreases.

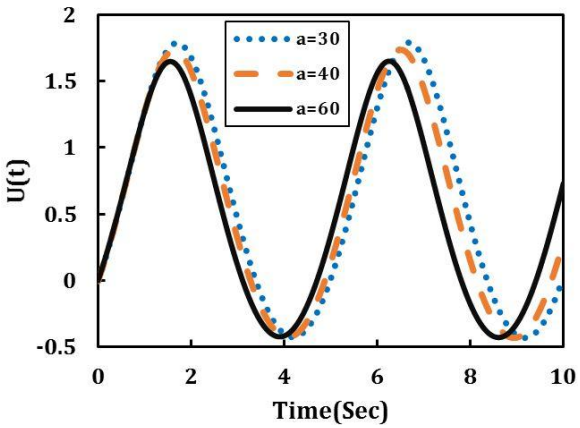


Fig. 2: Variation of pull-in gap with respect to time for three different values of a=30, a=40, a=60

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

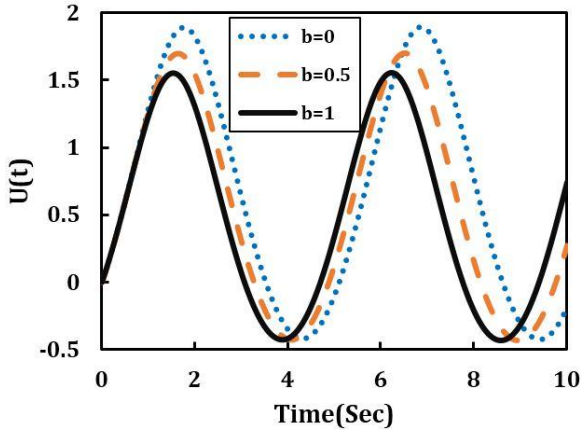


Fig. 3: Variation of pull-in gap with respect to time for three different values of b=0, b=0.5, b=1

3. Conclusion

In this study, a numerical simulation for computing and investigating the dynamical effect of Casimir force and pull-in voltage in a cantilever-beam type switch is presented. Results show that the Casimir force and the pull-in voltage have significant effect on nonoelectromechanical switches. By considering three different values for both Casimir and pull-in voltage we assumed that, as these two elements increase the gap distance between parallel conducting plates decreases. Consuquently, process of switching can be controled by increasing and decreasing them.The advantage of this method are faster and more accurate calculations.

Acknowledgements

I would like to extend my thanks to the Shiraz university and optics and photonics society of Iran for hosting and holding this conference.

References

[1] H.B.G. Casimir, "On the attraction between two perfectly conducting plates," Proc. K. Ned. Akad. wet, Vol. 51, 793, 1948.

[2] H.B.G Casimir and D. Polder, "The influence of relation on the Lonon-van der Waals Forces," Phys. Rev, Vol. 73, 360, 1948

[3] W.H. Lin and Y.P Zhao, "Nonlinear behavior for nanoscale electrostatic actuators with Casimir force," Chaos Soliton Fract, vol. 2, pp. 1777-1785, 2005.

[4] P.M. Osterberg, Electrostatically actuated micromechanical test structures for material property measurement, **Ph.D.** dissertation, Dept. Elect. Eng., MIT, Cambridge, MA, 1995.

[5] G. Palasantzas and J.Th.M DeHosson,, "Phase maps of microelectromechanical switches in the presence of electrostatic and Casimir forces," Phys. Rev, Vol. 72, 2005.

[6] R. Seydal, Practical bifurcation and stability analysis from equilibrium to chaos, Appl. Math, pp. 3540-94316, 1994.

[7] W.-H. Lin and Y.-P Zhao, "Casimir effect on the pull-in parameters of nanometer switches," Springer-Verlag, Vol. 11, pp. 80-85, 2005.

[8] H. Sadeghian, Gh. Rezazadeh, and P.M Osterberg, "Application of the Generalized Differential Quadrature Method to the Study of Pull-In Phenomena of MEMS Switches," microelectromech. Syst, Vol. 16, pp. 1334-1340, 2007.

[9] J.C. Butcher, "A history of Runge-Kutta methods," Numer. Math, Vol. 20, pp. 247-260, 1996.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

طراحی و مشخصه‌یابی یک مدولاتور فاز سیلیکونی جدید مبتنی بر ساختار تخلیه حامل جانبی

محمد صادق میرزایی، حمید رضا مشایخی، محمد حسین زندی

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر، کرمان، ایران

چکیده- در این مقاله، از طریق شبیه سازی‌های الکتریکی و نوری، یک مدولاتور فاز سیلیکونی تخلیه حامل فشرده در طول موج ۱/۳μm ارائه می‌شود. شیفت‌دهنده فاز، متشکل از یک پیوند PN جانبی بایاس معکوس با طول ۱۲۰ μm است. با طراحی دقیق پیوند PN، بازده مدولاسیون محاسبه شده، مقادیر بین ۱/۰۲ و ۲/۲V.cm را در بر می‌گیرد. اتلاف نوری این شیفت‌دهنده فاز فشرده در ۴V برابر ۲/۴۹dB/cm است. هم‌چنین این ساختار عملکرد سرعت بالا ۳۰GHz را فراهم می‌کند. بهبود بیشتر در عملکرد آن در مقایسه با شیفت‌دهنده‌های فاز پیشین، حاصل می‌شود.

کلید واژه- فوتونیک سیلیکونی، مدولاسیون نوری، اثر تخلیه حامل، شیفت‌دهنده فاز سیلیکونی

Design and Characterization of a Novel Silicon Phase Modulator based on the Lateral Carrier Depletion Structure

Mohammad Sadegh Mirzaei, Hamid Reza Mashayekhi, and Mohammad Hossein Zandi

Department of physics, Shahid Bahonar University, Kerman, Iran

Abstract- In this paper, through electrical and optical simulations, a compact-sized carrier depletion silicon phase modulator operating in 1.3μm is presented. The phase shifter is composed by a 120μm-long reverse biased PN junction. With the precise design of the PN junction, the calculated modulation efficiency contains between 1.02 and 2.2V.cm. The compact phase shifter optical loss is 2.49dB/cm at 4V. Also, this structure provides >30GHz high speed operation. Further improvement in its performance in comparison to the state of the art phase shifters is obtained.

Keywords: Silicon photonics, Optical modulation, Carrier depletion effect, Silicon phase shifter

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

With the development of communication systems and optical interconnects, silicon photonics technology has drawn significant attention in recent years due to low cost, high performances and direct compatibility with complementary metal oxide semiconductor (CMOS) technology. Optical modulators are one of the silicon photonics building blocks which are used for optical data in optical interconnect [1]. Fast modulation in silicon can be obtained by plasma dispersion effect [2]. It is widely used from the carrier depletion mechanism for achieving high speed modulators. High modulation efficiency, small size, low optical loss and high bandwidth are some figures of merit of the modulators. A lot of work has been done in the field of carrier depletion based silicon optical modulators to improve its functionality [3-5]. However, further improvement in silicon modulators for telecommunication applications is desirable. In this paper, we have investigated the concept of the compact-sized low-loss phase shifter for a silicon modulator. We performed device simulation for the phase shifter using electrical and optical simulation environments [6] and observed a performance improvement in comparison with other structures.

2. Theory and simulation method

The schematic of phase shifter cross section is shown in Fig. 1. It is a rib waveguide with an embedded lateral PN junction based on the silicon on insulator (SOI) platform. The phase shifter length is 120µm with 250nm-thick top Si and 1µm-thick buried oxide. The silicon rib waveguide has a width of 400nm, a height of 250nm and a slab thickness of 80nm. The 80nm slab thickness is chosen to maximize the optical mode confined in the rib waveguide core. Also, this thin slab gives electrical access to the junction. The P-type and N-type region are chosen to form a PN junction. The offset between PN junction and core of the rib waveguide is 100nm towards the N region, because the holes provide a larger change in refractive index compared to electrons. Therefore, this makes to optimize the modulation efficiency. The heavily doped regions (1×10^{20}) connected to copper electrodes are chosen to ensure a good Ohmic contacts. In order to reduce the total loss, P++ and N++ regions are placed 700nm away from the rib sides. By reducing the rib waveguide width to 400nm, low optical loss and strong optical mode confinement is achieved. Here, there is a depletion region induced by the DC reverse bias voltage in the core of the rib waveguide. As the applied voltage increases, the depletion region becomes wider.

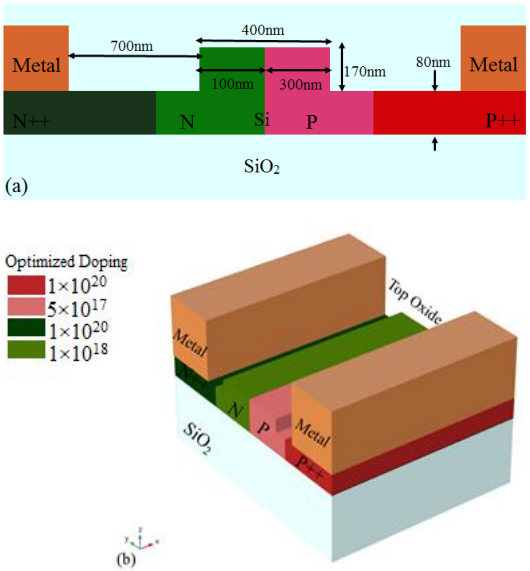


Fig. 1: (a) Schematic cross section of the lateral PN junction based optical phase shifter. (b) 3-D view of the phase shifter.

We use a device simulation package called Lumerical **DEVICE** to calculate its electrical characteristics. In the simulation, the Masetti's [7] model is applied and carrier statistics are assumed to be Fermi-Dirac. This simulator numerically solves the Poisson's equation and the charge continuity equation for electrons and holes. Its results include carrier distribution at different biases. An applied DC voltage was swept from 0 to 5V in device anode with 0.5V step. The carrier distribution is converted to the distribution of refractive index and absorption coefficient by carrier plasma relationship at 1.3µm [2]. Finally, using of a finite difference mode solver, the effective index at different biases is calculated [6].

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Therefore, with calculation of the effective index, it is easy to calculate optical phase modulation

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta n_{eff}}{\lambda} \qquad (1)$$

Where L is phase shifter length and λ is the wavelength of the light in vacuum, set as 1.3μm in telecommunication systems. The modulation efficiency ($V_\pi L$) defined as the applied voltage and length required to achieve a π phase shift can be directly calculated from the phase shift relationship (equation (1)). Moreover, the optical loss is obtained by the imaginary refractive index at different bias voltages.

3. Simulation results and discussion

In the phase shifter structure, the optimized doping concentrations are chosen to maximize the effective index change, but the optical loss does not increase. The waveguide dimensions have been optimized to maximize the optical mode confinement (as shown in Fig. 2). An optical mode profile is needed to show the fundamental mode propagating behaviour along the phase modulator. Fig. 2 indicates the optical profile showing that the most part of the light is confined in the phase shifter active area.

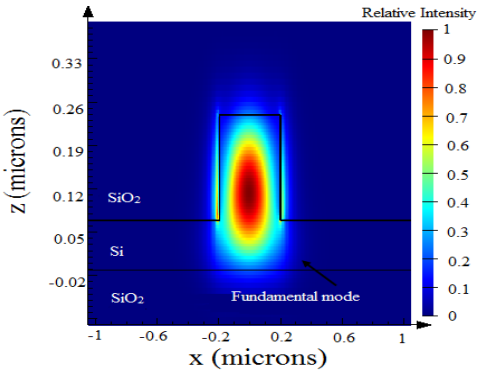


Fig. 2: Optical mode profile at 1.3μm.

Fig. 3 shows the semiconductor region band diagram of the phase shifter which its depletion region width is 310nm. However, the change in the effective index is dependent on the carrier concentration and the doping profile. The results of $V_\pi L$ product as a function of applied reverse bias has been presented in Fig. 4.

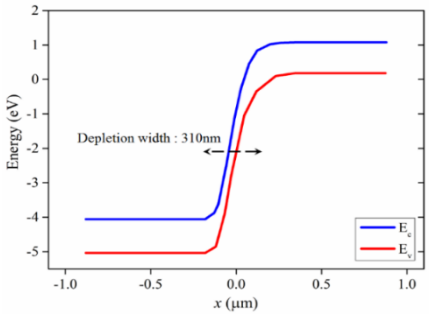


Fig. 3: Phase shifter semiconductor region band diagram in 4V reverse bias voltage.

We saw that effective index change at 4V reached about 1×10^{-4} (as shown in Fig. 4).

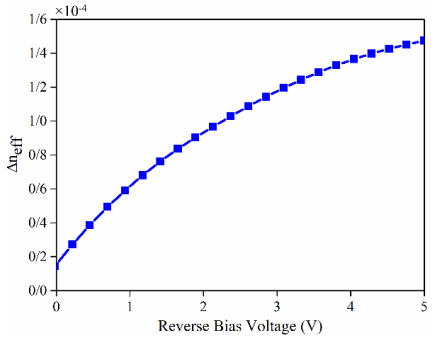


Fig. 4: Effective refractive index change as a function of the reverse bias voltage.

The phase shifter shows a modulation efficiency between 1.02 and 2.2V.cm for a range of reverse bias voltage from 1 to 5V (as illustrated in Fig. 5). We introduced a phase shifter figure of merit ($V_\pi L\alpha$) where α refers to the optical loss due to the free carrier absorption. For example, at 4V its value reaches about $\sim 4.8V.dB$ as shown in Fig. 5. Since modulator structures are usually long so low optical loss for the phase shifter is vital.

