

تأثیر ضخامت بر سطح مقطع خاموشی نانوذرات ستاره‌ای شکل طلا - نقره

عباس آذریان^۱، ریحانه سادات هاشمی^۱

دانشکده فیزیک دانشگاه قم، بلوار الغدیر، قم

چکیده - مطالعه ویژگی‌های طیفی نانوذرات تحت شرایط تشدید پلاسمون سطحی موضعی، برای کاربردهای پلاسمونیک و فوتونیک آن‌ها مورد توجه بسیاری قرار گرفته است. لذا در این مقاله خواص پلاسمونیک نانوذرات ستاره‌ای شکل دوفلزی طلا - نقره با استفاده از ماژول FDTD شبیه سازی شده است. با استفاده از نتایج شبیه سازی نشان داده شده که با تغییر ضخامت، موقعیت قله طیف خاموشی از ناحیه طیف مرئی تا مادون قرمز نزدیک تغییر می‌کند. سپس تأثیر ضخامت بر میزان ضریب تقویت میدان الکتریکی بررسی شده است. با کاهش ضخامت تا ۸ نانومتر، ضریب تقویت میدان، افزایش قابل توجهی تا عدد ۲۹۰ داشته است که پتانسیل خوبی برای کاربردهای حسگری از خود نشان می‌دهد.

کلیدواژه - تشدید پلاسمون سطحی موضعی، سطح مقطع خاموشی، شبیه سازی FDTD، نانوذرات ستاره‌ای دوفلزی

The Effect of Thickness on Extinction Cross-Section of Au- Ag nanostars

Abbas Azarian , Reihane sadat Hashemi

Department of Physics, University of Qom, Qom, Iran

Azarian@qom.ac.ir

Abstract - The study of the spectral characteristics of nanoparticles under local surface plasmon resonance conditions has received much attention for their plasmonic and photonic applications. Therefore, in this article, the plasmonic properties of Au-Ag bimetallic nanostar have been simulated using FDTD module. Using the simulation results, it is shown that with the change of thickness, the position of the extinction spectrum peak changes from the visible to the near-infrared region. Then the effect of thickness on local electric field enhancement was investigated. By reducing the thickness to 8 nm, the electric field enhancement factor has increased significantly to 290, which shows good potential for sensor applications.

Keywords: Bimetallic Nanostars, Extinction Cross-Section, FDTD simulation, Localized Surface Plasmon Resonance (LSPR)

مقدمه

قطبش پذیری نانوکره هسته - پوسته را می توان به صورت زیر نوشت:

$$(۴) \quad \alpha = 4\pi R_2^3 \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_h)(\epsilon_1 + 2\epsilon_2) + f(\epsilon_1 - \epsilon_2)(\epsilon_h + 2\epsilon_2)}{(\epsilon_2 + 2\epsilon_h)(\epsilon_1 + 2\epsilon_2) + f(2\epsilon_2 + 2\epsilon_h)(\epsilon_1 - \epsilon_2)}$$

که در آن ϵ_1 و ϵ_2 به ترتیب گذردهی دی الکتریک هسته و پوسته هستند.

$$(۵) \quad f = \frac{R_1^3}{R_2^3}$$

R_1 و R_2 به ترتیب شعاع هسته و پوسته هستند [۴].

شبیه سازی نانوستاره طلا با مرکز نقره:

در این مقاله با روش المان محدود در حوزه زمان (FDTD) با استفاده از نرم افزار Lumerical در ماژول FDTD، سطح مقطع جذب و پراکندگی نانوذره ستاره ای محاسبه شده است. روش المان محدود در حوزه زمان برای اولین بار در سال ۱۹۶۶ توسط کی یی توصیف شد. هدف این شبیه سازی بررسی رفتار زمانی میدان های الکترومغناطیسی در هر نقطه است. تئوری FDTD براساس جایگذاری مشتقات زمان و مکان در معادلات ماکسول به روش تفاضل محدود مرکزی است [۵]. به علت اینکه برای فلزات نجیب مانند طلا، طول موج تشدید پلاسمون در محدوده مرئی و مادون قرمز نزدیک طیف الکترومغناطیس قرار می گیرد، شبیه سازی ها با تابش موج تخت در بازه ۲۰۰ تا ۲۰۰۰ نانومتر و شدت ۱ کیلووات بر مترمربع انجام شده است. همچنین نانوستاره در محیط هوا بررسی شده است. برای مقادیر تابع دی الکتریک نقره و طلا از گزارش های جانسون و کریستی استفاده شده است [۶].

سنتز نانوذرات ستاره ای دوفلزی طلا-نقره برای کاربرد طیف سنجی رامان ارتقایافته سطحی (SERS)، در مطالعات پیشین انجام گرفته است [۷ و ۸]. این پژوهش ها نشان داده اند که امکان ساخت نانوذرات ستاره ای شکل طلا با مرکز نقره وجود دارد. در شکل ۱، یک نانوستاره پنج پر (پنتاگرام) طلا با ابعاد شعاع داخلی r و شعاع خارجی R را که در مرکز آن دیسکی از جنس نقره با شعاع a قرار دارد، مشاهده می شود. ضخامت نانوستاره با t نشان داده شده است. قطبش میدان الکتریکی در جهت محور x در نظر گرفته شده است.

نانوذرات فلزات نجیب مانند طلا و نقره، از قرن چهارم میلادی تا کنون به دلیل کاربردهای مفیدی که داشته اند، بسیار مورد توجه بوده اند. این نانوذرات، می توانند نور را در محدوده مرئی جذب و پراکنده کنند. زمانی که نور فرودی با نانوذرات فلزی برهمکنش می کند، منجر به نوسان جمعی الکترون های رسانش می شود و پدیده ای به نام تشدید پلاسمون سطحی موضعی (LSPR) رخ می دهد. نانوذرات فلزات نجیب در زمینه های مختلفی مانند حسگرهای زیستی، مواد کاتالیزوری، دستگاه های الکترواپتیک و نیمه رسانا مورد استفاده قرار گرفته اند [۱].

نانوذرات دوفلزی طلا و نقره، در مقایسه با نانوذرات تک فلزی، به دلیل قابلیت تغییر نسبت دو فلز، توانایی بیشتری برای تنظیم طول موج LSPR از خود نشان می دهند. این نانوذرات دوفلزی طلا - نقره، میدان الکتریکی را نسبت به نانوذرات طلای خالص بیشتر تقویت می کنند و از نانوذرات نقره خالص پایدارتر هستند؛ بنابراین دارای خواص پلاسمونیک و شیمیایی بهتری هستند [۲]. از طرفی نانوذرات پلاسمونی ستاره ای (PNS) با وجود شاخه های نوک تیز، توانایی تشدید پلاسمون سطحی قوی و قابل تنظیمی را دارند [۳]. از این رو در این مقاله تأثیر ضخامت بر خواص پلاسمونیک نانوذره ستاره ای شکل طلا - نقره مورد مطالعه قرار گرفته است.

مبانی نظری

برای توصیف اولیه اپتیک تشدید پلاسمون نانوذرات، ترکیبی از تقریب ریلی و نظریه درود کافی است. از آنجایی که به دست آوردن رابطه مربوط به نانوذره دوفلزی ستاره ای دشوار است، در این قسمت سطح مقطع جذب و پراکندگی نور توسط یک ذره کروی کوچک را به دست می آوریم:

$$(۱) \quad C_{abs} = 4\pi R^2 \times \text{Im} \left\{ \frac{\epsilon_i - \epsilon_h}{\epsilon_i + 2\epsilon_h} \right\}$$

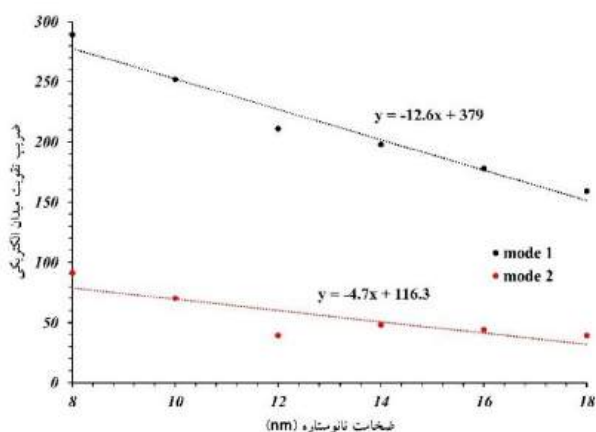
$$(۲) \quad C_{sca} = \pi R^2 \frac{8}{3} x^4 \left| \frac{\epsilon_m - \epsilon_h}{\epsilon_m + 2\epsilon_h} \right|^2$$

که $x = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_h} R}{\lambda}$ و λ و x و سطح مقطع خاموشی مجموع دو مقدار فوق است:

$$(۳) \quad C_{ext} = C_{abs} + C_{sca}$$

با توجه به شکل ۲، با کاهش ضخامت نانوستاره از ۱۸ نانومتر تا ۸ نانومتر، ارتفاع قله‌های پلاسمونی در مد ۱ افزایش می‌یابد و طول‌موج‌های تشدید، جابه‌جایی سرخ دارند. همچنین با کاهش ضخامت، ارتفاع قله‌های پلاسمونی در مد ۲ تقریباً ثابت و در مد ۳ کاهش می‌یابد و مشاهده می‌شود که الگوی جابه‌جایی سرخ برای قله‌های پلاسمونی در مد ۲ و ۳ با کاهش ضخامت هم‌چنان پابرجاست.

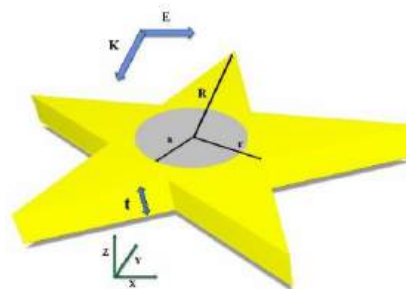
همچنین با توجه به شکل ۳، با مشاهده میزان ضریب تقویت میدان الکتریکی در ضخامت‌های مختلف، دیده می‌شود که در مد ۱ و ۳، با افزایش ضخامت نانوستاره، میزان ضریب تقویت میدان الکتریکی کاهش می‌یابد به طوری که بیشترین میزان تقویت میدان برای ضخامت ۸ نانومتر دیده می‌شود.



شکل ۳: نمودار بیشینه میدان الکتریکی نسبی در ضخامت‌های مختلف نانوستاره برای مدهای ۱ و ۳

نتیجه‌گیری

در این مقاله، خواص پلاسمونیک یک نانوستاره دوفلزی طلا - نقره مورد مطالعه قرار گرفت. ۳ قله در طیف خاموشی نانوستاره مشاهده شد. زمانی که ضخامت نانوستاره افزایش می‌یابد، موقعیت قله‌های پلاسمون به ناحیه طول‌موج‌های کوتاه‌تر تغییر می‌کند. با کاهش ضخامت، دامنه قله در مد ۱ از ۲۰۵ تا ۲۹۰ افزایش می‌یابد. دامنه قله در مد ۲ تقریباً ثابت و دامنه قله در مد ۳ کاهش می‌یابد. همچنین با کاهش ضخامت، میزان ضریب تقویت میدان الکتریکی شدیداً افزایش می‌یابد (تا عدد ۲۹۰). تقویت میدان الکتریکی در نانوذرات پلاسمونی به توسعه حسگرهای پیشرفته‌تر کمک می‌کند که در زمینه‌های مختلف علمی و صنعتی کاربرد دارند.

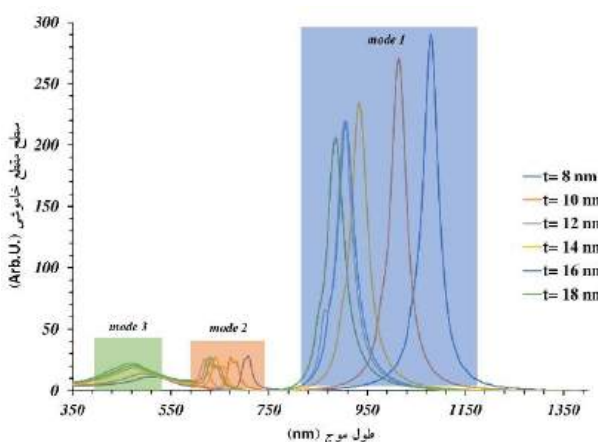


شکل ۱: طرحواره نانوستاره دوفلزی نقره - طلا، جهت تابش و قطبش نور فرودی

در پژوهشی که توسط آذریان و همکارش [۹] انجام شده است، تأثیر ضخامت بر سطح مقطع جذب نانوذرات ستاره‌ای شکل طلا مورد بررسی قرار گرفته است. ما در این مقاله، با افزودن مرکز نقره به نانوذره ستاره‌ای طلا، خواص اپتیکی آن را ارتقاء داده‌ایم. این بهبود به دلیل توانایی نقره در ایجاد اثرات نوری قوی‌تر، به ویژه در ناحیه طیف مرئی حاصل شده است [۱۰].

نتایج شبیه‌سازی

در این پژوهش شبیه‌سازی برای یک ساختار نانوستاره طلا با شعاع داخلی و خارجی به ترتیب ۳۰ و ۸۵ نانومتر و نقره مرکزی با شعاع ۳۰ نانومتر، انجام گرفته شد. ضخامت نانوستاره (t) از ۸ تا ۱۸ نانومتر تغییر داده شد. در شکل ۲ که نمودار سطح مقطع خاموشی بر حسب طول‌موج برای ضخامت‌های مختلف نانوستاره را نشان می‌دهد، سه قله دیده می‌شود که با مد ۱ تا ۳ نام‌گذاری شده‌اند و تغییرات هر یک از این سه قله بر حسب تغییر ضخامت بررسی شده است.



شکل ۲: مقایسه طیف خاموشی نانوستاره طلا با مرکز نقره با ضخامت‌های مختلف

مرجع ها

5- A Gopalakrishnan, M Chirumamilla, F D Angelis, A Toma, R P Zaccaria and R Krahne, "Bimetallic 3D nanostar dimers in ring cavities: recyclable and robust surface-enhanced Raman scattering substrates for signal detection from few molecules", ACS Nano. Vol. 8, 7986, 2014.

6- J Ma, X Liu, R Wang, J Zhang, P Jiang, Y Wang and G Tu, "Bimetallic Core-Shell Nanostars with Tunable Surface Plasmon Resonance for Surface-Enhanced Raman Scattering", ACS Applied Nano Materials. Vol. 3(11), 10885, 2020.

۷- آذریان، زمانی نجف آبادی، تأثیر پارامترهای هندسی بر خواص ترموپلاسمونیک نانوذرات ستاره‌ای شکل طلا جهت استفاده در درمان نورگرمایی، مجله پژوهش فیزیک ایران، ۱۴۰۳، (۲) ۲۴.

8- E Cao, Y Cao and M Sun, "Surface Plasmonic Core-Shell Nanostructures in Surface Enhanced Raman Scattering and Photocatalysis", Anal. Chem. 96, 11623, 2024.

1- M. P. Mcoyi, K. T. Mpofu, M. Sekhwama, P. Mthunzi-kufa, "Developments in Localized Surface Plasmon Resonance", Plasmonics, 2024.

2- P. Tiwari, G. M. Das, V. R. Dantham, "Optical Properties of Au-Ag Bimetallic Nanoparticles of Different Shapes for Making Efficient Bimetallic-Photonic Whispering Gallery Mode Hybrid Microresonators", Plasmonics, Vol. 15, 1251, 2020.

I. B. Becerril-Castro, I. Calderon, N. Pazos-Perez, L. Guerrini, F. Schulz, N. Feliu, I. Chakraborty, V. Giannini, W. J. Parak, R. A. Alvarez-Puebla, "Gold Nanostars: Synthesis, Optical and SERS Analytical Properties", Analys. Sens. Vol. 2, 202200005, 2022.

I. Yaremchuk, T. Bularinets, V. Fito, Y. Bobitski, "Core-Shell Nanostructures Under Localized Plasmon Resonance Conditions", Springer Proceeding in Physics. Vol. 247, 391, 2020.

3- A Taflove and S C Hagness, "The Electrical Engineering Handbook", 3, 629, 2005.

4- P B Johnson and R W Christy, "Optical Constants of the Noble Metals", Phys. Rev. B 6, 4370, 1972.

اثر زاویه تابش و شدت میدان تابشی روی عبور نور و کنترل بهره سیستم های چندلایه دارای لایه غیرخطی

اکبر اشرف آبادی^۱، قاسم نعیمی^۲، سیامک خادمی^۱

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

۲. گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد قزوین، قزوین، ایران

چکیده - در این مقاله تاثیر زاویه تابش نور کاوشگر و فرکانس رابی میدان جفت شده بر بیشینه ضریب عبور نور و آستانه های دوپایایی نوری در یک کریستال فوتونی یک بعدی که لایه مرکزی آن با اتم های سه ترازه از نوع لامبدا ($^{\text{av}}\text{Rb}$) آلائیده شده است، با استفاده از روش ماتریس انتقال و مدل نیمه کلاسیک، مطالعه می شود. نتایج نشان می دهد که آستانه دوپایایی نوری و بیشینه ضریب عبور می توانند با تنظیم زاویه تابش و فرکانس رابی میدان جفت شده، کنترل شوند. این یافته ها بینش های جدیدی برای طراحی و بهینه سازی دستگاه های نوری برای کاربردهای متنوع در فوتونیک و پردازش سیگنال های نوری فراهم می کنند.

کلیدواژه - اتم سه ترازه روبیدیم نوع لامبدا، کریستال فوتونی یک بعدی، دوپایایی نوری، میدان جفت شونده.

The impact of incident angle and field intensity on light transmission and gain control in multilayer systems with a nonlinear layer

Akbar Ashrafabadi¹, Ghasem Naeimi², and Siamak Khademi¹

¹.Department of Physics, University of Zanjan, P.O. Box 45196-313, Zanjan, Iran

².Department of Physics, Qazvin Branch of Islamic Azad University, Qazvin, Iran

Ashrafi.akbar@znu.ac.ir, ghnaeimi@iau.ac.ir, siamakkhademi@gmail.com

Abstract - In this article, the impact of the probe light incidence angle and the Rabi frequency of the coupling field on the maximum transmission coefficient and the optical bistability thresholds in a one-dimensional photonic crystal, where the central layer is doped with three-level lambda-type Rubidium atoms, is studied using the transfer matrix method and the semi-classical model. The results indicate that the optical bistability thresholds and the maximum transmission coefficient can be controlled by adjusting the incidence angle and the Rabi frequency of the coupling field. These findings provide new insights for the design and optimization of optical devices for various applications in photonics and optical signal processing.

Keywords: coupling field, Optical bistability, one-dimensional photonic crystal, three-level atom.

مقدمه

بالا رخ می دهد. این پدیده ابتدا به صورت نظری پیشنهاد و سپس بطور تجربی مشاهده شد [3]. با استفاده از مواد غیرخطی نوری [2]، حفره های فابری-پرو [4] و تشدیدگرهای حلقوی [5]، و... می توان دوپایایی را ایجاد کرد که از جمله کاربردهای آن، سوئیچ های نوری [6]، حافظه های نوری و پردازش سیگنال [9] و... است. در این مقاله، با استفاده از روش ماتریس انتقال و مدل نیمه کلاسیک، تأثیر زاویه تابش و فرکانس رابی بر بیشینه ضریب

دوپایایی نوری پدیده ای غیرخطی است که در آن یک سیستم نوری، مانند یک ماده یا ساختار فوتونی [1,2]، می تواند در پاسخ به یک شدت مشخص از تابش نور، دو حالت پایدار متفاوت (مانند ضریب عبور یا بازتاب) را نشان دهد. این رفتار ناشی از برهم کنش غیرخطی بین میدان نوری و ماده است و معمولاً در شدت های

$$\chi^{(1)} = \frac{2N|P_{13}|^2}{\epsilon_0 \hbar \gamma} \frac{\Delta_P}{-i\Delta_P + \Delta_P^2 - \Omega_C^2}$$

$$\chi^{(3)} = \frac{2N|P_{13}|^4}{3\epsilon_0 \hbar \gamma^3} \frac{\Delta_P(-i\Delta_P \Omega_C^2 + 2\Omega_C^4 + \Delta_P^2(1 + 5\Omega_C^2))}{-i\Delta_P + \Delta_P^2 - \Omega_C^2} \quad (1)$$

که P_{13} ممان دوقطبی، N تعداد اتم‌ها در واحد حجم و $\gamma_{12} = \gamma_{13} = \gamma$ است.

روش ماتریس انتقال

برای محاسبه ضریب عبور سیستم کریستال فوتونی یک‌بعدی شکل ۱، از روش ماتریس مشخصه استاندارد [2,8] استفاده می‌کنیم که به صورت زیر داده می‌شود:

$$M = (M_{AMB})^2 M_{AMD} (M_{AMB})^2 M_A \quad (2)$$

M_j ها ماتریس‌های انتقال مربوط به لایه $j=A,B,D$ هستند. ارتباط ضرایب عبور و بازتاب با عناصر ماتریس انتقال کل M ، به صورت زیر است:

$$T = \frac{2\sqrt{\epsilon_i} \cos \theta_0}{(m_{11} + m_{12}\sqrt{\epsilon_f} \cos \theta_f)\sqrt{\epsilon_i} \cos \theta_0 + (m_{21} + m_{22}\sqrt{\epsilon_f} \cos \theta_f)} \quad (3)$$

$$R = \frac{(m_{11} + m_{12}\sqrt{\epsilon_f} \cos \theta_f)\sqrt{\epsilon_i} \cos \theta_0 - (m_{21} + m_{22}\sqrt{\epsilon_f} \cos \theta_f)}{(m_{11} + m_{12}\sqrt{\epsilon_f} \cos \theta_f)\sqrt{\epsilon_i} \cos \theta_0 + (m_{21} + m_{22}\sqrt{\epsilon_f} \cos \theta_f)}$$

که $\sqrt{\epsilon_i}$ و $\sqrt{\epsilon_f}$ ضرایب شکست محیط‌های ورودی و خروجی (در اینجا خلاء) هستند. همچنین ماتریس مشخصه برای لایه غیرخطی D ، به صورت زیر است:

$$M_D = \frac{k_0}{k_{zj+} + k_{zj-}} \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (4)$$

که عناصر این ماتریس به صورت زیر هستند:

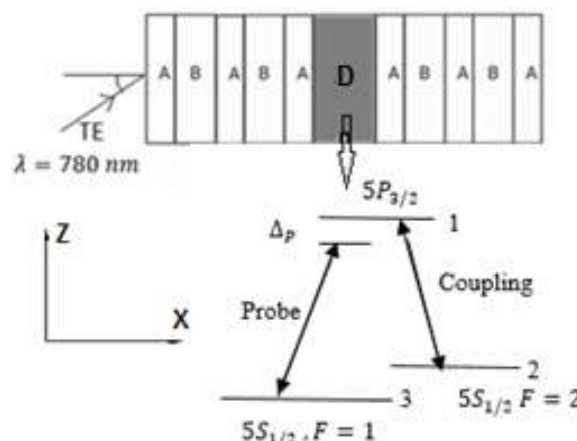
$$M_{11} = \frac{k_{zj-}}{k_0} e^{-ik_{zj+}d} + \frac{k_{zj+}}{k_0} e^{ik_{zj-}d}$$

$$M_{12} = e^{-ik_{zj+}d} - e^{ik_{zj-}d}$$

عبور و آستانه دویایی در یک کریستال فوتونی یک‌بعدی که با اتم‌های سه‌ترازه ^{87}Rb آرایش شده است، مطالعه می‌شود.

مدل سیستم

یک کریستال فوتونی یک‌بعدی متقارن مطابق شکل ۱ در نظرمی‌گیریم.

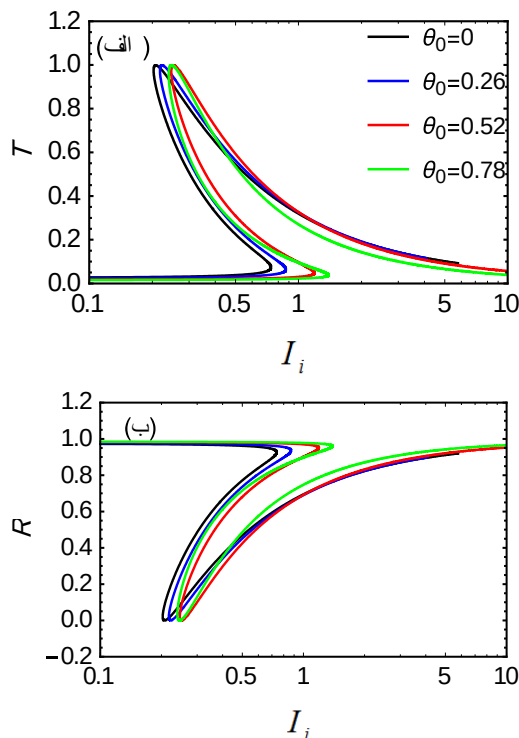


شکل ۱: کریستال فوتونی یک‌بعدی که لایه ی غیر خطی با اتم‌های سه ترازه لاندانه در وسط آن قرار دارد.

ضریب شکست دی‌الکتریک های خطی برابر $n_A = 2.22$ و $n_D = n_B = 1.41$ و مقدار تراوایی مغناطیسی لایه‌ها یک است. ضخامت لایه ها بصورت $n_A d_A = n_B d_B = \lambda_{pc}/4$ و $n_D d_D = \lambda_{pc}/2$ در نظر گرفته شده است، که در آن λ_{pc} طول موج مرکزی کریستال فوتونی ($\lambda_{pc} = 692\text{nm}$) است. لایه D شامل N اتم سه ترازه روبیدیم از نوع لامبدا است. گذار بین

ترازهای $|1\rangle$ و $|2\rangle$ توسط میدان جفت شونده با فرکانس رابی Ω_C و بدون نامیزانی از فرکانس گذار اتمی انجام می‌شود. بین ترازهای $|1\rangle$ و $|3\rangle$ میدان کاوشگر با فرکانس رابی Ω_P ، با قطبش TE و نامیزانی $\Delta_P = \omega_{13} - \omega_P$ اعمال می‌شود. نرخ گسیل خودبه‌خودی ترازها با γ_{12} و γ_{13} نشان داده می‌شود. برای محاسبه پذیرفتاری الکتریکی خطی و غیرخطی، راه‌حل حالت پایدار معادلات ماتریس چگالی با در نظر گرفتن تقریب موج چرخان، استفاده می‌شود [7]:

وب) رسم شده است که در آن $\Omega_c = 6$ و $\Delta_p = 0.05$ در نظر گرفته شده است.



شکل ۲: (الف) عبور و (ب) بازتاب، برحسب شدت ورودی برای زوایای مختلف تابش پرتو کاوشگر $0.26, 0.52, 0.78$ و 0 رادیان رسم شده‌اند. سایر پارامترها عبارتند از $\Omega_c = 6$ و $\Delta_p = 0.05$ (پارامترها بدون بعد بوده و با نرخ واپاشی خودبه‌خودی $\gamma = 76.3 \times 10^6 \text{ Hz}$ مقیاس‌بندی شده‌اند).

با افزایش زاویه، منحنی‌های دوپایایی و نیز آستانه دوپایایی به شدت‌های ورودی بالاتر منتقل می‌شوند که نشان می‌دهد سیستم برای رسیدن به همان سطح عبور به شدت ورودی بالاتری نیاز دارد. در زوایای بزرگتر، بیشینه عبور اندکی افزایش می‌یابد و همچنین منحنی بازتاب (R) نیز به شدت‌های ورودی بالاتر منتقل می‌شود.

ب- کنترل آستانه دوپایایی و بیشینه عبور در برخورد مایل، با فرکانس رابی میدان جفت شونده

با توجه به وابستگی پذیرفتاری خطی و غیرخطی به Ω_c ، نقش این پارامتر در کنترل دوپایایی در کریستال فوتونی یک‌بعدی مورد نظر بررسی می‌شود. در شکل ۳ (الف)، منحنی عبور و در شکل ۳ (ب)، منحنی بازتاب برای زاویه تابش 0.52 rad و برای $\Delta_p = 0.05$ نمایش داده شده‌اند.

$$M_{21} = \frac{k_{zj} - k_{zj+}}{k_0} (e^{-ik_{zj} + d_j} - e^{ik_{zj} - d_j})$$

$$M_{22} = \frac{k_{zj+}}{k_0} e^{-ik_{zj} + d_j} + \frac{k_{zj-}}{k_0} e^{ik_{zj} - d_j} \quad (5)$$

ثابت انتشار برای میدان‌های رو به جلو و عقب در لایه D، θ_d زاویه انتشار در این لایه است و

$$k_{j\pm} = k_0 \sqrt{\epsilon_i} \sqrt{1 + \chi^{(3)} (|A_{j\pm}|^2 + 2|A_{j\mp}|^2)} \quad (6)$$

که $|A_{j\pm}|^2$ دامنه میدان‌های رو به جلو و عقب، $\sqrt{\epsilon_i}$ ضریب شکست خطی لایه j، و $k_0 = \omega/c$ بردار موج در خلا است. تابع دی‌الکتریک لایه D به صورت $\epsilon = \epsilon_D + \chi^{(1)} + \chi^{(3)} |E(z)|^2$ است، که در آن $\epsilon_D + \chi^{(1)}$ پذیرفتاری خطی دی‌الکتریک است. غیرخطی بودن سیستم‌های اتمی سه ترازه، از جفت شدن $k_{j\pm}$ با شدت‌های میدان کاوشگر در محیط غیرخطی، $|A_{j\pm}|^2$ مشخص می‌شود. برای ساخت M_D ، مقادیر $|A_{j\pm}|^2$ را با حل مجموعه‌ای از معادلات جفت شده با استفاده از روش "تکرار نقطه ثابت" تعیین می‌کنیم. برای لایه‌های خطی ماتریس انتقال با قرار دادن $\chi^{(3)} = 0$ ، از M_D به دست می‌آید. در نهایت از عناصر ماتریس انتقال کل برای محاسبه شدت ورودی بر حسب شدت خروجی استفاده می‌کنیم:

$$|A_i|^2 = \left| (m_{11} + m_{12} n_f) n_i + (m_{21} + m_{22} n_f) \right|^2 |A_f|^2 \quad (7)$$

نتایج و بحث

الف- تاثیر زاویه تابش بر پارامترهای دوپایایی

اکنون، اثر زاویه تابش موج کاوشگر بر ضریب عبور نور و آستانه دوپایایی، در ساختار شکل ۱ بررسی می‌شود. $\gamma = 76.3 \times 10^6 \text{ Hz}$ نرخ فروافت برای گذارات اتمی در سیستم سه ترازه روبیدیم، $N = 3.070 \times 10^{19} / \text{m}^3$ تعداد اتم در واحد حجم و $\omega_{13} = 2.415 \times 10^{15} \text{ Hz}$ فرکانس زاویه‌ای گذارین ترازهای $|1\rangle$ و $|3\rangle$ و $P_{13} = 3.58 \times 10^{-29} \text{ C.m}$ ممان دوقطبی است. با استفاده از معادلات (۳)، ضرایب عبور و بازتاب نور ورودی بر حسب شدت ورودی برای زوایای تابش مختلف $\theta_0 = 0, 0.28, 0.52, 0.78 \text{ rad}$ در شکل ۲ (الف)

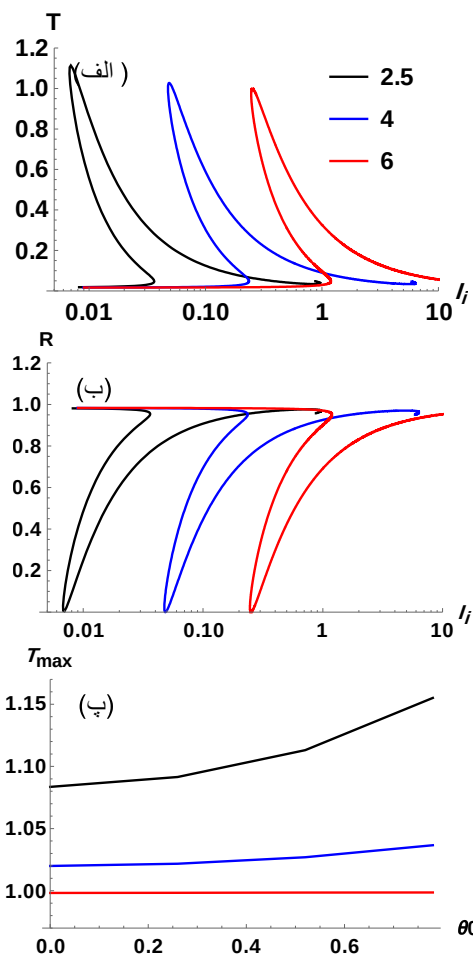
های بالاتر است. این نتایج برای کاربردهای محاسباتی و ارتباطی نوری
مورد تأکید قرار می گیرند.

نتیجه

در یک کریستال فوتونی یک بعدی آلائیده با اتم های سه ترازه ^{87}Rb ،
اثرات فرکانس رابی میدان جفت شونده و زاویه تابش لیزر کاوشگر بر
دوپایایی نوری بررسی شدند. آستانه دوپایایی، بیشینه عبور، بازتاب، و
بهره اپتیکی تحت تأثیر این پارامترها قرار گرفته و قابل کنترل هستند.
افزایش زاویه تابش در فرکانس های رابی جفت شونده پایین تر، بیشینه
عبور را افزایش داده و آستانه دوپایایی را به مقادیر بالاتر منتقل می کند.
همچنین با افزایش Ω_c ، بیشینه عبور کاهش یافته و آستانه دوپایایی
به طور قابل توجهی به شدت های بالاتر منتقل می شود. این نتایج برای
طراحی دستگاه های نوری که کاربردهای محاسباتی و ارتباطی دارند و
هدف آن کنترل دقیق بر پارامترهای دوپایایی است مفید هستند.

مرجع ها

- [1] R. W. Boyd, Nonlinear Optics, PP.359-369, Rochester, NY: Nikki Levy, 2003.
- [2] S. Khademi and S. Alipour, Applied Optics, vol. 57, no. 31, pp. 9439-9446, 2018.
- [3] A. Szöke, V. Daneu and N. A. Kurnit, Appl. Phys. Lett., vol. 15, no. 11, pp. 376-379, 1969.
- [4] J. Xu, Y. Peng, S. Wang, J. Jiang, S. Qian and L. Jiang, Optics Letters, vol. 47, no. 8, pp. 2125-2128, 2022.
- [5] Y. F. Yu and T. Bourouina, Applied Physics Letters, vol. 100, no. 9, 2012.
- [6] Y.-N. Li, Y.-Y. Chen and H.-W. Yan., Physics Letters A, vol. 383, no. 19, pp. 2248-2254, 2019.
- [7] A. M. Steinberg, P. G. Kwiat and a. R. Y. Chiao, P.R.L., vol. 71, no. 5, 1993.
- [8] G. Agarwal, S. Gupta, O.S.A, vol. 4, no. 5, pp. 691-695, 1987.
- [9] V. Jandieri, T. Onoprishvili, R. Khomeriki, D. Erni and J. Pistora, Optical and Quantum Electronics, vol. 51, p. 121, 2019.



شکل 3: (الف) عبور، (ب) بازتاب، بر حسب شدت ورودی برای فرکانس های
مختلف رابی میدان جفت شونده $\Omega_c = 2.5, 4, 6$ رسم شده اند. در شکل (پ)
بیشینه عبور بر حسب زاویه تابش موج کاوشگر، برای سه مقدار مختلف
فرکانس رابی ذکر شده، رسم شده است. سایر پارامترها عبارتند از
 $\theta_0 = 0.52 \text{ rad}$ (برای الف و ب) و $\Delta_P = 0.05$ (پارامترها با نرخ واپاشی
خود به خودی $\gamma = 76.3 \times 10^6 \text{ Hz}$ هرگز مقیاس بندی شده اند).

نتایج نشان می دهند که با افزایش Ω_c ، شاهد کاهش بیشینه عبور
و انتقال آستانه دوپایایی به شدت های بالاتر هستیم. در شکل ۳(پ)،
بیشینه عبور نور بر حسب زاویه تابش نور برای سه مقدار مختلف
 $\Omega_c = 2.5, 4, 6$ رسم شده است، که کاهش بهره با افزایش Ω_c
و افزایش بهره با افزایش زاویه در فرکانس های رابی پایین تر را نشان می
دهد. بهره در محیط های غیر خطی ناشی از جذب منفی است و افزایش
 Ω_c کاهش جذب منفی را به دنبال دارد. این کاهش بهره نشان دهنده
پایداری بیشتر سیستم و کاهش تمایل به تقویت یا عبور بالا در Ω_c

طراحی حسگر زیستی فیبر نوری باریک شده مبتنی بر توری براگ با استفاده از شبیه سازی عددی روش اجزای محدود

علی کمال نوش آبادی، محمد اسماعیل زیبائی، فاضل جهانگیری

چکیده – در این پژوهش، شبیه سازی عددی یک حسگر زیستی مبتنی بر توری براگ فیبر نوری باریک شده (TFBG) با استفاده از روش اجزای محدود (FEM) در نرم افزار COMSOL Multiphysics انجام شده است. هدف اصلی این شبیه سازی، ارزیابی پاسخ طیفی ساختار TFBG و تحلیل حساسیت آن به تغییرات ضریب شکست در محیط های زیستی مختلف شامل آب، پلاسما، بافت کبد و بافت کولون بوده است. نتایج شبیه سازی ها نشان دهنده حساسیت بالای حسگر به تغییرات ضریب شکست محیط ها بوده و حساسیت به دست آمده برای حسگر برابر با 410.85 nm/RIU است. این مقدار حساسیت نشان دهنده عملکرد مؤثر و دقیق حسگر در شناسایی و اندازه گیری تغییرات ضریب شکست در محیط های زیستی مختلف است و می تواند در توسعه کاربردهای حسگری زیستی و شیمیایی، به ویژه در زمینه های پزشکی و آنالیزهای زیستی، کاربرد فراوانی داشته باشد.

کلیدواژه – توری براگ فیبر نوری، توزیع میدان الکتریکی، فیبرهای نازک شده، روش المان محدود، حسگر ضریب شکست

Design of a Biosensor Based on Tapered Fiber Bragg Grating Using Finite Element Method Numerical Simulation

Ali Kamal Noushabadi, Mohammad Ismail Zibaii, and Fazel Jahangiri

a.kamalnoushabadi@mail.sbu.ac.ir, m_zibaye@sbu.ac.ir, f_jahangiri@sbu.ac.ir

Abstract – In this study, a numerical simulation of a biological sensor based on a Tapered Fiber Bragg Grating (TFBG) was performed using the Finite Element Method (FEM) in COMSOL Multiphysics software. The main goal of this simulation was to evaluate the spectral response of the TFBG structure and analyze its sensitivity to refractive index changes in various biological environments, including water, plasma, liver tissue, and colon tissue. The simulation results show the high sensitivity of the sensor to refractive index variations, with the calculated sensitivity of the sensor being 410.85 nm/RIU . This sensitivity value indicates the effective and precise performance of the sensor in detecting and measuring refractive index changes in different biological environments, making it highly applicable in the development of biosensing and chemical sensing technologies, especially in medical and biological analysis fields.

Keyword: Fiber Bragg Grating, Electric Field Distribution, Tapered Fibers, Finite Element Method, Refractive Index Sensor

مقدمه

در این مطالعه، تحلیل ساختار مد و توزیع مدهای میدان الکترومغناطیسی در مقطع عرضی TFBG به صورت دوبعدی انجام شده است. میدانهای الکترومغناطیسی در فیبرهای نوری با استفاده از معادلات ماکسول در مقیاس ماکروسکوپی توصیف می شوند. با فرض اینکه نور ورودی به TFBG به صورت هماهنگ زمانی تغییر کند، دو معادله کرلی از مجموعه معادلات ماکسول مبتنی بر قانون فارادی و قانون آمپر-ماکسول، در غیاب جریانها و بارهای الکتریکی خارجی، به صورت زیر ارائه می شوند [۳]:

$$\nabla \times \vec{E}(r, \omega) = -j\omega \vec{B}(r, \omega) \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{B}(r, \omega) = j\omega \epsilon \vec{E}(r, \omega) \quad (2)$$

که در آن E میدان الکتریکی، B چگالی شار مغناطیسی، ω فرکانس زاویه ای نور، μ تراوایی مغناطیسی و ϵ مختصات فضایی را نشان می دهد. با اعمال کرل در دو طرف معادله (۱) و به کارگیری معادله (۲)، معادله موج برای مؤلفه های فوریه میدان الکتریکی به صورت زیر به دست می آید [۳]:

$$\nabla \times (\mu_r^{-1} \nabla \times \vec{E}) - k_0^2 \vec{E} = 0 \quad (3)$$

این معادله، μ_r تراوایی مغناطیسی نسبی و $k_0 = \omega c^{-1}$ عدد موج مربوط به مد میدان است، که در آن c سرعت نور در خلاء می باشد. همچنین، عبارت $\epsilon_r = \epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega \epsilon_0}$ ، تابع دی الکتریک نسبی مختلط را نمایش می دهد که این تابع براساس گذردهی نسبی ماده ϵ_r و رسانایی اهمی σ تعریف شده است. معادله دیفرانسیل موج ارائه شده در رابطه (۳)، با استفاده از روش حل عددی اجزای محدود (FEM) در نرم افزار COMSOL Multiphysics نسخه ۶.۲ برای تحلیل پاسخ ساختار TFBG در فرکانسهای مختلف و شبیه سازی مدهای گوناگون میدان حل شده است.