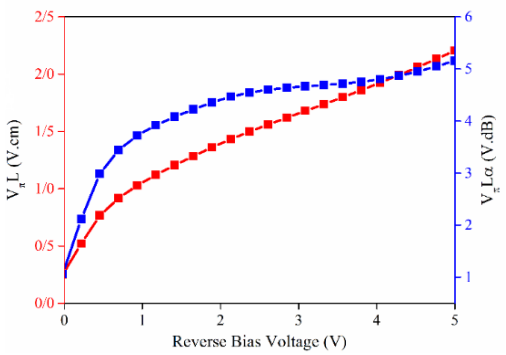


Fig. 5: The modulation efficiency and $V_\pi L\alpha$ of the phase shifter under different reverse biases.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Fig. 6 shows optical loss α as a function of the reverse bias voltage for 120µm phase shifter. The optical loss decreases by increase of the reverse bias voltage. The small signal electro-optic response of the 120µm phase shifter modulator under the reverse bias 0V, 2V and 5V was measured by using a network analyser. When the reverse bias is 5V, the 3dB bandwidth is approximately 38GHz (Fig. 7).

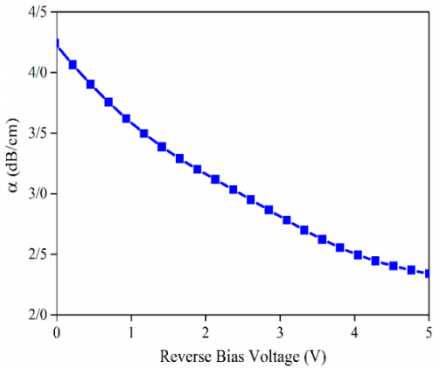


Fig. 6: The optical loss α as a function of reverse bias voltage.

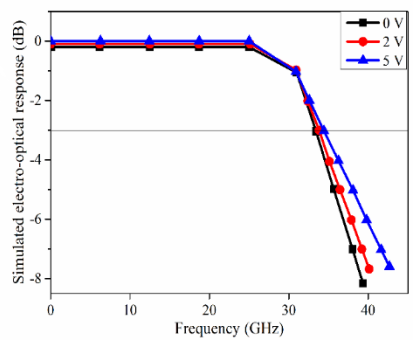


Fig. 7: Frequency response of a 120µm phase shifter modulator under different DC biases.

Table I shows a comparison of the performance with previously reported silicon phase shifters.

Table I. The comparison of between this work results with previous done works.

	Length (µm)	$V_\pi L$ (V.cm)	Optical loss(dB/cm)	EO bandwidth (GHz)
[8]	750	2.05	8.6	28
[9]	500	1.8	3.1	36
This work	120	1.3	2.49	38

4. Conclusion

We have presented the design and simulation of a 120µm phase shifter based on lateral PN junction in a 250nm SOI platform. The presented phase shifter shows a modulation efficiency 1.02-2.2V.cm with an optical loss α 2.49dB/cm at 4V. This simulation results are in agreement with experimental results. This structure will be very useful in practical applications.

References

[1] B. Jalali and S. Fathpour, "Silicon photonics," J. Lightwave Tech. vol. 24, pp. 4600–4615, 2006.

[2] R.A. Soref and B.R. Bennett, "Electrooptical effects in silicon," IEEE J. Quantum Elec. vol. 23, pp. 123–129, 1987.

[3] D. Pérez-Galacho, D. Marris-Morini, R. Stoffer, E. Cassan, C. Baudot, T. Korthorst, F. Boeuf, and L. Vivien, "Simplified modeling and optimization of silicon modulators based on free-carrier plasma dispersion effect," Opt. Express, vol. 24, pp. 26332–26337, 2016.

[4] Wang, J., Qiu, C., Li, H., Ling, W., Le Li, Pang, A., Sheng, Z., Wu., and Gan, F., "Optimization and Demonstration of a Large-bandwidth Carrier-depletion Silicon Optical Modulator," J. Lightwave Tech., vol. 31, pp. 4119–4125, 2013.

[5] Xu, H., Li, X., Xiao, X., Li, Z., Yu, Y., and Yu, J., "Demonstration and Characterization of High-Speed Silicon Depletion-Mode Mach–Zehnder Modulators," IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. vol. 20, pp. 23–32, 2014.

[6] L. Chrostowsky and M. E. Hochberg, *Silicon photonics design: from devices to systems*, Cambridge, pp. 28-46, 2015.

[7] G. Masetti, M. Severi, and S. Solmi, "Modeling of Carrier Mobility against Carrier Concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-Doped Silicon," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 30, No. 7, pp. 664-770, 1983.

[8] Xiao, X., Xu, H., Li, X., Li, Z., Chu, T., Yu, Y., and Yu, J., "High-speed, low-loss silicon Mach-Zehnder modulators with doping optimization," Opt. Express, vol. 21, pp. 4116–4125, 2013.

[9] Félix Rosa, M., Rathgeber, L., Elster, R., Hoppe, N., Föhn, T., Schmidt, M., and Berroth, M., "Design of a carrier-depletion Mach-Zehnder modulator in 250 nm silicon-on-insulator technology," Adv. Radio Sci. vol. 15, pp. 269-281, 2017.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

سنتز پروسکایت دو بعدی و استفاده از لایه نشانی غوطه‌وری مناسب برای ساخت افزاره‌های الکترونیک نوری

پارسا درمان، سارا درباری

دانشکده فنی مهندسی دانشگاه تربیت مدرس

چکیده- در این پژوهش سنتز پروسکایت دو بعدی رادلسدن پاپر که علاوه بر برخورداری از مزایای شناخته شده پروسکایت سه‌بعدی از جمله جذب نوری بالا و مشخصات انتقال حامل خوب عیب بزرگ ناپایداری را به طور قابل توجه‌ی برطرف کرده است، گزارش می شود.در این مقاله از مولکول‌های بزرگ و پایدار و مقاوم به حرارت و رطوبت بوتیل آمین استفاده شد تا یک لایه از پروسکایت سرب تترایدید را احاطه کنند و مانع از نفوذ حرارت و رطوبت به لایه‌ی پروسکایت شده و پایداری را افزایش می‌دهند.وجود این مولکول‌های حائل باعث افزایش ثابت شبکه نسبت به حالت سه بعدی می‌گردد و محدود سازی کوانتومی در دو بعد باعث افزایش گاف انرژی می شود. این ماده به روش غوطه‌وری لایه نشانی شد و با انجام آزمایش‌های طیف جذب نوری و نورتابناکی گاف انرژی آن ۲/۵ الکترون ولت و بیشترین مقدار نورتابناکی ۲/۲۱ الکترون ولت اندازه گیری شد.

کلید واژه- افزاره های الکترونیک نوری، پروسکایت دو بعدی، پایداری ،رادلسدن پاپر ،لایه نشانی غوطه‌وری

Synthesis of 2D Perovskite and Using Dip-coating Method Suitable for Fabrication of Optoelectronic Devices

Parsa Darman*, Sara Darbari**

* Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran, darmanparsa@modares.ac.ir

** Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran, s.darbari@modares.ac.ir

Abstract- -In this paper synthesis of Ruddlesden-Popper tow dimensional Perovskite (RPPs) is reported. Not only has this kind of Perovskite (PVK) its 3D counterpart advantageous such as high absorption coefficient and good carrier transport properties but also its stability has been improved. In this work BA molecule which is stable, heat and humid resistive and big enough to cover a mono layer of lead tetra iodide was used to prevent heat and humidity to reach PVK layer and stabilize it. The existence of spacer molecule increase lattice constant and quantum confinement enlarge band gap. After Dip-coating photoluminescence (PL) and photo absorption spectroscopy test was done and band gap was measured 2.5eV and PL pick was 2.21eV.

Keywords: Optoelectronic devices, 2D Perovskite, Stability, Ruddlesden-Popper, Dip-coating

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

Organic–Inorganic Halide Perovskites (OIHPs) are a long time known materials which have been widely studied since 2009.their optoelectronic properties have been investigated by numerous research groups in this decade, some of impressive ones are high light absorption coefficients, long charge carrier diffusion lengths, intense photoluminescence (PL), slow rates of non-radiative charge recombination, photoinduced polarization, high drift mobilities, and effective charge collection. Thus, they are attractive photoactive materials for developing high-performance optoelectronic devices[1]. These devices are also cheap and easy to be fabricated. Furthermore, recently, 2D Ruddlesden–Popper layered perovskites(RPPs) with good moisture resistance have been attracted attention for optoelectronic devices. This family of 2D layered OIHPs has a general formula of $(RNH_3)_2(CH_3NH_3)_{n-1}B_nX_4$, where R is a long chain alkyl or aromatic group, and *n* is the number of the metal cation layers between the two layers of the organic chains[2].2D semiconductors have quantum confinement and band gap tenability which are desirable in optoelectronic applications[3]. PVK photoactive layers should work effectively with other functional materials such as electrodes, interfacial layers and encapsulating films. Conventional two-dimensional (2D) PVKs are promising candidates for this purpose because of their unique structures and interesting optoelectronic properties[3].

Gustav Rose in 1839 discovered $CaTiO_3$ and named it after Russian mineralogist Lev Perovski . nowadays perovskite also refers to the class of compounds which have the same type of crystal structure as $CaTiO_3$ ($^{XII}A^{2+VI}B^{4+}X^{2-}{}_3$), known as the perovskite structure[4]. The first series of Ruddlesden-Popper phase, Sr_2TiO_4, Ca_2MnO_4 and $SrLaAlO_4$ were confirmed by powder X-ray diffraction (PXRD) in 1957[5]. Weber was the first to synthesize MAPbX3 in 1978[1].In 2009, Miyasaka et al used PVK as sensitizer in solar cells and report 3.8% power conversion efficiency[1]. In 2015, Kanatzidis et al. synthesized 2D RPP using BA as spacer molecule to cover one layer of lead tetra iodide[2].in 2016 Liu et al. synthesized 2D $MAPbI_3$[6].during these 10 years solar cells, LEDs, PDs, X-ray detectors, and lasers were fabricated with OIHPs.

2. Methodology

2.1. BAI synthesis

n-butylammonium iodide (BAI) was synthesized by neutralizing 924µL n-butylamine (BA) and 5 mL 57% w/w aqueous hydriodic acid (HI) with stirring for four hours at 0 °C. The solvent was then evaporation using rotary evaporation at 60 °C and washed by diethyl ether three times followed by dried at 70 °C for 12 hours.

2.2. $(BA)_2PbI_4$ synthesis

500 mg PbO powder was dissolved in a mixture of 3 mL 57% w/w aqueous HI solution and 1 mL 50% aqueous H_3PO_2 by heating to boiling under constant magnetic stirring for about 5 min, which formed a bright yellow solution. Subsequent addition of liquid. Addition of 500mg $n\text{-}CH_3(CH_2)_3NH_3I$ (BAI) powder to the PbI_2 solution initially produced a black precipitate, which was subsequently dissolved under heating the combined solution to boiling. The stirring was then discontinued, and the solution was left to cool to room temperature during which time orange rectangular-shaped plates (flakes) started to crystallize. The precipitation was deemed to be complete after ~3 h.

2.3. Deposition

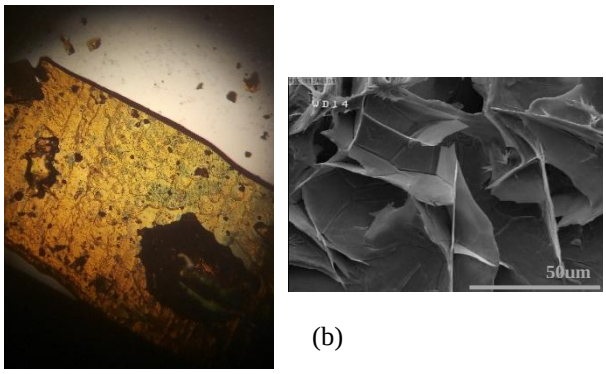
The resulting product of synthesis was colloidal suspension in which the solid particles were $(BA)_2PbI_4$ and solvent was H_3PO_2.for deposition substrates were cleaned by sonication in deionized water, soap water, and 2-propanol and then treated by oxygen plasma. Substrates were carefully entered in the mixture without hitting 2D flakes on top of solvent and then after putting flakes on the

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

substrate, it was gotten out of mixture and left out in room temperature to dry.

3. Results and discussion.

The size of RPP flakes that was deposited using Dip-coating varies from 15 µm to 5000 µm, therefore it can be used in fabrication of micro optoelectronic devices, Fig 1 a) shows 2000 µm RPP flake under optical microscope. The size of flakes were evaluated by comparison between RPP flakes and a 500 µm printed line b) Field Emission Scanning Electron Microscopes (FE-SEM) has shown RPP's crystals has indeed been formed.



(a) (b)

Fig. 1:a) optical microscope image b) FE-SEM views of the resulting layer.

The photo absorption spectroscopy is shown in Fig 2. that is an approximate match with previous works[7, 8].

The exciton absorption happened in 2.35eV and band gap (absorption pick) has been measured 2.5eV that indicates exciton energy of 150meV while in previous literature exciton absorption and band gap were reported 2.35eV and 2.43eV respectively so exciton energy was 80meV.

Therefore, excitonic absorption matched perfectly with previous works but measured band gap is 0.7eV blue-shifted.

It should be noted here that Cao et al. have also observed dramatic change in deposited sample's absorption spectrum[8].their excitonic absorption almost disappeared and their absorption pick blue shifted a bit so they reported their absorption edge as band gap which was 2.24eV.

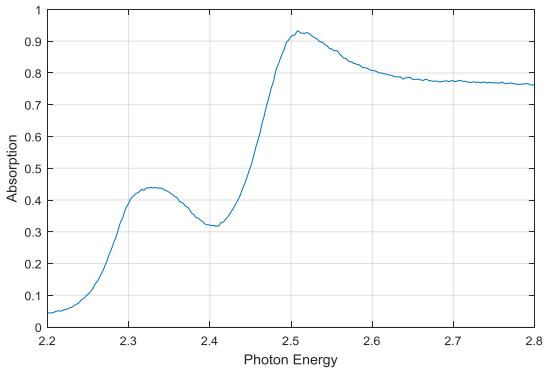


Fig. 2: Dip-coated Si− $(BA)_2PbI_4$ absorption spectrum

PL pick observed at 2.21 eV in Fig 3. Shows 140meV mismatch with other work's[7, 8] but it again proves not only was the synthesis of 2D RPP successful, but also it does have wider band gap.

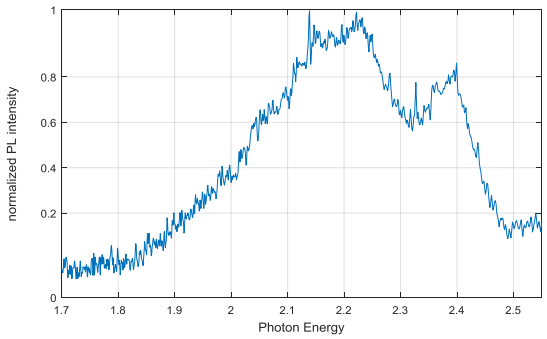


Fig. 3: PL spectrum of dip-coated Si−perovskite thin films of the $(BA)_2PbI_4$

In 2D $MAPbI_3$ (non RP method) the band gap was reported 1.8 eV[6], which is larger than 3D $MAPbI_3$ due to Quantum confinement in RP method in addition of Quantum confinement, the existent of big spacer molecule such as BA increase the lattice constantan and it result in larger band gap which was previously seen in $(BA)_2PbBr_4$[2].

4. Conclusion

The aim in this paper was synthesis of 2D Ruddlesden Popper Perovskite and using dip-coating deposition method to fabricate micro optoelectronic devices.

Previously $(BA)_2PbI_4$ was synthesized and was deposited using spin coating method[7, 8]. in this

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

work we compared absorption spectrum and Photoluminescence to see whether the synthesis and its deposition method were correctly done.

In table 1 exciton Pick is 2.35 eV which is exactly the same as reported before [7]. PL and E_g is 2.21eV and 2.5eV respectively while they were reported 2.35eV and 2.41eV respectively[7]. Genuinely it can be claimed that synthesis was successful and crystals were transferred well by dip-coating method specially by taking absorption spectrum changes in Cao et al. work [8]into account.

(BA)2PbI4	**Band gap**	**Exitonic absorption**	**photoluminescence**
This paper	2.5eV	2.35eV	2.21eV
Stoumpos et al.[7]	2.43eV	2.35ev	2.35eV

Table I. comparison between measured data and reported data

It is also demonstrated here that by Dip coating it is possible to fabricate 2D RPP based Micro optoelectronic devices and its advantage is that it is done without using Suction (vacuum) filtering and DMF.

References

[1] T. M. Brenner, D. A. Egger, L. Kronik, G. Hodes, and D. Cahen, "Hybrid organic—inorganic perovskites: low-cost semiconductors with intriguing charge-transport properties," *Nature Reviews Materials,* vol. 1, no. 1, p. 15007, 2016.

[2] Y. Chen, Y. Sun, J. Peng, J. Tang, K. Zheng, and Z. Liang, "2D Ruddlesden–Popper perovskites for optoelectronics," *Advanced Materials,* vol. 30, no. 2, p. 1703487, 2018.

[3] S. Chen and G. Shi, "Two-Dimensional Materials for Halide Perovskite-Based Optoelectronic Devices," *Advanced Materials,* vol. 29, no. 24, p. 1605448, 2017.

[4] H.-R. Wenk and A. Bulakh, *Minerals: their constitution and origin*. Cambridge University Press, 2016.

[5] S. Ruddlesden and P. Popper, "The compound Sr3Ti2O7 and its structure," *Acta Crystallographica,* vol. 11, no. 1, pp. 54-55, 1958.

[6] J. Liu *et al.*, "Two-dimensional CH3NH3PbI3 perovskite: synthesis and optoelectronic application," *ACS nano,* vol. 10, no. 3, pp. 3536-3542, 2016.

[7] C. C. Stoumpos *et al.*, "Ruddlesden–Popper hybrid lead iodide perovskite 2D homologous semiconductors," *Chemistry of Materials,* vol. 28, no. 8, pp. 2852-2867, 2016.

[8] D. H. Cao, C. C. Stoumpos, O. K. Farha, J. T. Hupp, and M. G. Kanatzidis, "2D homologous perovskites as light-absorbing materials for solar cell applications," *Journal of the American Chemical Society,* vol. 137, no. 24, pp. 7843-7850, 2015.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

بررسی تاثیر پارامتر حبس‌شدگی نوری بر عملکرد لیزر فانوی بلور فوتونی

گلشن حمزه[۱]، محمد رزاقی[۱] و عارف رسولزاده زالی[۲]

[۱] گروه مهندسی برق، دانشکده مهندسی، دانشگاه کردستان، سنندج
[۲] دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس تهران

چکیده- در این مقاله عملکرد یک لیزر فانو بلور فوتونی بررسی و شبیه‌سازی شده است. در این شبیه‌سازی معادلات انتشار حاکم بر لیزر، با استفاده از روش تفاضل محدود حل شده است. براساس شبیه‌سازی انجام شده، رفتار دینامیکی لیزر در دو رژیم عملکرد موج پیوسته و خود-پالس بررسی شده است. جهت بهینه‌سازی عملکرد لیزر پارامترحبس‌شدگی نور در نانوکاواک تغییر داده شده است. عملکرد لیزر براساس این تغییرات بررسی شده است. باتوجه به شبیه‌سازی انجام شده، با تغییر پارامتر حبس‌شدگی از ۰/۱ تا ۰/۳۲، ماکزیمم تغییرات انرژی ۰/۲۷ پیکوژول، تغییرات کل عرض در نصف ماکزیمم (FWHM) ۰/۰۰۹ نانوثانیه و ماکزیمم تغییرات فرکانس ۰/۷۳۸ گیگاهرتز در سیگنال خروجی مشاهده شده است.

کلید واژه- خود-پالس، فاکتور حبس‌شدگی میدان نانوکاواک، فانو لیزر، نانوکاواک

Investigation of optical confinement factor effect on photonic crystal Fano laser performance

Golshan Hamzeh[1], Mohammad Razaghi[1], and Aref Rasoulzadeh Zali[2]

[1]Dept. of Electrical Eng., School of Engineering, University of Kurdistan, Sanandaj, Iran
[2]Faculty of Electrical and Computer engineering, Tarbiat Modares university, Tehran, Iran

g.hamzeh@eng.uok.ac.ir
m.razaghi@uok.ac.ir
aref.rasuolzadehzali@modares.ac.ir

Abstract- In this paper the operation of a photonic crystal Fano laser is analyzed and simulated. In this simulation, the propagation equations are solved using the finite difference method. The dynamical behavior of the laser is demonstrated for two regimes of operation, continuous-wave and self-pulsing. In order to optimize laser operation, the nanocavity field confinement factor has been swept and its effects on the laser operation is investigated. Based on our simulations by changing this confinement factor from 0.1 to 0.32, the maximum energy, full width at half maximum and frequency variations of 0.27 pJ, 0.009 ns and 0.738 GHz in the output signals are respectively observed.

Keywords: Self-pulsing, nanocavity field confinement factor, Fano laser, nanocavity

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

Photonic crystal lasers are the newest type of lasers used in photonic integrated circuits [1]. The use of cavities created by linear defect in the laser structure, increases the light-matter interaction. It also makes possible to control cavity modes, which can lead to a large bandwidth and low threshold laser. Linear and point defects lasers have many advantages, such as low-power consumption [2, 3] and very high speeds[3, 4].

A new type of photonic crystal lasers is so-called Fano lasers. It consists of a photonic crystal linear defect waveguide, a conventional mirror based on the termination of the waveguide, and a newly proposed Fano mirror. These lasers are able to generate very narrow pulses (self-pulse) For the first time in 2014, the Fano Laser structure was introduced [3]. Then, in 2016, it was demonstrated experimentally and theoretically, that by this laser light pulses at gigahertz frequencies can be produced [5]. In 2017, laser performance was investigated in two modes of continuous wave and self-pulse [1].

In this paper, we first describe the Fano laser structure. Then laser operating modes using the finite difference method is simulated. Finally, we will investigate the dynamical behavior of the laser accordingly.

2. Fano Laser Structure

The Fano laser structure is shown in Fig. 1. This structure was first introduced in [3] which is based on the creation of alternate pattern of air-holes in a InP membrane. The laser cavity is based on a photonic crystal waveguide due to a linear defect in the photonic crystal structure. The left mirror is a conventional broadband mirror that is created by a photonic crystal waveguide termination with air-holes. In contrast, the right mirror is based on the Fano resonance. As shown in Fig. 1, the reflection in this mirror is consequence of the interference between the continuum of waveguide modes and the discrete resonance of a side- coupled nanocavity known as Fano resonance. One of the most important characteristics of this mirror is that it is a very narrow-band mirror.

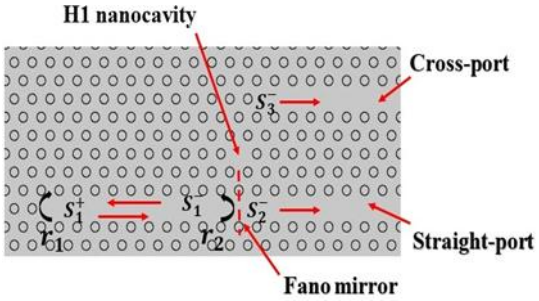


Fig. 1: The Fano laser structure with radius r = 100 nm and the lattice constant a = 425 nm

3. Governing Equations

The equations governing the Fano laser are as follows [1]:

$$da(t)/dt = (-i\delta_c - \gamma_T)a(t) + (\gamma_c^{1/2})s_1^+(t) + (1/2)(1-i\alpha)\Gamma_c v_g g_N (N_c(t) - N_0)a(t) \quad (1)$$

$$s_1^-(t) = -P(\gamma_c \wedge (1/2))a(t) \quad (2)$$

$$s_2^-(t) = s_1^-(t) - (\gamma_c \wedge (1/2))a(t) \quad (3)$$

$$s_3^-(t) = i(\gamma_p \wedge (1/2))a(t) \quad (4)$$

$$dN_c(t)/dt = -N_c/\tau_c - \Gamma_c v_g g_N (N_c(t) - N_0)(|a(t)|\wedge 2)/\hbar\omega_r V_{NC} \quad (5)$$

$$\gamma_T = \gamma_c + \gamma_i + \gamma_p \quad (6)$$

$$Q_x = \omega_r/\gamma_x \quad (7)$$

Here, *a(t)* is the nanocavity field and *s(t)* is the propagation field in the waveguide. The signs + (-) refer to traveling toward (far from) the Fano mirror in Fig 1. In addition, $\delta_c = \omega_c - \omega$, where ω is the laser frequency and ω_c is the nanocavity resonance frequency. Also γ_T is the total nanocavity passive decay rate, γ_c is the nanocavity waveguide coupling decay rate, γ_i is the out-of-plane and scattering losses decay rate and γ_p is the coupling to the cross-port decay rate. The corresponding Q-factors are defined as Eq. (7). Where ω_r is the reference frequency. In addition, τ_c is an effective carrier lifetime within the nanocavity, Γ_c is the nanocavity

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

field confinement factor, $v_g=c/n_g$ is the group velocity, g_N is the differential gain, N_0 is the transparency carrier density of the active material, and V_{NC} is the volume of the nanocavity. Finally, $P=1(-1)$ is the parity of the cavity mode with respect to the Fano mirror.

4. Investigation of Laser Performance

The Fano laser has two working dynamical regions, the continuous wave (CW) and the pulsed train region, which is called self-pulsing (SP). Generally, the lasers start lasing at currents above the threshold current. The laser operation area depends on many factors such as the pump current, J_{pump}, the nanocavity frequency ω_c, and the nanocavity field confinement factor, Γ_c.

4.1. Continuous Wave Operation

Generally, if the biased current of the Fano laser is far more than threshold current, its output will be in CW mode. Fig. 2 shows a numerical simulation of the output power of the Fano laser and also its carrier density. The biased current and detuning are assumed $J=2J_{th}$ and $\Delta\omega_c=\omega_c-\omega_r=0.52\gamma_T$, respectively.

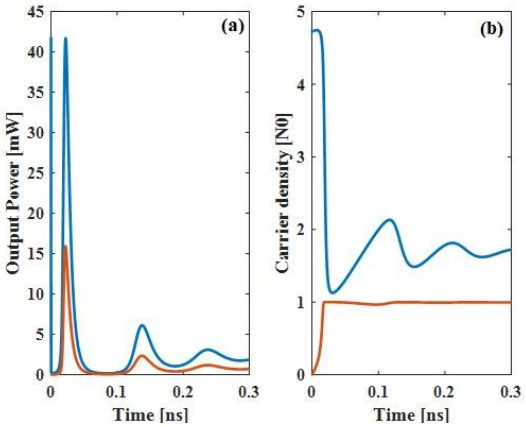


Fig. 2: (a) laser output power (b) normalized carrier density of the nanocavity and waveguide versus time in continuous wave operation regime

The results are in good agreement with results shown in [1]. As depicted in Fig. 2, since the nanocavity is pumped through the laser field, so the nanocavity carrier density cannot be increased from N_0. Therefore, by increasing the nanocavity carrier density, the absorption rate in nanocavity decreases and, as a result, the reflection coefficient increases [1].

4.2. Self-Pulsing Operation

As previously discussed, the working region changes with the change of pump current. As shown in Fig. 3 by assuming the bias current of the Fano laser to be $J=1.2J_{th}$, the laser operates in the self-pulse region. In this region, by increasing the laser power, a stimulated emission occurs in the waveguide, as a result, the carrier density decreases in the waveguide. Therefore, the nanocavity carrier density increases (Fig. 3-c). The laser is constantly optically pumped, which results in the waveguide carrier density reaches the threshold value, which is equivalent to the carrier density of the un-pumped nanocavity where the lasing occurs (Fig. 3-c).