بحث و نتایج

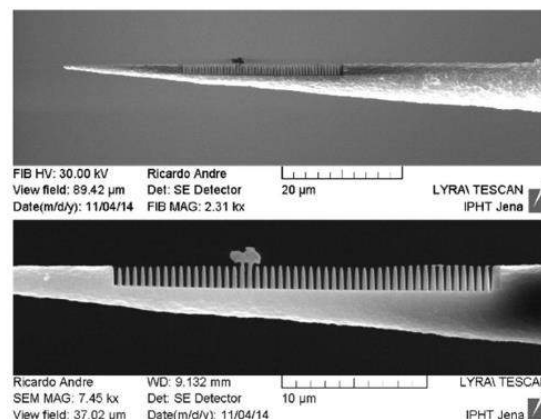
مشخصات شبیه سازی در این مطالعه شامل فیبر تکمد با قطر هسته و غلاف به ترتیب ۸/۲ میکرومتر و ۱۲۵ میکرومتر و ضریب شکست ۱/۵۲۱۳ و ۱/۴۴۶۹ است. مطابق با شکل ۱، FBG طراحی شده بر روی نوک فیبر باریک شده دارای ۵۰ دوره تناوب ساختاری با طول مجموع ۲۷ میکرومتر است. هر دوره دارای طول ۵۴۰ نانومتر و عمق فرورفتگی حدود ۲۷۰ نانومتر می باشد

در دو دهه اخیر، پژوهشهای گسترده ای در زمینه طراحی انواع توری های براگ فیبر نوری (FBG) به عنوان حسگرهای زیستی برای کاربردهای مختلف در فرآیندها و سیستم های گوناگون انجام شده است [۱]. حسگرهای مبتنی بر FBG به دلیل مزایای زیادی همچون ابعاد بسیار کوچک، غیرسمی بودن، دقت و سرعت پاسخ دهی بالا و حساسیت زیاد، به ویژه در حوزه زیستی، توجه زیادی را جلب کرده اند [۳-۱].

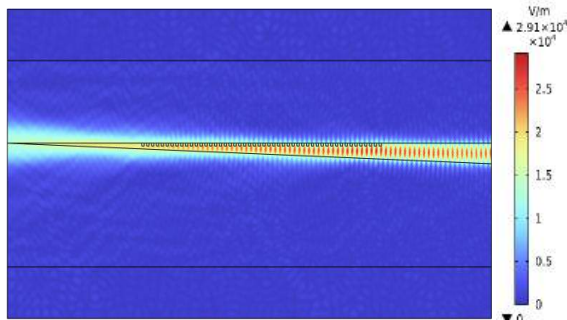
در این پژوهش، یک حسگر ضریب شکست مبتنی بر توری براگ فیبر نوری باریک شده (TFBG) برای کاربردهای زیستی مدل سازی شده است. این حسگر با استفاده از روش حکاکی پرتوی یونی متمرکز شده ساخته شده است [۲]. در این ساختار، ناحیه باریک شده نوک فیبر نوری با استفاده از روش خوردگی شیمیایی ایجاد شده است. برای ارزیابی توانایی حسگر در اندازه گیری تغییرات ضریب شکست مواد زیستی، شبیه سازی پاسخ طیفی TFBG در شرایط غوطه ور بودن در مایع های زیستی همچون آب، پلاسما خون، بافت کولون و بافت کبد انجام گرفته است. استنتاج این شبیه سازی ها می تواند نقش مهمی در بررسی و توسعه کاربردهای زیستی و پزشکی این حسگر ایفا کند.

مبانی نظری

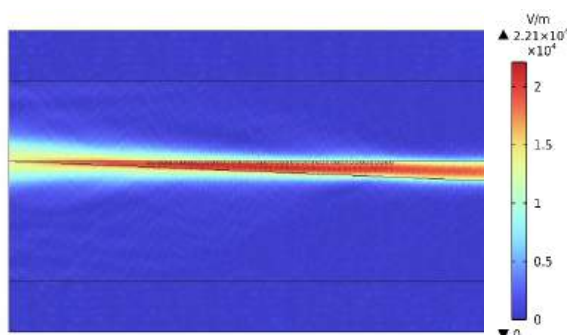
در این تحقیق، فیبر نوری باریک شده به عنوان بستر اصلی برای ایجاد TFBG استفاده شده است. تصویر میکروسکوپ الکترونی یک نمونه از ساختارهای ساخته شده در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: تصویر میکروسکوپ الکترونی روشنی ساختار TFBG ساخته شده [۲].



شکل ۳: توزیع دامنه میدان الکتریکی در ساختار TFBG غوطه‌ور در آب برای طول موج تشدید ۱۵۰۰ نانومتر.

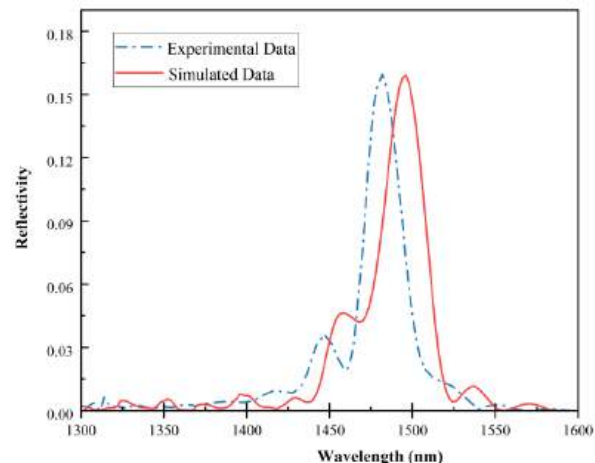


شکل ۴: توزیع دامنه میدان الکتریکی در ساختار TFBG غوطه‌ور در آب برای طول موج غیر تشدید ۱۶۰۰ نانومتر.

در مقابل، در طول موج غیر تشدید میدان به صورت تقریباً یکنواخت در سرتاسر هسته فیبر توزیع شده و تمرکز مشخصی در ناحیه توری مشاهده نمی‌شود، که بیانگر کاهش تعامل میان میدان و توری در طول موج غیر تشدید است. این نتایج به‌خوبی نشان می‌دهند که در طول موج تشدید، ساختار TFBG به‌طور مؤثری به‌عنوان یک کاواک نوری عمل می‌کند، در حالی که در طول موج‌های غیر تشدید، تعامل میدان کاهش یافته و خاصیت توری نقش کم‌رنگ‌تری در توزیع میدان ایفا می‌کند.

در ادامه، به‌منظور ارزیابی عملکرد حسگری ساختار TFBG در شناسایی و اندازه‌گیری تغییرات ضریب شکست، پاسخ طیفی این ساختار در پنج محیط متفاوت شامل آب، پلازما، پنتانول، بافت کلون و کبد شبیه‌سازی شد. ضرایب شکست این محیط‌ها برای آب ۱/۳۳۰۱، برای بافت کلون ۱/۳۴۰۳، برای پلاسمای خون ۱/۳۴۵، برای بافت کبد ۱/۳۷۵۴ و برای پنتانول ۱/۴۰۵۳ در نظر گرفته شده‌اند [۴]. نتایج این شبیه‌سازی در شکل ۴ ارائه شده است.

در شکل ۲، برای ارزیابی صحت مدل‌سازی انجام‌شده، طیف بازتابی شبیه‌سازی‌شده با طیف بازتابی تجربی از مرجع [۲] در شرایط غوطه‌وری ساختار TFBG در اتانول با ضریب شکست ۱/۳۵ مقایسه شد تا امکان ارزیابی دقیق‌تر فراهم گردد.



شکل ۲: مقایسه طیف بازتابی ساختار TFBG غوطه‌ور در اتانول برای داده‌های شبیه‌سازی‌شده و تجربی (داده‌های تجربی از مرجع [۲]).

در مقایسه داده‌های شبیه‌سازی‌شده و تجربی، یک اختلاف میانگین ۵ نانومتری در طول موج پیک‌ها مشاهده شد. همچنین، با استفاده از روش درونیایی برای تطبیق مقادیر بازتاب‌پذیری، دقت شبیه‌سازی نسبت به داده‌های تجربی حدود ۷۸٫۲۸٪ و مقدار RMS برابر با ۰٫۰۴۱ محاسبه شد. این اختلاف‌ها ناشی از شرایط مرزی ساده‌سازی‌شده و فرضیات در مشخصات ضریب شکست مواد است که تمامی واقعیت‌های فیزیکی محیط آزمایشگاهی را بازتاب نمی‌دهند. علاوه بر این، یکی از محدودیت‌های FEM، افزایش چشمگیر زمان محاسبات در صورت بزرگ‌تر شدن ابعاد ساختار است.

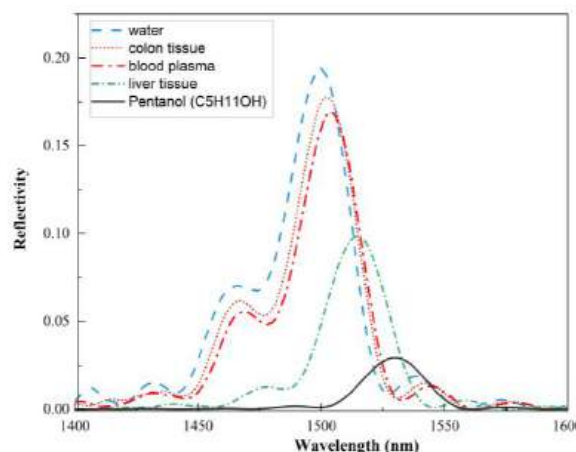
شکل‌های ۳ و ۴ توزیع دامنه میدان الکتریکی ساختار TFBG غوطه‌ور در آب را به‌ترتیب برای دو طول موج ۱۵۰۰ نانومتر (طول موج تشدید) و ۱۶۰۰ نانومتر (طول موج غیر تشدید) نشان می‌دهند. نتایج بدست آمده از دو شکل ۳ و ۴، نشان می‌دهد که میدان الکتریکی در طول موج تشدید به‌وضوح در ناحیه توری متمرکز شده است. این تمرکز به دلیل بازتاب قوی ناشی از تشدید و جفت‌شدگی مد‌ها در این طول موج است که منجر به افزایش بازگشت نور و تشکیل الگوی تداخل سازنده در ناحیه توری می‌شود.

نتیجه گیری

نتایج این تحقیق نشان می‌دهد که ساختار TFBG طراحی شده به عنوان یک حسگر زیستی با حساسیت بالا به تغییرات ضریب شکست محیط‌های زیستی عمل می‌کند. حساسیت به دست آمده برای این حسگر برابر با 410.85 nm/RIU است، که پتانسیل استفاده از آن در کاربردهای حسگری را تایید می‌کند.

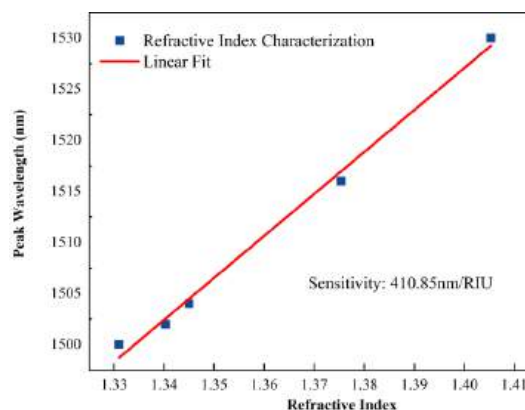
مرجع ها

- [1] Rohan, R., K. Venkadeshwaran, and Prakash Ranjan. "Recent advancements of fiber Bragg grating sensors in biomedical application: a review." *Journal of Optics* 53, no. 1 (2024): 282-293.
- [2] André, Ricardo M., Martin Becker, M. I. Zibaii, H. Latifi, Manuel B. Marques, Hartmut Bartelt, and Orlando Frazão. "Bragg grating fabrication on tapered fiber tips based on focused ion beam milling." In *24th International Conference on Optical Fibre Sensors*, vol. 9634, pp. 432-435. SPIE, 2015.
- [3] Santos, D. F., Ariel Guerreiro, and José Manuel Baptista. "Numerical investigation of a refractive index SPR D-type optical fiber sensor using COMSOL multiphysics." *Photonic sensors* 3 (2013): 61-66.
- [4] Tariq, Sara M., Salim, U. Hashim, and Forat H. Alsultany. "Design of an unclad single-mode fiber-optic biosensor based on localized surface plasmon resonance by using COMSOL Multiphysics 5.1 finite element method." *Applied Optics* 61, no. 21 (2022): 6257-6267.



شکل ۵: طیف بازتابی TFBG برای ضریب شکست‌های مختلف آب، پلاسما، پنتانول، بافت کلون و کبد

نمودارهای شکل ۴، تغییرات طول موج تشدیدی طیف بازتابی حسگر را بر اساس تغییرات ضریب شکست محیط نشان می‌دهد. همچنین، شکل ۵ نمودار تغییر طول موج رزونانس بر حسب ضریب شکست را نمایش می‌دهد، که حساسیت حسگر برابر با 410.85 nm/RIU به دست آمده است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که حسگر پیشنهادی کاندیدی مناسبی برای ساخت زیست حسگرهای غیرنشاندار می‌باشد.



شکل ۶: نمودار تغییر طول موج تشدید برآگ بر حسب ضریب شکست.

مقایسه بین دوقطبی رنگینه برم تیمول بل: بر پایه طیف جذب و محاسبات نظری

مریم، شرکاء، سهیل شریفی، ناصر شاه‌طهماسبی، محمود رضایی رکن‌آبادی

چکیده: مواد نوری غیرخطی توانسته‌اند کنترل بیشتر نور را فراهم و حوزه نو و پرکاربرد را به دانش نور بیافزایند. مواد آلی در این حوزه بدلیل بروز پاسخ غیرخطی بزرگ، تاب‌آوری، سرعت پاسخ بالا، امکان طراحی مولکول با پاسخ مناسب و هزینه کمتر مورد توجه هستند. سولفون فتالین‌ها گروهی از رنگینه‌های عالی با ویژگی هالوکرومیزم هستند که پاسخ غیرخطی قابل توجهی دارند. هدف این پژوهش بررسی اثرات محیطی مختلف بر پاسخ خطی و غیرخطی یکی از اعضاء این خانواده، مولکول برم تیمول بلو (BTB) است. نقش ثابت دی‌الکتریک و هدایت حرارتی بر روی خواص نوری مولکول BTB با استفاده از ابزار روبش-Z با طول موج 532 nm و توان 80 mW اسپکتروفتومتر، طیف‌سنجی FT-IR، رامان و فلورسانس مورد بررسی قرار گرفت. مرتبه ضریب جذب و ضریب شکست غیرخطی، بترتیب از مرتبه $10^{-7}\text{ cm}^2/\text{W}$ و $10^{-12}\text{ cm}^2/\text{W}$ است. گشتاور دوقطبی حالت برانگیخته ۳ برابر پایه بدست آمد. جذب اشباع معکوس عامل اصلی ظهور β در BTB است. افزایش ۵ برابری ثابت دی‌الکتریک محیط، سبب کاهش حدود ۶ برابری در جذب غیرخطی و حدود ۲ برابری در ضریب شکست غیرخطی محلول شد. نتایج محاسبات نظریه تابعی چگالی (DFT) افزایش گشتاور دوقطبی BTB را با افزایش ثابت دی‌الکتریک محیط نشان می‌دهد. این ماده پیشنهاد خوبی به عنوان محدود کننده نوری است.

کلیدواژه - برم تیمول بلو، ثابت دی‌الکتریک، ضریب جذب غیرخطی، ضریب شکست غیرخطی، گشتاور دوقطبی

Comparison between dipoles of bromothymol-blue dyes: based on absorption spectra and theoretical calculations

Maryam Shoraka, Soheil Sharifi, Nasser Shahtahmassebi and Mahmood Rezaee Roknabadi

maryam.shoraka@webmail.um.ac.ir, ssharifi@um.ac.ir, nasser@um.ac.ir, roknabad@um.ac.ir

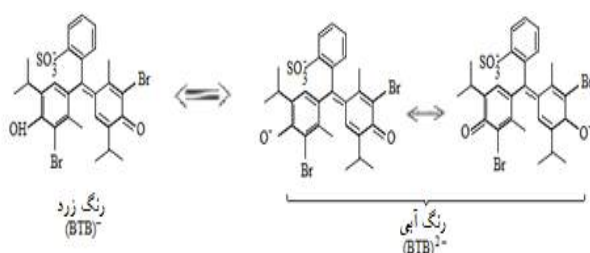
Abstract- The effects of environmental properties on the linear and nonlinear response of Bromothymol blue (BTB) one of the member of sulfon phthaleine dyes were studied. The role of the optical band gap and dielectric constant, as well as thermal conductivity, on the optical properties of the BTB molecule were discussed using a Z-scan instrument with a wavelength of 532 nm and power of 80 mW , a spectrophotometer, FTIR and Fluorescence spectra. The orders of the nonlinear absorption coefficient, β , and the nonlinear refractive index, n_2 , of BTB were obtained as $10^{-7}\text{ cm}^2/\text{W}$ and $10^{-12}\text{ cm}^2/\text{W}$, respectively. Dipole moment of excited state was calculated 3 time greater than ground state. The main factor in the appearance of β is reverse saturable absorption. It was observed that an enhancement of up to 5 times in the dielectric constant of the environment caused a reduction of about 6 times in the nonlinear absorption and about 2 times in the nonlinear refraction coefficient of the solution. Results of DFT calculations show an enhancement of the dipole moment of BTB with an increase in the dielectric constant of the environment. It is suitable to use in optical limiters.

Keywords: Bromothymol Blue, dielectric constant, nonlinear refractive index, nonlinear absorption coefficient, dipole moment

مقدمه
زیاد نور (میدان الکتریکی بزرگتر از 10^8 V/m) مانند میدانی که توسط لیزر ایجاد می‌شود، مشاهده می‌گردد [۲].

در سال‌های نخستین مطالعه ویژگی‌های غیرخطی مواد، مواد غیرآلی مورد مطالعه بودند. اما، آزمایشات نشان داد که مواد آلی دارای ویژگی‌های غیرخطی بارزتری هستند. بویژه، رنگینه‌های آلی نقش مهمی در نورشناسی غیرخطی دارند. مواد نوری غیرخطی می‌توانند هزینه کمتر، ضرایب فتوالکتریک بالاتری داشته، و در طراحی از انعطاف

دهه‌های اخیر شاهد توجه فراوان به مواد غیرخطی نوری بوده است. اثرات غیرخطی در نورشناسی امکان ایجاد و کنترل نور برای منظوره‌های مختلف را فراهم می‌کنند [۱]، و بنابراین اثر شاخصی در پیشرفتهای فوتونیک، لیزر و نسل جدید ابزارهای با پاسخ خیلی سریع داشته‌اند. این پدیده‌ها هنگامی رخ می‌دهند که پاسخ ماده به افزایش شدت نور برخوردی دیگر خطی نیست [۱]. چنین حالتی تنهادر شدت‌های بسیار



شکل ۳۰- طرحواره مولکول برم تیمول بلو در محیط اسید و باز [۷].

علاوه بر طیف سنجی های فرابنفش-مرئی، FTIR، فلورسانس و روش روبش-Z برای بدست آوردن متغیرهای غیرخطی، از روش DFT برای درک بهتری از جزئیات ساختاری مولکول، اثر تغییر محیط پیرامون بر ساختار مولکول و برهمکنش بین حلال و حل شونده استفاده شد. گشتاور دوقطبی، قطبش پذیری و ابر قطبش پذیری مولکول در حلال های مختلف محاسبه شد. شبیه سازی با کمک نرم افزار گوسین ۱۶، و استفاده از DFT با تابعی B3LYP و پایه های 6-311++G(d,p) انجام شده است [۸ و ۹].

نتایج و داده ها

به دلیل اثر حلال بر انرژی بالاترین اربیتال مولکولی اشغال شده (HOMO) و پایین ترین اربیتال مولکولی اشغال نشده (LUMO)، اثر تغییر در ثابت دی الکتریک حلال، بر انرژی حالت پایه و برانگیخته و همچنین طول موج جذب، گشتاور دوقطبی، قطبش پذیری، ابر قطبش پذیری و سایر ویژگی های مولکولی به کمک طیف نگاری فرابنفش-مرئی محلول بررسی شد و به کمک داده های طیف، گاف انرژی بر پایه نمودار تاوک [۱۰] محاسبه شد (شکل ۲). این نمودار نشان می دهد، گاف نوری بدست آمده برای مولکول BTB با افزایش ثابت دی الکتریک حلال کاهش می یابد. این پدیده ناشی از باز آرایی الکترونی مولکول حل شونده در محیط حلال است.

ویژگی دیگر نمودار طیف مرئی-فرابنفش، جابه جایی سرخ طول موج بیشینه است که در شکل ۳، بر حسب نسبت ثابت دی الکتریک به جرم مولی رسم شده است. در طیف FTIR نیز حساسیت به ثابت دی الکتریک در قله های نمودار مشاهده می شود (شکل ۴). این رفتار نشانگر آن است که قله اصلی به ثابت دی الکتریک محیط حساس است. همچنین، بیشترین شدت مربوط به کشش در پیوند O-H، با جابه جایی آبی و کشش در پیوند C-O با جابه جایی سرخ است.

با کمک طیف فلورسانس و کوانتوم مکانیک و مدل بخشیف، همچنین مدل کاوسکی-چاما-ویالت [۱۱] می توان مقادیر گشتاور دوقطبی حالت پایه و برانگیخته برم تیمول بلو را محاسبه کرد (جدول ۱). بر این اساس گشتاور دوقطبی حالت برانگیخته بیش از ۳ برابر حالت پایه است.

پذیری بیشتری برخوردار باشند. معمولا، بارهای الکتریکی در چهارچوب پیوند- π مواد آلی نوری غیرخطی جایگزیده نبوده و می توانند نسبتا آزادانه به میدان نوری اعمالی پاسخ دهند، از این رو ابرقطبش پذیری مولکولی بزرگی دارند. برای درک چگونگی پاسخ غیرخطی مولکول، آزمایش های مختلف و مطالعات نظری فراوانی انجام شده است [۳]. روش آزمایشگاهی روبش-Z، روشی به نسبت ساده، موثر و حساس است. اصول این روش توسط شیخ بهایی و همکارانش [۴] برای تحلیل متغیرهای غیرخطی نوری مرتبه-سوم، مانند ضریب جذب غیرخطی و ضریب شکست غیرخطی نمونه معرفی و گسترش داده شده است. ویژگی های غیرخطی رنگینه های آلی مختلفی با کمک روش روبش-Z مورد اندازه گیری قرار گرفته است [۵]. این مشاهدات نشان داده است که ویژگی های ماده می تواند به دلیل اثرات محیط پیرامون، مانند قطبش حلال، گذار فاز و اثرات مایسل های سورفاکتانت تغییر کند [۶].

در این کار، ویژگی های نوری (BTB) در حلال های مختلف مورد مطالعه قرار گرفته است. BTB یک معرف pH است، که در شکل اسیدی و بازی بسته به pH محیط می تواند وجود داشته باشد. این معرف یکی از رنگینه های گروه سولفون فتالین، مولکول نسبتا بزرگی، متشکل از سه حلقه بنزن است. قله جذب شکل پروتون دار BTB، حدود ۴۳۰ nm (pH=۶) است و از این رو در محلول اسیدی نور زرد را عبور می دهد. قله جذب شکل بی پروتون BTB، حدود ۶۱۰ nm (pH=۸) است و لذا در برخی محلول های بازی نور آبی را از خود عبور می دهد (شکل ۱). نقطه ایزوبستیک این معرف در ۴۹۸ nm واقع و در محلول خنثی برنگ سبز است [۷].

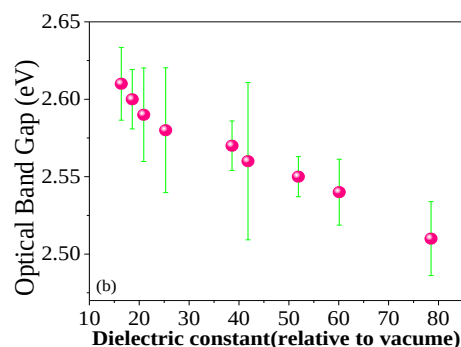
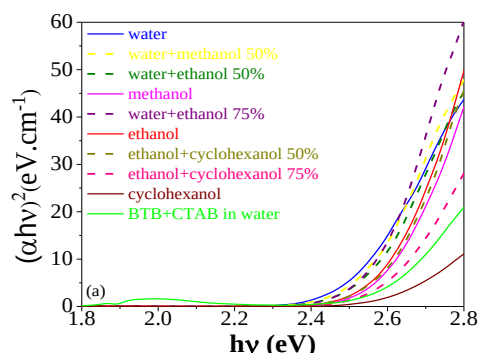
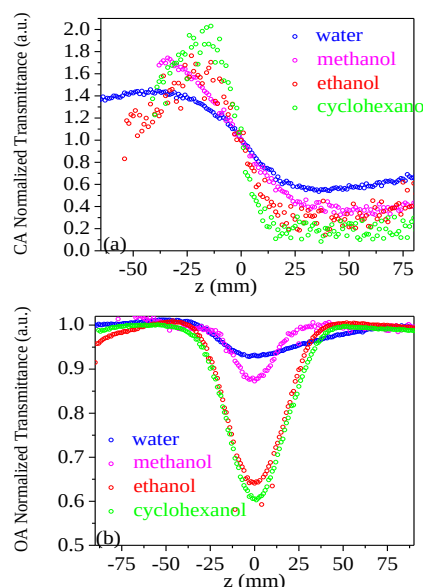
هدف این پژوهش بررسی نقش ساختار الکتریکی و مولکولی ترکیب BTB بر ویژگی های نوری خطی و غیرخطی آن است. برای رسیدن به هدف، ویژگی های نوری BTB در حلال های مختلف مورد بررسی قرار گرفت. در مورد نقش رسانش گرمایی و گشتاور دوقطبی مولکولی بر پاسخ ماده و گاف نوری بحث شده است. همچنین، از شبیه سازی های مولکولی برای درک بهتر رفتار BTB و اثر مولکول میزبان بر آن استفاده شده است.

مواد و روش انجام آزمایش

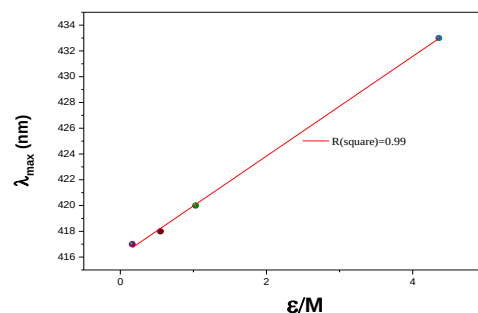
محلول BTB در آب، متانول، اتانول و سیکلو هگزانول با غلظت mM ۰/۰۶ تهیه شد.

با کمک داده‌های روبش-Z مقادیر ضریب شکست و ضریب جذب غیرخطی محلول BTB بدست آمده و بر حسب ثابت دی‌الکتریک رسم شده که کاهش این متغیرها را با افزایش ثابت دی‌الکتریک نشان می‌دهد. رفتار ضریب شکست و ضریب جذب غیرخطی بر حسب قطبش‌پذیری حلال نیز کاهشی است. پذیرفتاری مرتبه سوم بدست آمده از این داده‌ها نیز کاهش نسبت به افزایش ثابت دی‌الکتریک محیط را نشان می‌دهد (جدول ۲) [۸].

اندازه گشتاور دوقطبی حل‌شونده در حلال نسبت به حالت گازی متفاوت و وابسته به ثابت دی‌الکتریک حلال است. گشتاور دوقطبی مولکول BTB در حلال‌های قطبی متفاوت محاسبه شد. محاسبات DFT با کمک پایه 6-311G(d,p) و روش B3LYP انجام شد [۹]. نتایج محاسبات، شامل میانگین قطبش‌پذیری $\langle\alpha\rangle$ ، ناهمگنی و قطبش‌پذیری مرتبه اول و دوم بدست آمد. این نتایج نشان دهنده افزایش گشتاور دوقطبی مولکول BTB با افزایش ثابت دی‌الکتریک حلال است.



شکل ۳۱- (a) نمودار تاوک رسم شده برای نمونه‌ها و (b) گاف نوری محاسبه شده بصورت تابعی از ثابت دی‌الکتریک در غلظت ثابت



شکل ۳۲- رفتار قله بیشینه (۴۲۰nm) در نمودار فرایض-مرئی بر حسب کسر ثابت دی‌الکتریک به جرم مولی حلال

جدول ۵- مقادیر محاسبه شده گشتاور دوقطبی حالت پایه و برانگیخته

$\frac{\mu_e}{\mu_g}$	μ_e (Debye)	μ_g (Debye)	شعاع اونهاگر (Å)
۳/۱۲	۱۱/۰۶	۳/۵۴	۵/۸۲۸۴

از ابزار روبش-Z برای مطالعه ویژگی‌های BTB در حلال‌های مختلف نیز استفاده شد. منحنی روزنه بسته و روزنه باز BTB در سیکلوهگزاتانول، اتانول، متانول و آب دی‌یونیزه در نمودار شکل ۴a و ۴b رسم شده است.

شکل ۳۳- (a) نمودارهای روزنه بسته و (b) روزنه باز برم تیمول‌بلو در سیکلوهگزاتانول، اتانول، متانول و آب در غلظت ثابت ۰/۰۶ میلی ملار
جدول ۶- مقادیر پذیرفتاری مرتبه سوم بدست آمده با کمک نتایج آزمایش روبش-Z (طول موج ۵۳۲ نانومتر) برای BTB در سه حلال مختلف

solvent	$n_2(\text{cm}^2/\text{W})$	$(\text{cm}/\text{W})\beta$	$ \chi^{(3)} (\text{m}^2/\text{v}^2)$
gas	1.29E-11	3.28E-07	9.78784E-14
ethanol	9.87E-12	3.01E-07	6.45618E-14
methanol	9.06E-12	1.16E-07	5.64382E-14
water	6.41E-12	7.02E-08	4.02454E-14

بحث

مورد دیگری که بر پایه محاسبات انجام شده به نظر می‌رسد آن است که، در حضور یک حلال، گشتاور دوقطبی BTB، با افزایش ثابت دی‌الکتریک حلال از خود افزایش نشان می‌دهد. البته، همانگونه که قبلاً در مقالات آمده است [۹]، به دلیل آنکه به لحاظ حجم محاسبات، تمامی متغیرها را در محاسبات شبیه‌سازی نمی‌توان وارد کرد و نیز به دلیل تمام ساده‌سازی‌ها، مانند نحوه اثر حلال در محاسبات، نتایج محاسبات با آزمایشات تفاوت دارند [۱۳]. با در نظر گرفتن این حقیقت که، E_g استخراج شده از نمودار تاوک تقریباً تغییری نکرده، از این نتایج می‌توان فهمید که در حضور حلال آرایش الکترونی مولکول BTB، بخصوص الکترونهای پیوند π تغییر کرده، که باعث تغییر گشتاور دوقطبی مولکولی می‌شود. بنابراین، به نظر می‌رسد که با افزایش ثابت دی‌الکتریک و قطبش‌پذیری حلال موجب تغییر در توزیع الکترونی BTB شده، که سبب افزایش گشتاور دوقطبی مولکول BTB می‌گردد.

مرجع‌ها

- Garmire, E.: Nonlinear optics in daily life, Optic Express, volume 21, No. 25, Pages 30532- 30544 (2013)
- Menzel, R.: Photonics: linear and nonlinear interactions of laser light and matter, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2001)
- Habeeba, A.U., Saravanan, M., Girisan, T.C., Anandan, S.: Nonlinear Optical Studies of Conjugated Organic Dyes for Optical Limiting Applications, Journal of Molecular Structure volume 1240, Article number 130559 (2021).
- Sheik-Bahae, M., Said, A.A., Wei, T.-H., Hagan, D.J., Van Stryland, E.W.: Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. IEEE J. Quantum Electron. 26, 760– 769 (1990)
- Van Stryland, E. W., Sheik-Bahae, M.: Z-Scan Measurement of Optical Nonlinearities, Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Materials, M. G. Kuzyk and C. W. Dirk, Eds., page 655-692, Marcel Dekker, Inc. (1998)
- Pourtabrizi, M., Shahtahmassebi, N., Kompany, A., Sharifi, S.: Enhancement of linear and non-linear optical properties of erythrosin b by nano-droplet, Optical and Quantum Electronics volume 50, Article number: 13 (2018).
- Shimada, T., Hasegawa, T.: Determination of equilibrium structures of bromothymol blue revealed by using quantum chemistry with an aid of multivariate analysis of electronic absorption spectra, Spectrochimica Acta, Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy volume 185, Pages 104-110 (2017).
- Arabath Ali, A.S., Sindhu, V., Srinivasan, A.G.: Nonlinear optical studies of bromothymol blue in liquid and solid media, Optik volume 126, Pages 962-966 (2015)
- Khan, M. F., Bin Rashid, R., Rahman, M. M., Al Faruk, Md., Rahman, Md. M., Rashid, M. A.: Effect of solvent on solvation free energy, dipole moment, polarizability, hyperpolarizability and molecular reactivity of Aspirin, International Journal of Pharmacy and Pharmaceutical Science, Volume 9, Issue 2, Pages 217-221 (2016)
- Johannes, A. Z., et al (2020). Tauc Plot Software: Calculating energy gap values of organic materials based on Ultraviolet-Visible absorbance spectrum. IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 823 012030. DOI 10.1088/1757-899X/823/1/012030
- Gülseven Sıdır, Y., Sıdır, I.: Solvent effect on the absorption and fluorescence spectra of 7-acetoxy-6-(2,3-dibromopropyl)-4,8-dimethylcoumarin: Determination of ground and excited 25 state dipole moments. Spectrochim Acta Part A- Molecular and Biomolecular Spectroscopy (2013) [106]
- Samuel, Schwab., William, Christopherson., Michael, Crescimanno., Kenneth, D., Singer. (2020). 3. Mechanisms of the Intensity Dependent Refractive Index in Ultrastrongly Coupled Organic Cavity Polaritons. arXiv: Optics, Mesoscale and Nanoscale Physics, doi: 10.1103/PhysRevB.104.085307
- Fernando, Flores., Enrique, Abad., Enrique, Abad., José, I., Martínez., B., Pieczyrak., José, Ortega. (2013). 1. On the organic energy gap problem.. Journal of Physics: Condensed Matter, doi: 10.1088/0953-8984/25/9/094007

در بررسی اثرات محیطی بر ویژگی‌های خطی و غیرخطی مولکول BTB، نتایج نشان می‌دهد، قله جذب در ۴۲۰ نانومتر نسبت به ثابت دی‌الکتریک محیط حساس بوده و با افزایش ثابت دی‌الکتریک جابه‌جایی سرخ رخ می‌دهد. بطور کلی، مشاهده شده که افزایش در قطبش محیط میزبان (ثابت دی‌الکتریک و ضریب شکست) به کاهش گشتاور دوقطبی مولکول مهمان منجر می‌شود [۱۲].

اثر محیط بر گاف انرژی BTB با کمک رسم نمودار تاوک مورد مطالعه قرار گرفت. این بررسی نشان داد که سطح انرژی در گاف انرژی با افزایش قطبش محیط اندکی کاهش می‌یابد. بازآرایی بارها در حلال‌های مختلف با ثابت دی‌الکتریک و اندازه متفاوت می‌تواند باعث تغییر سطح انرژی به کمینه انرژی شود. این منتج به کاهش گاف نوری مولکول می‌شود.

در این کار، اثر محیط بر ویژگی‌های غیرخطی مخلوط BTB با کمک روبش- z مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان داد که هم مقدار n_2 و هم β با افزایش قطبش محیط کاهش می‌یابد. با توجه به وابستگی n_2 به رسانش گرمایی و ضریب گرمایی-نوری و بیشتر بودن جذب در ۵۳۲ نانومتر، برای آب، کاهش مقدار n_2 برای آب با افزایش رسانش گرمایی و کاهش ضریب گرمایی-نوری آن ارتباط دارد [۶].

مشاهده شد که مقدار β با افزایش قطبش کاهش می‌یابد. بطور کلی، مقدار β با جذب اشباع وارون (reverse saturable, RSA absorption) همراه است، که به جذب دو-فوتونی (two-photon absorption, TPA) و جذب حالت برانگیخته (excited state absorption, ESA) وابسته است. توجه به این موضوع مهم است که، BTB در ۵۳۲ نانومتر جذب کمی از خود نشان می‌دهد، یعنی TPA و ESA می‌توانند باعث RSA شوند [۶].

افزایش در قطبش محیط یعنی افزایش در میدان الکتریکی که بر مولکول وارد می‌شود، که می‌تواند توزیع بار الکتریکی سطح مولکول را تغییر دهد. در شبیه سازی، نشان داده شد که توزیع بار الکتریکی با افزایش قطبش مولکول تغییر می‌کند.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش ویژگی‌های نوری غیرخطی BTB برای یافتن رابطه بین ساختار مولکولی، اثرات محیطی و ویژگی‌های غیرخطی مولکول از طریق آزمایشات و محاسبات شبیه سازی مولکولی مورد مطالعه قرار گرفت. یافته‌های این پژوهش آشکار می‌کند که این ترکیب شیمیایی در طول موج ۵۳۲ نانومتر جذب غیرخطی از خود نشان می‌دهد. همچنین دارای ضریب شکست غیرخطی منفی از مرتبه ۱۰-۱۲ است. مشاهدات انجام شده نشان داد با افزایش ثابت دی‌الکتریک حلال، ویژگی‌های غیرخطی BTB مانند n_2 و β کاهش می‌یابد. کاهش n_2 در آب ناشی از رسانش گرمایی بزرگتر آب در برابر حلال‌های دیگر و کاهش β به دلیل RSA است.

ساخت و مشخصه‌یابی دیود نورگسیل پروسکایتی مادون قرمز نزدیک

علی اکبر رستمی، محمدرضا صادقی قیری و عزالدین مهاجرانی

پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله به طراحی و ساخت یک دیود نورگسیل پروسکایتی با طول موج نورگسیلی ۷۲۰ نانومتر که در محدوده طیفی مادون قرمز نزدیک است پرداخته‌ایم. ساختار افزاره ساخته شده به صورت ITO/ PEDOT:PSS/ Perovskite/ PMMA/ Ag paste می‌باشد. در نهایت برای مشخصه‌یابی و تأیید عملکرد دیود نورگسیل ساخته شده، به بررسی نمودار جریان-ولتاژ، طیف تابناکی (PL) و طیف نورتابی الکتریکی (EL) آن پرداختیم.

کلیدواژه – دیود نورگسیل، پروسکایت، مادون قرمز نزدیک، نورتابی الکتریکی، نورتابناکی

Fabrication and characterization of near infrared perovskite light emitting diode

Ali Akbar Rostami, Mohammadreza Sadeghi Ghiri, Ezeddin Mohajerani

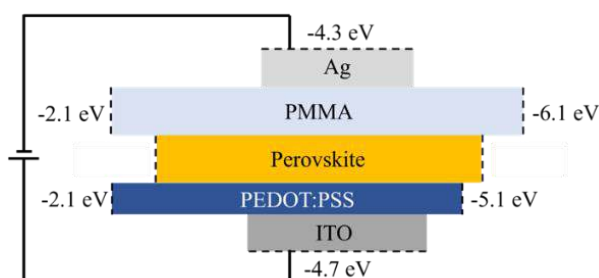
Laser and plasma research institute of Shahid Beheshti university, Tehran, Iran

photonics.alia@gmail.com, mrezasadeghi5@gmail.com, e-mohajerani@sbu.ac.ir

Abstract- In this paper, we present the design and fabrication of a perovskite light-emitting diode (PeLED) with an emission wavelength of 720 nm, which lies within the near-infrared (NIR) spectral range. The device structure consists of ITO/ PEDOT:PSS/ Perovskite/ PMMA/ Ag paste. Finally, to characterize and validate the performance of the fabricated light-emitting diode, the current-voltage (I-V) characteristics, photoluminescence (PL) spectrum, and electroluminescence (EL) spectrum were investigated.

Keywords: light emitting diode, perovskite, near infrared, electroluminescence, photoluminescence

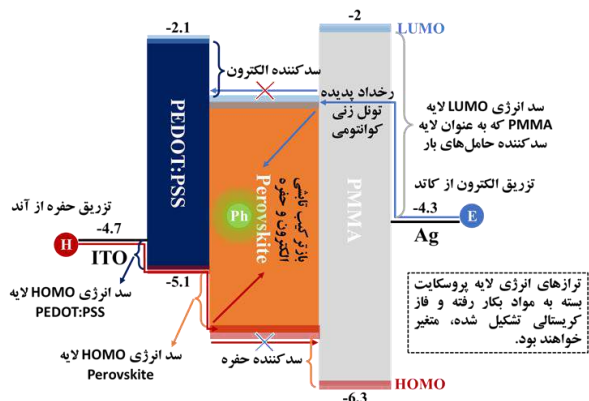
مقدمه



شکل ۳۴- طرحواره ساختار بهینه شده دیود نورگسیل پروسکایتی با معرفی لایه ها و سطوح انرژی آن ها.

در ساخت دیودهای نورگسیل، توجه به تطابق ترازهای انرژی مواد به کاررفته، امری حیاتی است. این تطابق نقش کلیدی در عملکرد دستگاه دارد، زیرا در صورت عدم هماهنگی مناسب بین ترازهای انرژی، حامل های بار الکتریکی (الکترون ها و حفره ها) قادر به ورود مؤثر به لایه نورگسیل نخواهند بود. نتیجه این امر، کاهش بازده دیود یا حتی عدم تولید فوتون خواهد بود. بنابراین، انتخاب مواد با ترازهای انرژی هماهنگ، برای دستیابی به عملکرد بهینه در دیودهای نورگسیل ضروری است. در ادامه به توضیح نحوه عملکرد ساختار بهینه معرفی شده خواهیم پرداخت.