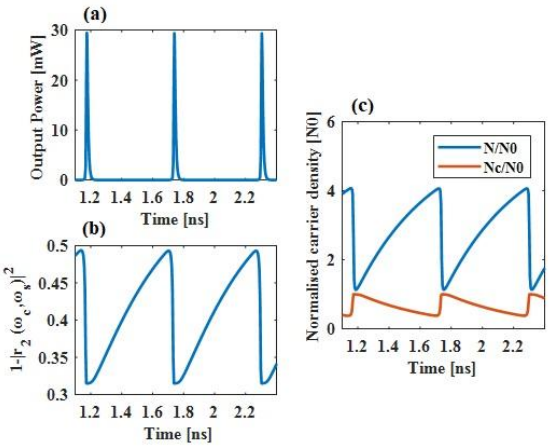


Fig. 3: (a) the laser output power, (b) $1-\left|r_2(\omega_c,\omega_s)\right|^2$; and (c) the normalized carrier density of the waveguide and nanocavacs versus time in the self-pulse operation regime

As the waveguide field increases, carrier density increases in nanocavity as well (Fig. 3-c), consequently, the absorption in nanocavity is decreased, which results in a reduction in mirror losses. As the stimulated emission increases in the laser waveguide, the waveguide carrier density drops below the threshold and the lasing is interrupted. Then again the density of the carrier in the waveguide begin to increase in contrast to the carrier density in the nanocavity which decreases due to the recombination. Accordingly the carrier density in the laser waveguide reaches the

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

threshold carrier density and this cycle repeats (Fig. 3-a) [1].

5. Laser Operation Dependency to Nanocavity Field Confinement Factor

As shown in Fig. 4, the more the nanocavity field confinement factor, lead to the more the field confinement in the nanocavity. In other words, by increasing Γ_c from 0.1 to 0.32, the energy stored in the nanocavity increases. Variation in nanocavity optical confinement factor leads to the variations in energy, frequency, and FWHM. The laser operates in continuous wave regime for nanocavity field confinement factors beyond Γ_c >0.32. As shown in Fig. 4-a, the maximum energy variation of the output signal is 0.27 pJ. With increasing Γ_c from 0.1 to 0.32, the Fano mirror reflection increases. Due to the direct relationship between the output intensity of the laser and the reflection coefficient, the energy of the output signal increases.

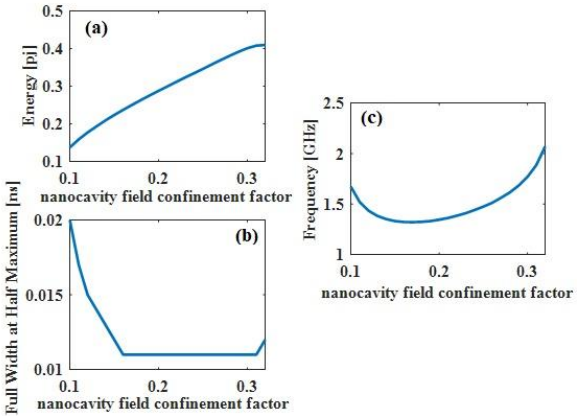


Fig. 4: (a) the energy, (b) FWHM; and (c) the frequency of the output signal versus Γ_c variations

As shown in Fig. 4-b, the maximum FWHM variation of the output signal is 0.009 ns. As the Γ_c increases, the output pulse becomes narrower and the carrier density in nanocavity reaches transparency N_0 faster. As a result, the waveguide carrier density is depleted faster and the lasing is interrupted. Therefore, the maximum FWHM variation of the output signal is reduced. Finally, Figure 4-c shows that the maximum frequency variation of the output light is 0.738 GHz. With increasing Γ_c, the carrier density in the nanocavity grows faster. Furthermore, the carrier density in the waveguide also grows faster and consequently it reaches to the threshold value sooner. So, the output field instantaneous frequency increases.

6. Conclusion

In this paper, the Fano laser structure was numerically investigated and its dynamical operation regimes was explained. The propagation equations were solved using the finite difference method. It was observed that by changing the nanocavity field confinement factor from 0.1 to 0.32, the maximum variation of the energy in the output port of the laser was 0.27 pJ, the maximum FWHM variation was 0.009 ns and the maximum frequency variation was 0.738 GHz in the output signal.

References

[1] T. S. Rasmussen, Y. Yu, and J. Mork, "Theory of Self-pulsing in Photonic Crystal Fano Lasers," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 11, p. 1700089, 2017.

[2] S. Matsuo, A. Shinya, T. Kakitsuka, K. Nozaki, T. Segawa, T. Sato, *et al.*, "High-speed ultracompact buried heterostructure photonic-crystal laser with 13 fJ of energy consumed per bit transmitted," *Nature Photonics*, vol. 4, p. 648, 2010.

[3] J. Mork, Y. Chen, and M. Heuck, "Photonic crystal Fano laser: terahertz modulation and ultrashort pulse generation," *Physical review letters*, vol. 113, p. 163901, 2014.

[4] H. Altug, D. Englund, and J. Vučković, "Ultrafast photonic crystal nanocavity laser," *Nature physics*, vol. 2, p. 484, 2006.

[5] Y. Yu, W. Xue, E. Semenova, K. Yvind, and J. Mork, "Demonstration of a self-pulsing photonic crystal Fano laser," *Nature Photonics*, vol. 11, p. 81, 12/12/online 2016.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

تشدید پلاسمونی وابسته به شدت نور ورودی در لایه گرافن

مهدی صادقی ، وحید احمدی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس ، تهران

چکیده- در این مقاله ما به مطالعه تحریک پلاسمون پلاریتون های سطحی در حضور میدان های الکتریکی بالا بر روی سطح تک لایه گرافن با استفاده از پیکربندی کرشمان-رادر می پردازیم. ما پاشندگی را برای گرافن با کیفیت بالا در نظر می‌گیریم به طوریکه در این حالت میزان انرژی پلاسمون پلاریتون‌ها بسیار بزرگتر از انرژی تلفاتی است. نتایج نشان می‌دهند که برای موج‌های الکترومغناطیسی با شدت بالا، ثابت انتشار پلاسمون پلاریتونهای سطحی رابطه غیرخطی با زاویه تابش موج الکترومغناطیسی ورودی دارد. همچنین در شدت‌های بالا، پاشندگی پلاسمون پلاریتون‌های سطحی دارای تکینگی در بعضی فرکانس‌ها هستند که منجر به تشدیدهای پلاسمونی بیشتر می شود. از این پدیده می توان برای طراحی فیلترهای زاویه و فرکانسی استفاده کرد که قابل تنظیم با شدت نور ورودی است.

کلید واژه- گرافن ، پلاسمونیک ، کرشمان-رادر ، پاشندگی.

Intensity-dependent plasmonic resonance of graphene layer

Mehdi Sadeghi [1,a)], Vahid Ahmadi [1,b)]

[1)] Department of Electrical & Computer Engineering, University of Tarbiat Modares, Tehran, 14115-111, Iran.

a) sadeghi.m@modares.ac.ir b) Corresponding author: v_ahmadi@modares.ac.ir

Abstract- In this paper, we study excitation of surface plasmon polaritons (SPPs) by Kretschmann-Raether configuration for graphene layer sandwiched between two dielectrics for enough high intensity input electromagnetic (EM) wave. We consider the dispersion of SPPs for high quality graphene layer in which scattering loss is much lower than SPPs energy. Results show that for rather high intensity EM wave, propagation constants of SPPs show nonlinear dependence to incidence angle. Also dispersion curves of surface plasmon polaritons have singularity at some frequencies which results to more plasmonic resonances. These phenomena can be used to design angle and frequency filters which are tunable by intensity of control pump.

Keywords: Graphene, Plasmonics, Kretschmann-Raether, Dispersion

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

Graphene has shown astonishing electrical, optical and photonic properties [1]. Among them, we can mention electro-statistic tunability of charge carriers, low energy loss at terahertz frequencies, high confinement of SPPs traveling on its surface due to its 2 dimensional nature [2]. Based on above features, many structures like plasmonic filters [3], modulators [4], sensors [5] have been proposed. Significant light-matter interaction in graphene leads to very large optical susceptibilities in comparison to noble metals and conventional dielectrics [6] which motivated many researchers to utilize it in applications such as switches [7], bistable devices [8] and third harmonic generation [9]. Here, we study plasmonic resonance of graphene in Kretschmann-Raether configuration excited by high intensity input. Numerical simulation results show that at enough large intensities a second plasmonic resonance arises which can be adjusted by intensity of input optical wave. This characteristic can be used in intensity-tunable filters.

2. Materials and methods

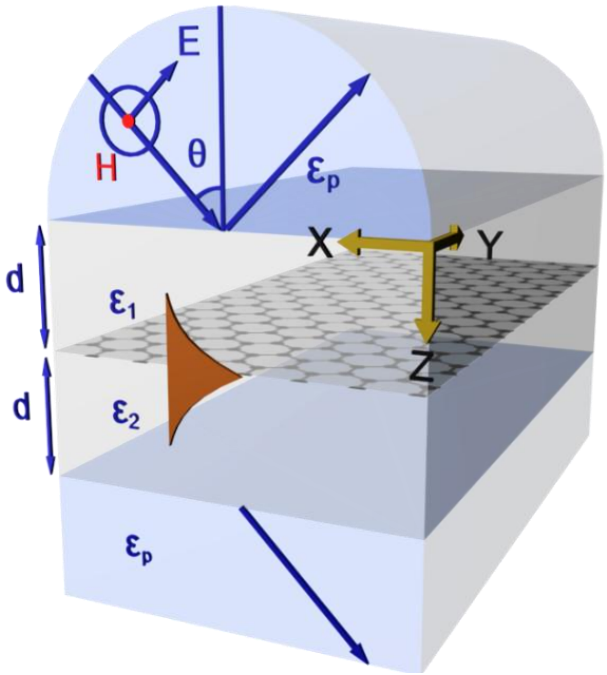


Fig. 1: Configuration of Kretschmann-Raether structure [8].

Our proposed configuration is depicted in Fig.1. A graphene sheet is sandwiched between two dielectrics with dielectric constants of ε_1 and ε_2 with thickness of d and lies parallel to XY surface.

The incident TM light propagates in the Z direction with the angle of θ respect to normal of graphene surface. The Kretschmann-Raether configuration is used to excite SPPs. Therefore a prism with dielectric constant of $\varepsilon_p > \varepsilon_1 > \varepsilon_2$ is used to satisfy conservation of momentum law. Prism is made of Ge with dielectric constant of 16. Inner dielectrics are CaF2 with dielectric constants of 1.69. The CaF2 slab thickness (d) is chosen to be 30 μm. Graphene Fermi level is set to typical value of 0.23 eV. Using Maxwell equations and boundary conditions, we can write dispersion relation for TM mode as [10]

$$\frac{\varepsilon_1}{\sqrt{k_{spp}^2-\frac{\varepsilon_1\omega^2}{c^2}}}+\frac{\varepsilon_2}{\sqrt{k_{spp}^2-\frac{\varepsilon_2\omega^2}{c^2}}}=-\frac{\sigma i}{\omega\varepsilon_0} \qquad (1)$$

where k_{spp} the wavenumber of SPPs is, ω is the angular frequency of incident light, σ is the conductivity of graphene, ε_0 and c are the permittivity and speed of light in vacuum, respectively. By using Taylor expansion of graphene conductivity and for moderate high electric field, the graphene conductivity can be expressed as $\sigma = \sigma_1 + \sigma_3 |\mathbf{E}|^2$ where $\sigma_{(1)}$ and $\sigma_{(3)}$ are linear and third order surface conductivities of graphene and E is the electric field on graphene surface. Second order conductivity is zero due to centro-symmetric physical structure of graphene. For high quality graphene, the inequality of $\omega\tau >> 1$ is satisfied, so the conductivities can be expressed as [8,11]

$$\sigma_{\text{intra}}^{(1)} = \frac{iq^2}{\pi\hbar^2}\frac{E_F}{\omega} \qquad (2)$$

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

$$\sigma_{\text{intra}}^{(3)} = -i\frac{9}{8}\frac{q^2}{\pi\hbar^2}\frac{\left(q\nu_F\right)^2}{\omega^3 E_F}. \quad (3)$$

where E_F is the Fermi level of graphene, ω is the angular frequency of input wave, ν_F is the Fermi velocity of graphene electrons. The q and $\hbar$ are electrical charge of electron and reduced Planks constant, respectively. Substituting Eq. (2) and Eq. (3) into Eq. (1), we can achieve dispersion relation for SPPs on graphene surface which relates SPPs wavenumber to electric field strength. Propagation constant (Kspp) of SPPs against different angles for electric field intensities of 1 W/cm^2, 4.8 W/cm^2 and 8.5 W/cm^2 are depicted in Fig. (2). At intensity of 1 W/cm^2, plasmonic resonance occurs at incident angle of about 32 degree. However, results show that at appropriate large intensities, there are other resonances at higher incidence angles. For input intensities of 4.8 and 8.5 W/cm^2, second resonance emerges at illumination angle of 80 and 63 degrees.

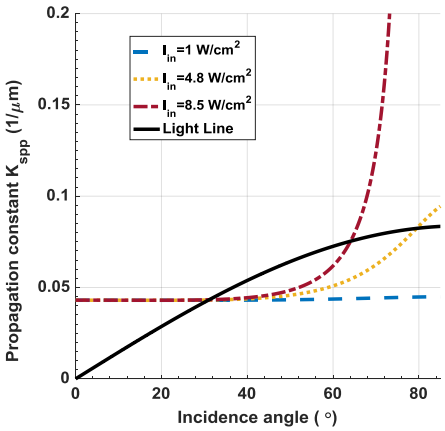


Fig. 2: Propagation constant versus input incidence angle for three different input intensities.

Transmittance versus incidence angle is shown in Fig. (3).

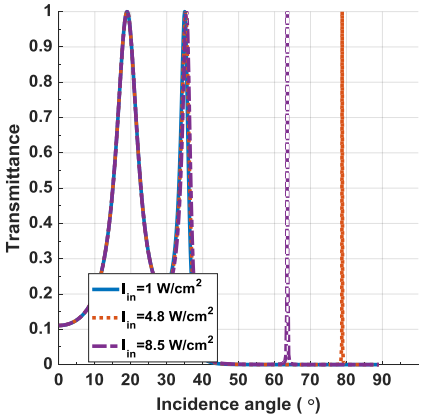


Fig. 3: Transmittance versus incidence angle.