مطابق شکل ۲، عملکرد ساختار مذکور به این صورت است که پس از اعمال میدان الکتریکی، حفره ها از لایه ITO شروع به حرکت می کنند و در ابتدا با سد انرژی HOMO در لایه PEDOT:PSS مواجه می شوند. با افزایش ولتاژ اعمالی، سطح انرژی فرمی ITO به تدریج با سطح HOMO PEDOT:PSS هم تراز می شود و حفره ها قادر به عبور از این سد و ورود به لایه PEDOT:PSS خواهند بود. پس از عبور از این مرحله، حفره ها به لایه نورگسیل پروسکایتی می رسند.



شکل ۳۵- طرحواره نحوه عملکرد دیود نورگسیل پروسکایتی بهینه شده در این پژوهش.

پروسکایت به عنوان یک ماده معدنی برای اولین بار در سال ۱۸۳۹، توسط گوستاو رز، زمین شناس آلمانی، در کوه های اورال روسیه کشف شد و به افتخار لئو فون پروسکی، زمین شناس و وزیر روسی، "پروسکایت" نامگذاری گردید. پروسکایت به طیف گسترده ای از مواد با ساختار بلوری خاص ABX₃ گفته می شود که به دلیل ویژگی های منحصر به فرد الکترونیکی، نوری و الکتروشیمیایی خود، در سال های اخیر به یکی از مهم ترین مواد در فناوری های نوین، به ویژه در سلول های خورشیدی و دیودهای نورگسیل و آشکارسازها تبدیل شده است. از جمله مهم ترین این ویژگی ها می توان به شکاف باند تنظیم پذیر، پایه محلول بودن، بازدهی کوانتومی بالا، خلوص رنگ، انعطاف پذیری و فناوری ساخت ارزان اشاره کرد.

اولین گزارش های رسمی مربوط به نورتابی الکتریکی در پروسکایت های هالیدی آلی-معدنی در سال های ۲۰۱۳ و ۲۰۱۴، منتشر شد [۱]. پس از این گزارش ها، دیودهای نورگسیل پروسکایتی به گزینه ای امیدوار کننده برای منابع نوری جدید تبدیل شدند. از این رو، مطالعه و بررسی ساختار این افزارها به جهت افزایش بازدهی، طول عمر، پایداری محیطی، کاهش هزینه های ساخت و مهندسی ساختار متناسب با نیاز کاربر، از اهمیت بالایی برخوردار است [۲].

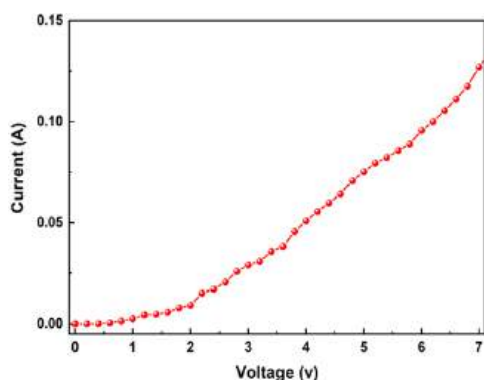
در این پژوهش، با استفاده از پروسکایت MAPb(Br_{1-x}I_x)₃ و بهینه سازی غلظت محلول پیش ساز آن، یک دیود نورگسیل پروسکایتی با طول موج مادون قرمز نزدیک طراحی و ساخته شد.

مبانی نظری

در این پژوهش مطابق شکل ۱، ساختار کلی دیود نورگسیل پروسکایتی بصورت ساختار بهینه ITO/ PEDOT:PSS/ Perovskite/ PMMA/ Ag paste از ITO به عنوان آند برای تزریق حفره، از لایه PEDOT:PSS به عنوان لایه انتقال دهنده حفره، از Perovskite به عنوان لایه فعال که وظیفه نورگسیلی را بر عهده دارد، از PMMA به عنوان لایه سد کننده حامل های بار و از چسب نقره به عنوان کاتد برای تزریق الکترون ها به ساختار استفاده شده است.

دی‌متیل فرم‌آمید (DMF) حل شده است، به روش لایه‌نشانی چرخشی با سرعت ۳۰۰۰ دور در دقیقه و به مدت ۳۰ ثانیه بر روی لایه PEDOT:PSS اعمال می‌شود. سپس نمونه به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۸۵ درجه سانتی‌گراد پخت می‌شود. در گام بعدی، ۱۰ میلی‌گرم پلی‌متیل‌متاکریلات (PMMA) در ۱ میلی‌لیتر حلال کلروبنزن (Chlorobenzene) حل شده و محلول حاصل به روش لایه‌نشانی چرخشی با سرعت ۳۰۰۰ دور در دقیقه بر روی لایه پروسکایت اعمال می‌شود. این لایه نیز به مدت ۱۰ دقیقه در دمای ۷۵ درجه سانتی‌گراد پخت می‌شود. در نهایت، چسب نقره به عنوان کاند به روش دکتر بلید بر روی لایه PMMA اعمال شده و در دمای محیط خشک می‌شود. افزاره ساخته شده با استفاده از دستگاه Keithley 2400 تحت بایاس مستقیم قرار گرفت.

شکل ۳ نمودار مشخصه‌یابی جریان-ولتاژ (I-V) دیود ساخته شده را نشان می‌دهد. همانطور که در نمودارها مشاهده می‌شود، جریان گذرنده از افزاره‌ها با افزایش ولتاژ، به صورت نمایی افزایش می‌یابد. این رفتار دیودی نمایی، نشان از عملکرد مناسب دیود ساخته شده دارد.



شکل ۳: نمودار جریان بر حسب ولتاژ اعمالی

در روش مشخصه‌یابی نورتابناکی (PL) با استفاده از لیزر ۴۰۵ نانومتر، الکترون‌های تراز پایه لایه‌های پروسکایتی را تحریک و برانگیخته می‌کنیم. سپس این الکترون‌ها پس از گذشت مدت زمان کوتاهی از تراز برانگیخته به تراز پایه بازگشته و انرژی خود را به صورت فوتون از دست می‌دهند. انرژی فوتون گسیلی، معادل شکاف باند ماده است. شکل ۴ حاکی از آن است که محل رخداد قله طیف نورتابناکی لایه پروسکایت $\text{MAPb}(\text{Br}_{1-x}\text{I}_x)_3$ در طول موج ۷۰۱ نانومتر می‌باشد که تشکیل فاز بلوری آن را تصدیق می‌کند.

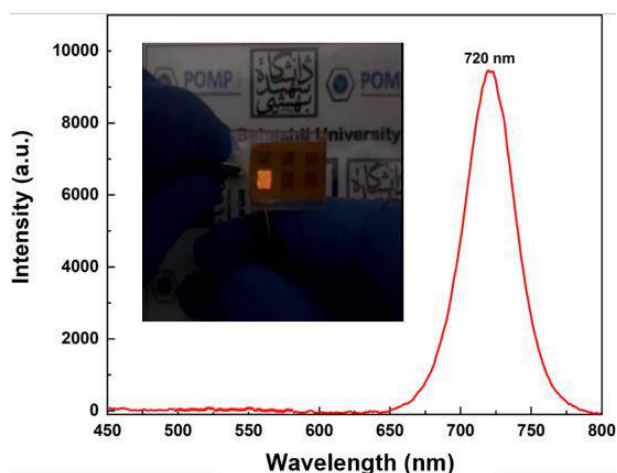
از سوی دیگر، الکترون‌ها با اعمال ولتاژ از سطح کاتد شروع به حرکت کرده و با سد انرژی موجود در لایه PMMA مواجه می‌شوند. به دلیل اینکه PMMA یک لایه پلیمری نارسناست، برای عبور از این سد، ولتاژ بیشتری لازم است. هنگامی که ولتاژ به مقدار کافی افزایش می‌یابد، الکترون‌ها با فرآیند تونل‌زنی از لایه PMMA عبور کرده و خود را به لایه پروسکایت می‌رسانند.

از آنجایی که جرم مؤثر الکترون‌ها بیشتر از حفره‌ها می‌باشد، الکترون‌ها تحرک بیشتری نسبت به حفره‌ها داشته و زودتر به لایه نورگسیل می‌رسند. علت این امر این است که الکترون‌ها که در باند رسانش (LUMO) حرکت می‌کنند، با تعداد کمتری از برخورد‌ها در شبکه بلوری مواجه می‌شوند. اما حفره‌ها در باند ظرفیت (HOMO) حرکت می‌کنند و تعامل بیشتری با شبکه دارند، که باعث کاهش تحرک آن‌ها نسبت به الکترون‌ها می‌شود. به همین دلیل، استفاده از لایه PMMA ضروری است تا با ایجاد یک سد برای الکترون‌ها، ورود آنها به لایه نورگسیل را به تأخیر اندازد. این تأخیر باعث می‌شود که الکترون‌ها و حفره‌ها تقریباً به صورت همزمان به لایه نورگسیل برسند، که این امر برای حفظ بازدهی افزاره بسیار مهم است.

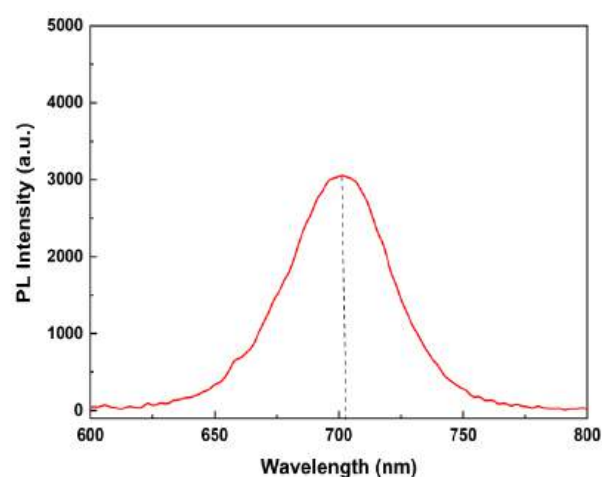
علاوه بر این، لایه PMMA نقش حیاتی دیگری نیز دارد؛ این لایه از ایجاد جریان نشتی و وقوع اتصال کوتاه در افزاره جلوگیری کرده و همچنین از لایه‌های داخلی در برابر عوامل مخرب محیطی تا حدی محافظت می‌کند. از طرفی، سطح LUMO در PEDOT:PSS به اندازه‌ای بالاست که مانع ورود الکترون‌ها به لایه ITO شده و از اتصال کوتاه جلوگیری می‌کند.

مبانی تجربی و نتایج

ابتدا زیرلایه ITO که بر روی شیشه شفاف لایه‌نشانی شده است، با استفاده از آب فوق خالص و حلال ایزوپروپانول شسته می‌شود تا آلودگی‌های سطحی آن حذف شود. سپس این زیرلایه برای بهبود تمیزی و آبدوست شدن، تحت عملیات سطحی یووی-اوزون قرار می‌گیرد. در مرحله بعد، لایه انتقال دهنده حفره PEDOT:PSS به روش لایه‌نشانی چرخشی با سرعت ۳۵۰۰ دور در دقیقه و به مدت ۳۰ ثانیه بر روی زیرلایه ITO اعمال شده و سپس به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۱۲۰ درجه سانتی‌گراد حرارت داده می‌شود. پس از آماده‌سازی این لایه، محلول پروسکایت $\text{MAPb}(\text{Br}_{1-x}\text{I}_x)_3$ که به صورت ۳۴ درصد وزنی در حلال



شکل ۵: نمودار نورتابی الکتریکی



شکل ۴: نمودار طیف نورتابناکی

مرجع ها

- 1- Tan, Zhi-Kuang, et al. "Bright light-emitting diodes based on organometal halide perovskite." *Nature nanotechnology* 9.9 (2014): 687-692.
- 2- Quan, Li Na, et al. "Perovskites for next-generation optical sources." *Chemical reviews* 119.12 (2019): 7444-7477.

مطابق شکل ۵ قله طیف نورتابی الکتریکی (EL) دیود نورگسیل پروسکاپتی ساخته شده، طول موج نورگسیلی ۷۲۰ نانومتر را نشان می دهد که با شکاف باند انرژی $\text{MAPb}(\text{Br}_{1-x}\text{I}_x)_3$ (حدود ۱٫۷ الکترون ولت) منطبق است.

نتیجه گیری

در این پژوهش یک دیود نورگسیل پروسکاپتی مبتنی بر لایه فعال $\text{MAPb}(\text{Br}_{1-x}\text{I}_x)_3$ ساخته شد که توانایی نورگسیلی در طول موج مادون قرمز نزدیک را داراست.

تأثیر مکان شعاعی آهنرباهای دائمی بر حرکت الکترون در چشمه پلاسما با محصورسازی مغناطیسی واگرا

احسان برنوسی^۱ و مصطفی سلحشور^{۱*}

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران.

چکیده: در این تحقیق، تأثیر مکان شعاعی آهنرباهای دائمی بر حرکت الکترون در یک چشمه پلاسما با محصورسازی مغناطیسی واگرا به روش شبیه‌سازی با نرم‌افزار کامسول بررسی شده است. ابتدا، توزیع میدان الکتریکی ناشی از ولتاژ اعمالی به کاتد و همچنین توزیع چگالی شار مغناطیسی ناشی از مقادیر مختلف مکان آهنربا محاسبه شده است. پس از آن، با ردیابی مسیر حرکت الکترون‌ها در توزیع‌های مختلف میدان‌ها، درصد الکترون‌های محبوس‌شده در پایان شبیه‌سازی محاسبه شده است. در پایان، قدرت تفنگ در محبوس‌سازی الکترون‌ها به ازای مقادیر مختلف مکان آهنربا مورد بحث قرار گرفته است.

کلیدواژه: چشمه پلاسما، محصورسازی مغناطیسی، مسیر حرکت الکترون.

Effect of radial location of permanent magnets on electron motion in a plasma source with divergent magnetic confinement

Ehsan Bernosi¹ and Mostafa Salahshoor^{1*}

¹ School of Physics, Iran university of science and technology, Tehran

*salahshoor@iust.ac.ir

Abstract- This research investigates the effect of the radial location of permanent magnets on electron motions within a divergent magnetic field plasma source. The study employs a simulation method using the COMSOL software. Initially, the electric field distribution resulting from the voltage applied to the cathode is calculated, along with the magnetic flux density distribution caused by varying locations of the magnets. Subsequently, the electron trajectories are tracked across different field distributions, allowing for the calculation of the percentage of trapped electrons at the end of the simulation. Finally, the study discusses the effectiveness of the electron gun in confining electrons for various locations of the magnets.

Keywords: Plasma source, magnetic confinement, electron trajectory

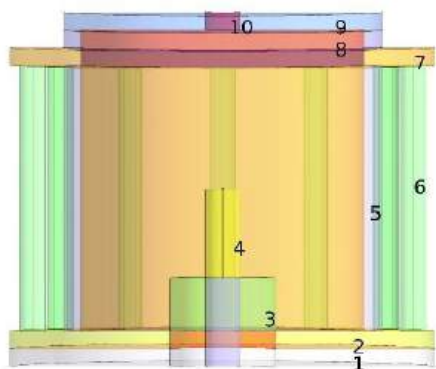
۱-مقدمه

رایج ترین روش مورد استفاده جهت تولید و نگهداری پلاسما برای کاربردهای تحقیقاتی و صنعتی، اعمال میدان های الکتریکی و مغناطیسی به یک گاز خنثی است. وقتی الکترون ها با انرژی مناسب به اتم ها و مولکول های خنثی برخورد می کنند یون ها و الکترون های دیگر را بوجود می آورند. در ادامه، الکترون های ثانوی به همراه الکترون های اولیه موجب یونش اتم های دیگر می شوند. نهایتاً یک بهمن الکترونی بمباران کننده اتم های خنثی ایجاد می گردد و تخلیه الکتریکی اتفاق می افتد و پلاسما تشکیل می گردد [۱و۲]. توزیع میدان های الکتریکی و مغناطیسی نقش مهمی در محبوس سازی مؤثر الکترون ها و تخلیه الکتریکی گاز دارد. در این تحقیق، یک نوع چشمه پلاسمایی بررسی می شود که در آن الکترون ها از یک کاتد گسیل می گردد. برای ایجاد پلاسما، معمولاً از سازوکار تخلیه الکتریکی جریان مستقیم استفاده می شود. چشمه موردنظر در این تحقیق، یک چشمه پلاسما با محبوس سازی مغناطیسی واگرا (DMPS) است.

در تحقیق اخیر، توزیع میدان الکتریکی ناشی مقادیر مختلف ولتاژ اعمالی به کاتد و همچنین توزیع چگالی شار مغناطیسی ناشی از مقادیر مختلف پسماند مغناطیسی آهنرباهای دائمی محاسبه و پس از آن، بر اساس مدل تک-ذره ای، مسیر حرکت الکترون ها در ترکیب های مختلف میدان ها ردیابی و مقایسه شد [۲]. در مقاله حاضر، تاثیر مکان آهنرباهای دائمی بر محبوس سازی الکترون ها در یک چشمه پلاسمای DMPS بررسی می شود. ابتدا توزیع میدان الکتریکی ناشی از ولتاژ اعمالی به کاتد و همچنین توزیع چگالی شار مغناطیسی ناشی از پسماند مغناطیسی آهنرباهای دائمی محاسبه شده است. پس از آن، بر اساس مدل تک-ذره ای، مسیر حرکت الکترون ها در حالت های مختلف میدان ناشی از مکان شعاعی آهنرباها مقایسه شده است. این مقاله در پنج بخش تنظیم شده است. پس از مقدمه، در بخش ۲ مشخصات مدل شبیه سازی معرفی شده است. نتایج شبیه سازی میدان های الکتریکی و مغناطیسی در بخش ۳ شرح داده شده است. در بخش ۴، ضمن نمایش نتایج شبیه سازی حرکت الکترون ها، قدرت تفنگ الکترونی DMPS در محبوس سازی الکترون ها برای توزیع های مختلف میدان ها ارزیابی شده است. در بخش پایانی جمع بندی ارائه شده است.

۲-مدل

در شکل ۱ نمای سه بعدی مدل هندسی به همراه نمای دوبعدی آن در مقطع عرضی نشان داده شده است.

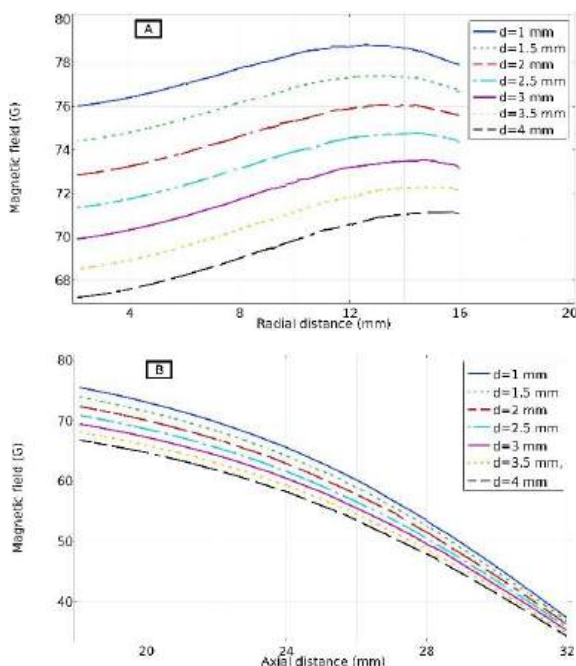


شکل ۳۶. نمای دوبعدی در مقطع عرضی مدل هندسی شبیه سازی چشمه پلاسمای DMPS.

شماره ۱ معرف صفحه پایه است. شعاع خارجی و شعاع روزنه مرکزی آن به ترتیب ۲۴ و ۶ میلی متر و ضخامت آن ۲ میلی متر است. ابعاد یوغ پایینی (شماره ۲) با ابعاد صفحه پایه برابر است. نگهدارنده کاتد (شماره ۳) روی یوغ پایینی قرار دارد و کاتد (شماره ۴) روی نگهدارنده مستقر است. محفظه ی پلاسما (شماره ۵) روی یوغ پایینی قرار دارد و شعاع داخلی و ارتفاع آن به ترتیب ۱۶ و ۳۰ میلی متر است. تعداد ۱۲ عدد آهنربای استوانه ای (شماره ۶)، که قطر داخلی و ارتفاع هر یک از آن به ترتیب ۳ و ۳۰ میلی متر است، دور محفظه پلاسما قرار دارد. یوغ بالایی (شماره ۷) با شعاع های داخلی و خارجی ۱۶ و ۲۴ میلی متر و ضخامت ۲ میلی متر روی محفظه پلاسما قرار دارد. الکترو د بالا (شماره ۹) با ضخامت ۲ میلی متر و دارای یک روزنه با شعاع ۲ میلی متر توسط یک عایق (شماره ۸) از یوغ بالا ایزوله شده است. برای شبیه سازی از نرم افزار کامسول استفاده شده است [۳].

بر اساس نتایج تحقیق قبلی، ولتاژ کاتد و پسماند مغناطیسی آهنرباها به ترتیب برابر با ۲۵- ولت و ۰٫۴ تسلا در نظر گرفته شد [۲]. این مقادیر مربوط به حالتی است که درصد ذرات فعال در پایان شبیه سازی بیشینه بود. صفحه پایه و محفظه پلاسما در پتانسیل زمین قرار دارند. الکترو د بالا و کاتد هم پتانسیل هستند. در این تحقیق، مطابق جدول ۱، تعداد هفت مقدار برای مکان آهنرباهای دائمی بر اساس فاصله شعاعی از دیواره محفظه در نظر گرفته شده است.

شکل ۳، تغییرات چگالی شار مغناطیسی (برحسب گاوس) را در راستای یک شعاع خاص و در امتداد محور محفظه پلاسما، به ازای مقادیر مختلف مکان شعاعی آهنرباهای دائمی نشان می-دهد.



شکل ۳: نمودار تغییرات چگالی شار مغناطیسی (گاوس) به ازای مکان‌های مختلف آهنرباهای میانی، (الف) در راستای شعاع از لبه کاتد تا دیواره محفظه و (ب) روی محور محفظه از کاتد تا الکتروود بالا.

مطابق شکل ۳ (الف) و (ب)، با افزایش فاصله شعاعی آهنرباها، اندازه چگالی شار مغناطیسی در راستاهای شعاعی و محوری کاهش می‌یابد. مطابق شکل ۳- (الف)، در همه موارد، اندازه چگالی شار مغناطیسی با نزدیک شدن به آهنرباهای جانبی افزایش می‌یابد. مطابق شکل ۳- (ب)، در همه موارد، اندازه چگالی شار مغناطیسی با نزدیک شدن به الکتروود بالا کاهش می‌یابد.

۴- تاثیر مکان آهنرباها بر حرکت الکترون

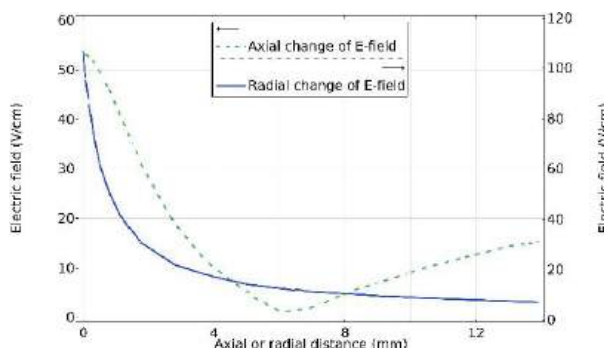
برای بررسی حرکت الکترون در تفنگ الکترونی DMPS، تعداد ۶۲ الکترون با انرژی اولیه ۱ الکترون‌ولت در نظر گرفته شده است. مکان گسیل اولیه الکترون‌ها در قسمت بالای کاتد به صورت دو آرایه خطی در راستاهای x و z تعریف شده است. آرایه افقی شامل ۲۱ الکترون و آرایه عمودی شامل ۴۱ الکترون است. به منظور ارزیابی کمی تاثیر مکان آهنرباهای دائمی بر قدرت محبوس‌سازی چشمه، در جدول ۲ نسبت تعداد الکترون‌های

جدول ۱: مقادیر فاصله شعاعی آهنرباهای دائمی از دیواره محفظه برای ولتاژ کاتد ۲۵- ولت و پسماند مغناطیسی آهنرباها ۰,۴ تسلا.

فاصله شعاعی آهنرباهای دائمی (میلیمتر)	$\hat{q}_1$	فاصله شعاعی آهنرباهای دائمی (میلیمتر)	$\hat{q}_2$
۳	۵	۱	۱
۳/۵	۶	۱/۵	۲
۴	۷	۲	۳
-	-	۲/۵	۴

۳- تاثیر مکان آهنرباها بر میدان مغناطیسی

در شکل ۲، تغییرات میدان الکتریکی در راستای شعاع و در امتداد محور محفظه، به‌ازای ولتاژ کاتد ۲۵- ولت نشان داده شده است. در شکل ۲، به منظور نمایش همزمان فاصله محوری و شعاعی روی محور افقی نمودار، بجای مقادیر مطلق، از اندازه نسبی این فواصل استفاده شده است. مطابق نمودار آبی‌رنگ شکل ۲، اندازه میدان الکتریکی در مجاورت کاتد بیشینه و با دور شدن از آن در راستای شعاعی (به سمت محفظه پلاسما) به تدریج کاهش می‌یابد. مطابق نمودار سبزرنگ شکل ۲، اندازه میدان الکتریکی با افزایش فاصله در راستای محور محفظه کاهش می‌یابد. این کاهش میدان تا منطقه میانی محفظه ادامه دارد و با نزدیک شدن به الکتروود بالا مجدداً افزایش می‌یابد. در واقع میدان الکتریکی در منطقه میانی دارای کمینه است.



شکل ۲: نمودار تغییرات محوری و شعاعی میدان الکتریکی (ولت-برسانتی‌متر). محور چپ: تغییرات میدان روی محور محفظه از کاتد تا الکتروود بالا و محور راست: تغییرات میدان در راستای شعاع از لبه کاتد تا دیواره محفظه.

واگرا (DMPS)، به ازای مقادیر مختلف مکان شعاعی آهنرباهای دائمی، محاسبه گردید. نشان داده شد اندازه میدان الکتریکی و چگالی شار مغناطیسی به ترتیب در نزدیکی کاتد و دیواره محفظه بیشترین مقدار را دارند. پس از آن، مسیر حرکت الکترون‌ها به ازای مقادیر مختلف مکان آهنرباها ردیابی گردید. نشان داده شد که با قراردادن آهنرباهای دائمی در فاصله ۳ میلیمتری از دیواره محفظه پلاسما، قدرت چشمه پلاسما در محبوس‌سازی الکترون‌ها افزایش می‌یابد.

باقی‌مانده در زمان نهایی به تعداد الکترون‌های گسیلی اولیه به ازای مقادیر مختلف مکان آهنرباها نشان داده شده است. مطابق جدول ۲، بیشترین درصد ذرات فعال در پایان شبیه‌سازی مربوط به ردیف شماره ۵ و برابر با ۸۴٪ است. بنابراین، بهترین پیکربندی مغناطیسی چشمه پلاسما مربوط به حالتی است که در آن آهنرباهای دائمی در فاصله ۳ میلی‌متری از دیواره محفظه قرار دارند.

جدول ۲: درصد ذرات فعال در پایان شبیه‌سازی به ازای مقادیر مختلف فاصله شعاعی آهنرباهای دائمی از دیواره محفظه مندرج در جدول ۱

درصد ذرات فعال (%)	$\hat{r}_0$	درصد ذرات فعال (%)	$\hat{r}_0$
۸۴	۵	۵۶	۱
۷۷	۶	۶۸	۲
۶۸	۷	۷۶	۳
-	-	۶۸	۴

مرجع‌ها

- 1- D., Kaganovich, et al. Physics of $E \times B$ discharges relevant to plasma propulsion and similar technologies. Physics of Plasmas, Vol. 27, No. 12, p. 120601, 2020.
- ۲- برنوسی، احسان، خسروی، علی، سلحشور، مصطفی، "بررسی حرکت الکترون در چشمه پلاسما با محصورسازی مغناطیسی واگرا"، سی و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و هفدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه علم و صنعت ایران، ۱۴۰۳.
- 3- COMSOL Multiphysics (2024). AC-DC and Particle Tracing Modules Application Library Manual, Version 6.2.

۵- بحث و نتیجه‌گیری

در این تحقیق، ابتدا توزیع میدان الکتریکی و چگالی شار مغناطیسی در یک نوع چشمه پلاسما با محصورسازی مغناطیسی

تخمین طول عمر تار و کابل نوری کوتاه مخابراتی

نیلوفر، پاکزاد افشار^۱؛ علی، امامی^۱؛ نصرت...؛ گرانیپایه^۲؛ فرامرز، اسماعیلی سراجی^۱؛

^۱ گروه نوری، پژوهشگاه ارتباطات و فناوری اطلاعات، کارگر شمالی، تهران، ایران،

^۲ دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهران، ایران.

چکیده – تخمین طول عمر تار و کابل نوری در برنامه ریزی بهتر کارهای نگهداری شبکه، آماده سازی کابل جایگزین و اتخاذ تصمیم گیری به هنگام برای تعویض کابل اهمیت زیادی دارد. این کار به کمک داده های مربوط به محدودیت های تعیین شده توسط سازنده و نتایج آزمون های مربوطه، جمع آوری اطلاعات از میدان کار و استفاده از توابع احتمال انجام می شود. در این مقاله چگونگی و نتایج تخمین طول عمر تار نوری نوعی مورد استفاده در کاربری های فیبر کوتاه در مخابرات ایران با استفاده از تابع احتمال وایبول^۱ و نرم افزار مَتَمَتیکا^۲ انجام شده است. در این پژوهش طول تار خمیده و شعاع خمش به عنوان مهم ترین پارامترهای طول عمر تارهای کوتاه با دقت بالایی تحلیل و محاسبه شده اند، تا تار نوری به کار رفته در مفصل نوری عملکرد مناسبی به مدت ۲۰ سال داشته باشد.

کلیدواژه – تابع وایبول، تخمین طول عمر، کابل نوری مخابراتی

Estimation of the lifetime of short telecommunications optical fibers and cables

Niloufar Pakzad Afshar¹, Ali Emami¹, Nosrat, Granpayeh², and Faramarz Esmaeilie Seraji¹

¹ Communication Technology Research Faculty, Telecom Research Center, Tehran, Iran,

² Faculty of Electrical Engineering, K.N. Toosi University of Technology, Tehran, Iran.

n.pakzad.a@gmail.com, emami@itrc.ac.ir, granpayeh@kntu.ac.ir, feseraji@gmail.com

Abstract – Estimating the lifetime is very important in better planning of network maintenance tasks, preparing replacement cables, and making timely decisions for cable replacement. This work is done by utilizing data related to the constraints set by the manufacturer, results of relevant tests, gathering information from the field, and using probability functions. This article discusses how to estimate the lifespan of a type of optical fiber used in short-range telecommunications applications in Iran, utilizing the Weibull probability distribution and Mathematica software. In this research, the length of the bent fiber and the radius of curvature have been analyzed and calculated with high accuracy as the most important parameters affecting the lifetime of short fibers, so that the optical fiber used in the optical joint performs well for a period of 20 years.

Keywords: lifetime estimation, optical communication cable, Weibull distribution.

¹ Weibull probability function

² Mathematica

مقدمه

شکل ۱: تار و کابل آسیب دیده نوری حین بهره‌برداری (الف) روکش پلیمری آسیب دیده (ب) تار شیشه‌ای صدمه خورده [۱].

تخمین طول عمر تار و کابل نوری مبتنی بر محدودیت‌های تعیین شده توسط سازنده و نتایج آزمون‌های مربوطه، جمع‌آوری اطلاعات از میدان کار و استفاده از توابع احتمال مناسب از جمله تابع وایبول است. استحکام مکانیکی تار نوری بر اساس اندازه‌گیری‌ها در ابتدای نصب، تخمین زده می‌شود. برای تارهای کوتاه دارای خمش، طول تار خمیده و شعاع خمش بر میزان تنش وارد بر تار و در نتیجه، بر طول عمر آن تأثیر می‌گذارند [۴].

معادلات ریاضی و داده‌ها

تابع احتمال وایبول به عنوان یک مدل مناسب برای محاسبه طول عمر تارهای کوتاه تحت تنش به صورت زیر است [۳]:

$$t_f = t_p \left(\frac{\sigma_p}{\sigma_a} \right)^n \left\{ \left[1 - \frac{\ln(1-F)}{N_p L} \right]^{\frac{n+1}{m_d}} - 1 \right\} \quad (1)$$

که در آن t_p و t_f به ترتیب، زمان شکست تار (طول عمر) و زمان آزمون استحکام (پروف تست) را نشان می‌دهند، که یکای هر دو ثانیه است. σ_p و σ_a به ترتیب، معرف پروف استرس و تنش پس از نصب هستند که هر دو برحسب گیگاپاسکال بیان می‌شوند. کمیت n پارامتر فرسایش تنش و F تابع احتمال شکست است. N_p نرخ شکست در آزمون استحکام بر حسب km^{-1} و L طول تحت تنش (یکای بر حسب کاربرد) را معرفی می‌کنند. پارامتر m_d شیب وایبول (دینامیک) را معرفی می‌کند [۴].

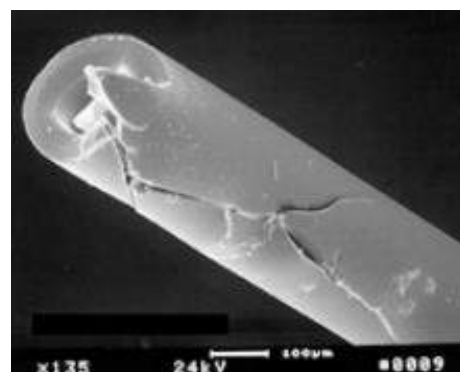
با اندکی کار ریاضی روی رابطه (۱)، تابع احتمال شکست تار نوری به صورت رابطه زیر به دست می‌آید [۳]:

$$F = 1 - \text{Exp} \left\{ N_p L \left[1 - \left(1 + \frac{t_f \sigma_a^n}{t_p \sigma_p^n} \right)^{\frac{m_d}{n+1}} \right] \right\} \quad (2)$$

طول عمر بخش مهمی از قابلیت اطمینان شبکه مخابرات نوری را تشکیل می‌دهد. تخمین طول عمر در برنامه‌ریزی بهتر کارهای نگهداری شبکه، آماده‌سازی کابل جایگزین و اتخاذ تصمیم‌گیری به‌هنگام برای تعویض کابل اهمیت زیادی دارد. طول عمر تار به واکنش آب با سطح شیشه و ترک‌های ایجاد شده در سطح تار مربوط است، که نمونه‌هایی در شکل ۱ مشاهده می‌شود. بنابراین طول عمر یکسانی برای تارهای استاندارد معمولی ۱ یا بدون انتقال پاشندگی ۲، با پاشندگی انتقال یافته ۳، با پاشندگی انتقال یافته غیر صفر ۴، برآورد می‌شود به علاوه، طول عمر تار روشن و تاریک نیز تفاوتی نخواهد داشت، زیرا عبور نور باعث تغییر پارامترهای نوری و مکانیکی شیشه نمی‌شود، بلکه واکنش آب و رشد ترک‌ها باعث کاهش طول عمر می‌شوند [۱-۳].



(الف)



(ب)

³ Dispersion shifted fiber: DSF

⁴ Non-zero-dispersion-shifted fiber: NZDSF

¹ Single mode fiber: SMF

² Non-dispersion-shifted fiber: NDSF

جدول (۱): داده‌های نمونه تار تحت خمش به منظور تخمین طول عمر
[۵، ۴]

پارامتر فیزیکی	نماد	مقدار	یکا
زمان شکست تار (طول عمر)	tf	محاسبه می‌شود.	year
زمان آزمون استحکام (پروف تست)	tp	۰/۰۵	s
پروف استرس	σp	۰/۶۹	GPa
تنش پس از نصب	σa	محاسبه می‌شود.	GPa
احتمال شکست	F	محاسبه می‌شود.	-
نرخ شکست در آزمون استحکام	Np	۰/۰۱	Km-1
طول تار تحت خمش	LB	۱ تا ۱۰	m
طول تار تحت تنش معادل	L	محاسبه می‌شود.	m
پارامتر فرسایش تنش	n	۲۰	-
شیب دینامیک وایبول	m	۲/۳۵۹	-
مدول یانگ در تنش صفر	E0	۷۲	GPa
قطر خمش تار	D	۲۰ تا ۶۰	mm

نتایج محاسبات و نمودارها

در شکل ۲، کمتر شدن تنش تار زیر بار در صورت بزرگتر بودن خمش تار جدول (۱) نشان داده شده است.

در رابطه‌های (۱) و (۲)، پارامتر σ_a تابعی از مدول یانگ در تنش صفر و شعاع خمش است که به ترتیب، با E_0 و D نشان داده می‌شوند و یکاهای آن‌ها، به ترتیب، متر و گیگاپاسکال هستند [۳]:

$$\sigma_a = \frac{E_0}{8D} \left\{ 1 + \frac{9}{32D} \right\} \quad (۳)$$

طول تار تحت تنش نیز تابعی از طول تار تحت خمش، L_B ، m_d شیب وایبول (دینامیک) و n پارامتر فرسایش تنش است و از رابطه زیر محاسبه می‌شود [۴]:

$$L = 0.4L_B \left(\frac{n \cdot m_d}{n+1} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (۴)$$

از رابطه‌های (۳) و (۴) مشاهده می‌شود که هر چه قطر خمش کمتر باشد، تنش پس از نصب بیشتر خواهد بود و طول تحت تنش نیز متناسب با طول بخش خمیده است. بنابراین قطر خمش و طول تار تحت خمش بر احتمال شکست تار اثرگذار هستند.

تار نوری با مشخصات ارائه شده در جدول (۱) در نظر بگیرید. جایگذاری داده‌های جدول (۱) در رابطه‌های (۱) و (۲)، پارامترهای تنش پس از نصب و طول تار تحت تنش و احتمال شکست برای این نمونه معین به صورت تابع‌هایی بر حسب قطر خمش به صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$\sigma_a = \frac{81 + 288D}{32D^2} \quad (۵)$$

$$L = 0.4L_B \left(\frac{n_d \cdot m_d}{n+1} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (۶)$$

دید که برای قطر خمش حدود ۵۰ میلی متر و بزرگ تر، حتی تارهای ۱۰ متری نیز احتمال شکست ناچیزی دارند.

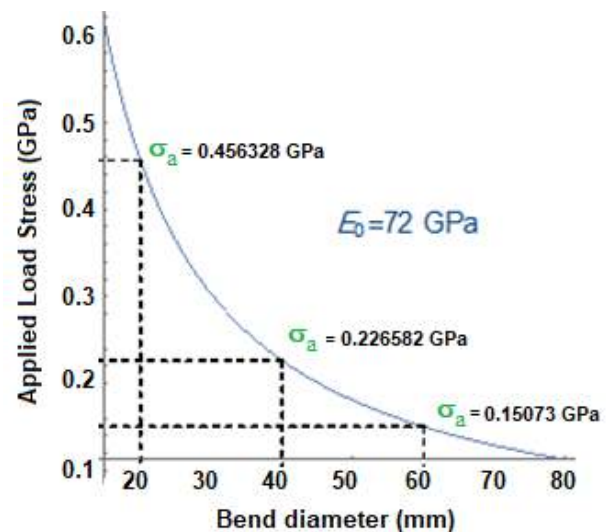
نتیجه گیری

عبور نور باعث تغییر پارامترهای نوری و مکانیکی شیشه نمی شود، بلکه واکنش آب و رشد ترک ها باعث کاهش طول عمر می شوند. برای تخمین استحکام مکانیکی تار نوری شیشه ای تابع احتمال وایبول مورد استفاده قرار می گیرد. احتمال شکست تار بر اساس اندازه گیری ها در ابتدای نصب و حین بهره برداری تخمین زده می شود. برای تارهای کوتاه تحت خمش، طول تار خمیده و شعاع خمش بر میزان تنش وارد بر تار و در نتیجه، بر طول عمر آن تأثیر می گذارند. هر چه قطر خمش کمتر باشد، تنش پس از نصب بیشتر خواهد بود و طول تحت تنش نیز متناسب با طول بخش خمیده است. مادامی که شعاع خمش از حد خاصی کمتر نشود و شرایط محیطی مناسب باشند، کابل های نوری بدون آسیب دیدگی و طبق استانداردهای صنعتی بین ۲۰ تا ۲۵ سال با عملکرد مناسب باقی خواهند ماند.

مرجع ها

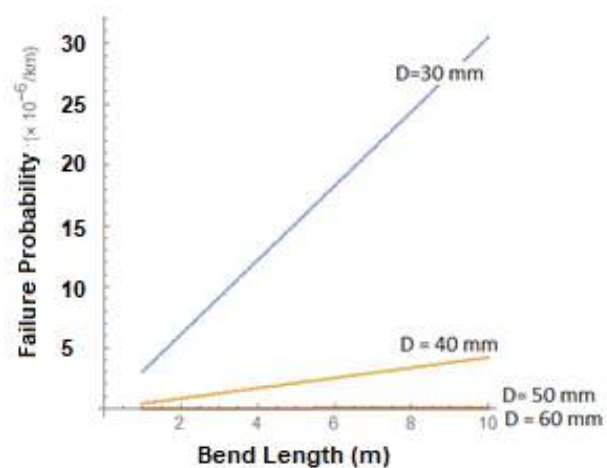
- [1] G.S.Glaesemann, Optical Fiber Mechanical Reliability, Review of Research at Corning Optical Strength Laboratory. Corning WP, New York USA, Jul. 2017
- [2] Griffioen, W.W., "Evaluation of optical fiber lifetime models based on the power law Optical Engineering," vol. 33(02): p. 488-497, 1994.
- [3] Matthijsse, P., Griffioen, "Matching optical fiber lifetime and bend-loss limits for optimized local loop fiber storage," Opt. Fibre Technol., Vol. 11, pp. 92-99, 2005.
- [4] ITU-T Supplements G.59, "Guidance on optical fibre and cable reliability", 2018.