First peak is related to Brewster angle. Second peak is the first plasmonic resonance for all intensities. Third and fourth peaks are high-intensity resonance peaks related to intensities of 8.5 W/cm^2 and 4.8 W/cm^2, respectively, which possess small full width half maximum (FWHM). This characteristic is very useful for precise intensity dependent angle filters.

Dispersion curves for three intensities of 1.9 KW/cm^2, 0.85 KW/cm^2 and 1 W/cm^2 are illustrated in Fig.4

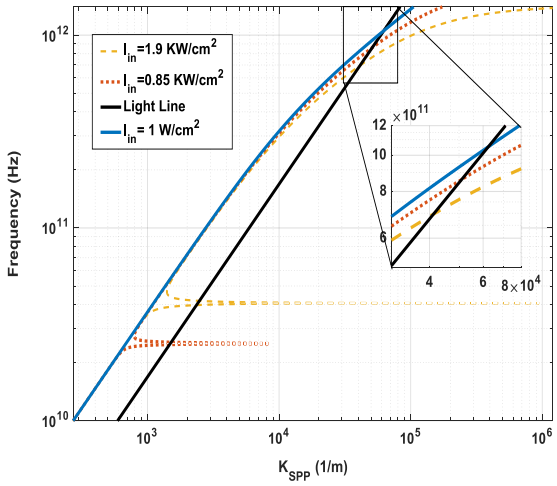


Fig. 4: Dispersion curves for three different input intensities.

It is evident that for input intensity of 1W/cm^2, the light line only crosses dispersion curve at a frequency of 1 THz, but at enough large intensities resonance frequency decreases slightly and also another plasmonic resonance becomes feasible.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

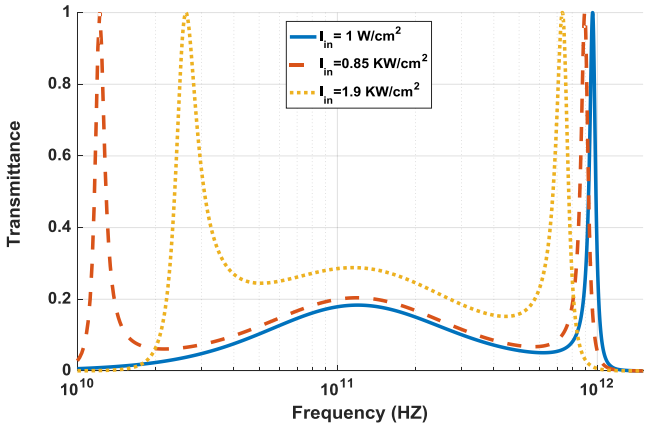


Fig. 5: Transmittance versus input light frequency.

The lower resonant frequency lies in GHz regime. For example, for input intensities of 0.85 KW/cm^2 and 1.9 KW/cm^2, resonant frequencies of 15 GHz and 28 GHz emerges respectively which is evident in Fig. (5). To explain this resonances, we investigate conductivity behaviour against variations of frequency for various input intensities. For intensities of 0.85 KW/cm^2 and 1.9 KW/cm^2, imaginary part of conductivity becomes zero at specific frequencies near resonant frequencies as shown in Fig. (6). At these frequencies, SPPs propagation constants become infinity. So there is a frequency at which light line crosses dispersion curve that is called resonant frequency. This resonant frequency lies in GHz range and can be shifted by input intensity. This phenomenon can be used to design tunable frequency filters by intensity in GHz regime.

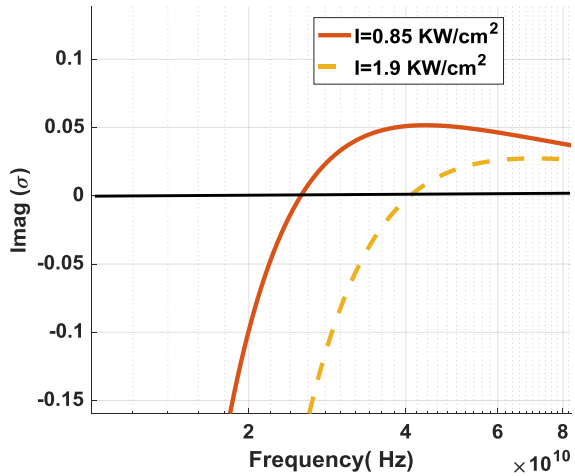


Fig. 6: Imaginary part of conductivity versus frequency.

3. Conclusions

In conclusion, we have extracted propagation constants of SPPs versus incident angle and dispersion curves related to SPPs for enough high intensities of input light excited by Kretschmann-Raether configuration. Results show that adjustable angle and frequency filters can be designed in which the controlling process can be done by means of intensity of incident wave.

References

[1] A. K. Geim and K. S. Novoselov, "The rise of graphene," Nat. Mater., vol. 6, pp. 183–191, 2007.

[2] A. Kar, N. Goswami, and A. Saha, "Long-range surface plasmon-induced tunable ultralow threshold optical bistability using graphene sheets at terahertz frequency," Appl. Opt., vol. 56, pp. 2321–2329, 2017.

[3] H.-J. Li, L.-L. Wang, J.-Q. Liu, Z.-R. Huang, B. Sun, and X. Zhai, "Investigation of the graphene based planar plasmonic filters," Appl. Phys. Lett., vol. 103, pp. 211104, 2013.

[4] B. Sensale-Rodriguez, R. Yan, M. Zhu, D. Jena, L. Liu, and H. Grace Xing, "Efficient terahertz electro-absorption modulation employing graphene plasmonic structures," Appl. Phys. Lett., vol. 101, pp. 261115, 2012.

[5] Y. Wu, B. Yao, A. Zhang, Y. Rao, Z. Wang, Y. Cheng, Y. Gong, W. Zhang, Y. Chen, and K. S. Chiang, "Graphene-coated microfiber Bragg grating for high-sensitivity gas sensing," Opt. Lett., vol. 39, pp. 1235–1237, 2014.

[6] E. Hendry, P. J. Hale, J. Moger, A. K. Savchenko, and S. A. Mikhailov, "Coherent nonlinear optical response of graphene," Phys. Rev. Lett., vol. 105, pp. 97401, 2010.

[7] M. Sanderson, Y. S. Ang, S. Gong, T. Zhao, M. Hu, R. Zhong, X. Chen, P. Zhang, C. Zhang, and S. Liu, "Optical bistability induced by nonlinear surface plasmon polaritons in graphene in terahertz regime," Appl. Phys. Lett., vol. 107, pp. 203113, 2015.

[8] X. Dai, L. Jiang, and Y. Xiang, "Low threshold optical bistability at terahertz frequencies with graphene surface plasmons," Sci. Rep., vol. 5, pp. 12271, 2015.

[9] J. L. Cheng, N. Vermeulen, and J. E. Sipe, "Third order optical nonlinearity of graphene," New J. Phys., vol. 16, pp. 53014, 2014.

[10] M. Jablan, H. Buljan, and M. Soljačić, "Plasmonics in graphene at infrared frequencies," Phys. Rev. B, vol. 80, pp. 245435, 2009.

[11] J. Guo, L. Jiang, Y. Jia, X. Dai, Y. Xiang, and D. Fan, "Low threshold optical bistability in one-dimensional gratings based on graphene plasmonics," Opt. Express, vol. 25, pp. 5972–5981, 2017.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

Shiraz University

ساخت و مشخصه یابی لایه لومینوفور حساس به اکسیژن

فاطمه آبشاری، سارا دربای

دانشکده فنی مهندسی دانشگاه تربیت مدرس

چکیده- در این کار تحقیقاتی روش ساخت لایه لومینوفور برای حسگر نوری گاز اکسیژن پیشنهاد شده و مورد بررسی قرار می‌گیرد. در این روش تلاش شده تا بیشترین نفوذپذیری ملکول های اکسیژن در لایه حسگر متخلخل و بهترین عملکرد خاموش‌سازی نشانگرهای نوری اکسیژن بدست آید. تصاویر FE-SEM ثبت شده از لایه حسگر پیشنهادی نشان می‌دهد که روزنه هایی با قطر متوسط ۱,۸ میکرومتر بصورت یکنواخت در سرتاسر لایه ایجاد شده است. همچنین اندازه‌گیری طیف نشری فتولومینسانس از لایه ایجاد شده در حضور و عدم حضور اکسیژن نشان‌دهنده کاهش قابل توجه شدت طیف نشری در محدوده نور قرمز در اثر حضور گاز اکسیژن است. در واقع حضور گاز اکسیژن باعث خاموش‌سازی نشان‌گرهای نوری موجود در لایه حسگر می‌گردد.

کلید واژه- فتولومینسانس، حسگر نوری گاز اکسیژن، عملکرد خاموشی، ماتریس پلیمری متخلخل.

Fabrication and Characterization of Oxygen Sensitive Luminophore Layer

Fatemeh Abshari*, Sara Darbari**

* Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran, f.abshari@modares.ac.ir
** Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran, s.darbari@modares.ac.ir

Abstract- In this paper we propose a method to fabricate the luminophore layer for an optical oxygen sensor to gain the maximum permeability of oxygen molecules into the sensing layer as well as the optimum quenching mechanism by selecting the appropriate matrix layer and the Oxygen Sensing Probe (OSP). We show the FE-SEM images of the resulting sensing layer that indicate the porosity of the layer with average pore diameter of ≈1.8 μm. Furthermore, we measure the Photoluminescence (PL) emission of the resulting sensing layer either in the presence or in the absence of O_2, which shows a significant reduction in the PL emission peak intensity that is attributed to the quenching mechanism due to the presence of oxygen.

Keywords: Photoluminescence, Optical oxygen sensor, Quenching mechanism, porous polymer matrix

1. Introduction

Oxygen sensing have become an interesting topic of recent studies due to its vast applications in different industries, e.g. to adjust the combustion process and improve the efficiency in power plants, or to reduce the possibility of explosion in coal mines. Moreover, oxygen concentration plays a crucial rule in human health and lack of oxygen in living environment can cause damage to the lives of all living creatures. According to the standards, the allowable range of oxygen concentration in the environment is 10%-20%. Thus, acceptable degree of sensitivity for the designed oxygen sensors is of great importance.

The early oxygen detecting systems were mostly zirconia electrochemical sensors, which are still commonly used in industry. The major drawback of these kinds of sensors is their limited operating lifetime and high cost of maintenance and calibration. In contrast, optical oxygen sensors take advantage of higher accuracy and longer lifetime without the need for maintenance [1]. Moreover, it is possible to build them in very small dimensions, e.g. on an optical fiber. Among optical methods of oxygen sensing, luminescent oxygen sensors based on quenching mechanism of oxygen sensitive probes (OSPs) have gained much attention recently [2-6].

In luminescent oxygen sensors, the luminophore layer is composed of an oxygen-sensitive probe (OSP) whose luminescence properties change in the presence of O_2, and a polymer matrix that acts as a host to the probe and determines the permeability of oxygen molecules. In this work, we propose a method of fabricating the luminophore layer to gain the maximum permeability of oxygen molecules in the matrix as well as the optimum quenching mechanism by selecting the appropriate matrix layer and the OSP.

2. Experimental Methods

2.1. Materials and Fabrication of the Luminophore Layer

PtOEP (98%), polystyrene (Mw~192,000) and chloroform (≥99.5%) were used as the OSP, the polymer matrix and the solvent, respectively. The solid sensing layer was prepared by mixing PtOEP and PS with a weight ratio of 1:40. To prepare a porous sensing layers, PEG (Mw ~1000 from Alfa Aesar, USA) was added into the mixtures of PtOEP and PS to obtain 1:36:4 PtOEP-PS-PEG weight ratios. Then, the prepared polymer was dissolved in chloroform to obtain solutions with a concentration of 2.68 (wt%).

The schematic description of the casting process of the oxygen sensing layer is depicted in Fig. 1. The prepared polymer solution was dispensed in 60 mm × 15 mm glass petri dish and then was dried inside a fume hood under ambient air conditions for about 20 min. After this step, the flexible layer was immersed in deionized (DI) water and placed in an ultrasonic bath to remove the remaining PEG. Finally, the resulting sensing layer, together with their glass mold, was put in the refrigerator for about 12 hours to be stabilized.

2.2. Measurement Instruments

Field-emission scanning electron microscopy (FE-SEM) was used to analyse the thickness and morphology of the resulting oxygen layers. The transmittance of the sensing layer was measured using a fiber-coupled UV–Vis-NIR spectrophotometer. For this purpose, the light emitted from a green laser with peak wavelength at 532 nm is illuminated onto the layer as the excitation light source, and the transmitted light was collected at the other side of the layer using a fiber. The sensing layer is placed inside a chamber that can either be vacuumed or filled with different gases. Fig. 2 shows the designed chamber

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

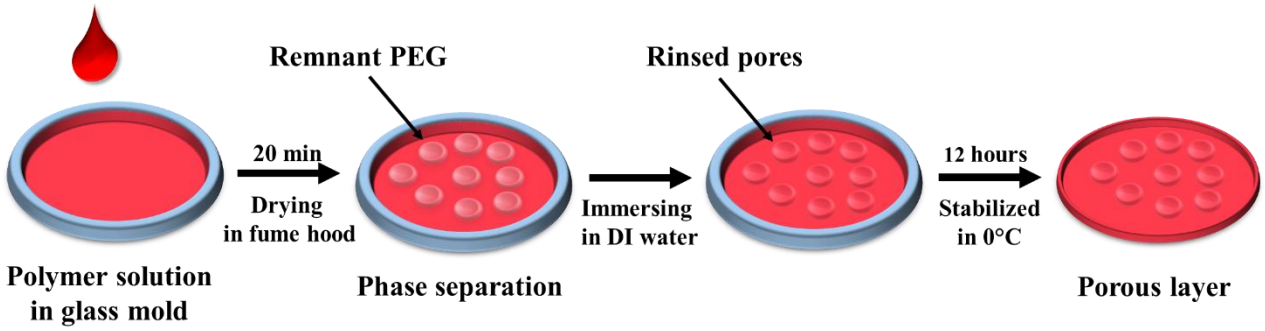


Fig. 1: Schematic description of oxygen sensing layer fabrication

with two optical ports for laser and detector, and two vents to apply gas flow.

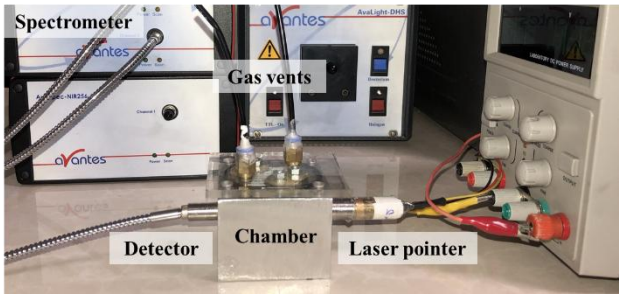


Fig. 2: Optical setup for PL measurements

3. Results and Discussion

3.1. Morphology of the sensing layer

The top views of the resulting porous sensing layer, imaged by FE-SEM with ×1000 and ×6000 magnification factors are shown in Fig. 3(a) and 3(b). It is observable from these figures that the porous layer is successfully achieved with average pore diameter of ≈1.8 µm. The cross sections of the same layer with ×1500 and ×10000 magnification factors are also shown in Fig. 3(c) and 3(d). The layer thickness of about 50 µm can be estimated using Fig. 3(c). Moreover, an oblique top view of the resulting porous layer is shown in Fig. 3(e) that gives us a better vision of the surface porosity.

3.2. Optical properties of the sensing layer

PtOEP, which is utilized as the photosensitive dye in the sensing layer, has a light absorption peak at 535 nm and an emission peak at 645 nm [7]. The photoluminescent (PL) emission of PtOEP is effectively quenched in the dynamic range of O_2 density. This property is utilized in our proposed optical sensor to detect the presence and concentration of oxygen in a chamber.

The PL emission of the resulting sensing layer is measured in several different cases: 1) N_2 flew in the sealed chamber with a flow of ≈150 cc/min for 2 minutes, then the inlet and outlet of the chamber are closed. Thus, the sealed chamber is filled with stagnant N_2. 2) N_2 and O_2 flew simultaneously in the sealed chamber, each with a flow of ≈150 cc/min for 2 minutes, then the inlet and outlet of the chamber are closed. Thus, the sealed chamber is filled with stagnant N_2 and O_2.

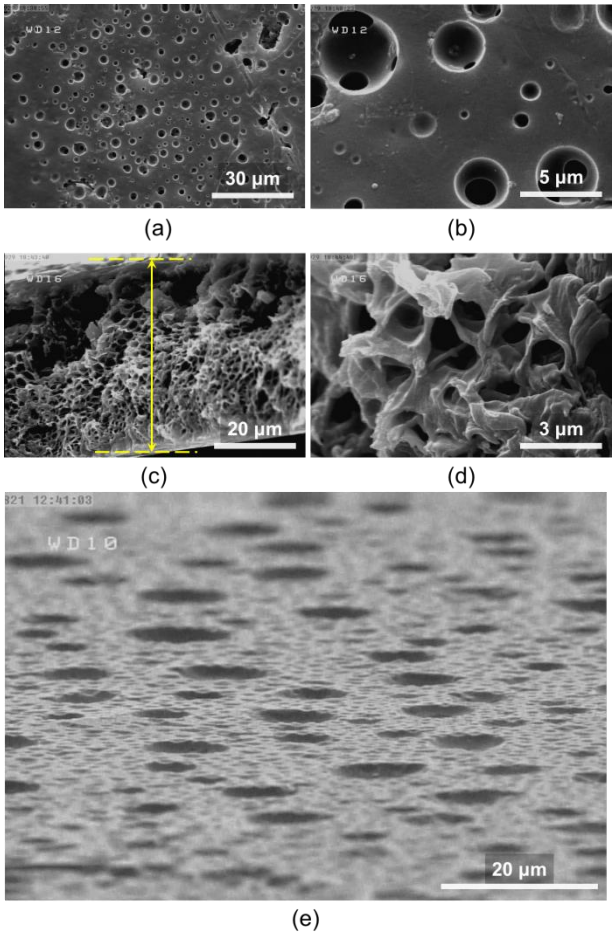


Fig. 3: Top views (a,b) and cross sections (c,d) of the resulting porous sensing layer, imaged by FE-SEM with different magnifications. (e) Oblique top view of the resulting porous layer.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

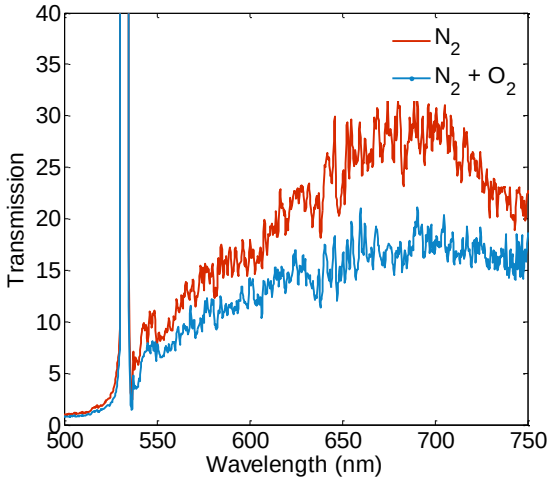


Fig. 4: The measured PL emission spectra of the sensing layer when the chamber is filled with a) N_2, b) N_2 and O_2

The measured PL emission spectra of the mentioned cases are shown in Fig. 4. As can be observed in this figure, the PL emission peak intensity in the red region (λ_{peak}=) is larger for case 1 compared with the other case. The amount of PL emission peak intensity is reduced in cases 2 due to the quenching mechanism that is attributed to the presence of oxygen in the chamber.

4. Conclusion

We have presented a method to enhance the permeability of oxygen molecules in the luminophore layer of optical oxygen sensors by morphological modification. Furthermore, the degree of light trapping was improved due to the porosity of the sensing layer, leading to a higher sensitivity. In this work, we have used a laser pointer as the excitation light source. In order to improve the PL measurement results, we can use LEDs instead of laser.

References

[1] K. Koren, K. E. Brodersen, S. L. Jakobsen, and M. Kühl, "Optical sensor nanoparticles in artificial sediments–a new tool to visualize O2 dynamics around the rhizome and roots of seagrasses," *Environmental Science & Technology*, vol. 49, no. 4, pp. 2286-2292, 2015.

[2] D. B. Papkovsky and A. V. Zhdanov, "Phosphorescence based O2 sensors – Essential tools for monitoring cell and tissue oxygenation and its impact on metabolism," *Free Radical Biology and Medicine*, vol. 101, pp. 202-210, 2016/12/01/ 2016.

[3] O. S. Wolfbeis, "Luminescent sensing and imaging of oxygen: Fierce competition to the Clark electrode," *BioEssays*, vol. 37, no. 8, pp. 921-928, 2015.

[4] J. N. Demas, B. DeGraff, and P. B. Coleman, "Peer Reviewed: Oxygen Sensors Based on Luminescence Quenching," *Analytical Chemistry*, vol. 71, no. 23, pp. 793A-800A, 1999.

[5] Y. Amao, "Probes and polymers for optical sensing of oxygen," *Microchimica Acta*, vol. 143, no. 1, pp. 1-12, 2003.

[6] C. Ast, E. Schmälzlin, H.-G. Löhmannsröben, and J. T. Van Dongen, "Optical oxygen micro- and nanosensors for plant applications," *Sensors*, vol. 12, no. 6, pp. 7015-7032, 2012.

[7] X.-d. Wang and O. S. Wolfbeis, "Optical methods for sensing and imaging oxygen: materials, spectroscopies and applications," *Chemical Society Reviews*, vol. 43, no. 10, pp. 3666-3761, 2014.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The 25th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2019),
and the 11th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

اندازه گیری نقشه دو بعدی تغییر شکل در اجسام با استفاده از چیدمان بهبود یافته برش نگاری پیسه اپتیکی

مروارید مطلبی عراقی[۱]، سیده هلیا هوشمند ضیافی[۲]، خسرو حسنی[۱]، معصومه دشتدار[۲]

۱ آزمایشگاه پژوهشی اپتیک ۳، دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، تهران، خیابان کارگر شمالی، روبه روی خیابان نوزدهم، کد پستی ۱۴۳۹۹۵۵۹۶۱

۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

در این مقاله یک چیدمان بهبود یافته برش نگاری پیسه اپتیکی برای اندازه گیری نقشه دو بعدی تغییر شکل های کوچک و تنش در اجسام معرفی میشود. این چیدمان بر پایه برش نگاری تداخل سنجی پیسه با استفاده از تداخل سنج مایکلسون بوده، اما در آن باریکه لیزر واگرا و یک سامانه جدید اپتیکی برای تصویر سازی و گسترش میدان دید به کار گرفته شده است. این چیدمان نسبت به چیدمان های مشابه قطعات اپتیکی کمتری داشته، نسبت به ارتعاشات نا خواسته پایدارتر است و فرآیند همخط سازی در آن ساده تر انجام میگیرد. برای نمایش کارآمدی این چیدمان نقشه دو بعدی مولفه خارج از صفحه تنش در یک صفحه آزمون فلزی تحت بار دینامیکی با کمک چیدمان پیشنهادی اندازه گیری و ارائه شده است.

کلید واژه- اندازه گیری تغییر شکل، برش نگاری، تداخل سنجی، تنش

Two dimensional deformation map measurement using an improved optical speckle shearography setup

Morvarid Motallebi Araghi[1], Seyedeh Helia Hooshmand Ziafi[2], Khosrow Hassani[1], Masoumeh Dashtdar[2]

1 Optical Research Lab 3, Department of Physics, University of Tehran, Kargar Shomaly St., 1439955961, Tehran, Iran

2 Department of Physics, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran, Iran

Abstract- In this paper a new optical speckle shearography setup to measure the two dimensional strain map in materials is introduced. This setup is based on the speckle shearography using a Michelson interferometer, but uses a divergent coherent laser beam and an innovated optical arrangement to expand the field of view and form the speckle images. Compared to other similar setups, our setup requires fewer optical components, is more robust against unwanted vibrations, and is easier to be aligned. To demonstrate the capabilities of our setup, two dimensional map of the out of plane component of the strain field in a metallic sample plate under dynamic load has been measured and presented.

Keywords: Deformation measurement, shearography, interferometry, strain

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

Digital shearography is an efficient non-contact, whole field and non-destructive testing and optical measurement method for detection of very small deformations and strain map in materials [1-3]. In this technique the deformation gradient is measured by detecting the phase difference in the speckle interference pattern recorded before and after the deformation. The sensitivity of the measurement is improved by the phase shifting technique [4-5]. Digital shearography can be implemented by two methods: temporal, that is considered for static measurements, and spatial which is more suitable for dynamic measurements, such as online testing and biomedical applications [6]. In this paper, we introduce a modified shearography setup using a Michelson interferometer to measure out of plane deformation gradient in a metal sample. Our proposed setup uses fewer optical components, is simpler to align and more robust than other conventional shearography systems. The experimental results are presented and discussed.

2. Theory

Consider a Michelson interferometer in which the reference mirror (M1) is perpendicular to the optical axis, but the other one (M2) is tilted by some angle, θ as shown in fig. 1. The input wave is divided into two waves along the two orthogonal arms of the interferometer by the beam splitter B.S., and combine again after reflecting off the two mirrors. We call them the reference wave, u_1 and the tilted wave, u_2, respectively:

$$u_1(x,y) = |u_1(x,y)|\, exp[i\varphi(x,y)], \qquad (1a)$$

$$u_2(x,y) = |u_2(x,y)|\exp\{i\varphi(x+\Delta x,y) + 2\pi i f_0.x\}. \qquad (1b)$$

The irradiance at a detector plane in the output is therefore proportional to:

$$I = (u_1+u_2)(u_1^*+u_2^*) = u_1u_1^* + u_2u_2^* + u_1u_2^* + u_2u_1^*. \qquad (2)$$

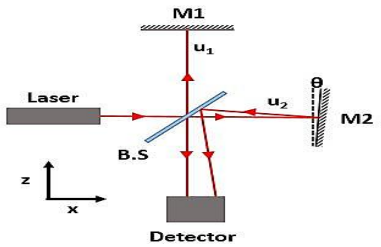


Fig. 1. Schematic of Michelson interferometer.

The Fourier transform of equation (2) is:

$$\mathrm{FT}(I) = U_1(f_x,f_y)\otimes U_1^*(f_x,f_y) + U_2(f_x+f_0,f_y)\otimes U_2^*(f_x+f_0,f_y) + U_1(f_x,f_y)\otimes U_2^*(f_x+f_0,f_y) + U_2(f_x+f_0,f_y)\otimes U_1^*(f_x,f_y). \qquad (3)$$

There are three spectral terms in the Fourier domain that are shown in fig. 3 by three separated bands. In view of equation (3) one realizes that $U_1\otimes U_1^*$ and $U_2\otimes U_2^*$ terms are located at the center of the frequency domain but the other two terms, $U_1\otimes U_2^*$ and $U_2\otimes U_1^*$ that carry the phase information are shifted by $\pm f_0$ to the left and right sides of the central bands, as seen in fig. 3 (b). By applying a Windowed Inverse Fourier Transform (WIFT) on the rectangle area centered at (f_0,0), the phase distribution can be calculated as:

$$[\theta + 2\pi x f_0] = arctan\frac{Im[u_2u_1^*]}{Re[u_2u_1^*]}. \qquad (4)$$

In this equation, θ is the phase difference between u_1 and u_2. Suppose that the test objects undergoes a deformation. The phase difference after the deformation will be denoted by:

$$[\theta' + 2\pi x f_0] = arctan\frac{Im[u_2'u_1'^*]}{Re[u_2'u_1'^*]}. \qquad (5)$$

The relative phase difference due to the deformation can be obtained as:

$$\Delta\theta = \theta - \theta'. \qquad (6)$$

Since this phase difference is caused by the extra optical path difference induced by the out of plane deformation, we can write:

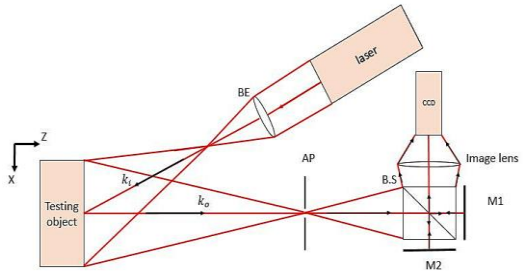
This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

$$\Delta\theta = \frac{2\pi\cdot\Delta x}{\lambda}\, d\cdot s. \qquad (7)$$

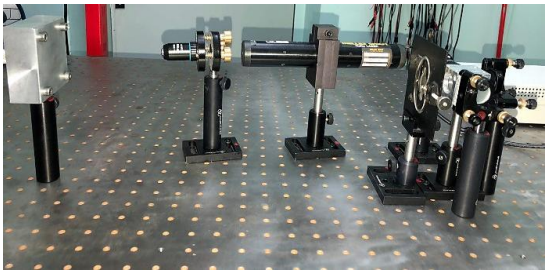
Where λ is the laser wavelength, Δx is the shearing amount in the x direction, and **d** denotes the x component of the gradient of the deformation vector, $d = (\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial x})$. u, v, w represent the displacement components. The sensitivity vector **s** is defined as $k_i - k_o$, where k_i and k_o are the incident and scattered wave vectors. Therefore, by analyzing the phase difference, the out-of-plane deformation gradient of the test object can be evaluated.