[۵] نیلوفر پاکزاد افشار، علی امامی، فرامرز سراجی اسماعیلی و محمدعلی مساواتی، گزارش بررسی فنی طول عمر تار و کابل نوری، مستخرج از پروژه پژوهش و بررسی جامع شبکه انتقال و ارائه راهکار (فیبر نوری)، گروه نوری پژوهشگاه ارتباطات و فناوری، مرداد ۱۴۰۰.



شکل ۲: اثرات قطر خمش بر میزان تنش روی تار زیر بار

احتمال شکست این نمونه تار نوری در طی ۲۰ سال برای اندازه های مختلف قطر خمش و طول تحت تنش، از رابطه (۲) قابل محاسبه است. نتایج این محاسبات در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۳: احتمال شکست طی ۲۰ سال کار برای تارهایی با قطر خمش و طول های متفاوت

با دقت به نمودار شکل ۳ می توان متوجه شد که قطر خمش اثر قابل توجهی بر احتمال شکست تار دارد، به ویژه، در طول های بلندتر. اگر قطر خمش کوچک تر یا مساوی ۴۰ میلی متر باشد، تغییرات احتمال بر حسب طول تحت خمش شیب قابل توجهی دارد اما با افزایش قطر خمش، شیب نمودار و همچنین، مقدارهای احتمال کاهش چشمگیری پیدا می کنند و می توان

طراحی و شبیه سازی MMI با بهره گیری از ساختار مبتنی بر HfO_2 بر روی زیرلایه SiO_2

مبینا عباس پور، محمود نیکوفرد

کاشان، دانشگاه کاشان، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، گروه الکترونیک

چکیده - این مقاله به طراحی و شبیه سازی مقسم توان MMI مبتنی بر HfO_2 روی زیرلایه SiO_2 پرداخته است. طراحی ساختار موجبر با استفاده از نرم افزار Lumerical و ماژول FDTD انجام شده است. ویژگی های برجسته HfO_2 ، از جمله ضریب شکست بالا و پایداری حرارتی، به ساختار پیشنهادی امکان تقسیم دقیق توان نوری در مدهای TE و TM را داده است. نتایج شبیه سازی نشان می دهد که طول های بهینه در مود TE برای پیکربندی های $\text{MMI}1 \times 1$ ، $\text{MMI}1 \times 2$ و $\text{MMI}1 \times 3$ به ترتیب $125.032 \mu\text{m}$ ، $60 \mu\text{m}$ و $42.5 \mu\text{m}$ است. این ساختار، به دلیل ویژگی های عایقی و پایداری، در مود TM نیز عملکردی مشابه ارائه داده و آن را برای کاربردهای چندپلاریزاسیونی ایده آل ساخته است. این طراحی با کاهش اتلاف توان و افزایش کارایی، راهکاری کارآمد برای توسعه ادوات نوری ارائه می دهد.

کلیدواژه - دی اکسید سیلیکون (SiO_2)، دی اکسید هافنیم (HfO_2)، مدارهای مجتمع فوتونیک، مقسم توان چند مود (MMI)

Design and Simulation of an MMI Based on HfO_2 Structure on SiO_2 Substrate

Mobina Abbaspour, Mahmoud Nikoufard

Department of Electronics, Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Kashan

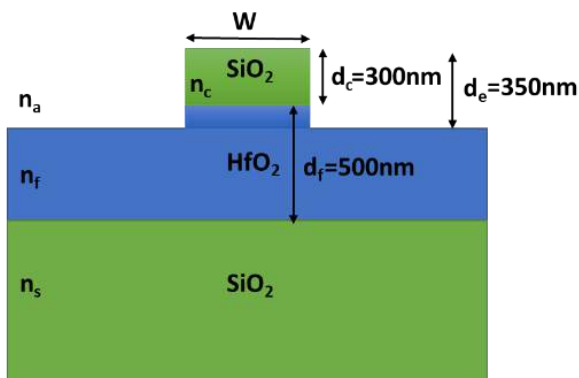
mobina.abbaspour1999@gmail.com, mnik@kashanu.ac.ir

Abstract- This paper focuses on the design and simulation of an HfO_2 -based MMI power splitter on an SiO_2 substrate. The waveguide structure was designed using the Lumerical software and the FDTD module. The outstanding properties of HfO_2 , such as its high refractive index and thermal stability, enabled the proposed structure to achieve precise optical power splitting in both TE and TM modes. Simulation results indicate that the optimal lengths for $\text{MMI}1 \times 1$, $\text{MMI}1 \times 2$, and $\text{MMI}1 \times 3$ configurations are $125.032 \mu\text{m}$, $60 \mu\text{m}$, and $42.5 \mu\text{m}$, respectively. Due to its insulating properties and stability, this structure also performs similarly in the TM mode, making it ideal for multipolarization applications. The optimized design reduces power loss and enhances efficiency, providing an effective solution for modern optical devices.

Keywords: Silicon Dioxide (SiO_2), Hafnium Dioxide (HfO_2), Photonic Integrated Circuits, Multi-Mode Interference (MMI)

مقدمه

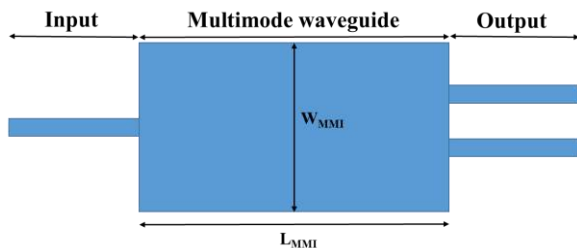
ضخامت $d_c=300\text{nm}$ قرار دارد که ضریب شکست آن در طول موج $1.55\mu\text{m}$ برابر با 1.444 است. ضخامت زیرلایه ساختار مورد نظر با d_s نشان داده شده و مقدار آن در برابر با 1000nm است. همچنین، پهنای کل ساختار به عنوان $3W$ در نظر گرفته شده است. لازم به ذکر است که رایب شکست ماده HfO_2 و SiO_2 از مراجع [5-7] استخراج شده است.



شکل ۱: شماتیک ساختار موجبر طراحی شده در طول موج $1.55\mu\text{m}$

MMI مبتنی بر ساختار HfO_2/OI

ساختار MMI طراحی شده (شکل ۲) با استفاده از پارامترهای دقیق $d_s=1000\text{nm}$, $d_f=500\text{nm}$, $d_c=300\text{nm}$, $W=2000\text{nm}$, $d_e=350\text{nm}$, $W_{\text{IN}}=2\mu\text{m}$, $n_f=1.9564$, $n_c=n_s=1.444$ و $W_{\text{MMI}}=10\mu\text{m}$ موجبر ورودی در این ساختار دارای پهنای پشته برابر با W_{IN} و پهنای MMI برابر با W_{MMI} است، که این ابعاد با دقت به گونه‌ای انتخاب شده‌اند تا بهینه‌سازی انتشار مودهای نوری در مودهای TE و TM را تضمین کنند.



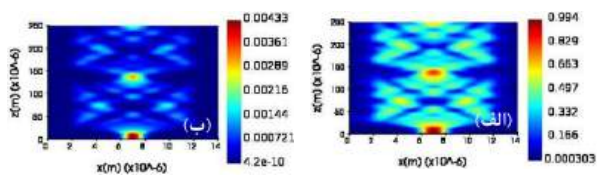
شکل ۲: ساختار MMI پیشنهادی

در سال‌های اخیر، پیشرفت‌های قابل توجهی در طراحی و شبیه‌سازی ساختارهای فوتونیکی رخ داده است. مقسم‌های توان چند مود (MMI) به دلیل سادگی طراحی، اندازه کوچک و پهنای باند بالا، کاربرد گسترده‌ای در سیستم‌های نوری، به ویژه در مخابرات نوری و حسگرها یافته‌اند [۱، ۲]. این مقسم‌ها از سه بخش اصلی تشکیل شده‌اند: موجبر ورودی که نور را به داخل هدایت می‌کند، ناحیه MMI که تداخل مودها در آن رخ می‌دهد و توزیع کنترل شده توان نوری را شکل می‌دهد، و موجبرهای خروجی که این توان را به طور دقیق بین خروجی‌ها تقسیم می‌کنند. MMI به واسطه انعطاف پذیری در طراحی و سازگاری با نیازهای متنوع، ابزار مهمی در بهبود کارایی سیستم‌های نوری پیشرفته به شمار می‌رود [۳، ۴].

این مقاله به بررسی طراحی و شبیه‌سازی مقسم‌های توان MMI با بهره‌گیری از ساختارهای مبتنی بر دی‌اکسید هافنیم (HfO_2) بر روی زیرلایه سیلیکون (SiO_2) می‌پردازد. استفاده از HfO_2 به دلیل خواص اپتیکی منحصر به فرد آن، مانند ضریب شکست بالا و پایداری حرارتی، در طراحی این ساختارها مزایای قابل توجهی به همراه دارد. هدف این مطالعه، ارائه یک رویکرد جامع برای طراحی و شبیه‌سازی مقسم‌های توان MMI با استفاده از ساختارهای مبتنی بر HfO_2 بر روی زیرلایه SiO_2 است. نتایج این تحقیق می‌تواند به توسعه ادوات فوتونیکی و بهبود کارایی آن‌ها کمک شایانی نماید. در ادامه، جزئیات طراحی، نتایج شبیه‌سازی و تحلیل‌های مربوط به این ساختارها مورد بررسی قرار خواهد گرفت. هدف از این تحقیق، ارائه یک رویکرد جامع و دقیق برای طراحی و شبیه‌سازی مقسم‌های توان MMI بر پایه HfO_2 بر روی زیرلایه SiO_2 است که بتواند به عنوان زیرساختی موثر برای بهبود عملکرد و توسعه ادوات فوتونیکی در کاربردهای پیشرفته عمل کند.

ساختار دو بعدی موجبر HfO_2

در شکل ۱، مقطع عرضی ساختار موجبر پشته‌ای با پهنای پشته W و عمق خوردگی ($d_e=350\text{nm}$) نمایش داده شده است. در این ساختار، ضخامت لایه موجبری HfO_2 با d_f مشخص شده و مقدار آن در این تکنولوژی و در طول موج $1.55\mu\text{m}$ ، 500nm محاسبه شده است. بر روی لایه HfO_2 ، یک لایه از ماده SiO_2



شکل ۴: نمایش توزیع (الف) میدان الکتریکی و (ب) توان توسط مانیتور دوم واقع در مرکز لایه هسته ساختار MMI برای مود TM.

محاسبه طول $MMI1 \times 1$ ، $MMI1 \times 2$ و $MMI1 \times 3$

این بخش به محاسبه طول‌های مختلف MMI بر اساس نتایج شبیه‌سازی‌ها می‌پردازد. در شکل ۵-الف، تصویر ورودی در طول $Z=10\mu m$ مشاهده شده و توزیع توان در ساختار MMI آغاز می‌شود. این گذار تأثیر مهمی بر توزیع و هدایت نور دارد و به بهینه‌سازی عملکرد سیستم‌های نوری کمک می‌کند. طول نهایی MMI با کسر طول موج ورودی ($10\mu m$) از طول کل موجبر تعیین می‌شود.

برای محاسبه طول $MMI1 \times 1$ ، پس از شبیه‌سازی و تحلیل نتایج، مشخص شد که در طول $Z=135.032\mu m$ تصویر ورودی شکل می‌گیرد (شکل ۵-ب). طول نهایی $MMI1 \times 1$ از رابطه (۱) به‌دست می‌آید.

$$L_{MMI1 \times 1} = Z_{MMI1 \times 1} - Z_{MMI \text{ in}} = 135.032\mu m - 10\mu m = 125.032\mu m \quad (1)$$

برای $MMI1 \times 2$ ، در طول $Z=70\mu m$ ، دو تصویر از سیگنال ورودی به‌طور کامل تشکیل می‌شود (شکل ۵-ج). طول نهایی $MMI1 \times 2$ مطابق رابطه (۲) محاسبه می‌شود.

$$L_{MMI1 \times 2} = Z_{MMI1 \times 2} - Z_{MMI \text{ in}} = 70\mu m - 10\mu m = 60\mu m \quad (2)$$

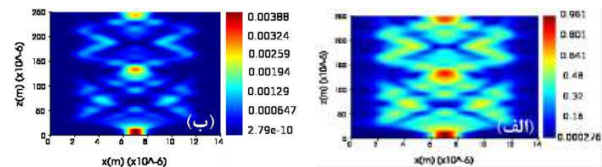
همچنین برای $MMI1 \times 3$ ، در طول $Z=52.5\mu m$ سه تصویر کامل شکل می‌گیرد (شکل ۵-د). طول نهایی $MMI1 \times 3$ نیز به‌صورت رابطه (۳) محاسبه می‌شود.

$$L_{MMI1 \times 3} = Z_{MMI1 \times 3} - Z_{MMI \text{ in}} = 52.5\mu m - 10\mu m = 42.5\mu m \quad (3)$$

این طول، نقش کلیدی در کاهش اتلاف توان و بهبود کارایی سیستم‌های نوری دارد و به‌عنوان پارامتری حیاتی، دقت طراحی و کیفیت انتشار سیگنال را تضمین می‌کند.

تحلیل ساختار MMI طراحی شده

این بخش به تحلیل ساختار MMI برای پلاریزاسیون TE می‌پردازد. طول‌های تکرار تصویر ورودی برای $MMI1 \times 1$ ، $MMI1 \times 2$ و $MMI1 \times 3$ محاسبه و مقایسه شده است تا دقت طراحی تأیید شود. طراحی و شبیه‌سازی با نرم‌افزار Lumerical و ماژول FDTD انجام شده و توزیع نور در طول موجبر بررسی گردیده است. در شکل ۳-الف، توزیع میدان الکتریکی نشان می‌دهد که در طول $160\mu m$ ، $MMI1 \times 1$ یک ورودی را به یک خروجی، در $140\mu m$ ، $MMI1 \times 2$ به دو خروجی، و در $80\mu m$ ، $MMI1 \times 3$ به سه خروجی تقسیم می‌کند.



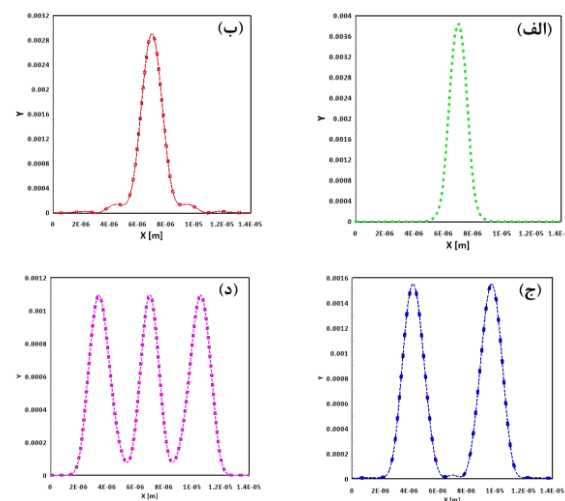
شکل ۳: نمایش توزیع (الف) میدان الکتریکی و (ب) توان توسط مانیتور دوم واقع در مرکز لایه هسته ساختار MMI برای مود TE.

در شکل ۳-ب، توزیع توان نوری، مجدداً توسط همان مانیتور، نمایش داده شده است. این شکل توزیع توان نوری را در فواصل طولی مختلف نشان می‌دهد. به‌طور خاص، در طول $140\mu m$ ، دو تصویر از ورودی با اختلاف فاز 90° درجه و دامنه 0.7 مشاهده می‌شود که به آن MMI-3dB گفته می‌شود. در این حالت، توان ورودی به‌طور مساوی بین دو خروجی تقسیم می‌شود، به‌طوری که هر خروجی 50% از توان نوری ورودی را دریافت می‌کند. این ویژگی، MMI-3dB را به عنوان یک کوپلر یا تقسیم‌کننده نوری کارآمد معرفی می‌کند که توان نوری را به‌طور یکنواخت بین دو مسیر مختلف توزیع می‌کند. این نوع تقسیم‌بندی‌ها در طراحی مدارهای مجتمع فوتونیکی و ادوات نوری نقش کلیدی دارند و امکان کنترل دقیق توان نوری را فراهم می‌کنند.

برای پلاریزاسیون TM نیز، به دلیل خاصیت عایقی ساختار، توزیع میدان الکتریکی و توان نوری رفتار مشابهی از خود نشان می‌دهد. در این حالت نیز، همان‌طور که در شکل ۴-الف و شکل ۴-ب مشاهده می‌شود، در فواصل طولی حدود $160\mu m$ ، $140\mu m$ و $80\mu m$ ، تکرار تصویر ورودی به‌ترتیب برای $MMI1 \times 2$ ، $MMI1 \times 1$ و $MMI1 \times 3$ رخ می‌دهد.

مرجع ها

- 1- H. Zhang, X. Yang, L. Lu, J. Chen, B. Rahman, and L. Zhou, "Comparison of the phase change process in a GST-loaded silicon waveguide and MMI", Optics Express, vol. 29, No. 3, pp. 3503-3514, 2021.
- 2- J. Menahem and D. Malka, " 1×4 wavelength demultiplexer C-band using cascaded multimode interference on SiN buried waveguide structure", Materials, vol. 15, No. 14, p. 5067, 2022.
- 3- J. H. Song et al., "Angled-MMI-based wavelength splitters on silicon nitride waveguide platforms for fluorescence sensing", Applied Optics, vol. 56, No. 29, pp. 8055-8060, 2017.
- 4- Soltani, S. F. Mousavi, Z. H. Firouzeh, A. Zeidaabadi Nezhad, and R. Nouroozi, "Investigating orbital angular momentum modes in multimode interference (MMI) waveguides and revealing their mode conversion property", Scientific Reports, vol. 14, No. 1, p. 21272, 2024.
- 5- T. J. Bright, J. I. Watjen, Z. Zhang, C. Muratore, and A. A. Voevodin, "Optical properties of HfO₂ thin films deposited by magnetron sputtering: From the visible to the far-infrared", Thin Solid Films, vol. 520, No. 22, pp. 6793-6802, 2012.
- 6- H. Malitson, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica", JOSA, vol. 55, No. 10, pp. 1205-1209, 1965.
- 7- Tan, "Determination of refractive index of silica glass for infrared wavelengths by IR spectroscopy", Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 223, No. 1-2, pp. 158-163, 1998.



شکل ۵: نمایش نمودار الف) MMI ورودی ب) 1×1 ج) 1×2 د) 1×3 MMI

نتیجه گیری

در این تحقیق، ساختار مقسم توان MMI مبتنی بر HfO₂ روی زیرلایه SiO₂ طراحی و شبیه سازی شد. نتایج نشان دادند که این ساختار توانایی تقسیم دقیق توان نوری را با دقت بالا برای پلاریزاسیون TE فراهم می کند. طول های بهینه 1×1 MMI، 1×2 و 1×3 MMI به ترتیب $60 \mu\text{m}$ ، $125.032 \mu\text{m}$ و $42.5 \mu\text{m}$ محاسبه شدند. همچنین، به دلیل خواص عایقی ساختار، نتایج مشابهی برای پلاریزاسیون TM حاصل شد. این مطالعه نشان دهنده اهمیت مواد با خواص اپتیکی خاص مانند HfO₂ در بهبود عملکرد و توسعه ادوات فوتونیک است.

مطالعه سرعت همرفتی با خواص اپتیکی با استفاده از الگوهای میدان-دور ناشی از مدولاسیون خود-فاز فضایی

سید کیانوش پاکروان^۱، محمدعلی حداد^{۱ و ۲*}

^۱دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی: ۸۹۱۵۸۱۸۴۱۱

^۲ گروه پژوهشی فوتونیک، آزمایشگاه تحقیقاتی بینابنگاری لیزری، دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی:

۸۹۱۵۸۱۸۴۱۱

چکیده - در این تحقیق، تغییرات الگوی پراش میدان-دور ناشی از مدولاسیون خودفاز فضایی (SSPM) تحت شرایط سرعت‌های مختلف جریان همرفتی بررسی شده است. مدولاسیون خود-فاز فضایی به دلیل تغییرات ضریب شکست غیرخطی ماده، که ناشی از اثرات حرارتی جذب انرژی لیزر است، رخ می‌دهد. این تغییرات حرارتی منجر به شکل‌گیری حلقه‌های پراش متحدالمرکز در میدان دور می‌شود. همچنین، حرارت موجب ایجاد جریان همرفتی رو به بالا در نمونه می‌شود که به عدم تقارن در ساختار حلقه‌ها می‌انجامد. نتایج نشان داده‌اند که با افزایش سرعت همرفتی، الگوی حلقه‌ها از حالت متقارن به حالت غیرمتقارن تغییر می‌کند. در این مطالعه نمایش غیرمتقارن الگوی پراش میدان-دور وابسته به سرعت همرفتی مورد بررسی قرار گرفته است.

کلیدواژه- اپتیک غیرخطی، اثرات حرارتی، حلقه‌های متحدالمرکز، سرعت همرفتی، مدولاسیون خود-فاز فضایی.

Study of Convective Velocity in Nonlinear Optical Fluids Using Far-Field Patterns Induced by Spatial Self-Phase Modulation.

Seyyed Kianoush Pakravan¹, MohammadAli Haddad^{1,2*}

¹ Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 8915818411.

² Photonic Research Group, Laser Spectroscopy Research Laboratory, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 8915818411

Kianoush.pakravan@stu.yazd.ac.ir , mahaddad@yazd.ac.ir

Abstract- In this research, the variations in the far-field diffraction pattern induced by spatial self-phase modulation (SSPM) under different convective flow velocities have been investigated. SSPM occurs due to changes in the nonlinear refractive index of the material, resulting from the thermal effects of laser energy absorption. These thermal changes lead to the formation of concentric diffraction rings in the far field. Moreover, heat induces upward convective flow in the sample, resulting in asymmetry in the ring structure. The results show that with increasing convective velocity, the ring pattern changes from symmetric to asymmetric. In this study, the asymmetric display of the far-field interference pattern dependent on the convective velocity has been investigated.

Keywords: Concentric Rings, Convection Velocity, Nonlinear Optics, Spatial Self-Phase Modulation, Thermal Effects.

مقدمه

$$U(x, y, t, z = 0) = U_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2}\right) \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2R}\right) \quad (1)$$

که در این رابطه U_0 دامنه روی محور پرتو لیزر است و برابر است با:

$$U_0 = \sqrt{\frac{2P}{\pi\omega^2}} \quad (2)$$

همچنین P توان کل لیزر و λ عدد موج فضای خلا است. شعاع پرتو لیزر، R شعاع جبهه موج که به موقعیت نمونه مربوط است و r فاصله تا محور پرتو لیزر است. به منظور تخمین اثر همرفت حرارتی در محلول، می توان یک سرعت همرفتی عمودی را ناشی از تابش پرتو در نظر گرفت که اعوجاج نوری را از نظر حرارتی القا می کند. حداکثر سرعت همرفتی پرتو لیزر در مرکز پرتو قرار دارد که از طریق تعادل نیروی چسبندگی محلول و نیروی شناور که از طریق گرما ایجاد شده است. سرعت همرفتی در مرکز پرتو لیزر برابر است با:

$$v_y = \frac{\beta g [\Delta T]_{\max} \pi h}{16\mu} \quad (3)$$

که در این رابطه g شتاب گرانشی و β انبساط حرارتی محیط، μ گرانشی محلول، h حداقل فاصله پرتو لیزر تا قسمت خمیده حلقه ها است که پدیده همرفت در حال رخ دادن است. $[\Delta T]_{\max}$ نیز برابر است با حداکثر افزایش دما در نمونه است که از تابش پرتو پیوسته لیزری در نمونه ایجاد می شود. این تقریب برای سرعت همرفتی یکنواخت رو به بالا بسیار مفید است، چرا که به ما اجازه محاسبه پروفایل دمایی دوبعدی را به صورت ساده می دهد. پروفایل دمایی ایجاد شده به دلیل جذب پرتو لیزر توسط نمونه برابر است با:

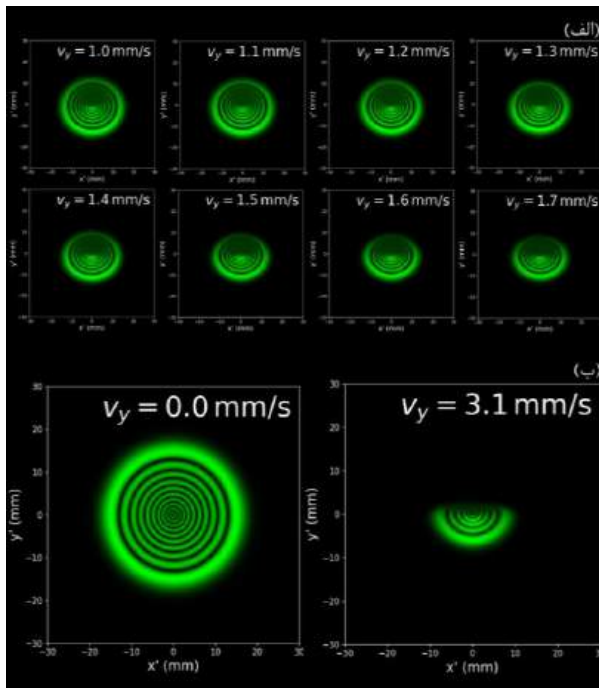
$$\Delta T(x, y, t) = \frac{\alpha P}{\pi \rho c_p} \times \int_0^t \frac{dt'}{8Dt' + \omega^2} \exp(-2[(y - v_y t')^2 + x^2]) / [8Dt' + \omega^2] \quad (4)$$

توزیع دمایی ایجاد شده در نمونه باعث ایجاد گرادیان ضریب شکست در نمونه می شود که برابر است با:

اپتیک غیرخطی به مطالعه برهم کنش نور لیزر با مواد می پردازد. از زمان مشاهده این ویژگی فیزیکی در مواد، توجه و علاقه به این حوزه به طور پیوسته افزایش یافته است و اکنون اپتیک غیرخطی از مطالعات بنیادی برهم کنش نور و ماده تا کاربردهای متنوعی مانند تبدیل بسامدهای لیزری و کلیدزنی نوری را شامل می شود [۱]. یکی از مشاهدات مهم در اپتیک غیرخطی، اثر کر در رژیم حرارتی و مدولاسیون خود-فاز فضایی (SSPM) ناشی از این اثر است. هنگامی که یک پرتو لیزر با شدت بالا به محیط همگن تابیده می شود، یک الگوی پراش شامل حلقه های متحدالمرکز در میدان-دور ظاهر می شود [۲-۴]. این حلقه ها به دلیل تغییر در ضریب شکست غیرخطی ماده ایجاد می شوند؛ به این ترتیب که نور لیزر توسط نمونه جذب شده و به گرما تبدیل می شود و پروفایل دمایی ایجاد شده، یک گرادیان ضریب شکست در نمونه پدید می آورد. در نهایت، حلقه های متحدالمرکز در میدان-دور به دلیل اثرات حرارتی تشکیل می شوند. در نمونه های مایع، با گرم شدن نمونه در نقطه کانونی پرتو لیزر، یک جریان همرفتی از پایین به بالا در نمونه ایجاد می شود. این جریان همرفتی باعث می شود قسمت بالایی پرتو بیشتر تحت تأثیر قرار گیرد و به دلیل کاهش گرادیان ضریب شکست در این ناحیه، الگوی پراش در میدان-دور از حالت متقارن خارج شود. در نتیجه، حلقه های پراش به تدریج از شکل متقارن دوایر متحدالمرکز، به شکلی فشرده تر و غیرمتقارن تبدیل می شوند. این تغییرات در الگوهای پراش نشان دهنده اثرات جریان همرفتی ایجاد شده در نمونه است، که مستقیماً به شدت لیزر و ویژگی های حرارتی ماده بستگی دارد [۵و۶]. در این مقاله سعی شده است با توجه به پارامتر ترمودینامیکی سرعت همرفتی در مواد مایع، رفتار زمانی و نیز طرح حلقه های پراش متحدالمرکز مشاهده شده در آزمایشات تجربی، مورد مطالعه نظری قرار گیرد.

تئوری

به منظور بررسی نحوه شکل گیری الگوی پراش در میدان-دور، یک پرتو لیزر پیوسته با پروفایل گاوسی را در نظر می گیریم که درون یک محلول ساکن شروع به انتشار می کند. دامنه مختلط میدان نور در صفحه ورودی نمونه به صورت زیر است [۵]:



شکل ۱: (الف) شبیه‌سازی حلقه‌های متحد‌المركز با استفاده از مقادیر سرعت‌های همرفتی (ب) حلقه‌های تداخلی متقارن و غیرمتقارن با سرعت همرفتی قابل توجه

در شرایط اولیه، زمانی که جریان همرفتی هنوز در نمونه ایجاد نشده است، حلقه‌های پراش به صورت کاملاً متقارن دیده می‌شوند. همان‌گونه در آزمایش‌های تجربی نیز مشاهده شده است، با شروع اثرات حرارتی ناشی از جذب انرژی لیزر توسط نمونه و با افزایش سرعت جریان همرفتی (v_y)، این حلقه‌ها از حالت متقارن خارج می‌شوند. شکل ۱-ب دو نمونه از حلقه‌های متحد‌المركز متقارن و نامتقارن را نشان می‌دهد. این نکته شایان ذکر است که با گذشت زمان و گرم‌شدن تدریجی نمونه، ضریب شکست نمونه کاهش یافته و در نتیجه، تعداد حلقه‌های تداخلی نیز کمتر می‌شود. این رویداد با نتایج تجربی نیز سازگار است [۸].

شکل ۲، نگاره زوایا و فواصل تشکیل دهنده حلقه‌های پراش در میدان-دور را نشان می‌دهد. مقادیر مربوط به RD و RH به سرعت همرفتی و مقدار ویسکوزیته نمونه بستگی دارد. با توجه به رابطه (۳)، با افزایش مقدار ویسکوزیته، سرعت همرفتی در نمونه کاهش می‌یابد و بالعکس. از اینرو، مقدار θ_D/θ_H به ویسکوزیته نمونه وابسته است.

$$n(x, y, t) = n_0 + \frac{dn}{dT} \Delta T(x, y, t) \quad (5)$$

که dn/dT ضریب ترمو-اپتیکی نمونه است. تغییر فاز القایی پس از برهم‌کنش نور لیزر با نمونه برابر است با:

$$\Delta \Phi(x, y, t) = \frac{2\pi}{\lambda} L [n(x, y, t) - n(0, 0, t)] \quad (6)$$

با استفاده از رابطه بالا، دامنه مختلط میدان در صفحه خروجی نمونه نیز برابر است با [۷]:

$$U(x', y', t) = U_0 \frac{i\pi\omega^2}{\lambda d} \exp(ikd) \exp\left(\frac{-\alpha L}{2}\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2}\right) \times \exp\left[i\left(-k \frac{x^2 + y^2}{2R} + \Delta \Phi(x, y, t)\right)\right] \times \exp(-ik(xx' + yy')/d) \quad (7)$$

و در نهایت، پروفایل شدت پرتو لیزر در میدان-دور از عبارت زیر بدست می‌آید:

$$I(x', y', t) = |U(x', y', t)|^2 \quad (8)$$

نتایج و بحث

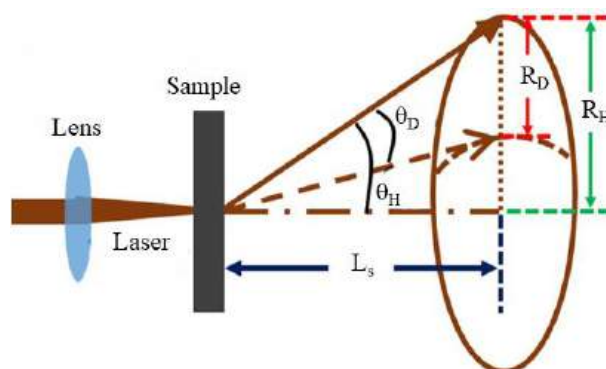
با استفاده از رابطه (۸)، الگوی پراش در میدان-دور به کمک کد تنظیم شده در برنامه پایتون شبیه‌سازی شده است. در این مطالعه، پارامترهای فیزیکی و مشخصات پرتوی لیزر به شرح زیر در نظر گرفته شده‌اند: طول موج لیزر فرودی برابر با $\lambda = 532$ nm، شعاع پرتو لیزر $\omega = 1$ mm، شعاع انحنای جبهه موج لیزر $R = 4300$ mm، ضریب جذب نمونه $\alpha = 0.1$ m⁻¹ چگالی نمونه $\rho = 1500$ kg m⁻³، ظرفیت گرمایی ویژه $c_p = 4148$ J kg⁻¹ K⁻¹، ضریب انبساط حرارتی $\beta = 1.2 \times 10^{-3}$ K⁻¹، ویسکوزیته $\mu = 850$ Kg m⁻³، ضریب ترمو-اپتیکی نمونه $dn/dT = -90 \times 10^{-4}$ K⁻¹، ضریب هدایت حرارتی $K = 0.13$ W m⁻¹ K⁻¹ و فاصله پرده نمایش تا نمونه $d = 4000$ mm تنظیم شده‌اند. الگوی پراش حاصل از این شبیه‌سازی در شکل ۱-الف برای سرعت‌های مختلف جریان همرفتی (v_y) نشان داده شده است.

نتیجه گیری

با استفاده از شبیه سازی رابطه (۸) که به انتگرال پراش فرنل-کرشف معروف است، تاثیر سرعت همرفتی ایجاد شده به دلیل تبدیل انرژی پرتو لیزر به گرما بر روی حلقه های پراش میدان-دور بررسی شد. همچنین، تاثیر ویسکوزیته مایع بر سرعت همرفتی و زوایای تشکیل دهنده حلقه های پراش میدان-دور مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان می دهند نسبت θ_D/θ_H رابطه مستقیم با سرعت همرفتی ایجاد شده در نمونه و رابطه عکس با ویسکوزیته مایع دارد. همچنین نتایج نشان می دهند هر چه سرعت همرفتی ایجاد شده در نمونه بیشتر باشد، میزان پهن شدن حلقه های پراش نیز بیشتر خواهند بود.

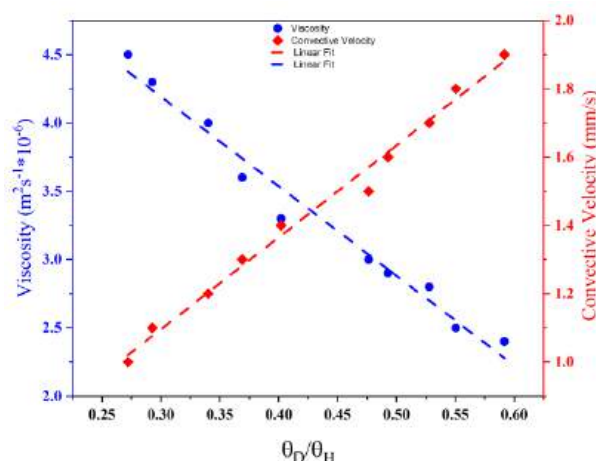
مرجع ها

- 1- Boyd, R.W., Nonlinear Optics, Third Edition. 2008: Academic Press, Inc.
- 2- Liao, Y., et al., Recent Advances in Spatial Self-Phase Modulation with 2D Materials and its Applications. Annalen der Physik, 2020. 532.
- 3- Wu, L., et al., Recent Advances of Spatial Self-Phase Modulation in 2D Materials and Passive Photonic Device Applications. Small, 2020. 16.
- 4- Zhang, X.-j., et al., A review on spatial self-phase modulation of two-dimensional materials. Journal of Central South University, 2019. 26: (۹) p. 2295-2306.
- 5- Karimzadeh, R., Spatial self-phase modulation of a laser beam propagating through liquids with self-induced natural convection flow. Journal of Optics, 2012. 14.
- 6- Karimzadeh, R., Studies of spatial self-phase modulation of the laser beam passing through the liquids. Optics Communications, 2013. 286: p. 329-333.
- 7- Dengler, S., et al. (2021). "New insights into nonlinear optical effects in fullerene solutions - a detailed analysis of self-diffraction of continuous wave laser radiation." Materials Research Express 8.
- 8- Gaozhong, W., et al. (2018). "Intensity-dependent nonlinear refraction of antimonene dispersions in the visible and near-infrared region." Applied Optics 57: E147.
- 9- Golestanifar, M., Haddad, M. A., Hassan, A. N., & Pakravan, S. K. (2024). Scientific Reports. Manuscript submitted for publication.



شکل ۲: نگاره فواصل و زوایای تشکیل دهنده الگوی تداخلی در میدان-دور [۷].

شکل ۳، نمودار تغییرات θ_D/θ_H محاسبه شده نسبت به ویسکوزیته و سرعت همرفتی های مختلف را نشان می دهد. با توجه به نمودار، نسبت θ_D/θ_H رابطه مستقیم با سرعت همرفتی و رابطه عکس با ویسکوزیته دارد. نتایج محاسبه نسبت θ_D/θ_H بر حسب ویسکوزیته و سرعت همرفتی ایجاد شده در نمونه ها نشان می دهد که با افزایش ویسکوزیته، سرعت همرفتی کاهش می یابد. با توجه به نتایج اخیر، این امکان وجود دارد که با استفاده از نسبت θ_D/θ_H در تصاویر مربوط به حلقه های متحدالمرکز ایجاد شده توسط رویداد SSPM، و به کمک پردازش تصاویر مربوطه، پارامتر ترمودینامیکی سرعت همرفتی و نیز گرانیوی مایعات گوناگون از جمله روغن مورد محاسبه و تخمین قرار گیرد.



شکل ۳: نمودار تغییرات θ_D/θ_H نسبت به ویسکوزیته و سرعت همرفتی نمونه.

بررسی و مقایسه اثر بخشی روش های فرسایش مایکروویو و فرسایش فرکانس رادیویی در درمان سرطان کبد

فهیمة حمزوی^۱، محمد جواد کریمی^۱، مهدی بهادران^۱

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده - در درمان سرطان از روش های مختلفی برای از بین بردن بافت سرطانی استفاده می شود. یکی از روش های نوین که اخیراً مورد توجه قرار گرفته است، فرسایش حرارتی است. این مقاله، فرسایش بافت کبد را با استفاده از دو روش مختلف، فرسایش امواج مایکروویو و فرسایش فرکانس رادیویی بررسی می کند. اثر بخشی این دو روش و ویژگی های حرارتی مربوط به فرسایش تومور، از جمله تغییرات زمانی دما، حجم فرسایش و تخریب بافت سرطانی مورد ارزیابی قرار گرفته اند. نتایج نشان می دهد که فرسایش مایکروویو در مقایسه با فرسایش فرکانس رادیویی به زمان کمتری برای از بین بردن کامل بافت سرطانی نیاز دارد و می تواند مناطق بزرگتری از بافت را تحت تاثیر قرار دهد. با این حال، در فرسایش مایکروویو، بافت سالم نیز در معرض آسیب است.

کلیدواژه - آنتن هم محور، الکتروود چتری، فرسایش فرکانس رادیویی، فرسایش مایکروویو.

Investigating and comparing the effectiveness of microwave ablation and radiofrequency ablation methods in the treatment of liver cancer

Fahimeh Hamzavi¹, Mohammad Javad Karimi¹, Mahdi Bahadoran¹

¹Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

f.hamzavi@sutech.ac.ir , karimi@sutech.ac.ir , bahadoran@sutech.ac.ir

Abstract- In cancer treatment, various methods are used to eliminate cancer tissue. One of the modern techniques that has recently gained attention is thermal ablation. This article examines liver tissue ablation using two different methods: microwave ablation and radiofrequency ablation. The effectiveness of these two techniques and the thermal characteristics related to tumor ablation, including temporal variation in temperature, volume of ablation, and destruction of cancerous tissue have been evaluated. The results show that microwave ablation requires less time to completely destroy the cancerous tissue compared to radiofrequency ablation and can affect larger areas of tissue. However, in microwave ablation, healthy tissue is also at risk of damage.

Keywords: Coaxial antenna, Umbrella electrode, Radiofrequency ablation, Microwave ablation.

مقدمه

فرسایش میکروویو و فرسایش فرکانس رادیویی بر اساس حل معادلات جفت شده انتقال حرارت-زیستی و ماکسول با استفاده از روش اجزا محدود در نرم افزار کامسول انجام می شود. شبیه سازی ها در روش های فرسایش میکروویو و فرسایش فرکانس رادیویی، به ترتیب به صورت دوبعدی با تقارن محوری و سه بعدی انجام می شوند.

تغییرات دمایی در هر دو روش فرسایش را می توان با حل معادله انتقال حرارت-زیستی پنس به صورت زیر محاسبه کرد [۱]:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k \nabla T) + Q_b(T) + Q_{ext}(T) + Q_{meta} \quad (1)$$

که T نشان دهنده دمای بافت، ρ چگالی بافت، C_p ظرفیت گرمایی ویژه بافت و k رسانندگی گرمایی بافت است. Q_{meta} گرمای تولید شده توسط سوخت و ساز بدن و $Q_b(T)$ اتلاف حرارت ناشی از خونریزی را نشان می دهد. در این معادله تنها تفاوت موجود در هر دو روش، پارامتر $Q_{ext}(T)$ است که نشان دهنده گرمای تولید شده توسط منبع گرما در طول فرسایش است. در فرسایش میکروویو و فرسایش فرکانس رادیویی، این منبع گرمایی به ترتیب آنتن و الکتروود است. $Q_{ext}(T)$ برای این روش ها به ترتیب به صورت زیر محاسبه می شود [۴، ۶].

$$Q_{ext-mwa}(T) = \frac{\sigma}{2} |E_0|^2 \quad (2)$$

$$Q_{ext-rfa}(T) = J \cdot E = \sigma(T) |\nabla V|^2 \quad (3)$$

پارامترهای الکترومغناطیسی و گرمایی کبد، تومور و خون در مراجع [۶، ۷] آمده است.