3. Experiment and Results

Figure 2 shows the schematic of the shearography setup we used. A He-Ne laser with a wavelength of 632.8 nm is utilized as the light source and a beam expander (BE), located after the laser, is used to expand the light beam to illuminate the sample. The test object was an 80×80 mm^2 Aluminum plate with a thickness of 1 mm. A Deformable Plate Assembly (DPA) was built to firmly hold the test plate and apply the out of plane deformation by means of a micrometer screw pushing against the center of it from the back. The light scattered from the plate passes through a narrow slit S (to provide spatial coherency and control the size of speckles), and enters the Michelson interferometer. In the typical shearography setups parallel beam is used to illuminate the sample. Also an imaging lens after the slit S provides an initial image of the sample with sufficient Field Of View (FOV). Then, a 4f imaging system is used to transfer the initial image onto the detector [7]. In our setup, to reduce the number of optical components, improve the robustness of the setup against vibrations, and facilitate the alignment process, we used a divergent beam, and a single imaging lens right in front of the detector (Basler acA640 Digital CCD camera) that is adjusted to image the sample onto the detector through the slit S and, at the same time, provide the desired FOV.



(a)



(b)

Fig. 2. (a) Schematic of proposed shearography setup: beam expander (BE), slit (S), beam splitter (BS), reference mirror (M1), tilt mirror (M2). (b) Realization of the setup.

We record speckle patterns formed by the light scattered from the sample before and after a slight deformation is applied to the plate by our DPA. The desired spatial frequency shift, f_0 can be introduced into the shearograms via the tilt screws behind the mirror M2 (not shown). A sample speckle pattern interferogram recorded in our measurements is shown in fig. 3 (a). Shearing also shifts the spatial spectra as expressed by eq. (3) in the Fourier domain that is demonstrated in fig. 3 (b). According to equation (4), by applying the WIFT on the rectangle area, one of the side bands shown in fig. 3 (b), the phase distribution before and after the deformation can be calculated as shown in fig. 4 (a) and (b), respectively.

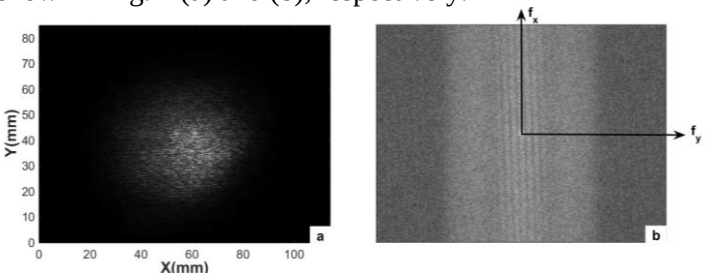


Fig. 3. (a) The two sheared images generate a speckle pattern, (b) Fourier Transform of a speckle pattern.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

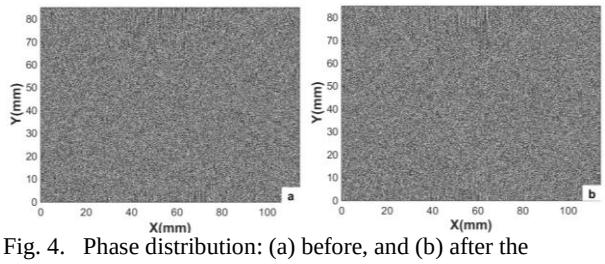


Fig. 4. Phase distribution: (a) before, and (b) after the deformation.

As expressed in eq. (6), the relative phase difference due to the deformation can be obtained by subtracting these two phase maps. The resulting map is shown in fig. 5 (a).

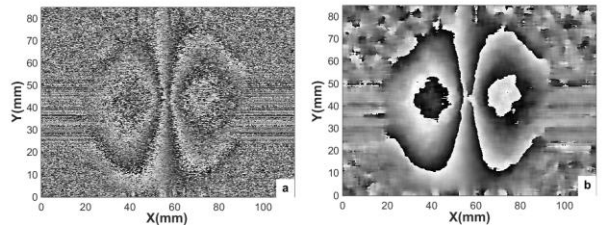


Fig. 5. (a) The wrapped phase map of the shearogram, (b) Resultant map filtered by a sine filter.

Phase maps created in Electronic Speckle Pattern Interferometry (ESPI), are inherently subject to speckle noise, which requires that noise reduction processes to be carried out to suppress the high-level noise in data. We applied standard sine filters [8] to the obtained phase maps to reduce the noise level to a tolerable level. The result is shown in fig. 5 (b) for comparison. Phase maps calculated using eq. (6) are wrapped between –pi and pi. In order to obtain continuous phase map, they have to be unwrapped using one of the standard phase unwrapping algorithms [9]. We used the MATLAB's *unwrap* function to do that. Figure 6 (a) shows the unwrapped phase map obtained. The final step in analyzing the data is to use eq. (7) to convert the measured phase map to the gradient of the out of plane deformation. This is shown in fig. 6 (b).

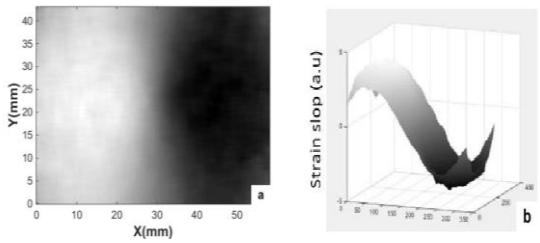


Fig. 6. (a) 2D plot of the unwrapped phase map. (b) 3D plot of the out-of-plane deformation gradient.

4. Conclusion

A new spatial phase shifting digital shearography system has been developed to measure the gradient of out of plane deformation in objects. The advantages of this systems are: simpler structure with fewer optical components, better stability and robustness against unwanted vibrations, large and easily adjustable field of view, and easier alignment process. To demonstrate our proposed setup we measured the gradient of the out of plane deformation in a metal test plate under dynamic load. The technique presented in this work can be realized with affordable components and used as an efficient tool for measuring the strain fields and deformations of objects where applicable.

5. References

[1] L. Yang, W. Steinchen, G. Kupfer, P. Maeckel, and F. Voessing, "Vibration analysis by means of digital shearography," Opt. Laser Eng., Vol. 30, pp. 199-212, 1998.

[2] Y. Y. Hung, "Shearography: a new optical method for strain measurement and nondestructive testing," Opt. Eng., Vol. 21, pp. 391-395, 1982.

[3] W. Steinchen and L. Yang, *Digital Shearography: Theory and Application of Digital Speckle Pattern Shearing Interferometry*, pp. 116-122, SPIE, 2003.

[4] W. Steinchen, L. X. Yang, G. Kupfer, and P. Maeckel, "Nondestructive testing of aerospace composite materials using digital shearography," J. Aerosp. Eng., Vol. 212, pp. 21-30, 1998.

[5] M. Schuth, F. Voessing, and L. X. Yang, "A shearographic endoscope for nondestructive test," J. Holography Speckle, Vol. 1, pp. 46-52, 2004.

[6] G. Pedrini, Y.-L. Zou, and H. J. Tiziani, "Quantitative evaluation of digital shearing interferogram using the spatial carrier method," Pure Appl. Opt., Vol. 5, pp. 313-321, 1996.

[7] X. Xie, L. Yang, N. Xu and X. Chen, "Michelson interferometer based spatial phase shift shearography," Applied Optics, Vol. 52, pp. 4063-4071, 2013.

[8] Fu, S., Long, X., Lin, H. and Yu, Q. "Fringe contoured window sine/cosine filter for saw tooth phase maps in ESPI," Front. Optoelectron. China, Vol. 1, pp. 345-351, 2008.

[9] D. Malacara, *Optical Shop Testing*, pp. 623-628, Wiley, 2007.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The 25th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2019), and the 11th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2019).
University of Shiraz,
Shiraz, Iran,
Jan. 29-31, 2019

بررسی الکتریکی تأثیر لنز محدب بر روی پارامترهای اساسی سلول خورشیدی لایه نازک سیلیکونی

محمد نورافکن، نگین معنوی‌زاده

آزمایشگاه نانوساختار، دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی-تهران

چکیده- در این مقاله، عملکرد سلول خورشیدی همگون لایه نازک سیلیکونی در حضور لنز محدب که با چندین مرحله لایه‌نشانی و خوردگی شیمیایی ساخته شده، مورد بررسی و شبیه‌سازی قرار گرفته است. استفاده از لنز باعث متمرکز شدن نور تابشی در نزدیکی آند سلول خورشیدی شده و در نتیجه عملکرد سلول خورشیدی بهبود یافته است. پارامترهای اساسی سلول خورشیدی بر اساس تابعی از ضخامت لنز بررسی شده و شبیه سازی‌ها نشان می‌دهد که ضخامت لنز تأثیر قابل توجهی بر روی این پارامترها دارد. پارامترهای اساسی شامل چگالی جریان اتصال کوتاه، ولتاژ مدار باز و ضریب پرشوندگی به ترتیب تا مقادیر ۳۱/۵ $\mu A/cm^2$، ۰/۴۱۲V و ۰/۷۵۱۹ افزایش داشته اند.در ساختار پیشنهادی برای سلول خورشیدی در مقایسه باحالت بدون لنز، بازده تا ۳۰٪ افزایش داشته است. در بررسی‌های انجام شده مشاهده گردید که ضخامت ۸μm مقدار بهینه برای لنز می‌باشد و در این ضخامت، مشخصه‌های جریان-ولتاژ و بازده کوانتومی خارجی به ترتیب به بیش از ۵۰٪ و ۸۰٪ افزایش یافت.

کلید واژه- سلول خورشیدی سیلیکونی، سلول خورشیدی لایه نازک، لنز محدب، متمرکز کننده

Electrical Investigation of Plano-convex Lens Effect on Significant Parameters of Thin Film Silicon Solar cell

Mohammad Nourafkan, Negin Manavizadeh

Nano-Structure lab, Faculty of Electrical Engineering, K.N. Toosi University of Technology, Tehran, Iran.

m.nourafkan@email.kntu.ac.ir manavizadeh@kntu.ac.ir

Abstract- In this paper, the performance of a thin film silicon-based solar cell in presence of Plano-convex lens on its top is investigated and simulated by a TCAD tool. This structure consists of conventional thin-film silicon solar cell and a silicon dioxide Plano-convex lens which is constructed by deposition and chemical etching of silicon dioxide on top of solar cell. The lens concentrates the incident light closer to the solar cell's contacts; as a result, the performance of solar cell has been increased. Significant parameters of solar cells including short-circuit current, open-circuit voltage, Fill Factor and conversion efficiency are obtained as a function of lens thickness. Furthermore, the Dark/Illumination current ratio and External Quantum Efficiency (EQE) of a solar cell with and without lens are compared. Simulation results reveal that the lens thickness has a great impact on solar cell parameters and increases open-circuit voltage, short-circuit current and Fill Factor up to 0.412 V, 31.5 $\mu A/cm^2$ and 0.7519, respectively. In the proposed solar cell, efficiency is enhanced more than 30% from its original value. Considering different lens thicknesses, 8μm is the optimal thickness for the lens. I-V characteristics under illumination for two structures, with and without a lens, are also studied. According to the results, an incrementally current shift with an increase of 50% exists with respect to the second case. By applying a Plano-convex lens to the solar cell structure, EQE reaches the maximum value up to 80%.

Keywords: ***Plano-convex lens, thin film solar cell, silicon solar cell, concentrator***

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1. Introduction

The menace of global warming and energy crisis necessitate searching for renewable and green energy resources. Of these alternative resources are geothermal, biomass, nuclear energy, wind power, the mechanical vibration energy in the end solar energy [1].

Since the sun is the most abundant renewable energy resource, solar photovoltaic (PV) systems are increasingly being used in many countries [2]. Among all the materials that have been used for solar cells, Silicon is well-known material which has evolved to be dominant raw material for photovoltaic devices. This is reflected by worldwide market share of solar cells based on multi or monocrystalline silicon wafer exceeding 80% [3].

Ultra-thin film (<5 μm) and thin film (<100 μm) crystalline Silicon solar cells are promising solutions for the issue of high production cost of solar cells [4]. Moreover, as solar cells approach their nominal efficiency and the high cost of PV modules, concentrating PV is used to concentrate sunlight to achieve a cost-effective solar energy.

Reduced total solar cell panel area, more efficiency at higher light concentration, increased and stable energy production throughout the day due to tracking, higher efficiency at direct-normal irradiance, very low energy payback time and less sensitivity to variations of semiconductor prices are some advantages of using concentrator photovoltaics(CPVs) modules [5-6].

Concentrators such as curved mirrors and optical lenses are applied to concentrate the incident light to the small area. Although concentrators boost the overall efficiency of the solar cells, there are few studies on the compact factory lenses with higher efficiency [7]. Lower cost and simple fabrication process and low absorption coefficient make SiO_2 an impressive option to fabricate Plano-convex lens.