در فرسایش میکروویو، میدان های الکتریکی و مغناطیسی مربوط به موج الکترومغناطیسی عرضی را می توان از معادله موج الکترومغناطیسی ماکسول محاسبه کرد [۶].

$$\nabla \times \left(\left(\epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega \epsilon_0} \right)^{-1} \nabla \times \vec{H}_\phi \right) - \mu_r \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}_\phi = 0 \quad (4)$$

که ϵ_0 نشان دهنده ثابت گذردهی خلاء، c سرعت نور در خلاء، ϵ_r گذردهی نسبی، σ رسانندگی الکتریکی و μ_r تراوایی نسبی است.

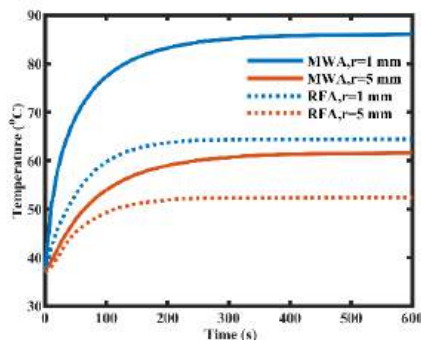
در فرسایش فرکانس رادیویی، به دلیل استفاده از فرکانس های پایین، تشخیص میدان الکتریکی از میدان مغناطیسی امکان پذیر

پس از بیماری های قلبی و عروقی، سرطان به عنوان عامل اصلی مرگ و میر در سراسر جهان شناخته می شود. یکی از روش های درمان سرطان که امروزه از آن استفاده می شود فرسایش حرارتی نام دارد. این روش درمان، نسبت به روش های دیگر هزینه و عوارض جانبی کمتری دارد. در حال حاضر، چندین روش فرسایش حرارتی، مانند فرسایش میکروویو، فرسایش فرکانس رادیویی، فرسایش لیزر و فرسایش فراصوت برای از بین بردن بافت های سرطانی استفاده می شوند [۱].

در میان این روش ها فرسایش میکروویو و فرسایش فرکانس رادیویی روش های کم تهاجم برای درمان سرطان کبد هستند که از گرما برای تخریب بافت های سرطانی استفاده می کنند. اگرچه فرسایش میکروویو و فرسایش فرکانس رادیویی هر دو به واسطه گرما، بافت های سرطانی را تخریب می کنند اما این دو روش در فرآیندهای انتقال انرژی متفاوت هستند. در فرسایش میکروویو برای از بین بردن بافت سرطانی، از امواج الکترومغناطیسی استفاده می شود. این امواج از طریق یک آنتن هم محور به بافت سرطانی منتقل شده و گرما تولید می کند [۲]. در فرسایش فرکانس رادیویی، از جریان الکتریکی برای تخریب بافت سرطانی استفاده می شود. این جریان الکتریکی از طریق یک الکتروود به بافت سرطانی منتقل شده و یک میدان الکتریکی در اطراف الکتروود ایجاد می کند و باعث تولید گرما می شود [۳]. در سال ۲۰۲۰، دیمان و همکاران به بررسی عملکرد فرسایش فرکانس رادیویی با استفاده از الکتروود چند شاخه پرداختند [۴]. در سال ۲۰۲۴، ژائو و همکاران برای درمان کارسینوم پاپیلاری تیروئید، دو روش فرسایش میکروویو و جراحی را با هم مقایسه کردند. نتایج آن ها نشان داد که فرسایش میکروویو نسبت به جراحی عوارض جانبی کمتری دارد [۵].

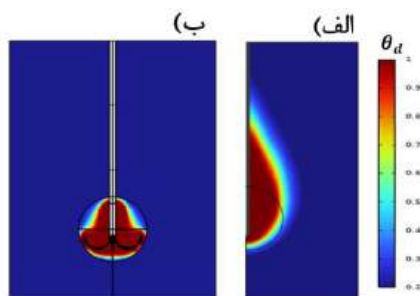
در این تحقیق به بررسی دو روش از فرسایش حرارتی شامل، فرسایش میکروویو و فرسایش فرکانس رادیویی می پردازیم. در فرسایش میکروویو از یک هم محور تک شکاف با توان ورودی ۱۰ وات و فرکانس ۲/۴۵ گیگاهرتز استفاده می شود. همچنین در فرسایش فرکانس رادیویی از یک الکتروود چتری با ولتاژ ورودی ۲۰ ولت و فرکانس ۵۰۰ کیلوهرتز استفاده می شود.

روش شبیه سازی



شکل ۲: تغییرات زمانی دما در فرسایش مایکروویو با توان ۱۰ وات و فرسایش فرکانس رادیویی با ولتاژ ۲۰ ولت.

شکل ۳ ناحیه فرسایش یک تومور کروی با شعاع ۱۰ میلیمتر برای فرسایش مایکروویو و فرسایش فرکانس رادیویی پس از گذشت ۶۰۰ ثانیه را نشان می‌دهد. در این شکل رنگ قرمز تیره (عدد ۱ کالر بار) نشان دهنده تخریب کامل بافت سرطانی است. نتایج نشان می‌دهد که فرسایش مایکروویو نسبت به فرسایش فرکانس رادیویی فرسایش بزرگ‌تری دارد و به بافت طبیعی نیز آسیب می‌رساند.



شکل ۳: نمای دوبعدی از ناحیه فرسایش در بافت سرطانی (الف) فرسایش مایکروویو با توان ۱۰ وات، (ب) فرسایش فرکانس رادیویی با ولتاژ ۲۰ ولت.

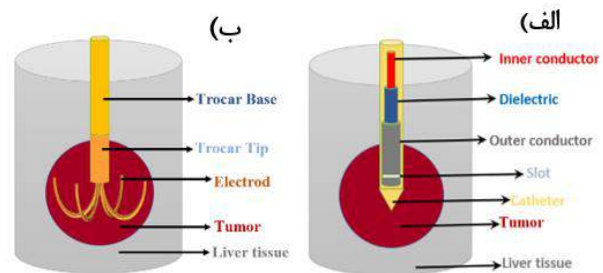
شکل ۴ میزان تخریب بافت سرطانی کبد برای فرسایش مایکروویو با توان ورودی ۱۰ وات و فرسایش فرکانس رادیویی با ولتاژ ورودی ۲۰ ولت برای فواصل مختلف از محور آنتن و الکتروود (r) پس از گذشت ۶۰۰ ثانیه را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که در هر دو روش، میزان تخریب بافت سرطانی به تدریج در طول زمان افزایش می‌یابد تا به نقطه اشباع برسد که نشان دهنده زمان تخریب کامل تومور سرطانی است. در فرسایش مایکروویو زمان لازم برای تخریب کامل بافت سرطانی کمتر از فرسایش فرکانس رادیویی است، این به دلیل افزایش دما با سرعت بالاتر و انتقال گرما سریع‌تر است.

است. در این شرایط می‌توان میدان الکترومغناطیسی را به عنوان یک میدان شبه استاتیکی در نظر گرفت. این تقریب، رفتار میدان الکتریکی را با استفاده از حل معادله ماکسول به صورت زیر محاسبه می‌کند [۳].

$$\nabla \cdot (\sigma(T) \nabla V) = 0 \quad (5)$$

که در آن V پتانسیل الکتریکی و σ رسانندگی الکتریکی بافت است. پارامترهای الکترومغناطیسی و گرمایی آنتن و الکتروود در مراجع [۳،۲] آمده است.

برای هر دو فرسایش بافت کبد را به شکل استوانه‌ای با ارتفاع ۸۰ میلیمتر و شعاع ۳۰ میلیمتر و تومور را کره‌ای با شعاع ۱۰ میلیمتر در نظر می‌گیریم. آنتن و الکتروود تا عمق ۶۰/۵ میلیمتر به بافت کبد نفوذ می‌کند. شکل ۱ طرحواره‌ای از هر دو روش فرسایش حرارتی را نشان می‌دهد.



شکل ۱: طرحواره (الف) فرسایش مایکروویو، (ب) فرسایش فرکانس رادیویی

نتایج

شکل ۲ تغییرات زمانی دما در فرسایش مایکروویو با استفاده از یک آنتن مایکروویو با توان ورودی ۱۰ وات و در فرسایش فرکانس رادیویی با استفاده از الکتروود چتری با ولتاژ ورودی ۲۰ ولت برای فواصل شعاعی مختلف از آنتن و الکتروود (r) را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که در هر دو روش دما با گذشت زمان افزایش می‌یابد. در فرسایش مایکروویو، سرعت افزایش دما بیشتر است و دما در زمان کوتاه‌تری به بیشینه مقدار خود می‌رسد. این نشان می‌دهد که فرسایش مایکروویو می‌تواند دمای بافت سرطانی را سریع‌تر افزایش دهد.

W. Preechaphonkul and P. Rattanadecho, "The comparative of the performance for predicted thermal models during microwave ablation process using a slot antenna", Case Stud. Therm. Eng., Vol. 25, pp. 100908, 2021.

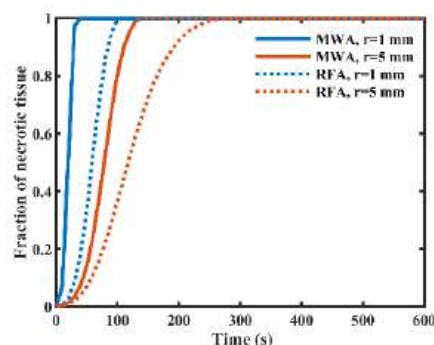
M. S. Ahmed, M. T. El-Wakad, and M. A. Hassan, "The Effect of Thermal and Electrical Conductivities on the Ablation Volume during Radiofrequency Ablation Process", Int. J. Adv. Comput. Sci. Appl., Vol. 14, No. 1, 2023.

M. Dhiman, A. K. Kumawat, and R. Repaka, "Directional ablation in radiofrequency ablation using a multi-tine electrode functioning in multipolar mode: an in-silico study using a finite set of states", Comput. Biol. Med., Vol. 126, pp. 104007, 2020.

L. Zhao et al., "Microwave ablation versus surgical Z. resection for US-detected multifocal T1N0M0 papillary thyroid carcinoma: A 10-center study", Radiol., Vol. 311, No. 1, pp. e230459, 2024.

T. Wang, G. Zhao, and B. Qiu, "Theoretical evaluation of the treatment effectiveness of a novel coaxial multi-slot antenna for conformal microwave ablation of tumors", Int. J. Heat Mass Trans., Vol. 90, pp. 81-91, 2015.

C. Wu et al., "Optimal design of aperiodic tri-slot antennas for the conformal ablation of liver tumors using an experimentally validated MWA computer model", Comput. Methods Programs Biomed., Vol. 242, pp. 107799, 2023.



شکل ۴: تخریب بافت در فرسایش مایکروویو با توان ۱۰ وات و فرسایش فرکانس رادیویی با ولتاژ ۲۰ ولت پس از گذشت ۶۰۰ ثانیه.

نتیجه گیری

نتایج نشان می‌دهد که هر دو روش فرسایش، روند مشابهی در تخریب بافت سرطانی دارند. در روش فرسایش مایکروویو، تخریب کامل با سرعت بیشتری انجام می‌شود ولی باعث تخریب بافت طبیعی نیز می‌شود. در مقایسه به نظر می‌رسد که روش فرسایش فرکانس رادیویی علی‌رغم زمان تخریب طولانی‌تر بدلیل آسیب نرساندن به بافت سالم اطراف خود نسبت به روش فرسایش مایکروویو مناسب‌تر است.

مرجع‌ها

M. Selmi, A. Bajahzar, and H. Belmabrouk, "Effects of target temperature on thermal damage during temperature-controlled MWA of liver tumor", Case Stud. Therm. Eng., Vol. 31, pp. 101821, 2022.

شبیه سازی و ساخت پوشش اپتیکی نابازتابنده روگیتی

آناهیتا ذبیحی سامانی^۱، حمیدرضا فلاح^۱، مرتضی حاجی محمودزاده^۱، حسین زابلیان^۱

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان

چکیده - در این پژوهش، شبیه سازی و آزمون تجربی ساخت پوشش نابازتابنده با رهیافت روگیت انجام شده است. برای این کار از زبان برنامه نویسی پایتون به منظور به دست آوردن نمایه ضریب شکست، طیف عبور و توزیع میدان الکتریکی در چندلایه ای های نازک نوری استفاده شده است. هدف از این طراحی ها به دست آوردن میزان عبور بالای ۹۹ درصد برای پوشش نابازتابنده در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر بوده است. این شبیه سازی ها توسط نرم افزار مرجع مک لئود راستی آزمایی شده و دقت خروجی ها در کدنویسی به زبان پایتون اثبات شده است. تک لایه های نازک در آزمایشگاه برای استفاده در نمونه نهایی روگیتی با کمک روش تبخیر پرتو الکترونی لایه نشانی شد. برای لایه نشانی تک لایه ها پارامترهای لایه نشانی تغییر داده شد تا ضریب شکست و ضخامت مورد نظر برای استفاده در نمونه نابازتابنده روگیتی به دست آید.

کلیدواژه - پوشش نابازتابنده، پایتون، روگیت، لایه نشانی

Simulation and Fabrication of Rugate Antireflect optical coating

Anahita Zabihi Samani¹, Hamidreza Fallah¹, Morteza Hajimahmoodzadeh¹, Hosein Zabolian¹

¹ Department of Physics, University of Isfahan

anahitazbh@gmail.com, hfallah@sci.ui.ac.ir, m.hajimahmoodzadeh@sci.ui.ac.ir, zabolian.hh@gmail.com

Abstract- In this study, the simulation and experimental testing of fabricating an anti-reflective coating using the Rugate approach have been conducted. Python programming language was employed to determine the refractive index profile, transmission spectrum, and electric field distribution in optical thin-film multilayers. The aim of this design was to achieve a transmission rate of over 99% for the anti-reflective coating at a wavelength of 1064 nanometers. These simulations were validated using the reference software Macleod, and the accuracy of the Python-coded outputs was confirmed. Thin-film single layers were deposited in the laboratory for use in the final Rugate sample using the electron beam evaporation method. Deposition parameters for the single layers were adjusted to achieve the desired refractive index and thickness for use in the Rugate anti-reflective sample.

Keywords: Antireflection coating, Optical coating, Python, Rugate profile

مقدمه

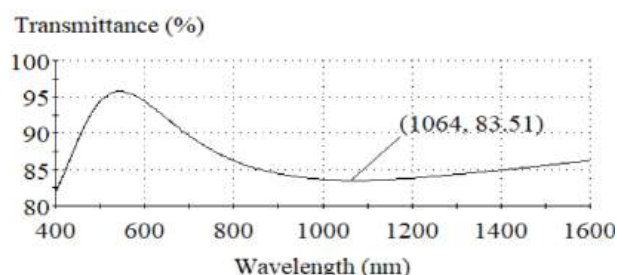
رابطه ای که برای نمایه ضریب شکست روگیتی نوشته می شود در حالت کلی به صورت یک تابع کسینوسی است.

$$n(x) = a + b \cos(cx + d) \quad (1)$$

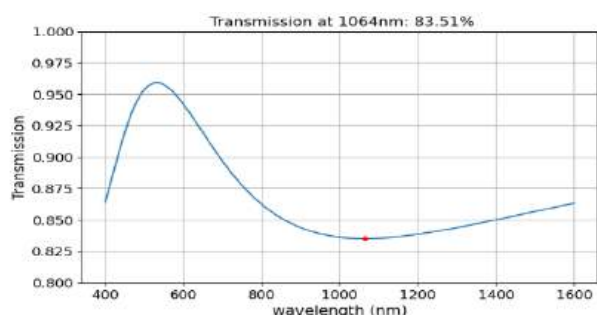
که در آن، ضرایب a, b, c, d تعیین کننده میزان تغییرات ضریب شکست است.

پوشش های روگیتی کاربردهای متنوعی در زمینه های مختلف در اپتیک لایه های نازک دارند و پژوهش های زیادی در این مورد در دنیا انجام شده است [۱-۳]. روگیت ساختاری است که ضریب شکست آن بر خلاف سایر پوشش های با ضریب شکست بالا و پایین (HL)، به صورت گرادیانی تغییر می کند. مقایسه نمایه ضریب شکست این ساختار با ساختار متداول HL در شکل (۱) قابل مشاهده است.

پایتون برای یک طراحی ساده و یک طراحی انبوه‌ای مقایسه شده است که در شکل‌های زیر نشان داده شده است. در شکل (۳) منحنی عبور در نرم افزار Macleod برای تک لایه HfO_2 با ضخامت فیزیکی 140nm و در شکل (۴) منحنی عبور برای این تک لایه با استفاده از برنامه نویسی در محیط پایتون آورده شده است.

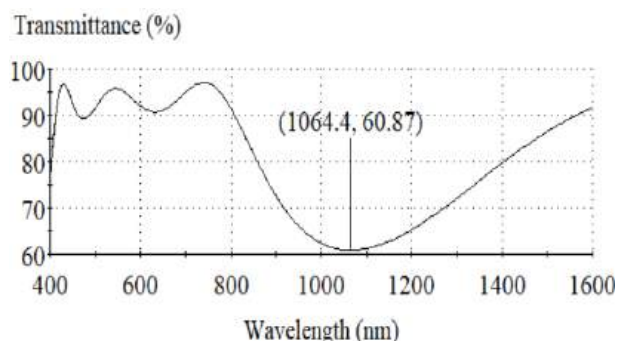


شکل ۳۹: طیف عبور تک لایه‌ای HfO_2 در مکشود

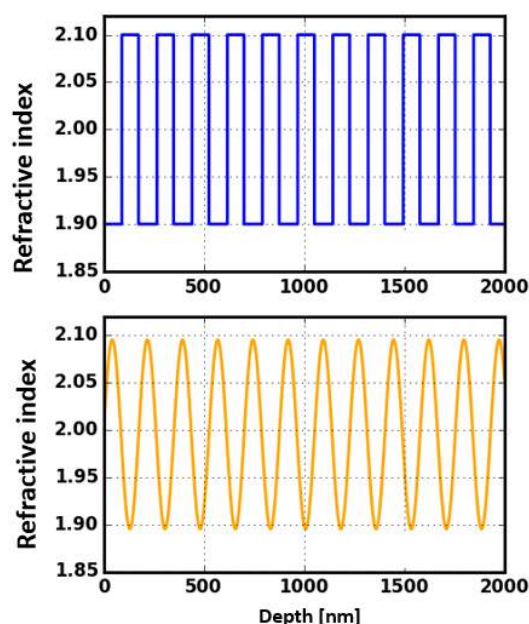


شکل ۴۰: طیف عبور تک لایه‌ای HfO_2 در پایتون

در یک طراحی دیگر یک انبوهه چارک موج (HL2) برای مواد SiO_2 و HfO_2 مقایسه شده است که در ادامه قابل مشاهده است.



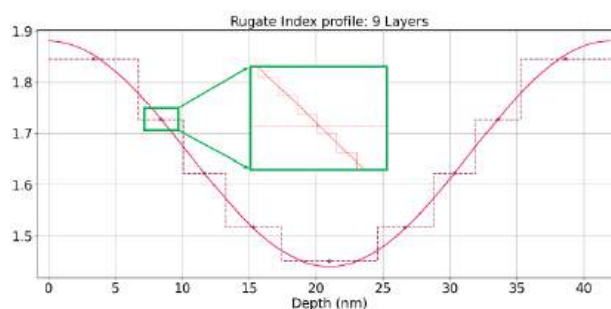
شکل ۴۱: طیف عبور چندلایه‌ای HL2 لایه‌ای در مکشود



شکل ۳۷: مقایسه ضریب شکست مرسوم HL با گرادیانی

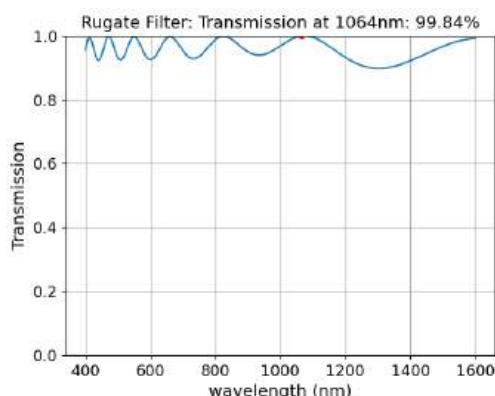
شبیه سازی

نمایه روگیتی در حالت ایده آل دارای یک پیوستگی در ضریب شکست است. اما از آنجایی که مواد با هر ضریب شکستی وجود ندارد و به روش‌های ترکیبی نیز به راحتی قابل دستیابی نیستند باید به ادغام لایه‌ها برای به دست آوردن نمایه روگیتی گسسته، هم در شبیه سازی و هم در عمل پرداخت. نمونه‌ای از یک طرح ۹ لایه‌ای از این نمایه در شکل (۲) آورده شده است.

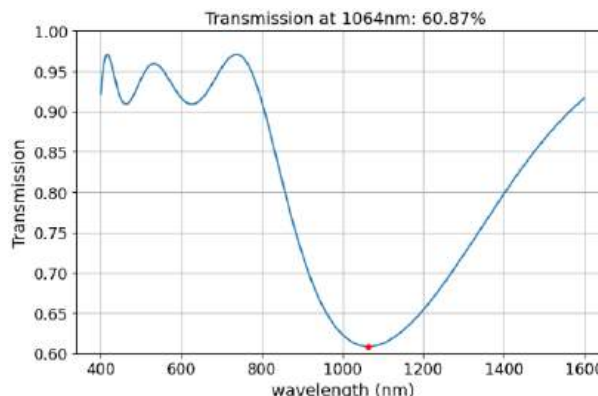


شکل ۳۸: نمایه روگیتی

دلیل عدم استفاده از نرم افزارهای آماده مانند Macleod دشواری شبیه‌سازی پوشش‌های روگیتی برای به دست آوردن عبور بالای ۹۹٪ و نیز ناممکن بودن ادغام لایه‌های نازک در این نرم افزارها بوده است. بنابراین از زبان برنامه نویسی پایتون استفاده شده است. برای این کار کد نوشته شده در پایتون ابتدا باید راستی آزمایی شود. برای این کار خروجی کد در نرم افزار Macleod و



شکل ۴۴: طیف عبور نمونه روگیتی در شکل (۷)



شکل ۴۲: طیف عبور چندلایه‌ای HL2 لایه‌ای در پایتون

مقایسه شبیه سازی و تجربی

در مرحله تجربی، یک نمونه روگیتی با ۲,۵ دوره تکرار و با داده‌های جدول (۱) در آزمایشگاه به روش تبخیر پرتو الکترونی لایه‌نشانی شد. این جدول مربوط به یک دوره تکرار از نمایه روگیتی است.

جدول ۱: مشخصات یک دوره تکرار ضریب شکست نمونه روگیتی

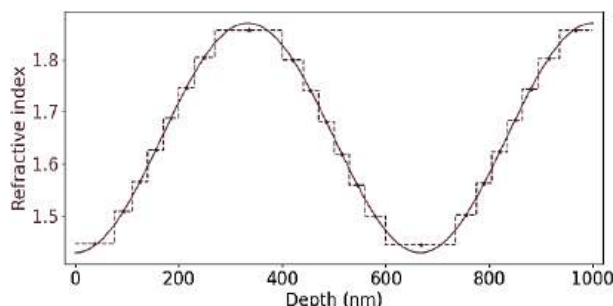
شماره لایه	ضخامت (nm)	ضریب شکست	ضریب ابزار
1	61.89	1.44	0.98
2	30.95	1.54	1.13
3	25.79	1.64	1.10
4	30.95	1.74	1.38
5	113.47	1.89	1.50
6	30.95	1.74	1.38
7	25.79	1.64	1.10
8	30.95	1.54	1.13
9	123.78	1.44	0.98

لازم به ذکر است که برای ساخت نمونه در آزمایشگاه، باید مقدار ضخامت فیزیکی هر لایه در ضریب ابزار (tooling factor) متناسب با آن ضرب شود تا ضخامت واقعی لایه به دست آید. طیف عبوری برای این نمونه در ناحیه طول موجی ۴۰۰ تا ۱۴۰۰ نانومتر در نظر گرفته شده است. مشاهده می‌شود که طیف عبور نمونه شبیه‌سازی شده و لایه‌نشانی شده مشابهت بالایی دارند؛ با این حال اندکی تفاوت در آنها مشاهده می‌گردد.

همانطور که مشاهده می‌شود خروجی میزان عبور برای هر دو محیط یکسان است. همچنین میزان عبور در طول موج 1064nm یکسان است. بنابراین می‌توان لایه‌های مختلف با ضخامت‌ها و مواد مختلف شبیه سازی کرد تا نمایه ضریب شکست روگیتی با مقدار مشخص پله ضریب شکست ایجاد شود و نتایج آنرا در عمل مشاهده کرد. در این مرحله چندین طراحی انجام شده که در ادامه، خروجی یکی از آنها نشان داده شده است.

در شکل (۷) یک نمونه طراحی نمایه روگیت با ۲۲ لایه و ضخامت کل 1000nm آورده شده است. ارتفاع پله ضریب شکست برای این طراحی برابر با 0.06 در نظر گرفته شده است. منحنی عبور این چندلایه‌ای در شکل (۸) نشان داده شده است.

در این شبیه سازی، پارامترهای متغیر به گونه‌ای تغییر داده شدند تا میزان عبور در طول موج 1064nm به بیش از ۹۹ درصد برسد که در شکل قابل مشاهده است.



شکل ۴۳: نمایه ضریب شکست یک نمونه چندلایه‌ای روگیتی

مشاهده شد که شکل کلی میزان عبور به دست آمده در آزمایشگاه، مطابقت بالایی با شبیه سازی دارد. دلیل اختلاف در برخی محدوده های طول موجی می تواند فرایند ایجاد ضریب شکست های موجود در جدول (۱) باشد. عامل دیگر، ضخامت لایه ها است که باید با دقت مناسبی مطابق با نتایج شبیه سازی باشد. اگر بتوان این ضرایب شکست و ضخامت ها را دقیق تر ایجاد کرد می توان میزان عبور را افزایش داد.

نتیجه گیری

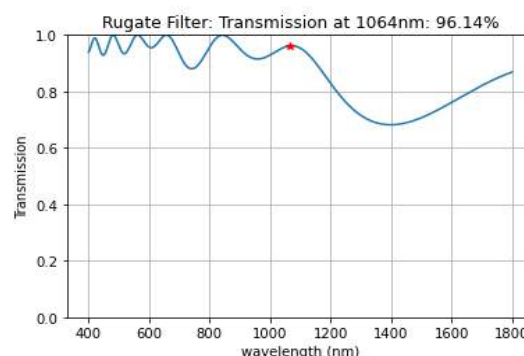
از این پژوهش می توان نتیجه گرفت که با شبیه سازی و ایجاد طراحی های متنوع در ساختار روگیت به چند لایه ای هایی دست یافت که میزان عبور در یک یا چند طول موج خاص به میزان دلخواه باشد. استفاده از زبان برنامه نویسی پایتون در این فرایند، می تواند این طراحی های دلخواه را بسیار قدرتمندتر از نرم افزارهای آماده موجود ایجاد کند.

سپاسگزاری

از صنایع اپتیک اصفهان برای حمایت مالی و استفاده از آزمایشگاه لایه نشانی و طیف سنجی نهایت قدردانی را داریم.

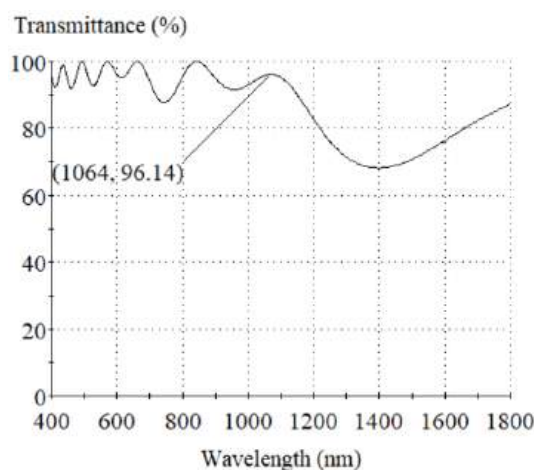
مرجع ها

- De Luca, D., Kortge, D., Bermel, P., Di Gennaro, E., & Russo, R. (2021, August). Rugate filters for evacuated thermal collectors: IR mirror for improvement of energy conversion efficiency. In *New Concepts in Solar and Thermal Radiation Conversion IV* (Vol. 11824, pp. 28-32), SPIE.
- a. Mohammad, E. J. (2024). Design Study High Reflectors Graded Index Mirror Dispersive Properties. *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, 60(1), 42-49.
- De Luca, D., Russo, R., Di Gennaro, E., & Bermel, P. (2020, August). Rugate filter window coating for improvement of vacuum solar thermal absorber efficiencies. In *New Concepts in Solar and Thermal Radiation Conversion III* (Vol. 11496, p. 1149605), SPIE.
- Johnson, W. E., & Crane, R. L. (1993, November). Introduction to rugate filter technology. In *Inhomogeneous and Quasi-Inhomogeneous Optical Coatings* (Vol. 2046, pp. 88-108). SPIE.



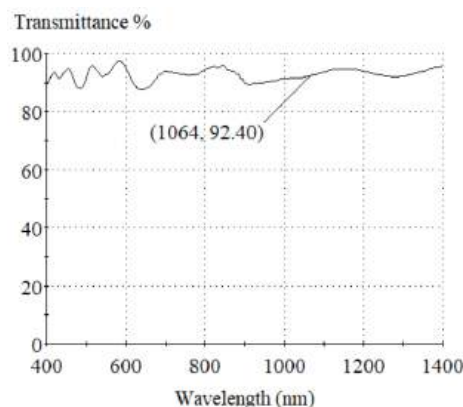
شکل ۴۵: منحنی عبور نمونه شبیه سازی در پایتون برای ساخت

این نمونه که توسط پایتون به دست آمده، در نرم افزار مکلنود نیز وارد شدند و منحنی عبور زیر به دست آمد.



شکل ۴۶: منحنی عبور نمونه شبیه سازی در مکلنود برای ساخت

این نمونه پس از ساخت در آزمایشگاه توسط دستگاه طیف سنج Shimadzu طیف سنجی شد و طیف عبور زیر برای آن به دست آمد:



شکل ۴۷: طیف عبور نمونه ساخته شده

مقایسه داده‌های عمق اپتیکی هواویزها بین شیدسنج خورشیدی زمین-پایه و سنسورهای ماهواره‌ای مادیس در زنجان، ایران

ابراهیم نوزری پاک^{*}، احمد عصار عنایتی، علی بیات

دانشجوی دکتری فیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک، دانشگاه لودویگ ماکسیمیلیان مونیخ (LMU)، مونیخ، آلمان

عضو هیئت علمی، دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

چکیده: این مطالعه به ارزیابی دقت سنسور مادیس ۱ بر روی ماهواره‌های (ترا و آکوا^۲) در اندازه‌گیری عمق نوری هواویزها (AOD^۳) می‌پردازد. برای این منظور، داده‌های ماهواره‌ای با اندازه‌گیری‌های زمینی شبکه ایرون^۴ مقایسه شده‌اند. نتایج نشان می‌دهد که سنسور آکوا در منطقه زنجان در بازه زمانی ۲۰۱۰ تا ۲۰۲۳ با ضریب همبستگی ۰٫۷۵ عملکرد بهتری نسبت به سنسور ترا با ضریب همبستگی ۰٫۷۳ دارد.

کلیدواژه: عمق اپتیکی هواویزها، شبکه رباتیک هواویزها، ماهواره مادیس، سنجنده ترا، سنجنده آکوا

The Comparison of Aerosol Optical Depth Data Between Ground-Based Sun-photometers and MODIS Satellite Sensors in Zanjan, Iran

Ebrahim Nozaripak*, Ahmad Assarenayati, Ali Bayat

PhD Candidate in Physics, Faculty of Physics, University of Zanjan, Zanjan, Iran

Master's Student in Physics, Ludwig Maximilian University of Munich (LMU), Munich, Germany

Faculty Member, Faculty of Physics, University of Zanjan, Zanjan, Iran

a.nozaripak@znu.ac.ir, a.assarenayati@campus.lmu.de, abayat@znu.ac.ir

Abstract: This study assesses the accuracy of MODIS sensors (Terra and Aqua) in measuring Aerosol Optical Depth (AOD) by comparing satellite data with AERONET ground-based measurements. Results show Aqua outperforms Terra, with correlation coefficients of 0.75 and 0.73.

Keywords: Aerosols optical depth, AERONET, MODIS, Terra Sensor, Aqua Sensor.

¹ Modis

² Terra-Aqua

³ Aerosol Optical Depth

⁴ AERONET

مقدمه

سنجده‌ها نقش مهمی در پایش محیط‌زیست و بررسی تغییرات اقلیمی منطقه‌ای و جهانی ایفا می‌کنند [۲].

شهر زنجان در ایران، با مختصات جغرافیایی ۳۶،۴۱ درجه شمالی و ۴۸،۲۴ درجه شرقی، به دلیل وجود شیدسنج خورشیدی مدل CIMEL-CE318 که تحت شبکه جهانی ایرونت فعالیت می‌کند، انتخاب شده است. این شیدسنج در دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان (IASBS) مستقر بوده و داده‌های باکیفیتی برای مطالعه هواویزها فراهم می‌کند [۲].

علاوه بر این، زنجان در کمربند غباری قرار دارد که از شمال آفریقا تا هند امتداد یافته و تحت تأثیر ریزگردهایی با منشاء صحرای دجله و فرات است. این شهر با جمعیتی بیش از ۵۰۰ هزار نفر و دارا بودن شهرک‌های صنعتی متعدد، به‌عنوان یک شهر نیمه‌صنعتی نیز در معرض آلودگی هوا و هواویزهای محلی و منطقه‌ای قرار دارد [۱].

جمع‌آوری اطلاعات

برای به دست آوردن داده‌های SPM به سایت ایرونت که در قسمت بالا ذکر شد مراجعه کرده و شیدسنج با نام (IASBS) را پیدا کرده و داده‌های ایرونت با سطح ۱،۵ در بازه زمانی دلخواه دانلود می‌کنیم. ما در این پژوهش از تاریخ ۲۰۱۰ تا ۲۰۲۳ را بررسی کردیم.

برای دسترسی به داده‌های ماهواره مادیس و سجنده ترا و آکوا راه‌های مختلفی وجود دارد ازجمله مراجعه به سایت (<https://ladsweb.modaps.eosdis.nasa.gov>) یا سایت (giovanni.gsfc.nasa.gov) می‌توان با تعیین بازه زمانی همچنین مقدار طول‌موج و تعیین منطقه جغرافیایی داده‌های لازم برای هر منطقه را به دست آورد. البته لازم به ذکر است که هریک از سایت‌های مذکور دارای ویژگی‌های خاص خود هستند به‌عنوان مثال سایت اولیه داده‌های با دقت تفکیک مکانی تصویر تقریباً ۳ در ۳ کیلومتر می‌دهد ولی سایت دیگر حداقل تفکیک مکانی داده‌ها برای منطقه تقریباً ۱۰۰ در ۱۰۰ کیلومتر است. سرانجام داده‌های جمع‌آوری‌شده در جدول زیر بدین صورت است:

هواویزها، ذرات معلق مایع و جامد در جو هستند که ابعاد آن‌ها از چند نانومتر تا چند ده میلی‌متر متغیر است. ماندگاری این ذرات در جو به ابعاد آن‌ها وابسته بوده و نقش مهمی در تغییرات اقلیمی و پیش‌بینی شرایط آب‌وهوایی ایفا می‌کنند. علاوه بر این، به دلیل اندازه کوچک و ماندگاری بالا، هواویزها تأثیر قابل‌توجهی بر سلامت انسان‌ها و جانداران دارند [۱].

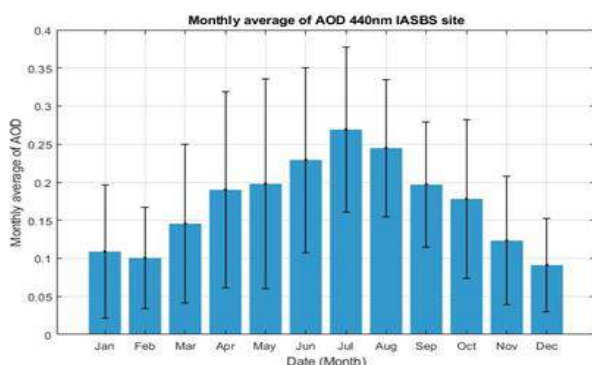
برای بررسی میزان هواویزها در جو، دو پارامتر کلیدی تعریف می‌شود: عمق اپتیکی هواویزها (AOD) و نمای آنگستروم. عمق اپتیکی معیاری از چگالی توزیع ذرات در جو است، درحالی‌که نمای آنگستروم (α) نشان‌دهنده اندازه ذرات است. رابطه بین این دو پارامتر به این صورت است که AOD با چگالی ذرات رابطه مستقیم و نمای آنگستروم با اندازه ذرات رابطه معکوس دارد [۱].

برای اندازه‌گیری این پارامترها، از سامانه‌های مختلف سنجش شامل سنجده‌های زمین-پایه، فضاپرد استفاده می‌شود. در ادامه، توضیح مختصری از این سامانه‌ها ارائه خواهد شد [۱].

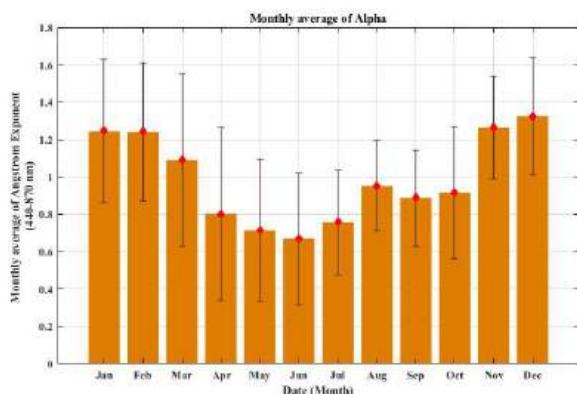
شیدسنج خورشیدی زمین-پایه (به اختصار SPM) به‌عنوان بخشی از شبکه ایرونت از سال ۱۹۹۸ میلادی مورد استفاده قرار گرفته است. این ابزار قابلیت داده‌برداری گسسته در طول موج‌های مختلف، ازجمله ۴۴۰ تا ۱۰۶۴ نانومتر را داراست. سنسورهای SPM در مکان‌های ثابت نصب می‌شوند و به دلیل دقت بالای درجه‌بندی و داده‌برداری، ابزارهای قابل‌اعتمادی برای بررسی عمق اپتیکی هواویزها (AOD) و نمای آنگستروم (α) به‌شمار می‌روند.

از سوی دیگر، سنجده مادیس یکی از ابزارهای کلیدی برای مطالعه ویژگی‌های زمین و جو است. این سنجده بر روی دو ماهواره، با نام‌های ترا و آکوا است که به‌ترتیب در سال‌های ۱۹۹۹ و ۲۰۰۱ میلادی به مدار زمین ارسال شدند. این دو سنجده به دلیل مدارهای متفاوت خود، داده‌برداری را در ساعات مختلف روز انجام می‌دهند؛ برای مثال، ماهواره ترا در بازه ۱۰:۳۰ تا ۱۱:۳۰ صبح و آکوا در بازه ۱۳:۳۰ تا ۱۴:۳۰ به‌وقت محلی از منطقه ایران عبور می‌کنند.

ماهواره مادیس با پوشش گسترده، وضوح مکانی و زمانی مناسب، فراهم کردن داده‌های کلیدی، ابزاری اساسی در مطالعات مربوط به هواویزها و تغییرات اقلیمی محسوب می‌شود. داده‌های این



شکل ۴۸ نمودار میانگین ماهانه عمق اپتیکی هواویزها که کاهش و افزایش این پارامتر را در فصول سرد و گرم نشان می‌دهد



شکل ۴۹ نمودار میانگین ماهانه پارامتر نمای آنگستروم، افزایش و کاهش این پارامتر را در فصول سرد و گرم برای شهر زنجان

در فصل تابستان، افزایش قابل توجهی در مقدار پارامتر عمق اپتیکی و کاهش مقدار پارامتر نمای آنگستروم مشاهده می‌شود که ناشی از تشدید غبار و افزایش فعالیت‌های طبیعی و انسانی مرتبط با هواویزها است. در مقابل، در فصل زمستان کاهش محسوسی در مقادیر AOD و افزایش نمای آنگستروم رخ می‌دهد که عمدتاً به دلیل بارندگی، سکونت جوی و کاهش منابع تولید ذرات معلق در جو است [۳].

جدول ۷ تعداد داده‌های کلی به دست آمده از SPM و آکوا و ترا

تعداد	نوع داده	نوع داده	حسگر
۸۳۴۴۳	Alpha440	AOD440nm	SPM
۵۰۹۶	*****	AOD550nm	ترا
۵۰۹۶	*****	AOD550nm	آکوا

یکسان‌سازی داده‌ها

حال داده‌ها را باید یکسان کنیم زیرا داده‌ای ماهواره‌ای ترا و آکوا در طول موج ۵۵۰ نانومتری در دسترس بودند ولی داده‌های SPM در بازه‌ی طول موجی ۴۴۰ و ۶۷۵ و ۸۷۰ نانومتری فعالیت دارند. برای یکسان کافی است از فرمول بیر-لامبرت استفاده کنیم تا عمق اپتیکی ۸۷۰ نانومتری را به عمق اپتیکی ۵۵۰ نانومتری تبدیل کنیم.

$$\frac{AOD_{550}}{AOD_{870}} = \left(\frac{550}{870} \right)^{-\text{Alpha}}$$

حالا باید تاریخ‌های مشترک بین داده‌های SPM و داده‌های ترا و آکوا را یافته تا بتوان همبستگی و تغییرات نسبی و رگرسیون خطی گرفت [۲].

مشترک SPM با آکوا	مشترک SPM با ترا
۱۱۴۰	۱۲۴۷

آنالیز داده‌ها و نتیجه‌گیری

شکل‌های (۱) و (۲) به بررسی رفتار میانگین ماهانه عمق اپتیکی هواویزها (AOD) و نمای آنگستروم (α) می‌پردازند. این نمودارها که بر اساس داده‌های شیدسنج خورشیدی (SPM) تهیه شده‌اند، الگوی واضحی از تغییرات فصلی هواویزها را نشان می‌دهند.

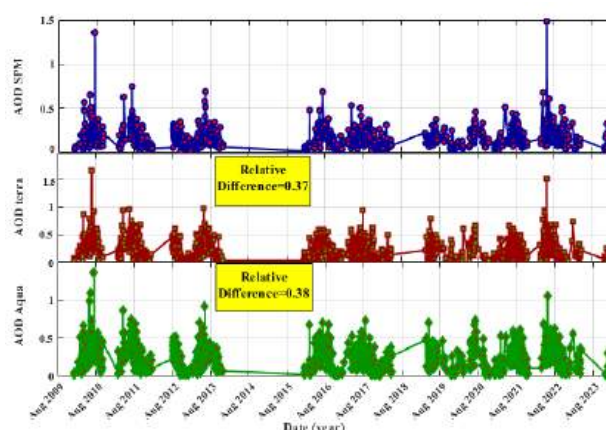
در تصویر (۳) رفتار دوره‌ای عمق اپتیکی هواویز برای داده‌ی SPM، ترا و آکوا به تفکیک برای بازه‌ی زمانی از ابتدا سال ۲۰۱۰ تا انتهای سال ۲۰۲۳ رسم شد و همچنین مقدار تغییرات نسبی نیز آورده شد، که این تغییرات بین SPM و آکوا برابر با ۰,۳۷ و بین SPM و ترا ۰,۳۸ به دست آمد و در تصاویر ۴ و ۵ رگرسیون خطی بین عمق اپتیکی هواویز سنجنده آکوا با SPM و ترا با SPM گرفته و معادله خط به همراه ضریب همبستگی در نمودار گزارش شد که این ضریب بین آکوا و SPM برابر با ۰,۷۵ و ترا و SPM برابر با ۰,۷۳ به دست آمد. همچنین لازم به ذکر است پهنای نوار خطای مورد انتظار از مقدار انحراف معیار به دست آمده است. و در نهایت هر دو سنجنده ترا و آکوا دارای عملکرد مناسب نسبت به SPM است و سنجنده آکوا دارای رفتار مناسب‌تری در دقت داده‌برداری عمق اپتیکی هواویزها نسبت به سنجنده ترا داراست.

مرجع‌ها

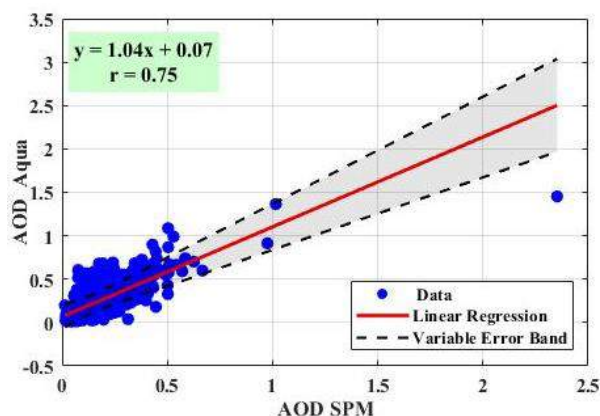
ابراهیم نوذری پاک، علی بیات، احمد درودی- ساخت و راه‌اندازی شیدسنگ خورشیدی تک کاناله. دانشگاه زنجان-۱۴۰۱

علی بیات، احمد عصار عنایتی، عظیمه توشنی، صحت سنجی عمق اپتیکی هواویزهای اندازه‌گیری شده توسط سنجنده‌های کالیوپ، مادیس، میزر و امی با داده‌های شیدسنگ خورشیدی در منطقه زنجان، فصلنامه تحقیقات کاربردی علوم جغرافیایی، پاییز ۱۴۰۰

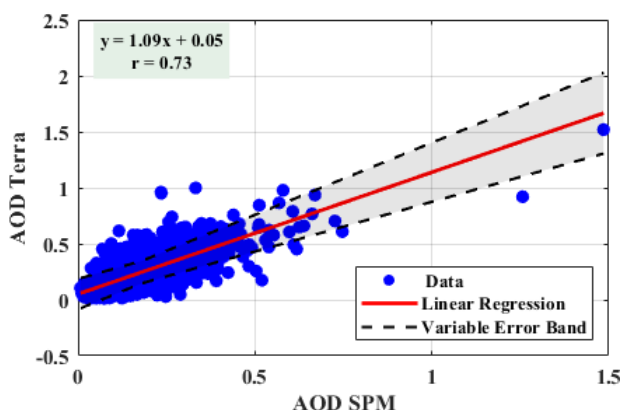
- 1- Acker, J.G., Leptoukh, G., 2007. Online analysis enhances use of nasa earth science data. Eos, Transactions American Geophysical Union.
- 2- Masoumi, A., Kholesifard, H., Bayat, A., Moradhaseli, R., 2013. Retrieval of aerosol optical Depth and physical properties from ground-based measurements for Zanzan, a city in Northwest Iran. Atmospheric Research



شکل ۵۰ نمودار رفتار عمق اپتیکی هواویزها به دست آمده از داده‌های SPM، ترا و آکوا برای بازه زمانی ۲۰۱۰ تا ۲۰۲۴



شکل ۵۱ نمودار رگرسیون خطی بین داده‌های عمق اپتیکی از سنجنده SPM و آکوا



شکل ۵۲ نمودار رگرسیون خطی بین داده‌های عمق اپتیکی از سنجنده SPM و ترا

پراش باریکه‌های گردابی از توری شعاعی سینوسی فازی

فاطمه افشاری پور^۱، علی محمد خزایی^۲، حمیدرضا مشایخی^۱

^۱ دانشگاه شهید باهنر کرمان، دانشکده فیزیک، کرمان، ایران

^۲ دانشگاه لرستان، دانشکده علوم پایه، خرم‌آباد، ایران

چکیده – باریکه‌ی گردابی یک ویژگی منحصر به فرد به نام بار توپولوژیکی دارد. با برخورد باریکه‌ی گردابی به توری شعاعی فازی می‌توان پراش آن را بررسی کرد. ما در این مقاله با کمک انتگرال فرنل-کیرشهف به صورت تحلیلی پراش میدان نزدیک باریکه‌ی گردابی از توری شعاعی فازی با نمایه سینوسی را بررسی نموده و با نرم افزار MATLAB الگوهای پراشی با ویژگی‌های مختلف تولید کردیم. نتایج بررسی نشان داد پراش باریکه‌های گردابی با بارهای توپولوژیکی مثبت و منفی باعث چرخش پره‌های توری در جهت ساعتگرد و پادساعتگرد می‌شود.

کلیدواژه – پراش – باریکه‌ی گردابی – توری شعاعی فازی – انتگرال فرنل – کیرشهف.

Diffraction of vortex beams from phase sinusoidal radial gratings

Fatemeh Afsharipour 1, Ali Mohammad Khazaei 2, Hamidreza Mashayekhi 2

1- Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran,

2-Department Physics, Faculty of Basic Science, University of Lorestan, Khorramabad, Iran

afshari98f@gmail.com, khazaei.am@lu.ac.ir, mashhr@uk.ac.ir

Abstract- vortex beam has a special characteristic called topological charge. Diffraction can be investigated by hitting the vortex beam on a phased radial grating. In this paper, with the help of Fresnel-Kirchhoff integral, we analyzed analytically the near-field diffraction of the vortex beam of a phase radial grating and produced diffraction patterns with different characteristics with MATLAB software. The results of the investigation showed that the diffraction of the vortex beams with positive and negative topological charges causes the rotation of the grating spokes in the clockwise and anti-clockwise directions.

Keywords: diffraction, vortex beam, phased radial grating, Fresnel-Kirchhoff integral

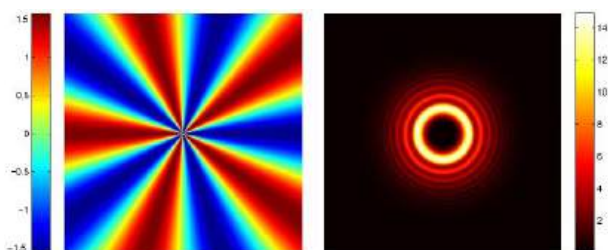
مقدمه

مبانی نظری

تابع دامنه عبور از یک توری شعاعی فازی با نمایه سینوسی به صورت زیر معرفی می شود:

$$T(\varphi) = \exp[i\gamma \cos(p\varphi)] \quad (1)$$

که φ ، P و γ به ترتیب مختصه سمتی، تعداد پره های توری شعاعی و تاخیر فاز ایجاد شده توسط تلفیق گر فضایی نور می باشند. شکل (۱) سمت چپ یک توری شعاعی فازی با نمایه سینوسی پنج پره را نمایش می دهد.



شکل ۱: شکل سمت چپ توری یک توری شعاعی فازی با نمایه سینوسی پنج پره و شکل سمت راست یک باریکه گردابی با بار توپولوژیکی ۴ را نمایش می دهد.

دامنه مختلط میدان نور فرودی یک باریکه گردابی که شعاع کمر باریکه آن ω_0 است را می توان در ساده ترین حالت به صورت زیر نوشت:

$$U_{LG}(r, \varphi, z=0) = \left(\frac{r}{\omega_0}\right)^{|l|} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) \exp(il\varphi) \quad (2)$$

l بار توپولوژیکی باریکه گردابی است. شکل (۱) سمت راست شدت یک باریکه گردابی با بار توپولوژیکی ۴ را نمایش می دهد.

با استفاده از انتگرال فرنل - کیرشهف دامنه مختلط میدان نور پراشیده شده در دستگاه مختصات قطبی در فاصله z برابر است با:

$$U(\rho, \theta, Z) = h_0 e^{i\alpha \rho^2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} U_{LG}(r, z=0) \times T(\varphi) e^{i\alpha r^2} e^{-2i\alpha r \rho \cos(\varphi-\theta)} r dr d\varphi \quad (3)$$

که ρ مختصه شعاعی، θ زاویه سمتی، $\alpha = \frac{\pi}{\lambda z}$ عدد موج،

باریکه های گردابی می توانند تکانه زاویه ای مداری را با خود حمل کنند [۱]. این باریکه ها به حالت پیچشی در فضا انتشار می یابند [۲]. تولید این باریکه ها برای اولین بار در سال ۱۹۹۲ توسط آلن و همکاران انجام گرفت [۳]. فاز یک باریکه گردابی حول محور اپتیکی می چرخد که این چرخش باعث می شود جبهه ی موج نور در حین انتشار به حالت مارپیچی تاب بخورد. تعداد تاب خوردگی هایی که نور در طول فاصله ی انتشاری به اندازه ی یک طول موج می پیماید، با عدد صحیحی به نام بار توپولوژیکی تعیین می شود. این عدد ممکن است مثبت و یا منفی باشد [۲]. کمیت اندازه حرکت زاویه ای می تواند ناشی از اسپین و یا اندازه حرکت زاویه ای چرخشی (OAM) آن باشد. قطبش دایروی موجب حمل اندازه حرکتی به میزان $\pm \hbar$ برای هر یک از فوتون های باریکه نوری می شود در حالی که فوتون های یک موج چرخشی با بار توپولوژیکی l ، می توانند هر یک به میزان $l\hbar$ اندازه حرکت زاویه ای داشته باشند. باریکه های گردابی از جمله مواردی اند که دارای این خاصیت می باشند. تکانه ی نوری چنین باریکه ای شامل مؤلفه ای در جهت انتشار باریکه و مؤلفه ای از زاویه ی سمتی به شکل $\exp(il\varphi)$ است که در آن l بار توپولوژیکی و φ زاویه ی سمتی است [۴]. باریکه های گردابی کاربردهای بسیار وسیعی در مخابرات نوری، اطلاعات کوانتومی، تله اندازی اتم ها، پردازش تصویر، دستکاری و انتقال تکانه زاویه ای ذرات کوچک و انبرک های نوری دارند [۵]. از باریکه های گردابی در بررسی پراش نیز می توان بهره برد. از توری ها به طور گسترده برای این منظور استفاده می شود. توری های فازی شعاعی یکی از انواع توری های پراش است. این توری ها متشکل از خطوطی هستند که از یک نقطه انشعاب و زاویه مابین هر دو خط مجاور آن برابر است همچنین بخاطر فازی بودن فقط بر روی فاز موج تابشی تأثیر می گذارند، لذا شفاف بوده و انرژی موج را تضعیف نمی کنند [۶].

در این مقاله بطور تحلیلی پراش باریکه های گردابی از توری فازی شعاعی سینوسی بررسی شده است. تحلیل این مسئله با کمک انتگرال فرنل - کیرشهف انجام گرفته است.

$$\begin{aligned}
 U(\rho, \theta, z) = & \frac{2\pi h_0}{(\omega_0)^{|l|}} e^{i\alpha\rho^2} \{(-i)^l e^{il\theta} j_0(\gamma) \frac{b^{|l|}}{(2\alpha')^{|l|+1}} e^{-\frac{b^2}{4\alpha'}} \\
 & + \sum_{q=1}^{+\infty} (-i)^{l-qp} e^{i(l-qp)\theta} i^q j_q(\gamma) \\
 & \times \frac{\Gamma(\frac{|l|+2+l-qp}{2})}{b(\alpha')^{\frac{(|l|+1)}{2}} \Gamma(l-qp+1)} e^{-\frac{b^2}{8\alpha'}} M_{(\frac{|l|+1}{2}, \frac{l-qp}{2})}(\frac{b^2}{4\alpha'}) \\
 & + \sum_{q=1}^{+\infty} (-i)^{l+qp} e^{i(l+qp)\theta} i^q j_q(\gamma) \\
 & \times \frac{\Gamma(\frac{|l|+2+l+qp}{2})}{b(\alpha')^{\frac{(|l|+1)}{2}} \Gamma(l+qp+1)} e^{-\frac{b^2}{8\alpha'}} M_{(\frac{|l|+1}{2}, \frac{l+qp}{2})}(\frac{b^2}{4\alpha'})\} \quad (6)
 \end{aligned}$$

که در آن $\alpha' = \frac{1}{\omega_0^2} - i\alpha$ و $b = 2\alpha\rho$ است.

نتایج تحلیلی

پراش باریکه‌های گردابی با بارهای توپولوژیکی متفاوت را از یک توری شعاعی فازی با نمایه سینوسی با استفاده از نرم افزار MATLAB بررسی کرده‌ایم. شکل (۲) پراش باریکه‌های گردابی با بارهای توپولوژی $l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 5, \pm 6$ از یک توری شعاعی فازی با نمایه سینوسی که داری ۵ پره را نشان می‌دهد.

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ، $h_0 = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z}$ ، طول موج نور در خلأ و عدد موج هستند. با جایگذاری معادله (۱) و (۲) در معادله (۳)، دامنه‌ی مختلط میدان نوری در $Z=L$ داریم:

$$\begin{aligned}
 U(\rho, \theta, z) = & \frac{2\pi h_0}{(\omega_0)^{|l|}} e^{i\alpha\rho^2} \{(-i)^l e^{il\theta} j_0(\gamma) \\
 & \times \int_0^\infty J_l(2\alpha r \rho) e^{il\theta} e^{-\frac{1}{w_0^2} - i\alpha)r^2} e^{i\alpha r^2} r^{|l|+1} dr \\
 & + (-i)^{l-qp} e^{i(l-qp)\theta} i^q j_q(\gamma) \\
 & \times \int_0^\infty \sum_{q=1}^{+\infty} J_{l-qp}(2\alpha r \rho) e^{-\frac{1}{w_0^2} - i\alpha)r^2} r^{|l|+1} dr \\
 & + \sum_{q=1}^{+\infty} (-i)^{l+qp} e^{i(l+qp)\theta} i^q j_q(\gamma) \\
 & \times \int_0^\infty \sum_{q=1}^{+\infty} J_{l+qp}(2\alpha r \rho) e^{-\frac{1}{w_0^2} - i\alpha)r^2} r^{|l|+1} dr\} \quad (4)
 \end{aligned}$$

با کمک انتگرالهای زیر [۷]:

$$\begin{aligned}
 \int_0^\infty r^{v+1} J_v(br) e^{-ar^2} dr &= \frac{b^v}{(2a)^{v+1}} e^{-\frac{b^2}{4a}} \\
 \int_0^\infty r^\mu J_v(br) e^{-ar^2} dr &= \\
 \frac{\Gamma(\frac{\mu+v+1}{2})}{b\alpha^{\frac{\mu}{2}} \Gamma(v+1)} e^{-\frac{b^2}{4\alpha}} M_{\frac{\mu}{2}, \frac{v}{2}}(\frac{b^2}{4\alpha}) \quad (5)
 \end{aligned}$$

در اینجا $M_{\mu, \nu}(x)$ Whittaker function است.

بنابراین دامنه مختلط میدان نور پراشیده شده در دستگاه مختصات قطبی در فاصله z برابر است با :

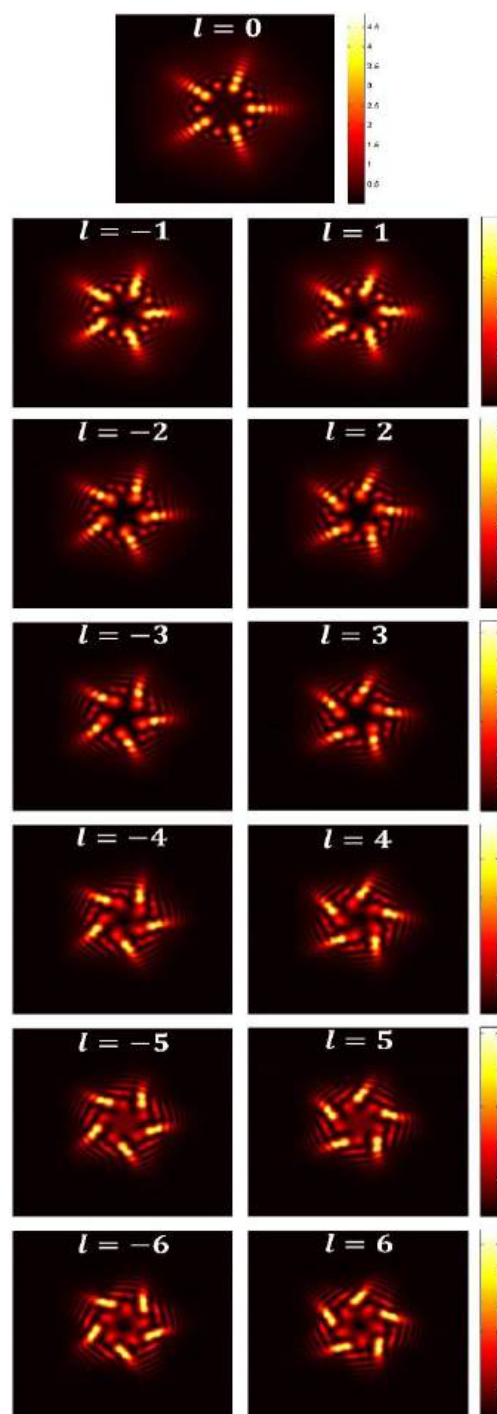
نتیجه گیری

پراش باریکه های گردابی با بارهای توپولوژیکی مثبت باعث چرخش پره های توری در جهت ساعتگرد می شود. پراش باریکه های گردابی با بارهای توپولوژیکی منفی باعث چرخش پره های توری در جهت پادساعتگرد می شود.

هر گاه بار توپولوژیکی باریکه های گردابی با تعداد پره های توری شعاعی فازی با نمایه سینوسی یکسان باشد مرکز باریکه دارای شدت است در غیر این صورت شدت آن صفر است.

مرجع ها

- 1- Hebri, D., Rasouli, S., & Yeganeh, M. (2018). Intensity-based measuring of the topological charge alteration by the diffraction of vortex beams from amplitude sinusoidal radial gratings. *JOSA B*, 35(4), 724-730.
- 2- Curtis, J. E., & Grier, D.G. (2003). Structure of optical vortices. *Physical review letters*, 90(13), 133901.
- 3- Shen, Y., Wang, X., Xie, Z., Min, C., Fu, X., Liu, Q., ... & Yuan, X. (2019). Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities. *Light: Science & Applications*, 8(1), 90. upper laser level", *Opt. Lett.*, Vol. 31, No. 6, pp. 3618-3619, 2006.
- 4- Franke-Arnold, S., Allen, L., & Padgett, M. (2008). Advances in optical angular momentum. *Laser & Photonics Reviews*, 2(4), 299-313.
- 5- Couillet, P., Gil, L., & Rocca, F. (1989). Optical vortices. *Optics Communications*, 73(5), 403-408.
- 6- Ono, Hiroshi, Kitamura, Keiko, Kawatsuki, Nobuhiro, "Phase grating generation and optical phase conjugation in photorefractive polymer/dissolved liquid crystal composites", *Liquid Crystals*, 2004.
- 7- Zwillinger, Daniel, ed. Table of integrals, series, and products. Elsevier, 2014.



شکل ۲: پراش باریکه های گردابی با بارهای توپولوژیکی $l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 5, \pm 6$ از یک توری شعاعی فازی با نمایه سینوسی که دارای ۵ پره را در فاصله ۲ متری از این توری نشان می دهد.

بهبود وضوح محوری در مقطع نگار همدوس نوری با استفاده از شبکه عصبی عمیق

نرگس رضائی^۱، فائقه حاجی زاده^۱، احسان احدی اخلاقی^۲

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، کد پستی ۴۵۱۳۷۶۶۷۳۱

^۲مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، کد پستی ۴۵۱۳۷۶۶۷۳۱

چکیده - مقطع نگاری همدوس نوری (OCT) یک روش تصویربرداری غیرتهاجمی برای بررسی نمونه‌های بیولوژیکی است که وضوح محوری آن به دلیل طول همدوسی منبع نوری محدود است. برای بهبود این وضوح، روش‌های سخت‌افزاری و محاسباتی مانند منابع نوری پهن-باند و الگوریتم‌های واپیچش به کار می‌روند. اما این روش‌ها با پیچیدگی محاسباتی همراه هستند. این مقاله یک شبکه عصبی عمیق برای افزایش وضوح محوری OCT و حذف اثر تابع پخشیدگی نقطه (PSF) معرفی می‌کند. این شبکه شامل پنج لایه و ۸۰۰ نورون در هر لایه میانی است. داده‌های آموزشی از شبیه‌سازی نمونه‌های دو لایه‌ای با نویز ۲۰ درصد تهیه شدند. نتایج نشان می‌دهد که این شبکه می‌تواند مرزهای نمونه‌هایی با ضخامت کمتر از حد تفکیک‌پذیری محوری را با دقت ۹۲ درصد تشخیص داده و به‌طور مؤثری اثر PSF را حذف کند.

کلیدواژه - مقطع نگار همدوس نوری، وضوح محوری، یادگیری عمیق و شبکه عصبی.

Enhancing Axial Resolution in Optical Coherence Tomography Using Deep Neural Network

Narges Rezaei¹, Faegheh Hajizade¹, and Ehsan A. Akhlaghi^{1,2}

¹Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan

²Optics Research Centre, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan,

nargesrezaei@iasbs.ac.ir

Abstract- Optical Coherence Tomography (OCT) is a non-invasive imaging technique used for imaging biological tissues, though its axial resolution is limited by the coherence length of the light source. To improve this resolution, hardware and computational methods such as broadband light sources and deconvolution algorithms are employed, though these methods often involve computational complexity. This paper introduces a deep neural network to enhance the axial resolution of OCT and eliminate the effect of the Point Spread Function (PSF). The network consists of five layers with 800 neurons in each hidden layer. Training data were generated from simulations of two-layer samples with 20% noise. Results show that this network can detect boundaries in samples with thicknesses below the axial resolution limit with 92% accuracy, effectively removing the PSF effect.

Keywords: Optical coherence tomography, Axial resolution, Deep learning and Neural network.

مقدمه

محاسباتی به صرفه نیستند. علاوه بر این به تنظیم پارامترها توسط کاربر وابسته‌اند و در طول تکرار مصنوعات اضافی در تصویر ایجاد می‌کنند.

یادگیری عمیق نوعی از یادگیری ماشین است که امروزه در بسیاری از زمینه‌ها مانند پزشکی، تشخیص گفتار، ترجمه زبان و طبقه‌بندی تصاویر استفاده می‌شود. علاوه بر این، یادگیری عمیق ثابت کرده است که در بسیاری از زمینه‌های فیزیکی از اختر فیزیک تا فیزیک ذرات کاربرد دارد. در اپتیک نیز برای حل بسیاری از مسائل در زمینه نانو اپتیک، تصویربرداری (میکروسکوپی)، حذف نوفه سیستم (پردازش تصویر)، افزایش عمق میدان، بازسازی پالس‌های فراکوتاه و انبرک نوری از یادگیری عمیق استفاده شده است [۴]. در این مقاله از یادگیری عمیق برای افزایش وضوح محوری اسکن عمقی در OCT از طریق تعیین دقیق محل مرز در نمونه‌های ۲ لایه و حذف اثر تابع پخشیدگی نقطه استفاده شده است.

روش‌ها

مبانی نظری

اساس کار مقطع‌نگار همدوس نوری بر پایه تداخل نور با همدوسی کم است. چیدمان تداخل‌سنج مایکلسون مبتنی بر فیبر نوری، متداول‌ترین چیدمان در این زمینه است که در آن تاخیر زمانی میدان‌های پراکنده‌شده از لایه‌های مختلف نمونه اندازه‌گیری می‌شود. اطلاعات عمقی در سیگنال تداخلی فضای فرکانس، در اثر تداخل میدان نمونه (پراکنده‌شده از عمق‌های مختلف نمونه) و میدان مرجع، مدوله می‌شود. تبدیل فوریه این تداخل‌نگاشت طیفی، اطلاعات عمقی یک نقطه از نمونه (A) اسکن) را فراهم می‌کند. یک اسکن عمقی را می‌توان به صورت

$$I = I_a + I_b \cos(2k_0 z) \quad (1)$$

نوشت که I_a جمع شدت میدان نمونه و مرجع، I_b دامنه شدت مدوله شده و k_0 عدد موج متناظر با طول موج مرکزی طیف منبع است. g_r نیز درجه همدوسی میدان منبع و تابع پخشیدگی نقطه (PSF) این سیستم تصویرساز است که از تبدیل فوریه طیف منبع نور حاصل می‌شود. بنابراین آنچه وضوح محوری (Δz) را محدود می‌کند، طول همدوسی میدان منبع است. طول همدوسی منبعی با شکل طیف گاوسی به صورت

مقطع‌نگار همدوس نوری (OCT) یک روش تصویربرداری مبتنی بر تداخل‌سنج نوری است که امکان تصویربرداری غیرتهاجمی، غیرتماسی و بدون نیاز به برچسب‌گذاری از بافت‌های بیولوژیکی و سایر مواد پراکنده‌کننده را امکان‌پذیر می‌سازد. در این روش نیازی به جداسازی و پردازش نمونه نیست. بنابراین به طور گسترده برای تصویربرداری از بافت‌هایی که جداسازی آن‌ها ممکن نیست، مانند چشم، و یا نمونه‌برداری استاندارد از آن‌ها دارای خطای نمونه‌گیری است، مانند تشخیص سرطان، مورد استفاده قرار می‌گیرد. وضوح محوری ۲-۲۰ میکرومتری با عمق نفوذ چند میلی‌متری در داخل نمونه (بسته به تاری و کداری آن) و سرعت داده‌برداری بالا، OCT را به یک روش استاندارد در زمینه تشخیص و درمان بسیاری از بیماری‌های چشم (بیماری شبکیه)، قلب (آنژیوگرافی عروق کرونر)، پوست، گوارش و دندانپزشکی تبدیل کرده است [۱].

این روش مانند تمام روش‌های تصویربرداری از محدودیت‌هایی مانند وضوح محوری محدود رنج می‌برد. وضوح محوری محدود ناشی از طول همدوسی منبع نوری مورد استفاده است. غلبه بر این محدودیت دقت سطح‌سنجی را افزایش داده و امکان تصویربرداری از ریزساختارهای نمونه با دقت بالا را فراهم می‌کند. روش‌های اصلی در بهبود وضوح محوری، روش‌های مبتنی بر سخت‌افزار [۲] و روش‌های محاسباتی از جمله هوش مصنوعی [۳] هستند. روش‌های سخت‌افزاری شامل افزودن قطعه جدید به چیدمان اپتیکی و یا استفاده از منابع نوری پهن باند، با طول همدوسی کم، است. دیودهای ابر درخشان رایج‌ترین منابع نوری در OCT هستند که علی‌رغم پیشرفت‌های گسترده، تنها به پهنای ۱۵۰ نانومتر (وضوح محوری ۳-۵ میکرومتر) محدود شده‌اند. استفاده از لیزرهای فمتوثانیه و فوتودیودهای تک فوتونی نیمه هادی وضوح محوری را بهبود می‌بخشد. با این حال ساخت منابع نوری پهن-باند و یا افزودن قطعه اپتیکی باعث پیچیدگی در طراحی اپتیکی چیدمان، به دلیل جبران پاشندگی و ابیراهی رنگی می‌شود [۲]. در روش‌های محاسباتی نیز از واپیچش کلاسیک (عموماً واپیچش لوسی-ریچاردسون) ، واپیچش مدوله‌شده، روش‌های تخمین طیفی (پارامتری و غیرپارامتری) و تغییر شکل طیف منبع نور استفاده می‌شود [۴]. اما این روش‌ها در یک الگوریتم تکراری زمان بر کار می‌کنند که از نظر

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2 \lambda_0^2}{\pi \Delta \lambda} \quad (2)$$

می کنند. بنابراین حتی اگر PSF دو مرز متوالی هم پوشانی داشته باشند (در صورت عملکرد صحیح شبکه) ضخامت لایه همچنان قابل تشخیص خواهد بود.

معماری این شبکه به صورت ۵ لایه نرونی با ۸۰۰ نورون در هر لایه و لایه خروجی با ۳ نورون در نظر گرفته شده است. پس از هر لایه میانی یک نرمال سازی دسته ای و به دنبال آن تابع فعال سازی ELU اعمال شده و تابع فعال ساز لایه پایانی نیز ReLU در نظر گرفته شده است.

تابع هزینه مورد استفاده ترکیب وزنی میانگین خطای مطلق MAE و خطای میانگین مربعات RMSE است. برای اندازه گیری خطای شبکه، پارامتر میانگین درصد قدرمطلق خطا MAPE، که همان MAE نرمال شده است، استفاده شد. پس از آماده سازی داده های آموزشی، فرآیند یادگیری شبکه عصبی با زبان برنامه نویسی پایتون در چارچوب تنسورفلو توسط رایانه ای با مشخصات

32GB RAM، Intel(R) Core(TM) i7-11700 با تابع بهینه سازی Adam در ۷۰ تکرار انجام گردید.

نتایج

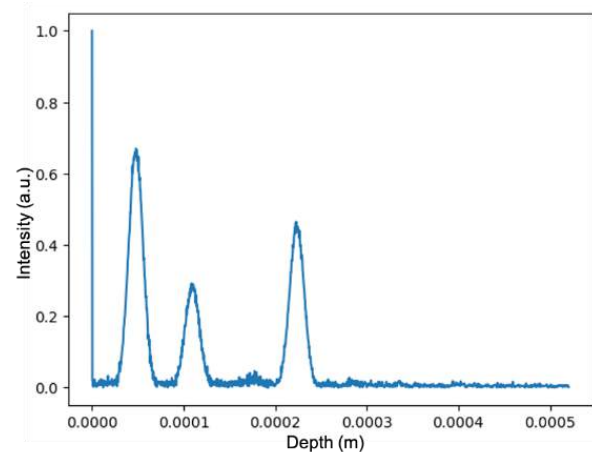
شکل ۲، ۳ نمونه از تعیین محل مرز نمونه توسط شبکه را نمایش می دهد. نمودار نارنجی اسکن عمقی یک نمونه دو لایه ای در حالت ایده آل (بدون اثر PSF)، نمودار آبی اسکن عمقی به دست آمده از OCT و دایره تو پر خروجی شبکه (محل مرزهای نمونه) است.

در شکل ۲(الف) وجود سه مرز که PSF آن ها هم پوشانی نداشتند به خوبی تشخیص داده شده است که این امر چندان دور از انتظار نبوده است. اما در شکل های ۲(ب) و ۲(ج) ضخامت لایه دوم کم تر از وضوح محوری سیستم بوده و همین امر باعث هم پوشانی PSF در دو مرز این لایه شده است. علی رغم این که تشخیص وجود دو مرز در داده اسکن عمقی OCT به راحتی امکان پذیر نیست، شبکه آموزش دیده وجود دو قله را به خوبی تشخیص داده و اثر PSF را حذف کرده است بررسی نتایج نشان می دهد میانگین و بیشینه خطای تعیین محل مرزها نسبت به حالت ایده آل به ترتیب ۵ و ۳٫۵ میکرومتر است. تابع هزینه داده ارزیابی ۰٫۴۵ و مقدار MAPE ۸٫۷۱٪ به دست آمد.

است که λ_0 طول موج مرکزی طیف و $\Delta \lambda$ پهنای آن است. بنابراین می توان با انتخاب منبع نور با ویژگی مشخص، وضوح محوری را تغییر داد [۱].

تهیه داده ها

داده های آموزشی شبکه از طریق شبیه سازی تداخل میدان بازتابی از آینه مرجع و میدان پراکنده شده از نمونه، بر پایه اپتیک لایه نازک، و سپس تحلیل این سیگنال تداخلی جمع آوری شده است. این داده ها، اسکن عمقی از نمونه هایی با ۲ لایه اپتیکی (با ضریب شکست متفاوت) بر روی یک زیر لایه (در مجموع ۳ مرز) هستند. برای ایجاد شرایط واقعی، نوفه ای از مرتبه ۲۰ درصد دامنه سیگنال تداخلی به آن اضافه شد. شکل ۱ نمونه ای از داده های شبیه سازی را نمایش می دهد که در آن تاثیر PSF سیستم تداخلی (با پهنای ۷ میکرومتر) قابل مشاهده است. ۲۰۰۰۰ داده آموزشی شبیه سازی برای آموزش شبکه آماده شدند.



شکل ۱: اسکن عمقی به دست آمده از تحلیل تداخل نگاشت طیفی یک نمونه دو لایه.

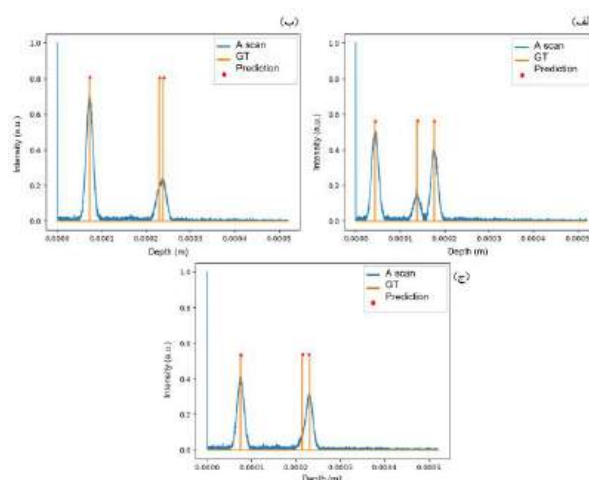
ساختار شبکه عصبی

شبکه عصبی استفاده شده یک شبکه ساده کاملاً متصل است که یک اسکن عمقی نمونه را به عنوان ورودی گرفته و سه طول راه نوری متناظر با مرزهای نمونه را تولید می کند. این خروجی ها محل تغییر ضریب شکست (محل مرز لایه های نمونه) در اسکن عمقی را، فارغ از محدودیت تفکیک پذیری عمقی، مشخص

نقطه (PSF) از داده‌های اسکن عمقی OCT استفاده شده است. این شبکه با داده‌های شبیه‌سازی شده از اسکن عمقی نمونه‌ای دو لایه با سه مرز و نوفه ۲۰ درصد آموزش داده شد. شبکه آموزش دیده می‌تواند با حذف اثر PSF، لایه‌هایی با ضخامت کمتر از حد تفکیک پذیری را با دقتی نزدیک به ۹۲٪ شناسایی کند. میانگین و بیشینه خطای تعیین محل مرزها نسبت به حالت ایده‌آل به ترتیب ۵ و ۳۰۵ میکرومتر است.

مرجع‌ها

- 1- Drexler, Wolfgang, and James G. Fujimoto, eds. Optical coherence tomography: technology and applications. Springer Science & Business Media, 2008.
- 2- De Wit, Jos, Kostas Angelopoulos, Jeroen Kalkman, and George-Othon Glentis. "Fast and accurate spectral-estimation axial super-resolution optical coherence tomography." *Optics Express* 29, no. 24 (2021): 39946-39966.
- 3- Lee, Woojin, Hyeong Soo Nam. "Deep learning-based image enhancement in optical coherence tomography by exploiting interference fringe." *Communications Biology* 6, no. 1 (2023): 464.
- 4- Akcay, Ceyhan, Pascale Parrein, and Jannick P. Rolland. "Estimation of longitudinal resolution in optical coherence imaging." *Applied optics* 41, no. 25 (2002): 5256-5262.



شکل ۲: خروجی شبکه آموزش دیده برای تعیین مرز نمونه دولایه‌ای. الف- دو لایه با ضخامت بیش از طول همدوسی سیستم، ب و ج- دو لایه با ضخامت کمتر از طول همدوسی سیستم. نمودار آبی داده‌های اسکن عمقی نمونه توسط OCT، دایره توپر محل مرزهای نمونه و نمودار نارنجی اسکن عمقی در حالت ایده‌آل (بدون اثر PSF) است (ارتفاع دایره‌ها حائز اهمیت نیست).

نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک شبکه عصبی کاملاً متصل با تابع هزینه وزن‌دار (ترکیبی از MAE و RMSE) برای حذف اثر تابع پخشیدگی

نانوکامپوزیت MIL-88(Fe)-NH₂/Pd و کاربرد آن در حذف رنگ متیل اورانژ

زهره احمدی منش^۱، بابک ژاله^۱، مهتاب اسلامی پناه^۱، حسن سپهرمنصوری^۲، محمدعلی زلفی گل^۳

^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بوعلی سینا، همدان

^۲دانشکده علوم و فنون همگرا-دانشگاه قم، قم

^۳گروه شیمی آلی، دانشکده شیمی و علوم نفت، دانشگاه بوعلی سینا، همدان

چکیده- در این پژوهش، ابتدا نانوذرات پالادیوم با استفاده از فرآیند کندوسوز لیزری در محیط آب دیونیزه سنتز شدند. همچنین چارچوب فلز-آلی MIL-88(Fe)-NH₂ با استفاده از روش سولوترمال در دمای ۱۲۰ درجه سانتی گراد تولید شدند. به منظور انباشت نانوذرات پالادیوم بر چارچوب فلز-آلی سنتز شده، از روش آلتراسونیک و هم زدن مغناطیسی استفاده شد. پراش پرتو ایکس، طیف سنجی مادون قرمز و میکروسکوپ الکترونی روبشی به منظور بررسی ساختار و ریخت شناسی نانوکامپوزیت سنتز شده مورد استفاده قرار گرفت. با افزودن کاتالیست MIL-88(Fe)-NH₂/Pd بدون حضور عامل کاهنده NaBH₄ تغییری در رنگ محلول و طیف UV-Vis مشاهده نشد. پس از افزودن محلول تازه NaBH₄ روند تخریب رنگ MO مشاهده و محلول بی رنگ شد.

کلیدواژه- چارچوب فلز-آلی، حذف آلاینده های آلی، کندوسوز لیزری، نانوذرات پالادیوم.

MIL-88(Fe)-NH₂/Pd Nanocomposite and its application in removing Methyl Orange(MO) dye

Zahra Ahmadimanesh¹, Babak Jaleh¹, Mahtab Eslamipناه¹, Hassan Sepehrmansourie², Mohammad Ali Zolfigol³

¹Department of Physics, Faculty of Science, Bu-Ali Sina University, Hamedan.

²Faculty of Converging Science and Technologies, University of Qom, Qom, Iran, 37185-359.

³Department of Organic Chemistry, Faculty of Chemistry and Petroleum Sciences, Bu-Ali Sina University, Hamedan, Iran.

daryaahmadi383@gmail.com, jaleh@basu.ac.ir, eslamipناه.mah@gmail.com, sepehr9129@yahoo.com, zolfigol@basu.ac.ir

Abstract- In this research, palladium nanoparticles were first synthesized using the laser ablation in deionized water environment. Also, MIL-88(Fe)-NH₂ metal-organic frameworks were produced using the solvothermal method at a temperature of 120°C. In order to accumulate palladium nanoparticles on the synthesized metal-organic framework, ultrasonic and magnetic stirring methods were used. X-ray diffraction and scanning electron microscopy were used to investigate the structure and morphology of the synthesized nanocomposite. By adding a catalyst MIL-88(Fe)-NH₂/Pd, without the presence of a reducing agent NaBH₄, no change in the color of the solution and the UV-Vis spectrum was observed. After adding the fresh solution NaBH₄, the degradation process of the color was observed, and the solution became colorless.