In this paper, thin film Silicon solar cell has been simulated by TCAD tool. Open-circuit voltage (V_{OC}), short-circuit current density (J_{SC}), Fill Factor (FF) and Efficiency (η) as a function of SiO_2 Plano-convex lens thickness are investigated. Furthermore, the Dark/Illumination current ratio and External Quantum Efficiency (EQE) of the simple solar cell and optimal lens thickness are compared.

2. Method

As shown in Fig.1, a Boron-doped Silicon wafer is considered and the emitter is doped with implanting Phosphorus. Aluminium is utilized for both the front and the back contacts. Concentration-dependent S.R.H recombination, Auger recombination and generation, and Concentration-Dependent are regarded for the simulations.

In all simulations, as illustrated in Fig. 2, SiO_2 is considered as the lens material in which the thickness of the lens is an important parameter in solar efficiency (Fig. 2b).

3. Results and discussion

As the lens has a serious effect on the solar cell performance, preeminent parameters for different thicknesses of the lens are investigated. Fig. 3 demonstrates the influence of the lens thickness on the open-circuit voltage and short-circuit current.

Table 1: parameters of the solar cell

Device dimension	50μm×20μm
Anode contact dimension	5μm×0.2μm
Substrate doping concentration	1×10^{14} cm^{-3}
Emitter doping concentration	1×10^{15} cm^{-3}
Junction depth	400nm
incident beam power	AM.1
radiation angle	90°

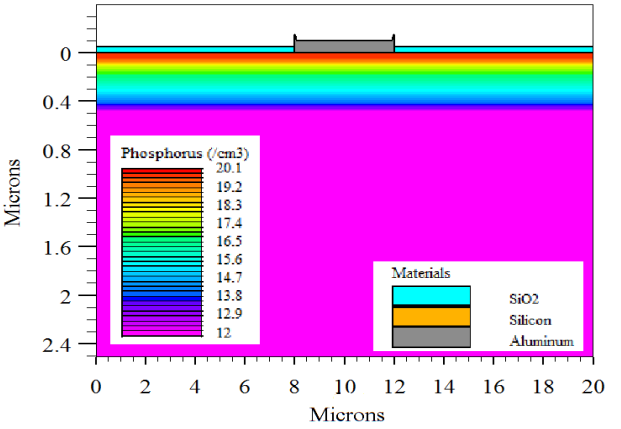
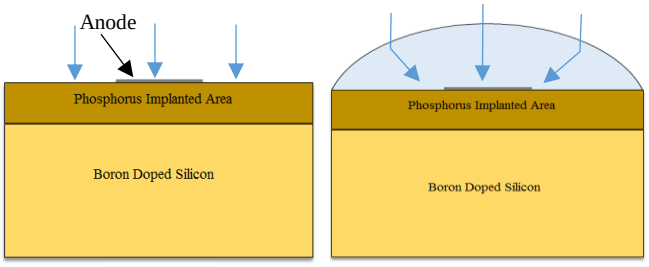


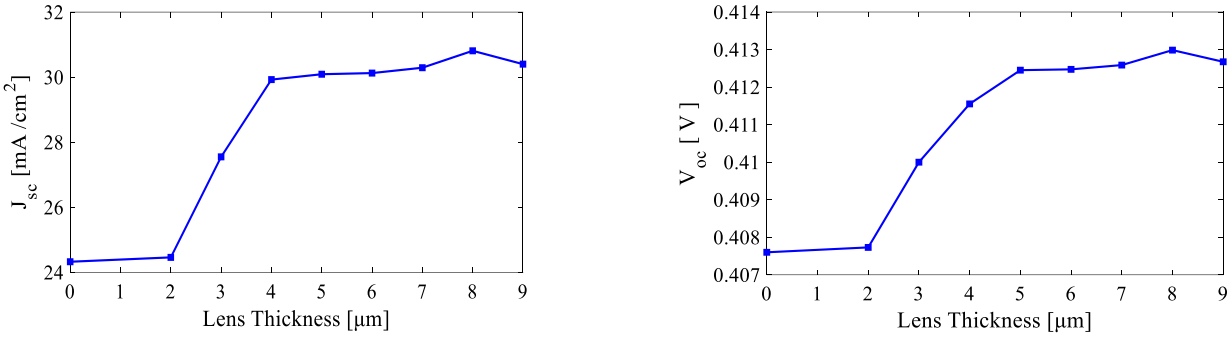
Figure 1: p-n junction depth of thin film silicon solar cell and impurity amount in each area



(a) (b)

Figure 2: (a) Thin film Silicon solar cell and (b) Silicon solar cell with a SiO_2 Plano-convex lens

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.



(a) (b)

Figure 3: (a) Short-circuit current and (b) open-circuit voltage of solar cell versus lens thickness

As shown in Fig. 3a, a significant increase in the short circuit current is occurred by increasing the lens thickness above 2 μm. Since Plano-convex lens deflects the radiant light closer to the anode contact, photo generation rate is increased. In addition, the generated carriers near the contact have a shorter route to be collected. Thus, Plano-convex lens-based solar cells have a lower recombination rate compared to the conventional solar cells assuming an equal carrier lifetime. Consequently, it is expected to have a rise in the short-circuit current by increasing the lens thickness. Note that, as demonstrated in Fig. 3a, the maximum J_{SC} happens in the thickness of 8μm and a slight decrease in the current is observed for thicknesses above 8μm.

On the other hand, the open circuit voltage has a logarithmic relation with the light generated current of the solar cells. A slight change in V_{OC} can be seen from Fig 2b. The minimum and maximum voltages of 0.407 V and 0.412 V are achieved as shown in Fig. 3b for the proposed solar cell, respectively.

Obviously, the more power a solar cell can provide for the load, the better power performance will have the solar cell. Although V_{OC} and J_{SC} are maximum available voltage and current of solar cells respectively, their multiplication, which is called nominal power, is not a representative of the maximum transferable power from solar cells. Indeed, the knee point in the I-V characteristics demonstrates the maximum power point. An appropriate figure of merit to assess the performance of the cells from this point of view is widely known as the Fill Factor.

FF is the ratio of the maximum power to the nominal power and as it is aforementioned, there is an increase in the nominal power of the proposed solar cell due to the increase in the lens thickness. Since FF is almost constant for all lens thicknesses in Fig.4, it can be concluded that the maximum transferable power is increased almost with the same proportion as nominal power.

As the efficiency of solar cells is the most important parameter for performance comparison, the convention efficiency has been calculated. Due to increase in the lens thickness of the solar cell, the maximum transferable power of solar cell had been raised. Thus, by assuming equal incident power for solar cells, the total convention efficiency has been increased. Fig. 4 illustrates that convention efficiency of Plano-convex solar cell reached

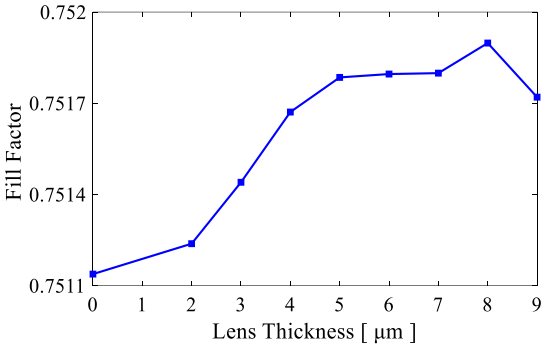


Figure 4: Fill Factor of thin film silicon based solar as a function of Plano-convex Lens thickness

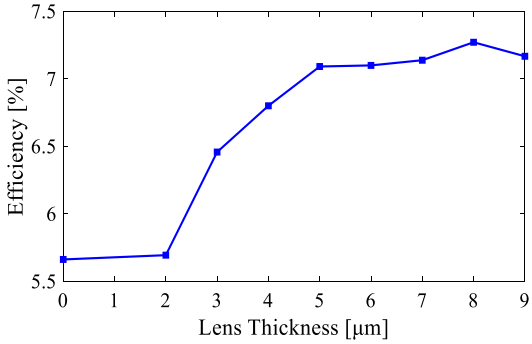


Figure 5: Efficiency of solar cell as a function of Plano-convex Lens thickness

7.26%, which represents over 26.5% enhancement of convention efficiency in comparison with a simple solar cell with an efficiency of 5.6%.

Optimum thickness of Plano-convex lens for the maximum values of efficiency, short circuit current, and open circuit voltage is 8μm. These values are summarized and compared with the simple solar cell in Table 2. External Quantum efficiency is another crucial parameters that are defined as available current divided by I_{Source} which are the amount of photon absorbed by the device expressed by current density and the amount of current generated by the light source, respectively. [8]

It is reported that a compact cylindrical lens array utilizing Epoxy resin polymer (ERP) on multi-crystalline Silicon (mc-Si) with optimum lens thickness of 3.75 mm has an efficiency of 22.46% [7]. A summary and comparison with this work is presented in Table 2.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Tabel.2: Significant parameters of proposed structure with and without lens and comparing with mc-Si solar cell in [7]

	Simple solar cell	Solar cell with 8µm lens	mc-Si solar cell without ERP lens [7]	mc-Si solar cell with ERP lens [7]
J_{SC} [mA/cm^2]	24.33	31.5	42.41	45.27
V_{OC} [V]	0.407	0.412	0.615	0.615
FF	0.7751	0.7759	80.98	80.66
Efficiency (%)	5.6	7.26	21.12	22.46

Hence, the EQE is an excellent parameter to perceive a recombination rate in a device. Fig. 6 demonstrates an external quantum efficiency in simple solar cell and Solar cell with 8µm thickness lens. The EQE has a large increase in the amount by applying 8µm thickness lens. Therefore, it can be concluded that adding the lens to the structure causes a reduction of the recombining rate.

It can be obtained from Fig. 5 that there is an impressive growth in the external quantum efficiency between 300-900 nm wavelengths for 1 W/cm^2 intensity in a solar cell with the lens in comparison with the simple solar cell.

The dark and illumination currents of solar cells are illustrated in Fig. 7. As seen, the dark current of both considered solar cells has an equal amount at all cathode voltages because the internal structure of the solar cell would not change. However, the illumination current diagrams are considerably different as a result of decreasing in recombination ratio by adding lens on the solar cell structure. Illumination current of a solar cell with lens achieves up to 6.1 nA and it has an over 26.6% amplification of the amount comparing with simple solar cell.

4. Conclusion

The effect of silicon oxide compact factory Plano-convex lens on thin film Silicon based solar cell is investigated. Different thicknesses of the lens on solar cell are studied and the results show optimum thickness is 8µm while open-circuit voltage, Short-circuit current, Fill Factor and efficiency are increased 0.412 V, 31.5µA/cm2, 0.7519 and 7.4% respectively.

Moreover, cathode current-cathode voltage diagram is investigated in CPV and compared with bare solar cell. Results reveal that the illumination current increases substantially while the SiO_2 lens is utilized on solar cell. Furthermore, External Quantum Efficiency is raised from 60% to 80%.

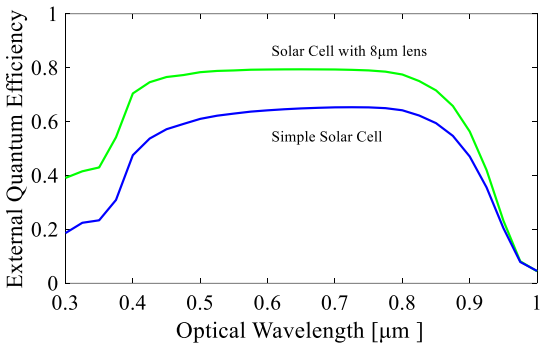


Figure 6: impact of the lens with a thickness of 8µm on solar cell's External Quantum Efficiency compared with simple solar cell

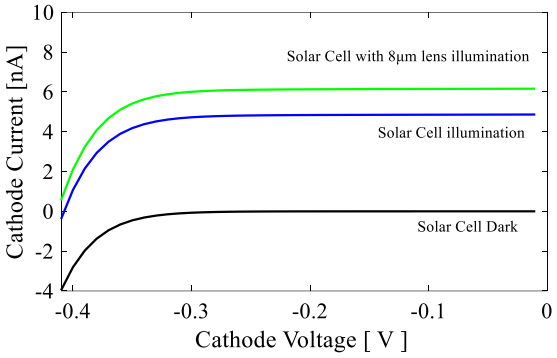


Figure 7: comparison of Dark and Illumination I-V curves for solar cell with 8µm thickness with simple solar cell

References

[1] Z. L. Wang, Nanogenerators for Self-powered Devices and Systems, Atlanta GA USA: Georgia Institute of Technology, Atlanta, USA, 2011.

[2] Keiichiro Masuko, "Achievement of More Than 25% Conversion Efficiency With Crystalline Silicon Heterojunction Solar Cell," *IEEE* JOURNAL OF PHOTOVOLTAICS, vol. 4, no. 6, pp. 1433 - 1435, 2014.

[3] D. Jan Haschke n, "To wards wafer quality crystalline silicon thin-film solar cells on glass," *Solar EnergyMaterials&SolarCells*, vol. 128, pp. 190-197, 2014.

[4] Samarth Jain,Valerie Depauw,, "Broadband absorption enhancement in ultra-thin crystalline Si solar cells by incorporating metallic and dielectric nanostructures in the back reflector," *progress in photovoltaics*, vol. 23, no. 9, p. 1144–1156, 2015.

[5] J. Michael.et al, "Enhanced electrical performance in a solar photovoltaic module using V-trough concentrators," *Energy*, vol. 148, pp. 605-613, 2018.

[6] M. A. G. et.al, "Energy conversion approaches and materials for high-efficiency photovoltaics," *Nature Materials*, vol. 16, pp. 23-34, 2017.

[7] Yao-Ju Zhang. et.al, "Application of millimeter-sized polymer cylindrical lens array concentrators in solar cells," Chinese Physics B, vol. 27, no. 5, 2018.

[8] ATLAS User's Manual: Device Simulation Software, Silvaco Int., Santa Clara, CA, USA, 2016.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.