Keywords: Metal-organic framework, Removal of organic pollutants, Laser ablation, Palladium nanoparticles

مقدمه

شیمیایی خود طیف گسترده‌ای از رنگ‌ها را برای کاربردهای مختلف ارائه می‌دهد [۶].

بنابراین، در این مقاله ابتدا نانوذرات سنتز شده به روش کندوسوز لیزری بر MIL-88(Fe)-NH₂ انباشت شد و سپس به منظور حذف رنگ متیل اورانژ (MO) استفاده شد.

مواد و روش‌ها

سنتز نانوذرات پالادیوم

ابتدا فلز پالادیوم با خلوص ۹۹/۹٪ در استون و آب مقطر با استفاده از حمام آلتراسونیک شسته شد در این پژوهش از یک لیزر نوری با بیشینه توان ۳۰ W، عرض پالس ۱۰۰ ns و طول موج ۱۰۶۴ nm استفاده شد. فلز پالادیوم در آب دیونیزه غوطه‌ور و تحت تابش پرتو لیزر با توان ۱۸ W و سرعت اسکن ۴۰۰ mm/s قرار گرفت. پس از ۲۰ دقیقه پرتو دهی کلئوئید حاوی ۰/۰۰۴ گرم از نانوذرات Pd سنتز شد.

سنتز نانوکامپوزیت

ابتدا نمک آهن نیترات ۹۰ آب (۲ میلی مول، ۰/۸۰۸ گرم)، و دی‌متیل فرم آمید (۷/۵ میلی لیتر) در یک بالن ته گرد (۲۰ میلی لیتر) به عنوان محلول ۱ هم زده شد. در یک بالن ۱۰ میلی لیتری دیگر، ۲-آمینوترفتالیک اسید (۲ میلی مول، ۰/۳۶۲ گرم) در ۷/۵ میلی لیتر دی‌متیل فرم آمید به عنوان محلول ۲ حل شد. سپس محلول ۱ به محلول ۲ اضافه شد و در دمای اتاق به مدت ۱ ساعت با هم مخلوط شد. پس از این مدت، مخلوط به‌دست آمده را در یک اتوکلاو (۶۰ میلی لیتر) ریخته و به مدت ۲۴ ساعت در آون با دمای ۱۲۰ درجه سانتی‌گراد قرار داده شد. در ادامه رسوب جامد قهوه‌ای رنگی توسط سانتریفیوژ جدا شد و چندین بار با دی‌متیل فرم آمید و اتانول شسته شد. سپس رسوب جدا شده MIL-88(Fe)-NH₂ در آون با دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۱۲ ساعت خشک شد [۷].

به منظور ساخت نانوکامپوزیت، نانوذرات Pd با ۰/۱۳۴ گرم از چارچوب فلز-آلی به مدت ۴۵ دقیقه سونیک شده و سپس به منظور تولید یک سوسپانسیون یکنواخت به مدت ۱۲ ساعت با همزن مغناطیسی هم‌زده شد. سوسپانسیون تولید شده در دمای محیط خشک شد.

چارچوب‌های فلز-آلی که به اختصار MOF نامیده می‌شوند ترکیباتی متشکل از فلزات و لیگاند‌های آلی در نقش اتصال‌کننده و یون‌های فلزی هستند. که به دلیل پایداری و ساختار متخلخل، کاربردهای گسترده‌ای دارند [۱].

چارچوب‌های فلز-آلی (MOFs) بر پایه آهن (Fe) یک شبکه متخلخل از یون‌های فلزی متصل به لیگاند‌های آلی هستند و متشکل از یون‌های آهن و لیگاند‌های آلی آمینوترفتالات هستند که ساختار پیچیده سه بعدی متخلخلی دارد [۲].

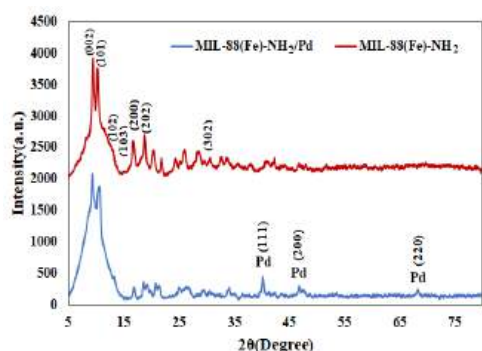
فرآیند کندوسوز لیزری شامل تولید نانوذرات توسط پرتو لیزر از یک هدف جامدی است که در یک محیط مایع یا گازی قرار دارد. در مقایسه با روش‌های دیگر، روشی سریع و آسان به منظور سنتز نانوذرات است. در این روش نیازی به زمان واکنش طولانی، دمای بالا، استفاده از پیش‌ماده‌های شیمیایی سمی و خطرناک یا فرآیندهای پیچیده شیمیایی چند مرحله‌ای برای سنتز نانومواد نیست. در نتیجه یک روش سازگار با محیط زیست و ایمن آزمایشگاهی است. در صورتی که فرآیند در آب اتفاق بیفتد، محلول‌های کلئوئیدی و نانوذرات به‌دست‌آمده بسیار خالص هستند. که این امر استفاده از این نانوذرات را در تحقیقات بیولوژیکی یا زیستی آسان می‌کند [۳].

نانوذرات پالادیوم (Pd) با ویژگی‌های فیزیکی و شیمیایی مانند فعالیت کاتالیزوری بالا، پایداری شیمیایی و حرارتی یکی از کارآمدترین و به صرفه‌ترین نانوذرات فلزات نجیب مورد استفاده هستند. کاربرد نانوذرات Pd به اندازه آن‌ها بستگی دارد، بررسی رویکردهای تولید نانوذرات Pd با اندازه کنترل شده یکی از مهم‌ترین زمینه‌های تحقیقاتی است. فرآیند کندوسوز لیزری یکی از روش‌های مورد استفاده در تولید نانوذرات Pd است [۴].

آب یکی از اصلی‌ترین و اساسی‌ترین اجزای زمین برای بقای همه موجودات زنده است که با افزایش جمعیت و پیشرفت‌های صنعتی رقابت برای تامین منابع آب پاک و فراوان تشدید می‌شود. با توجه به تلاش‌های فراوان جهت تامین منابع آب پاک رویکردهای گوناگونی وجود دارد. که یکی از این روش‌ها استفاده از کاتالیست برای تخریب رنگ‌های موجود در آب می‌باشد [۵].

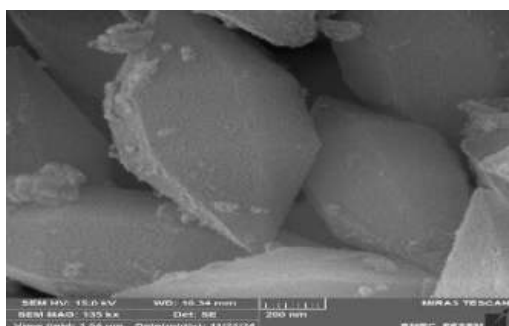
رنگ‌ها به صورت متداول در صنایع مختلف مانند نساجی و داروسازی مورد استفاده قرار می‌گیرند، و به دلیل ساختار

به منظور بررسی ساختار کریستالی MIL-88(Fe)-NH₂ و نانوکامپوزیت تهیه شده از الگوی پراش اشعه ایکس استفاده شد. بر اساس الگوی پراش اشعه ایکس نشان داده شده در شکل ۳، قله‌های ظاهر شده در زاویه ۹/۲°، ۱۰/۳°، ۱۰/۱°، ۱۳/۱°، ۱۶/۷°، ۱۸/۵°، ۲۰/۷°، ۲۰/۲°، ۲۶/۳°، ۲۹/۵° و ۳۰/۲° همگی با الگوی XRD شبیه سازی شده ساختار MIL-88B(Fe)-NH₂ مطابق با فایل داده‌های کریستالوگرافی (CIF) داده‌های کریستالوگرافی کمبریج سازگار هستند [۸]. پس از انباشت نانوذرات Pd قله‌های جدیدی در ۳۸/۸°، ۴۵/۸° و ۶۷° (۲۲۰) مشاهده شد. که با داده‌های XRD استاندارد برای Pd مطابقت دارد [JCPDS 46-1043] [۹].



شکل ۳: الگوی پراش اشعه ایکس MIL-88(Fe)-NH₂ و نانوکامپوزیت MIL-88(Fe)-NH₂/Pd

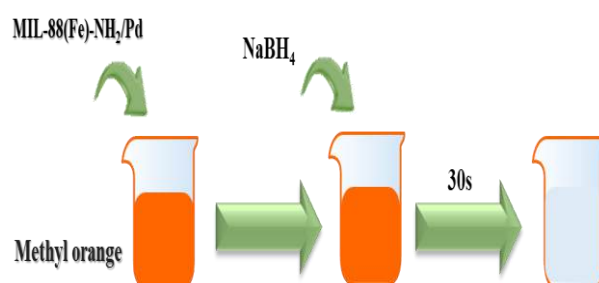
ساختار و مورفولوژی نانوکامپوزیت MIL-88B(Fe)-NH₂/Pd توسط آنالیز FESEM مورد بررسی قرار گرفت (شکل ۴) که نشان می‌دهد سنتر قطعات دوکی شکل MIL-88(Fe)-NH₂ با موفقیت انجام شد. همچنین مشاهده می‌شود که نانوذرات Pd روی آن انباشته شده‌اند. این ساختار قادر است مساحت سطح بالایی را فراهم کند.



شکل ۴: تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نانوکامپوزیت MIL-88(Fe)-NH₂/Pd

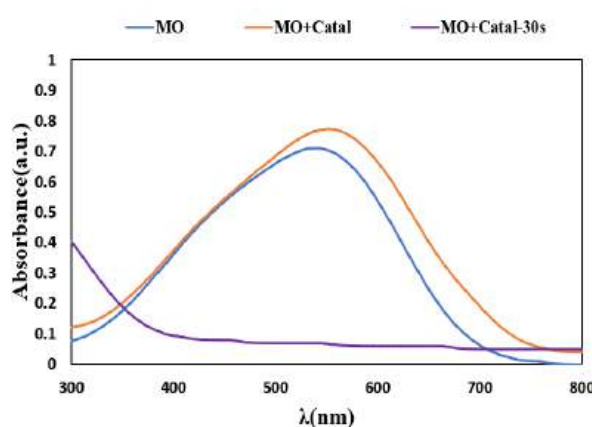
تخریب MO توسط کاتالیست MIL-88(Fe)-NH₂/Pd

فعالیت کاتالیزوری نانوکامپوزیت MIL-88(Fe)-NH₂/Pd در تخریب رنگ آلی MO توسط نانوکامپوزیت MIL-88(Fe)-Pd در NH₂ در حضور NaBH₄ و در دمای اتاق مورد بررسی قرار گرفت که در شکل ۱ نشان داده شده است. در این آزمایش، ۲۵ mL محلول تازه ساخته شده NaBH₄ با غلظت به ۲۵ mL مخلوطی از MO با غلظت ۳×۱۰^{-۳} و ۳ mg از کاتالیست MIL-88(Fe)-Pd در NH₂ افزوده شد و سپس روی همزن مغناطیسی قرار گرفت. تخریب کامل MO با از بین رفتن رنگ نارنجی محلول مشاهده شد.



شکل ۱: طرح‌واره تخریب MO توسط نانوکامپوزیت MIL-88(Fe)-Pd در NH₂ در حضور NaBH₄ در دمای اتاق.

فرآیند کاهش توسط آنالیز UV-vis بررسی شد. (شکل ۲) کاهش شدت پیک جذب رنگ مورد نظر در محدوده (۸۰۰-۳۰۰)، نشان‌دهنده کاهش رنگ توسط کاتالیست می‌باشد.



شکل ۲: تغییرات طیف UV-Vis محلول MO بر حسب زمان طی فرآیند تخریب توسط MIL-88(Fe)-NH₂/Pd و حضور NaBH₄ در دمای اتاق.

نتیجه گیری

تولید نانوذرات پالادیوم با استفاده از فرآیند کندوسوز لیزری در آب دیونیزه انجام شد. نانوذرات تولید شده با استفاده از روش همزدن مغناطیسی بر صفحات MIL-88(Fe)-NH₂ انباشت شدند. نتایج حاصل از الگوی پراش اشعه ایکس حضور صفحه کریستالی (۱۱۱)، (۲۰۰)، (۲۲۰) را در نانوکامپوزیت سنتز شده نشان داد. همچنین تشکیل قطعات دوکی شکل MIL-88(Fe)-NH₂ در تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی به وضوح قابل مشاهده است. طبق نتایج به دست آمده با افزودن کاتالیست NaBH₄-MIL-88(Fe)-NH₂/Pd بدون حضور عامل کاهنده UV-Vis مشاهده نشد. پس از افزودن محلول تازه NaBH₄ روند تخریب رنگ MO مشاهده و محلول بی رنگ شد.

مراجع

- 1- L. Li, X. S. Wang, T. F. Liu, J. Ye, "Titanium-based MOF materials: from crystal engineering to photocatalysis", *Small Methods*, Vol. 4, No. 12, pp. 2000486, 2020.
- 2- Santosh, S. and M. Pavithran, Iron-based smart alloys for critical applications: a review on processing, properties, phase transformations, and current trends. *Journal of Materials Science: Materials in Engineering*, 2024. 19(1): p. 8.
- 3- N. G. Semaltianos, "Nanoparticles by laser ablation", *Crit. Rev. Solid State Mater. Sci.*, Vol. 35, No. 2, pp. 105-24, 2010.

- 4- S. S. Mousavi, B. Jaleh, M. Nasrollahzadeh, M. Eslamipanah, S. Khazalpour, Y. Orooji, "Laser-assisted synthesis of bentonite/Pd nanocomposite and its electrochemical hydrogen storage capacity", *Microporous Mesoporous Mater.*, Vol. 328, pp. 111439, 2021.
- 5- Asfaram, A., et al., Removal of basic dye Auramine-O by ZnS: Cu nanoparticles loaded on activated carbon: optimization of parameters using response surface methodology with central composite design. *RSC advances*, 2015. 5(24): p. 18438-18450.
- 6- Khan, R., V. Patel, and Z. Khan, Bioremediation of dyes from textile and dye manufacturing industry effluent, in *Abatement of Environmental Pollutants*. 2020, Elsevier. p. 107-125.
- 7- Rasool, M. M., Sepehrmansourie, H., Zarei, M., Zolfigol, M. A., Hosseinfard, M., & Gu, Y. (2023). Catalytic Application of Functionalized Bimetallic–Organic Frameworks with Phosphorous Acid Tags in the Synthesis of Pyrazolo [4, 3-e] pyridines. *ACS omega*, 8(28), 25303.
- 8- Jiang, Q., Xiao, Y., Hong, A. N., Gao, Z., Shen, Y., Fan, Q., ... & Zhong, W. (2022). Bimetallic Metal–Organic Framework Fe/Co-MIL-88 (NH₂) exhibiting high peroxidase-like activity and its application in detection of Extracellular vesicles. *ACS Applied Materials & Interfaces*, 14(37), 41800-41808.
- 9- Pernites, R., Vergara, A., Yago, A., Cui, K., & Advincula, R. (2011). Facile approach to graphene oxide and poly (N-vinylcarbazole) electro-patterned films. *Chemical Communications*, 47(35), 9810-9812.

مدلسازی حسگر پلاسمونی شیمیایی مبتنی بر فلزات نجیب طلا/نقره و ساختار نامتقارن فیبرنوری با تلفات ۴,۱ دسی بل بر سانتیمتر

انیس امیدنیایی، حدیث فولادی، عارفه حاجیوند، علی فرمانی

دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه لرستان، لرستان، ایران

چکیده - این مقاله به شبیه سازی یک حسگر شیمیایی فیبر نوری پرداخته شده است در این کار با در نظر گرفتن اثر لایه مکمل نقره و طلا با ضخامت بهینه ۰,۵ میکرومتر و عمق فیبر ۰,۱ میکرومتر اثر تغییرات پارامترهای هندسی، ضخامت لایه مکمل و عمق فیبر بر روی تلفات محصور شده بررسی شده است که در ضخامت بهینه ۰,۵ میکرومتر حداکثر تلفات محصور شده ۱,۴ دسی بل بر سانتی متر با تغییرات ضریب شکست آنالیت ۱,۳۴ به دست آمده است همچنین نتایج نشان می دهد که هرچه فاصله هسته فیبر با روکش که با عمق فیبر توصیف می شود بیشتر باشد تلفات محصور شده کمتر و فاصله جابه جایی پیک های طول موج به ۰,۸ میکرومتر کاهش می یابد.

کلیدواژه- پلاسمون های سطحی، فلزات نجیب

Modeling of chemical plasmonic sensor based on gold/silver noble metals and asymmetric fiber optic structure with loss of 1.4 dB/cm

Anis Omidniaee, Hadis Fouladi, Arefeh Hajivand, Ali Farmani

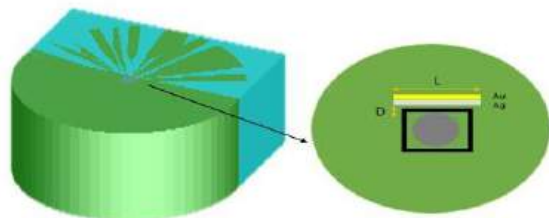
Electrical Engineering Department, Lorestan University, Lorestan, Iran

Abstract- This paper deals with the simulation of a fiber optic chemical sensor. In this work, considering the effect of a silver and gold complementary layer with an optimal thickness of 0.5 μm and a fiber depth of 0.1 μm , the effect of changes in geometric parameters, complementary layer thickness, and fiber depth on the confined losses has been investigated. At an optimal thickness of 0.5 μm , the maximum confined losses of 4.1 dB/cm were obtained with a change in the refractive index of the analyte of 1.34. The results also show that the greater the distance between the fiber core and the cladding, which is described by the fiber depth, the less confined losses and the distance between the wavelength peaks is reduced to 0.8 μm .

Keywords: Surface plasmonic, Noble metal

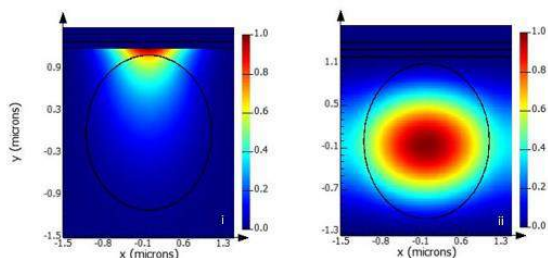
مقدمه

ماده	B ₁	B ₂	B ₃	C ₁	C ₂	C ₃
سیلیکا	۰,۶۹۶	۰,۴۰۷	۰,۸۹۷	۰,۶۸۴	۰,۱۱۶	۹,۸۹

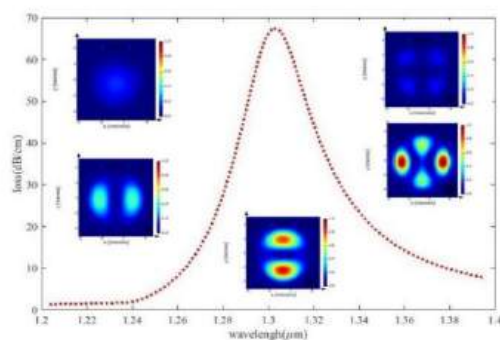


شکل ۱. نمای از ساختار حسگر فیبر نوری

ساختار پیشنهادی یک ساختار نامتقارن را توصیف می کند که تقارن فقط در امتداد جهت y وجود دارد و در جهت افقی مدها دارای توزیع میدان غیر متقارن در مزر فلز دی الکتریک هستند میدان از طریق یک لایه مکمل نقره/طلا با پلاریتون های سطحی پشتیبانی می شوند. در شکل ۲ الف همان طور که مشاهده می شود پلاریتون پلاسمون های سطحی توسط فلز هدایت می شوند که با فاز با حالت هسته دی الکتریک در طول موج بالاتر مطابقت دارد.



شکل ۲. پروفایل میدان با عرض و ضخامت محدود که از پلاریتون پلاسمون های سطحی پشتیبانی می کند.



شکل ۳. نمودار تغییرات تلفات محصور شده با طول موج

حسگرهای فیبرنوری به دلیل ویژگی هایی چون ابعاد کوچک، قابلیت مالتی پلکس شدن، مصونیت در برابر میدان های الکترومغناطیسی و ... کاربردهای زیادی در زمینه های مختلف دارند [۱]. حسگر های فیبرنوری تشدید پلاسمون های سطحی حسگرهای جدیدی هستند که هر دو مزیت فیبرهای نوری و پلاسمون های سطحی را دارند [۲]. در کار دیگری از یک حسگر ضریب شکست مبتنی بر فیبرنوری D شکل برای تشخیص روغن زیتون اصل از روغن زیتونی که روغن های دیگر از جمله روغن ذرت، پنبه، سویا یا افتابگردان دارند استفاده شده است. حساسیت اینکار ۰۳۷,۰ درصد بیان شده و طبق نتایج غلظت های تقلبی کمتر از ۵ درصد را تشخیص می دهد. اینکار دارای مقوات مکانیکی بالا بوده و کار کردن با این دستگاه ساده می باشد [۳].

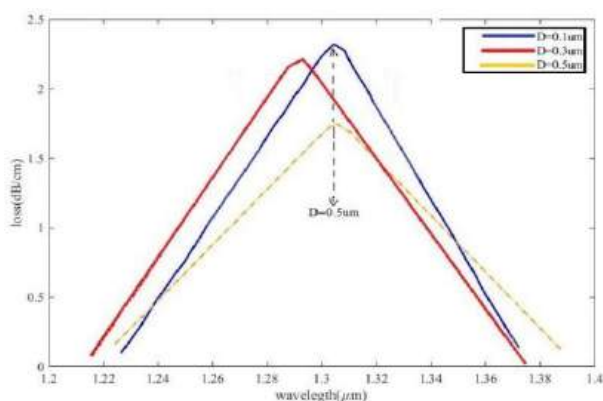
مدل و تئوری طرح

در این مطالعه به طراحی یک حسگر شیمیایی فیبر نوری به شکل D با استفاده از لایه های مکمل نقره /طلا پرداخته شده است. برای این منظور از روش حل عددی دامنه زمانی اختلاف محدود برای تشدید پلاسمون های سطحی استفاده شده است. نمایی از سطح مقطع حسگر طراحی شده در شکل ۱ نشان داده شده است قطر هسته و روکش به ترتیب ۸.۲ و ۱۲۵ میکرومتر و عمق آن (D) ۰.۱ میکرومتر درست در بالای فیبر در نظر گرفته شده است. که جنس ماده هسته و روکش از ماده سیلیکا انتخاب شده است. لایه های مکمل طلا و نقره با ضخامت بهینه ۵۰ نانومتر بر روی هسته فیبر نوری قرار می گیرد و به عنوان یک حسگر عمل می کند و روی آن آنالیت با ضرایب شکست متفاوت در محدوده ۱.۴۲ - ۱.۳۴ متغیر است. عرض (L) و ضخامت به ترتیب ۳.۵ و ۰.۵ میکرومتر برای دستیابی به تغییرات حساسیت بهینه سازی شده است. معادله پراکندگی مواد طبق رابطه سلمایر تعریف می شود [۴].

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (1)$$

که در آن $n^2(\lambda)$ وابسته به طول موج λ برای هسته و روکش است که نشان دهنده ضرایب سلمایر است که در جدول ۱ آورده شده است همچنین به منظور توصیف خواص نقره و طلا و وابستگی آنها به طول موج از مدل لورنس-دروود استفاده می شود.

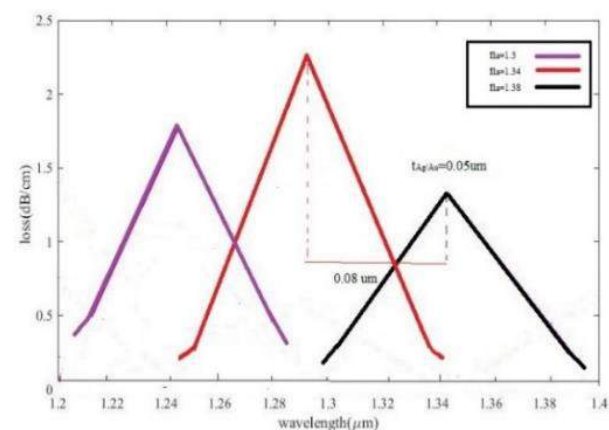
نتایج نشان می دهد که با مقدار عمق نفوذ $1.0 \mu\text{m}$ فیبر همان طور که در شکل ۵ مشاهده می شوند که حداکثر تلفات به مقدار 4.2 دسی بل بر سانتی متر محدود می شود این در حالی است که در عمق نفوذ 0.5 دسی بل بر سانتی متر مینیمم مقدار تلفات 6.1 دسی بل بر سانتی متر مشاهده می شود. بنابراین می توان گفت که عمق نفوذ D فیبر با تلفات نسبت عکس دارد و هرچه مقدار عمق نفوذ D کمتر باشد تلفات محصور شده بیشتر است.



شکل ۵: نمودار تلفات محصور شده با عمق نفوذ D فیبر

به طور کلی برای توصیف فیزیکی دقیق مواد با معادلات ماکسول در نزدیکی رابط بین دو ماده از مش استفاده می شود که می تواند رابط های بین رسانه های پراکنده دلخواه را مدیریت کند. به طور کلی، دقت بیشتر با یک اندازه مش مشخص فراهم می شود، که اجرای کارها را بسیار سریعتر بدون کاهش دقت ممکن می کند همچنین اثر تغییرات مش با ابعاد ساختار را در حسگر مورد بررسی قرار داده ایم. با افزایش فرکانس از 50 ترا هرتز به بالاتر میزان تلفات محصور شده افزایش دارد. بنابراین فرکانس با تلفات محصور شده نسبت عکس دارد پیک تشدید آن در ابعاد 125×125 میکرون در فرکانس 180 تراهرتز رخ داده است در حالی که در فرکانس 50 هرتز با ابعاد 50×50 میکرون تلفات کمترین مقدار 6.0 دسی بل بر سانتی متر به دست آمده است.

حالت پلاریتون پلاسمون های سطحی و طیف تلفات تابعی از طول موج در ضریب شکست 1.34 ترسیم می شود همان طور که در شکل ۳ مشاهده می شود ما اثر تک لایه نقره را در تشدید پلاریتون های سطحی به ضخامت 0.5 میکرومتر با عمق فیبر 1.0 میکرومتر مورد بررسی قرار داده ایم پدیده تشدید زمانی رخ می دهد که هردو حالت ضریب شکست موثر حقیقی هسته و پلاریتون پلاسمون های سطحی آنالیت با ضریب شکست 1.32 تلاقی می کنند و منجر به حداکثر تلفات با محدودیت 68.9 دسی بل بر سانتی متر می شود این کاهش محصور شدن به دلیل فاصله بین عمق فیبر و هسته حسگر است. ما همچنین پاسخ حسگر را در یک محدوده طیفی از تغییرات ضریب شکست بررسی کرده ایم به طور دقیق تلفات محصور شده را به عنوان تابعی از طول موج برای محدوده ای از آنالیت $1.32 - 1.42$ و $1.38 - 1.42$ متغیر است. همان طور که در شکل ۴ مشاهده می شود تغییر در طول موج بزرگتر بیانگر حساسیت طول موج بالاتر است که دارای حداکثر تلفات محصور شده 2.4 دسی بل بر سانتی متر است که با تغییرات ضریب شکست آنالیت در 1.32 رخ می دهد فاصله طول موج ها به فاصله 0.8 برای تلفات محصور شده با ضخامت 0.5 میکرومتر برای لایه های مکمل نقره و طلا است با افزایش ضخامت حداکثر تلفات کاهش یافته دارای مقدار 4.1 دسی بل بر سانتی متر اتفاق افتاده است.



شکل ۴: نمودار تغییرات ضریب شکست آنالیت با تلفات محصور شده

پلاریتون پلاسمون های سطحی که در مرز فلز و دی الکتریک تولید می شوند برای اینکه تعامل با محیط بیرونی داشته باشند باید مسیر طولانی تری را طی کند. از آنجایی که پلاریتون ها انرژی کافی را برای رسیدن به مرز آنالیت را ندارند بهینه سازی عمق نفوذ در سه مقدار $0.1 - 0.3 - 0.5$ بررسی شده است

در حالی که با افزایش ابعاد ساختار تا 125×125 میکرون با همان مش میزان تلفات محصور شده افزایش یافته است. در جدول ۱ مقایسه نتایج با برخی از پژوهش های اخیر آورده شده است.

نتیجه گیری

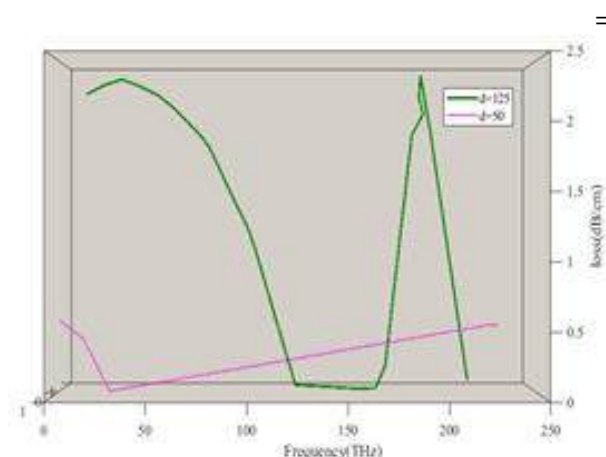
در این مقاله به شبیه سازی یک حسگر شیمیایی فیبر نوری پرداخته شده است بررسی اثر مکمل فلزات نجیب نقره و طلا به طور مکمل در هسته فیبر نشان می دهد که با تغییر پارامترهای هندسی عمق فیبر پلاریتون پلاسمون های سطحی در مرز فلز و دی الکتریک ایجاد می شود و در ضخامت بهینه 500 میکرومتر حداکثر تلفات محصور شده 1.4 دسی بل بر سانتی متر با تغییرات ضریب شکست آنالیت 1.34 به دست آمده است

سپاسگزاری

از محققان و تلاشگران دنیای علم سپاسگزاری می کنیم.

مرجع ها

- 1- Roriz, Paulo, et al. "Optical fiber temperature sensors and their biomedical applications." Sensors 20.7.2113.2020.
- 2- Zhao, Hongxia, et al. "Research advances on fiber-optic SPR sensors with temperature self-compensation." Sensors 23.2. 644. 2023
- 3- de Barros, Thales Henrique Castro, et al. "D-shaped optical fiber-based refractometer for olive oil adulteration detection." Food Control 166 110741. 2024
- 4- Pathak, A. K., and V. K. Singh. "Theoretical assessment of D-shaped optical fiber chemical sensor associated with nanoscale silver strip operating in near-infrared region." Optical and Quantum Electronics 52.4 199.2020
- 5- Younis, B. M., et al. "Simulation of a Sensitive Mid-infrared (MIR) D-Shaped Optical Fiber Water Pollutant Sensor." Plasmonics 19.41823-1838.2024
- 6- Gan, Xiaoyong, Hongzhi Xu, and Shubo Jiang. "A High-Sensitivity D-Shaped Microgroove Photonic Crystal Fiber Gas Sensor Based on Surface Plasmon Resonance." Plasmonics 1-11. 2024



شکل ۶: نمودار تلفات محصور شده با تغییرات فرکانس را در ابعاد 50 و 125 میکرون نشان می دهد.

همان طور که در شکل ۶ مشاهده می شود ابعاد حسگر در 50×50 میکرون با افزایش مش ساختار تا 800 مقدار تلفات محور شده کاهش یافته است.

جدول ۱. مقایسه نتایج با برخی از پژوهش های اخیر

مراجع	تلفات دسی بل بر سانتی متر (dB/cm)	محدوده طول موج بر حسب نانومتر (nm)	ساختار
[۵]	۴۰	۵۰۰۰-۲۰۰۰	آب / طلا / هسته طلا / سیلیکا پوسته
[۶]	۴۵	۳۰۰۰-۲۰۰۰	کریستال فوتونی / سیلیکا / نقره / پلی سیلیس
در این کار	۱.۴	۱۴۰۰-۱۲۰۰	

ارزیابی تاثیر تعديل زیست-نوری ردهی سلولی فیبروبلاست انسانی بر روی فعالیت آنزیم کاسپاز ۳ و ۷

محمدامین فریدونیان^۱، الهام مردانیان دهکردی^۲، شروین افزلی^۳، شیرین فریور*

چکیده: اشعه ماوراء بنفش (UV) از طریق القای آپوپتوز، عامل اصلی آسیب و پیری پوست است. در این مطالعه، اثر تعديل زیست-نوری (BPM) بر آپوپتوز ناشی از UV در فیبروبلاست‌های پوستی انسان بررسی شد. فعالیت آنزیم کاسپاز ۷/۳ به عنوان شاخص آپوپتوز در زمان‌های ۲۴، ۴۸ و ۷۲ ساعت پس از تیمار اندازه‌گیری شد. نتایج نشان داد که UV به طور قابل توجهی فعالیت کاسپاز ۷/۳ را افزایش می‌دهد، در حالی که تاثیر UV در حضور تابش لیزرین فعالیت را کاهش می‌دهد. سلول‌های تیمار شده با لیزر به تنهایی و گروه کنترل، فعالیت کاسپاز ۷/۳ کمتری نشان دادند. این نتایج نشان می‌دهد که BPM می‌تواند آپوپتوز ناشی از UV را کاهش داده و به عنوان یک روش درمانی برای محافظت و ارتقای سلامت پوست استفاده شود.

کلیدواژه- تعديل زیست-نوری، سلول‌های فیبروبلاست انسانی، فعالیت آنزیمی

Biophotomodulation Effects on Caspase-3/7 Enzyme Activity in Human Dermal Fibroblasts

Mohammad Amin Fereidounian¹, Elham Mardanian Dehkordy², Shervin Afzali³, Shirin Farivar*

¹PhD Student, Department of Cell and Molecular Biology, Faculty of Life Sciences and Biotechnology, Shahid Beheshti University,

²PhD Student, Faculty of Science, Agriculture and New Technologies, Islamic Azad University of Shiraz Branch,

³M.Sc. Student, Biomedical Engineering, University of Alberta, Canada,

*PhD of Genetics, Department of Cell and Molecular Biology, Faculty of Life Sciences and Biotechnology, Shahid Beheshti University,

mohammadaminfereidounian@gmail.com, elhammardanian98@gmail.com, shervinafzali1996@gmail.com,
s_farivar@sbu.ac.ir

Abstract: One of the major contributors to skin damage and aging is UV radiation, primarily through the induction of apoptosis in skin cells. This study investigates the effect of Biophotomodulation (BPM) by using laser radiation on UV-induced apoptosis in human dermal fibroblasts, focusing on Caspase 3/7 enzyme activity, a key marker of apoptosis. For this reason, human dermal fibroblasts were treated under four conditions: UV + laser (UL), UV-only (U), laser-only (L), and untreated control (CT). Caspase 3/7 activity was measured at 24-, 48-, and 72-hours post-treatment. The results show that UV exposure significantly increased Caspase 3/7 activity, with a peak at 72 hours in the UV-only group, indicating high levels of apoptosis. However, fibroblasts treated with UV + laser exhibited lower Caspase 3/7 activity compared to the UV-only group at all time points, suggesting that BPM mitigates the apoptotic effects of UV radiation. Cells treated with laser alone, as well as control cells, displayed consistently low Caspase 3/7 activity, indicating minimal apoptosis in the absence of UV stress. These findings demonstrate that laser reduces UV-induced apoptosis in human dermal fibroblasts, suggesting it may have potential as a therapeutic strategy to protect skin cells from UV-related damage and promote skin health, particularly in anti-aging and skin repair therapies.

Keywords: Biophotomodulation, Human Fibroblast Cells, Enzyme activity

1. Introduction

Human dermal fibroblasts (HDFs) play a crucial role in maintaining the structural integrity and functionality of the skin by producing collagen, elastin, and other extracellular matrix components[1, 2]. Skin aging is an ongoing process in which environmental damage, compounded by the natural aging of the skin, dictates the final appearance of the skin. The process of aging is a multisystem degenerative condition affecting the skin and its supporting tissue. However, as the skin ages, both intrinsic factors such as cellular senescence and extrinsic factors, notably UV radiation exposure led to a decline in fibroblast function. UV radiation is particularly harmful, inducing DNA damage, oxidative stress, and the activation of apoptosis pathways[3]. This contributes to skin aging, with increased wrinkling, loss of elasticity, and impaired wound healing. Caspase 3 and 7 (Cas 3/7) are key enzymes involved in the execution phase of apoptosis[4]. Their activity serves as an important indicator of cell health, with elevated levels signifying programmed cell death. In aged cells, especially fibroblasts, Cas 3/7 activity tends to be higher due to accumulated damage, while in younger or normal cells, this activity remains relatively lower, reflecting healthier cellular function[5, 6]. BPM, also known as low-level light therapy (LLLT), has emerged as a promising non-invasive technique to mitigate the effects of aging and cellular damage[7, 8]. By using specific wavelengths of light, BPM can stimulate cellular repair processes, reduce oxidative stress, and potentially regulate Cas 3/7 enzyme activity. This therapeutic approach is gaining attention for its potential to rejuvenate aged fibroblasts, protect against UV-induced damage, and promote healthier skin cell function.

2. Methods

2.1. Cell Culture

Cells were cultured in Dulbecco's Modified Eagle Medium F12 supplemented with 15% fetal bovine serum and 1% penicillin-streptomycin (100 U/mL) at 37°C in a humidified incubator with 5% CO₂. Cells were subcultured at 70–80% confluence and used between passages 4 and 7.

2.2. UV Irradiation

To simulate UV-induced skin damage, HDFs were exposed to UVB radiation at a wavelength 365 nm

using a UV lamp (model: GMKJ). Prior to irradiation, the medium was removed, and cells were washed twice with phosphate-buffered saline (PBS). A fresh layer of PBS was added to prevent desiccation during exposure. Cells were irradiated at a dose of 4 J/cm² UVB for 1 minute, determined as a sub-lethal dose based on preliminary experiments. After UV exposure, PBS was removed, and fresh culture medium was added before incubation.

2.3. Biophotomodulation Treatment

BPM was applied using a light-emitting diode (LED) system emitting light at wavelengths of 630 nm (red). Cells were irradiated at an energy density of 4 J/cm² for 1 minutes, following previously optimized parameters for fibroblast stimulation. The light source was positioned 1cm from the culture plates to ensure uniform exposure. Control groups were kept under the same conditions without light treatment (Table I).

Table I. Radiation Features

Name and Type of Array	LED Array
Wavelength	365, 650 nm
Radiation Method	Continuous
Output Power	1W
Energy	4 J/cm ²
Area	1.9cm ²
Time	1 minute

2.4. Caspase 3/7 Activity Assay

Caspase 3/7 enzyme activity was measured to assess apoptosis in both normal and aged HDFs following UV exposure and BPM treatment. Cells were harvested at 24-, 48- and 72-hours post-treatment. Cas 3/7 activity was quantified using the Caspase 3/7 Assay Kit (KiaZist), following the manufacturer's protocol. Briefly, after treatments, cells were lysed, and the caspase substrate was added to the lysates. Luminescence was measured using a microplate reader (BioTek Synergy) to determine the relative levels of Cas 3/7 activity.

Statistical analysis

Data were normalized to protein concentrations, determined by the Bradford Assay graph pad prism 12.

3. Results and Discussion

Across all time points, the U group showed the highest Caspase 3/7 activity, peaking at approximately 4 mU/mL at 24 and 48 hours, and further increasing to 5 mU/mL by 72 hours. In the UL group, Caspase 3/7 activity was consistently lower compared to UV alone, peaking around 3 mU/mL at 24 hours and declining slightly over time. The L and CT groups displayed relatively low Caspase 3/7 activity throughout, with minimal changes, indicating low levels of apoptosis in these conditions (Fig.1).

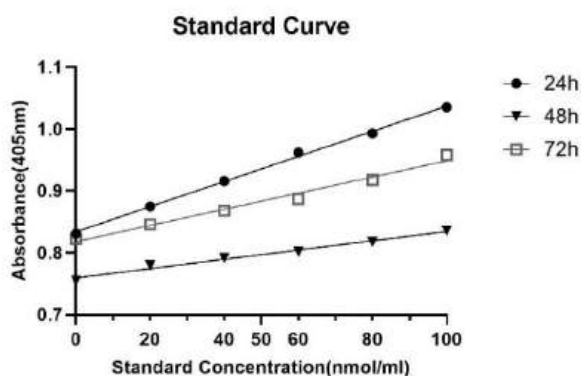


Fig. 1: Standard Curve of Enzyme Activity

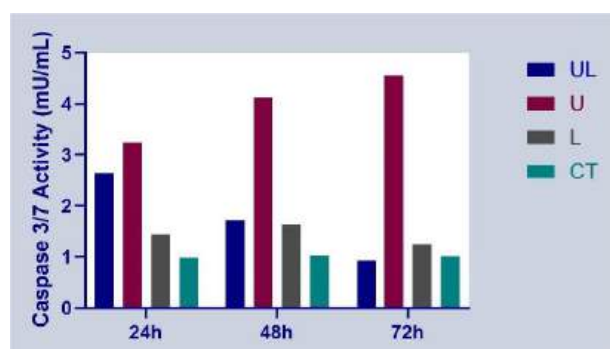


Fig. 2: The Caspase 3/7 activity was measured in human dermal fibroblasts at 24-, 48-, and 72-hours post-treatment under four different conditions: UV and Biophotomodulation (UL), UV alone (U), Biophotomodulation alone (L), and Control (CT). The data are presented as enzymatic activity (mU/mL)

This study highlights the protective effects of Biophotomodulation in reducing UV-induced apoptosis in human dermal fibroblasts, as evidenced by lower Caspase 3/7 activity in the UV + BPM (UL) group compared to UV alone (U) at all time points. UV radiation significantly increased Caspase 3/7 activity, indicating heightened apoptosis due to cellular damage. However, the reduction of this activity in the UL group suggests that BPM mitigates the harmful effects of UV exposure, potentially by enhancing cellular repair and reducing oxidative stress.

In contrast, fibroblasts exposed to BPM alone (L) exhibited low Caspase 3/7 activity, similar to control (CT) cells, indicating that BPM does not induce apoptosis under normal conditions. These findings support the potential of BPM as a non-invasive therapeutic strategy to protect skin cells from UV-induced damage, with promising implications for preventing photoaging and promoting skin health (Fig2).

References

- [1] E. B. Cho et al., "Effect of platelet-rich plasma on proliferation and migration in human dermal fibroblasts," *Journal of Cosmetic Dermatology*, vol. 18, no. 4, pp. 1105-1112, 2019.
- [2] E. Uehara, H. Hokazono, M. Hida, T. Sasaki, H. Yoshioka, and N. Matsuo, "GABA promotes elastin synthesis and elastin fiber formation in normal human dermal fibroblasts (HDFs)," *Bioscience, Biotechnology, and Biochemistry*, vol. 81, no. 6, pp. 1198-1205, 2017.
- [3] T. Chin, Y. Lee, and O. Dreesen, "The role of cellular senescence in skin aging and age-related skin pathologies," *Frontiers in physiology*, vol. 14, p. 1297637, 2023.
- [4] K. A. Khalid, A. F. M. Nawi, N. Zulkifli, M. A. Barkat, and H. Hadi, "Aging and wound healing of the skin: a review of clinical and pathophysiological hallmarks," *Life*, vol. 12, no. 12, p. 2142, 2022.
- [5] M. Huang, F. Huang, X. Xu, and G. Zhou, "Influence of caspase3 selective inhibitor on proteolysis of chicken skeletal muscle proteins during post mortem aging," *Food Chemistry*, vol. 115, no. 1, pp. 181-186, 2009.

- [6] F. Abbas, H. Qin, T. TRUONG, S. Chaney, and M. Jeanne, "Effects of Caspase 3 and 7 knockout on cell death in in vivo and in vitro AMD models," *Investigative Ophthalmology & Visual Science*, vol. 64, no. 8, pp. 2717-2717, 2023.
- [7] L. Andreo et al., "Effects of photobiomodulation with low-level laser therapy on muscle repair following a peripheral nerve injury in Wistar rats," *Photochemistry and photobiology*, vol. 96, no. 5, pp. 1124-1132, 2020.

- [8] M. de Pedro, R. M. López-Pintor, E. Casañas, and G. Hernández, "Effects of photobiomodulation with low-level laser therapy in burning mouth syndrome: A randomized clinical trial," *Oral Diseases*, vol. 26, no. 8, pp. 1764-1776, 2020.

مقایسه روش‌های تبدیل فوریه و تبدیل موجک برای حذف نویز و سیگنال‌های رامان

سارا قطان کاشانی، مجید ناظری

چکیده - در این پژوهش، به منظور بهبود کیفیت و کاهش نویز سیگنال، دو روش تحلیل شامل تبدیل فوریه و تبدیل موجک مورد بررسی و مقایسه قرار گرفته‌اند. برای استخراج طیف نمونه زعفران از طیف‌سنجی رامان استفاده شده است، اما وجود نویز در طیف‌سنجی رامان مانع از تحلیل مطلوب سیگنال می‌شود و نیاز به استفاده از روش‌های کارآمد برای حذف نویز را ضروری می‌سازد. در روش تبدیل فوریه، پس از اعمال فیلترهای مناسب بر سیگنال، نویز کاهش یافته و سیگنال بازسازی شده است. در مقابل، روش تحلیل موجک با انتخاب تابع پایه متناسب با ویژگی‌های سیگنال و استفاده از تکنیک آستانه گذاری عملکرد مؤثرتری را نشان می‌دهد. همچنین، نسبت سیگنال به نویز (SNR) سیگنال اصلی ۳۱٫۶۲ دسی‌بل بوده و پس از حذف نویز، این نسبت در روش فوریه به ۲۷٫۹۵ دسی‌بل و در روش موجک به ۱۰٫۲۴ دسی‌بل کاهش یافته است که نشان‌دهنده کارایی بالای موجک در بهبود سیگنال است.

کلیدواژه- طیف سنجی رامان، نویز، موجک، تبدیل فوریه، آستانه گذاری

Comparison of Fourier transform and wavelet transform methods to remove noise and Raman signals

Sara Ghatan Kashani, Majid Nazeri

saraghatan78@grad.kashanu.ac.ir, m-nazeri@kashanu.ac.ir

Abstract - In this research, in order to improve the quality and reduce signal noise, two analysis methods including Fourier transform and wavelet transform have been investigated and compared. Raman spectroscopy has been used to extract the spectrum of the saffron sample, but the presence of noise in Raman spectroscopy prevents the optimal analysis of the signal and necessitates the use of efficient methods to remove the noise. In the Fourier transform method, after applying appropriate filters to the signal, the noise is reduced and the signal is reconstructed. On the other hand, the wavelet analysis method shows a more effective performance by choosing the basis function appropriate to the signal characteristics and using the thresholding technique. Also, the signal-to-noise ratio (SNR) of the original signal is 31.62 dB, and after removing the noise, this ratio is reduced to 27.95 dB in the Fourier method and 10.24 dB in the wavelet method, which shows the high efficiency of the wavelet in signal improvement.

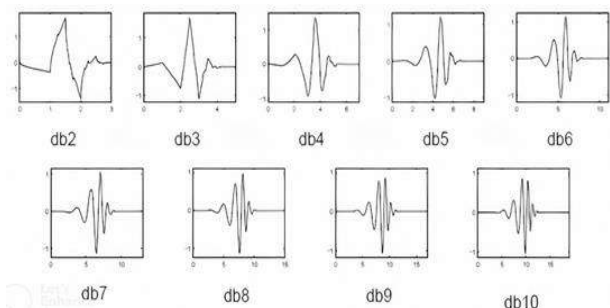
Keywords: Raman spectroscopy, noise, wavelet, Fourier transform, thresholding

مقدمه

$$\psi_{(a,b)}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right), a > 0, b \in \mathbb{R} \quad (2)$$

که a بیانگر فرآیند کشش یا فشردن تابع پایه است و b بیانگر انتقال موجک در امتداد محور زمان است. $\psi_{(a,b)}(t)$ به عنوان تابع پایه مقیاس و شیفت یافته معرفی می‌شود که با استفاده از آن می‌توانیم خانواده‌ای از موجک‌ها را با مقیاس‌ها و انتقال‌های گوناگون را بدست آوریم [۳].

یکی از پرکاربردترین خانواده‌های موجک، که در شکل ۱ نمایش داده شده است، به‌طور گسترده در پردازش سیگنال و تحلیل داده‌ها کاربرد دارد. در این پژوهش از موجک db4 استفاده شده است.



شکل ۱: خانواده موجک دابیش/۴

در صورتی که حجم داده‌ها بالا باشد، مفهوم تازه‌ای به نام تبدیل موجک گسسته مطرح می‌شود. با گسسته‌سازی پارامترهای مقیاس و زمان، شرایط برای تحلیل سیگنال بهینه‌تر خواهد شد.

تابع موجک مادر به شکل زیر بازنویسی می‌شود:

$$\psi_{(j,k)}(t) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}t - k) \quad (3)$$

با استفاده از عملگر ضرب داخلی سیگنال اصلی در تابع موجک مادر پارامتر $d_{j,k}$ تحت عنوان ضریب موجک به صورت رابطه زیر حاصل می‌شود:

$$d_{j,k} = 2^{-j/2} \int s(t) \psi^*(2^{-j}t - k) dt \quad (4)$$

در تبدیل موجک گسسته (DWT)، سیگنال به سطوح مختلفی تجزیه می‌شود و از طریق اعمال یک مقدار آستانه بر ضرایب موجک، نویز به طور چشم‌گیری کاهش می‌یابد. درنهایت، سیگنال بدون نویز بازبازی می‌گردد [۵، ۶].

طیف‌سنجی یک تکنیک علمی است که برهم‌کنش نور و ماده را بررسی می‌کند و از طریق پدیده‌هایی مانند جذب، پراکندگی و فلورسانس، اطلاعاتی درباره ترکیب و ویژگی‌های مواد ارائه می‌دهد. زمانی که نور به ماده برخورد می‌کند، فوتون‌ها ممکن است جذب شوند، پراکنده شوند، یا بدون تغییر از ماده عبور کنند. پراکندگی به دو نوع اصلی تقسیم می‌شود: پراکندگی ریلی و پراکندگی رامان. در پراکندگی ریلی، فوتون‌ها بدون تغییر انرژی از سطح ماده بازتاب می‌یابند. اما در پراکندگی رامان، فوتون‌ها پس از برخورد با ماده انرژی خود را تغییر داده و این تغییرات می‌تواند به شناسایی مولکول‌ها کمک کند، زیرا اطلاعاتی درباره ساختار مولکولی ماده فراهم می‌آورد [۱].

با این حال، طیف‌سنجی رامان معمولاً با نویزهایی همراه است که مانع از تحلیل دقیق سیگنال نهایی می‌شوند. به همین دلیل، ما از دو روش تبدیل فوری و موجک برای حذف نویز استفاده می‌کنیم. تبدیل فوری ابزاری قدرتمند در تحلیل سیگنال‌ها و انتقال آنها به فضای فرکانسی است و به‌ویژه در کاهش و حذف نویز کاربرد دارد. همچنین، تبدیل موجک به عنوان روشی برای تجزیه سیگنال معرفی می‌شود. تبدیل موجک به دلیل قابلیت انعطاف‌پذیری در انتخاب تابع موجک، در کاهش نویز مؤثرتر از تبدیل فوری عمل می‌کند.

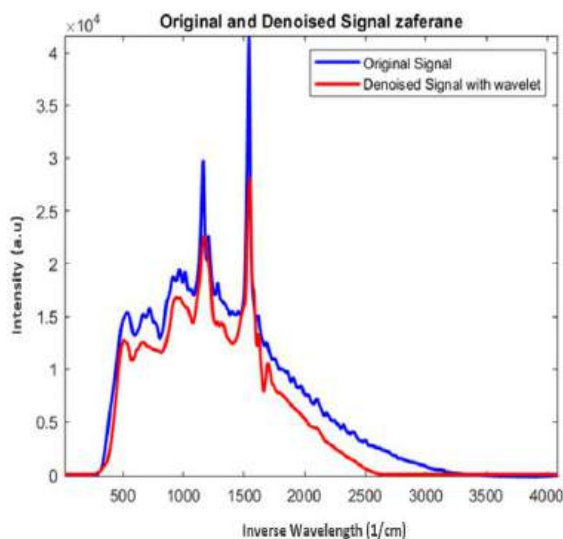
تئوری

تبدیل فوری سیگنال را از حوزه زمان به حوزه فرکانس منتقل می‌کند و امکان شناسایی مؤلفه‌های فرکانسی را فراهم می‌آورد. تبدیل فوری سیگنال $x(t)$ به صورت زیر بیان می‌شود:

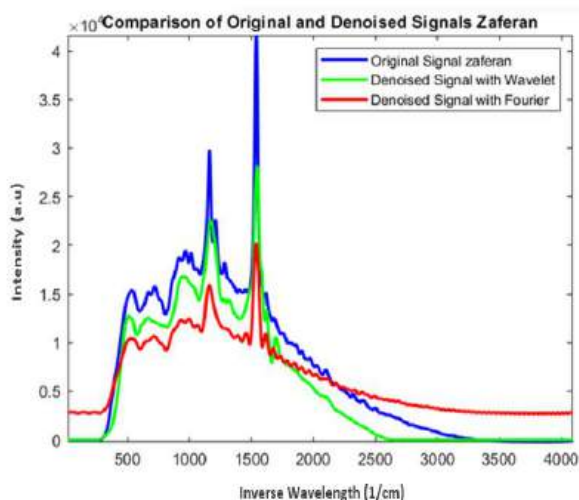
$$X(f) = \langle x, e^{i2\pi ft} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{i2\pi ft} dt \quad (1)$$

تبدیل فوری $X(f)$ توزیع فرکانس سیگنال زمان $x(t)$ را ارائه می‌دهد. برای تسریع در محاسبات، تبدیل فوری سریع (FFT) توسعه یافته است. تعداد نمونه‌ها به صورت $N=2m$ انتخاب می‌شود جایی که m عدد طبیعی است. اما این روش هنوز برای تجزیه سیگنال‌های غیرایستا کافی نیست [۲]. در تبدیل فوری، توابع پایه به صورت سینوس و کسینوس بیان می‌شوند ولی در تبدیل موجک $\psi(t)$ به عنوان موجک پایه یا موجک مادر به صورت زیر بیان می‌شود:

نتایج



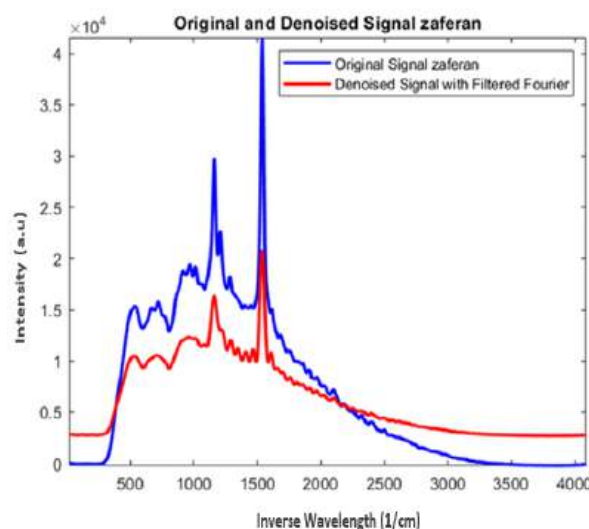
شکل ۳: حذف نویز سیگنال زعفران با تبدیل موجک



شکل ۴: مقایسه حذف نویز تبدیل فوریه و موجک

نسبت سیگنال به نویز (SNR) سیگنال اصلی برابر با ۳۱٫۶۲ دسی بل اندازه گیری شده است. پس از حذف نویز، این نسبت در روش فوریه به ۲۷٫۹۵ دسی بل و در روش موجک به ۱۰٫۲۴ دسی بل کاهش یافته، که نشان دهنده کارایی بالاتر موجک در بهبود سیگنال است. در محور افقی، تبدیل موجک به طور مؤثرتری نویز را کاهش داده و جزئیات قله ها را بهتر حفظ می کند، در حالی که تبدیل فوریه دقت کمتری در ثبت این جزئیات نشان می دهد. تبدیل موجک هم پوشانی مطلوبی را با سیگنال اصلی ایجاد می کند و تغییرات ظریف آن را حفظ می نماید؛ در حالی که تبدیل فوریه به دلیل استفاده از تابع سینوسی، این توانایی را ندارد.

در این مطالعه، به منظور تحلیل دقیق ویژگی های طیفی زعفران، از طیف سنجی رامان با استفاده از لیزر ۷۸۵ نانومتری بهره گرفته شده است. در این فرایند، پرتو لیزر به مدت ۵ ثانیه به نمونه زعفران تابانده شده و داده های طیفی جمع آوری شده اند. سپس این داده ها با تبدیل فوریه پردازش شده اند تا طیف فرکانسی ماده استخراج شود. در مرحله بعد، نویز موجود با استفاده از فیلتر پایین گذر و بازسازی سیگنال نهایی از طریق تبدیل فوریه معکوس حذف شده است. سیگنال طیفی زعفران و نتایج حذف نویز آن با روش تبدیل فوریه در شکل ۲ نمایش داده شده است. آشکار است نویز سیگنال به طور کامل رفع نشده است و تنها در محور افقی در محدوده $1000 - 500 \text{ cm}^{-1}$ سیگنال تمیز شده است، همچنین تابع پایه هم پوشانی مطلوبی با سیگنال اصلی نداشته است.



شکل ۲: حذف نویز سیگنال زعفران با تبدیل فوریه

در شکل ۳، سیگنال زعفران با استفاده از تبدیل موجک گسسته و موجک db4 در چهار سطح تحلیل شده است و برای کاهش نویز، از تکنیک آستانه گذاری مشابه فیلتر گذاری در تبدیل فوریه استفاده شده است.

در شکل ۴، روش های حذف نویز با موجک و فوریه در کنار هم مقایسه شده اند.

نتیجه گیری

مرجع ها

- [1] Keresztury, G., Chalmers, J. M., & Griffith, P. R. (2002). Raman spectroscopy: theory. Handbook of vibrational spectroscopy, 1, 71-87.
- [2] Gray, R. M., & Goodman, J. W. (2012). Fourier transforms: an introduction for engineers (Vol. 322). Springer Science & Business Media.
- [3] Unser, M., & Blu, T. (2003). Wavelet theory demystified. IEEE Transactions on Signal Processing, 51(2), 470-483.
- [4] Misiti, M., Misiti, Y., Oppenheim, G., & Poggi, J. M. (1997). Users Guide: Wavelet Toolbox for use with MATLAB. The MathWorks. Inc, Natick.
- [5] Chan, Y. T. (2012). Wavelet basics. Springer Science & Business Media.
- [6] Graps, A. (1995). An introduction to wavelets. IEEE computational science and engineering, 2(2), 50-61

تبدیل فوری به عنوان ابزاری قدرتمند در تحلیل سیگنال های ثابت و پایدار شناخته می شود و در استخراج اطلاعات فرکانسی عملکرد خوبی دارد، اما در مواجهه با نویز دچار چالش هایی می شود. در مقابل، تحلیل موجک با امکان بررسی سیگنال در مقیاس های مختلف، کارایی بالاتری در حذف نویز و حفظ جزئیات سیگنال های پیچیده نشان می دهد. انتخاب موجک مناسب نیز براساس ویژگی های سیگنال، دقت و انعطاف پذیری بیشتری را در تحلیل فراهم می کند. در مجموع، این تحقیق نشان می دهد که تحلیل موجک، به ویژه برای کاهش نویز، برتری قابل توجهی نسبت به تبدیل فوری دارد.

تقدیر و تشکر

از آزمایشگاه رامان دانشگاه شهید بهشتی و جناب دکتر حسن توسلی کمال تشکر را دارم که داده های ارزشمند طیف رامان زعفران را در اختیار این پژوهش قرار دادند و زمینه ساز پیشبرد این مطالعه شدند.

تحلیل و شبیه سازی یک فیلتر جدید میان گذر پلاسمونیک شامل رزوناتور تزویج مربع شکل به همراه کاواک مثلثی

امیرحسین شمس، حسن کاتوزیان، سارا قلی نژاد شفق

آزمایشگاه تحقیقاتی فتونیک، دانشکده مهندسی برق دانشگاه صنعتی امیرکبیر (پلی تکنیک تهران)

چکیده - یک ساختار جدید موجبر فلز-عایق-فلز (MIM) با یک تشدیدگر مربعی و حفره مثلثی برای یک فیلتر باند-پاس پلاسمونی پیشنهاد شده است. عملکرد آن با استفاده از روش تفاضل محدود در زمان آنالیز و شبیه سازی می شود. مجموعه ای از تحلیل های دقیق در مورد پارامترهای ساختاری، مانند ابعاد موجبر و تشدیدگر، انجام شده تا مشخص شود چگونه این پارامترها ویژگی های انتقال را تغییر می دهند. این فیلتر عملکرد بالای خود را نشان داده و دارای کاربردهای متنوع در طراحی مدارهای یکپارچه نوری است که در آنها نیاز به فیلتر کردن دقیق باند نور وجود دارد.

کلیدواژه- پلاسمون های سطحی، فیلتر پلاسمونیک، موجبر پلاسمونیک فلز-عایق-فلز

Analysis and Simulation of a Novel Plasmonic band-pass Filter

Composed of Square coupled-mode Resonator with Triangular Cavity

Amirhossein Shams, Hassan Kaatuzian, Sara Gholinezhad Shafagh

a.shams@aut.ac.ir, hsnkato@aut.ac.ir, sara.shafagh@aut.ac.ir

Abstract- A new Metal-insulator-metal (MIM) waveguide structure with a square resonator and triangular cavity for a plasmonic band-pass filter is proposed. Its operation is explored using the method of finite difference in time domain (FDTD) analysis and simulation. A set of detailed analyses of the structural parameters, such as waveguide and resonator dimensions, is done to delineate how these parameters modify the transmission characteristics. This filter demonstrates high performance and has various applications in the design of optical integrated circuits where precise light filtering is required.

Keywords: Surface plasmons, plasmonic filter, Metal-insulator-metal plasmonic waveguide.

Introduction

Surface Plasmon Polaritons (SPP) are hybrid electron-photon oscillation that occur at the interface between a conductor and a dielectric that is excited on the surface of metallic materials through the interaction with incident light [1,2]. Because the intensity of the SPP optical field decreases exponentially in a direction perpendicular to the boundary, SPPs would be confined at the boundary between metal and an insulating layer [3]. Thanks to their extraordinary property of beating the diffraction limit [4], SPPs play a very important role in applications at the nanoscale level, such as optical manipulation, transmission, processing, and control in densely packed photonic integrated circuits [5].

In the last years, Metal-insulator-metal (MIM) waveguide-based devices with SPPs have drawn considerable interest and been widely studied due to their strong localized field properties with good propagation lengths [6,7]. Moreover, MIM waveguides are used for the development of novel optical sensors because they can deliver the light for big distances with minimal losses of the signal. These sensors exhibit very high sensitivity to minor changes in the surrounding environment conditions. For example, MIM-based sensors can easily detect the changes in the refractive index of the medium, which makes them highly useful in the development of chemical and biological sensors [8,9]. One practical application of MIM waveguide-based devices is the use of plasmonic filters for wavelength separation in optical communications. These filters, due to their high ability to control and guide specific wavelengths, can enhance the performance of communication systems. For instance, plasmonic filters can be used in wavelength division multiplexing (WDM) in optical networks, thereby increasing the data transmission capacity of these systems.

In this paper, we propose a simple and new plasmonic band-pass filter composed of a straight waveguide connected with a square resonator containing a triangular cavity. The results show that this filter provides a high-quality factor with a narrow bandwidth. We highlight the effective filtering capability of this structure and analyze its filtering characteristics based on the finite difference in time domain (FDTD) method and mode-coupling theory, and then we are going to discuss Model and Calculation Method.

Model and Calculation Method

Figure 1 illustrates a coupled system comprising one metal-insulator-metal waveguide structure with a square-shaped resonator and a triangular cavity inside it. In the case of this illustration, the blue region denotes silver, while the white region represents air ($n = 1.0$). Here, a is the length of the square resonator, and $L1$, $L2$ and $L3$ represent the length of three sides of the triangular cavity

within the resonator. Meanwhile, d is the distance between waveguide and resonator. In the calculation process, the relative dielectric constant of the silver material we chose can be defined by the Drude dispersion model [10]:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (1)$$

Where ε_∞ represents the dielectric constant at an infinite angular frequency, with a value of 3.7, ω_p denotes the plasma frequency of the bulk material ($\omega_p = 1.38 \times 10^{16}$ Hz), and γ is the frequency of electron collisions ($\gamma = 2.73 \times 10^{13}$ Hz). Meanwhile, ω is the angular frequency of the wave in a vacuum [11]. In the context of our simulation, the magnetic field aligns with the y-axis, as the incoming light used to excite the SPP mode is TM-polarized [12]. The approximate resonance wavelength for the ring resonator can be expressed as follows [13]:

$$\lambda_m = \frac{2\text{Re}(\eta_{\text{eff}})L_{\text{eff}}}{m}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

where L_{eff} is the effective resonance length, $\text{Re}(\eta_{\text{eff}})$ is the real part of the effective refractive index of the SPP and then We will proceed to discuss Simulation results and discussion.

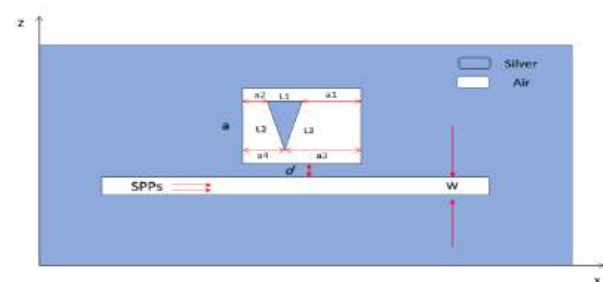


Figure 5 Schematic diagram of the proposed plasmonic filter

Simulation results and discussion

Figure 2 represents the transmission spectrum of the structure shown in Figure 1, numerically computed by using the parameters: $a=500\text{nm}$, $a1=280\text{nm}$, $a2=100\text{nm}$, $a3=340\text{nm}$, $4a=460\text{nm}$, $w = 50 \text{ nm}$, $L1 = 120 \text{ nm}$, $L2=139\text{nm}$, $L3=139\text{nm}$ and $d = 50 \text{ nm}$. The four resonance troughs occur for incident wave wavelengths ranging from 750 nm to 4000 nm at resonant wavelengths of 1621 nm, 1289 nm, 944 nm, and 766 nm. The minimum transmittances for those wavelengths are 58.2%, 19.1%, 4.2%, and 8.4%, respectively. The full width at half maximum is 9 nm, 6 nm, 8 nm, and 5 nm in these resonances. The corresponding quality factors in these resonant wavelengths are 180, 214, 118, 153, respectively.

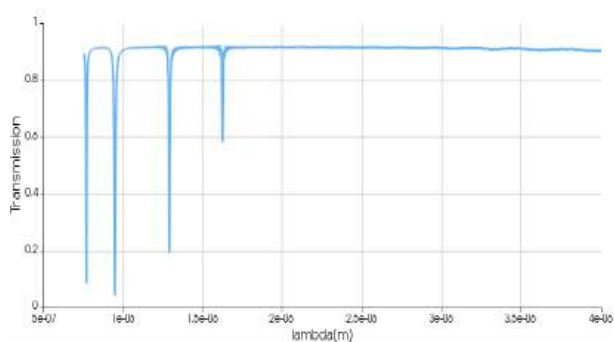


Figure 6. The transmission spectrum of the filter

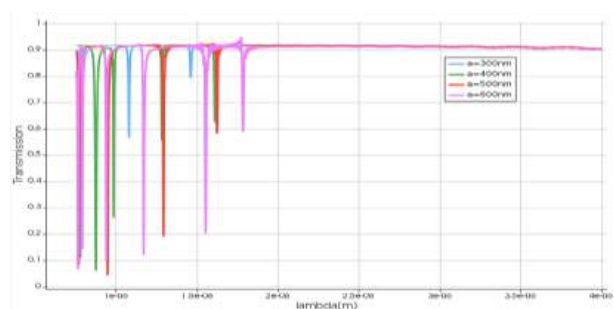


Figure 7. The transmission spectrum of the different values of (a).

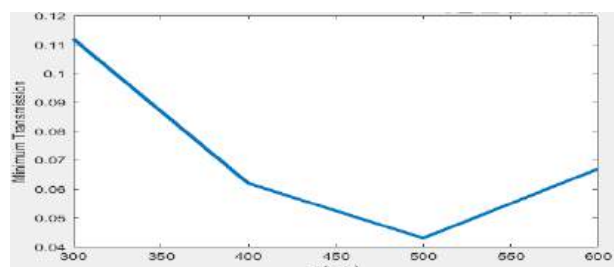


Figure 8. minimum transmission diagram for different values of (a).

For the further evaluation of the results obtained in this paper, the resonance wavelength, minimum transmission, and quality factor pertaining to the plasmonic structure filter we proposed are compared with various other works and are presented separately in Table 1. It is obvious that our proposed filter exhibits better quality factors and transmission compared to the other works. Figures 4 and 5 illustrate the transmission diagram and the minimum transmission diagram, respectively, for different values of (a).

Table 1. Comparisons between the proposed filters and other literatures.

ref	resonance wavelength(nm)	minimum transmission	Estimated quality factor
[9]	980	0.04%	39
[14]	1754	–	62.79
[15]	786	18.24%	108.86
This work	944	4.2%	118

Conclusion

This paper discusses the surface plasmon polaritons that are excited by light interacting with a metal structure and may find applications in photonics circuits due to their ability to operate at sub-wavelength scale. As such, MIM waveguides have been studied in recent years, as these can provide light transmission along the MIM structure with much longer propagation length than traditional SPPs without losing signal. Applications can be found mainly in chemical and biological sensors. In this paper, a novel and easy plasmonic band-pass filter is proposed, which consists of a linear waveguide coupled with a square resonator containing a triangular cavity. The proposed filter design would provide a high-quality filtering performance through narrow bandwidth, which is verified by FDTD simulations and mode-coupling theory. The results of simulation for a wavelength range of 750 to 4000 nm show that four resonance peaks at minimum transmittance of 4.2% and narrow bandwidths at these resonances are achieved.

References

- [1] Barnes WL, Dereux A, Ebbesen TW. Surface plasmon subwavelength optics. *nature*.2003;424(6950):824
- [2] J.A. Dionne et al, Si-based plasmonics for on-chip photonics, *IEEE journal of selected topics in QE*. Vol.16, No.1, jan/feb-2010
- [3] R.A. Wahsheh, Z. Lu, M. Abushagur, Nanoplasmonic directional couplers and Mach-Zehnder interferometers, *Opt Communications* 282 (23) (2009) 4622–4626,
- [4] [5] Nurmohammadi T, Abbasian K, Yadipour R. A proposal for a demultiplexer based on plasmonic metal–insulator–metal waveguide-

- coupled ring resonator operating in near-infrared spectrum. *Optik*. 2017;142:550-6.
- [5] Hanieh Salimzadeh Khatooni, Karim Abbasian, Tofiq Nur mohammad j A tunable band-stop plasmonic waveguide filter and switch designing with triangular resonator based on Kerr non-linearity *Journal Pre-proof* 2020;165708
- [6] Yang S et al 2009 Miniature circular polarization analyzer with spiral plasmonic lens *Optics Letters* 34 3047-9
- [7] Junhao Niu, Weiyu Luo , Aijun Zhu*, Jiajie Wang and Benxin Zhang Surface plasmon polaritons broadband band-stop filter based on EIT effect modulation *IOP Mater. Res. Express* 8 (2021) 035007
- [8] Shafagh SG, Kaatuzian H. Ultra-high-sensitive plasmonic sensor based on asymmetric hexagonal nano-ring resonator for cancer detection. *Heliyon*. 2024 Jul 30;10(14)
- [9] Hengli Feng a, Jingyu Zhang a, Zuoxin Zhang a, Dongchao Fang a, Jincheng Wang a, Chang Liu a, Tong Wu a, Guan Wang a, Leh ui Wang a, Lingling Ran a, Yang Gao Design of nanorod-embedded band stop MIM waveguide filters with high filtering efficiency and sensitivity *Elsevier Optics Communications* 510 (2022) 127957
- [10] S.G. Shafagh, H. Kaatuzian, M. Danaie, Analysis, design and simulation of MIM plasmonic filters with different geometries for technical parameters improvement, *Commun. Theor. Phys.* 72 (8) (2020) 085502
- [11] Zafar, R., Salim, M.: Enhanced figure of merit in Fano resonance-based plasmonic refractive index sensor. *IEEE Sens. J.* 15(11), 6313-6317 (2015)
- [12] Wei, P.-K., et al.: Off-angle illumination induced surface plasmon coupling in subwavelength metallic slits. *Opt. Express* 13(26), 10784-10794 (2005)
- [13] Guo, Z., et al.: Plasmonic multichannel refractive index sensor based on subwavelength tangent-ring metal-insulator-metal waveguide. *Sensors* 18(5), 1348 (2018)
- [14] Shafagh SG, Kaatuzian H, Danaie M. Design of a plasmonic MIM filter based on ring resonator incorporating circular air holes. In 2021 29th Iranian Conference on Electrical Engineering (ICEE) 2021 May 18 (pp. 51-55). IEEE.
- [15] Rui Peng1 · Shasha Wang1 · Zhengping Zhang1 · Xin Yang1 Surface Plasmon Filter Based on Metal-Insulator-Metal Waveguide with Multi-Stopband and High Filtering Efficiency *Plasmonics* <https://doi.org/10.1007/s11468-023-02112-4>

بهینه سازی اتصال باز ترکیب در سلول خورشیدی تندم یکپارچه ی پروسکایت/سیلیکون

بهروز افتخاری نیا

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی نوشیروانی بابل، بابل، مازندران، ایران.

چکیده- یک روش تحلیلی برای ارزیابی عملکرد سلول های خورشیدی تندم با مرزهای چندلایه پیشنهاد می شود. چگالی جریان اتصال کوتاه سلول با استفاده از پارامترهای الکترونیکی در پروسکایت و سیلیکون محاسبه می شود. جریان نوری سلول تندم با توجه به ضریب شکست و ضخامت لایه باز ترکیب میانی (IRL) بهینه شده است. برای IRL های با ضریب شکست پایین ($n < 1.8$)، جریان نوری c-Si جریان نهایی دستگاه را محدود می کند، در حالی که برای IRL های با ضریب شکست بالا ($n > 2.5$)، ماده ی پروسکایت جریان دستگاه را محدود می کند. هنگامی که ضریب شکست IRL ها حدود ۲ است، ضخامت IRL ها بحرانی است و ضخامت در محدوده ۲۰۰ تا ۳۰۰ نانومتر عملکرد سلول تندم را به حداکثر می رساند. چگالی جریان نوری تا 18.4 mA.cm^{-2} را می توان با استفاده از ITO با ضخامت ۲۰۰-۲۵۰ نانومتر به عنوان IRL با استفاده از ویفرهای Si با ضخامت ۲۵۰ میکرومتر بدست آورد.

کلیدواژه- مواد پروسکایت، سیلیکون، سلول خورشیدی تندم، لایه باز ترکیب میانی.

Optimizing the Recombination Junction in Monolithic Perovskite/c-Si Tandem Solar Cells

Behrooz Eftekhariania

Department of Physics, Faculty of Basic Science, Babol Noshirvani University of Technology, Babol, Mazandaran, Iran

B.eftekhariania@nit.ac.ir

Abstract- An analytical procedure is proposed to evaluate the performance of tandem solar cells with multilayer interfaces. The short-circuit current densities of the cells are calculated using the electronic parameters in the perovskite and Si. The photocurrent of the tandem cell is optimized with respect to the refractive index and the thickness of the intermediate recombination layer (IRL). For low index IRLs ($n < 1.8$), the c-Si photocurrent limits the device photocurrent, whereas for high index IRLs ($n > 2.5$), the perovskite limits the device photocurrent. When the refractive index of the IRLs is around 2, the thickness of the IRLs is critical and a thickness in the range of 200 to 300 nm maximizes the performance of the tandem cell. The photocurrent densities as high as 18.4 mA.cm^{-2} can be achieved using ITO (200-250 nm thickness) as the IRL when using 250 μm thick Si wafers.

Keywords: Perovskite materials, Silicon, Tandem solar cell, Intermediate recombination layer.

1. Introduction

Photovoltaics is now a viable alternative to natural gas and other sources of electricity generation. Recently, the efficiency of Si solar cells has reached 26.6%, which is very close to the theoretical limit [1]. The use of multi-junction tandem structures is one of the ways to overcome the theoretical efficiency limit of a single junction solar cell [2]. Among different configurations, monolithic perovskite/silicon tandem solar cells show significant promise for commercialization due to the high efficiency and competitive pricing of both perovskite and silicon solar cell technologies.

An important part of a monolithic perovskite/silicon tandem cell is the intermediate recombination layer (IRL) that connects the two cells in series. The optical properties of this layer have a profound effect on the performance of the tandem cell, since in an ideal tandem device the photocurrent of the two sub-cells should be equal, with front side reflection and parasitic optical absorption being minimal.

In this paper, we report on a semi-analytical model for full-wave analysis of light propagation in a perovskite-Si solar cell. Our modelling approach allows us to diagnose the tandem cell and determine the parameters that affect tandem cell performance. We use this method to design the IRL of the perovskite-Si tandem cell. We investigate the refractive index range of practical materials found in nature for methylammonium lead iodide (MAPbI₃) perovskite material. We also vary the thickness of the IRL, the perovskite layer, and the Si wafer.

2. Methods and Device Structure

The schematic structure of the monolithic tandem solar cell investigated in our work is shown in Fig. 1. The top cell consists of the MAPbI₃ perovskite layer sandwiched between Spiro-OMeTAD as a hole transport layer (HTL) and TiO₂ as an electron transport layer (ETL). A stack of In₂O₃:H and Sn:In₂O₃ (ITO) contacts the HTL from the front through a protective MoO₃ buffer layer. To minimize front side reflection from the tandem cell, an antireflective MgF₂ layer is deposited on top of this layer. From the bottom side, the TiO₂ is in contact with the Si bottom via IRL. The Si heterojunction bottom cell, shown schematically in Fig. 1, typically has p- and n-doped Si layers. On the rear side, the Si wafer is contacted with silver through a transparent conductive ITO layer, which is the case in Si heterojunction solar cells. The tandem cell of our study represents a general case of the cells that have recently been realized experimentally [3]. The refractive index values of different layers of this tandem device are obtained from Refs. [2, 4].

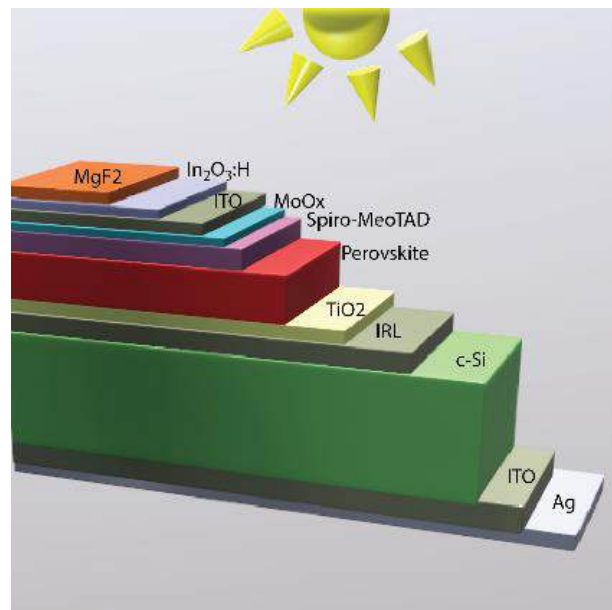


Fig. 1: The schematic of a perovskite-Si tandem cell that is used for simulation reported in this article.

Simulation of light propagation in tandem cells requires multi-scale modelling because the dimension in the top cell and the rear layers of c-Si cell are in the nanometer range whereas the Si wafer is micrometer scale [2]. The light interaction with nanometer-scale objects can be modelled using full-wave electromagnetic numerical methods such as finite elements or finite difference. However, these established methods cannot be directly applied to the perovskite-Si tandem device due to the large thickness of Si wafer, generally a few hundreds of microns. We take a different strategy where we break down the tandem device into three parts: i) top-cell, ii) Si wafer, and iii) the rear contact. These three parts are schematically shown in Fig. 2(a)-(c), respectively. The parts i) and iii) are simulated using finite elements method. The reflectance and transmittances for the top-cell are calculated considering two different light incident directions (Fig. 2(a) and (b)). The reflectance from the rear-cell is also calculated using a similar approach (Fig. 2 (c)). In the following we describe in detail the numerical simulation followed by the analytical formalism to take into account presence of the Si wafer.

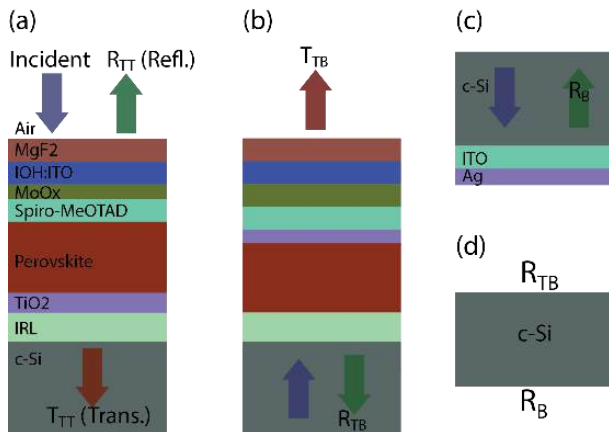


Fig. 2: Different steps of perovskite-Si tandem cell simulation. Panel (a) shows the situation that a beam illuminates the cell from the perovskite side. Panel (b) shows the situation that the top-cell is illuminated from the Si side. Panel (c) shows the rear part of the Si cell. Panel (d) shows the c-Si wafer in which top and bottom-cells are substituted with reflectance and transmittance parameters obtained from the simulations of Panels (a)-(c).

The top cell and the rear contact are essentially layered media consisting of a number of different materials. They are modelled separately by full-wave finite element simulation. The incident light is modelled as a plane wave, mathematically described by $\vec{E} = \hat{y}E_0 \exp[-jk_0 z]$ where the z -axis is normal to the surface and $k_0 = 2\pi/\lambda$ is the wavenumber. From the incident light, fraction T_{TT} enters the Si wafer. This light propagates across the wafer and keeps bouncing up and down between top and bottom of the wafer where it loses parts of its energy to the Si in each pass and part of its energy either leaks out or dissipates upon reflectance from the interface.

The optical absorption in the perovskite, $A_{pskt}(\lambda)$ is calculated by integration of power absorption density over the entire volume of the perovskite layer. For calculation of the optical absorption in Si, we need three parameters: i) R_{TB} , ii) R_B , and iii) single-path absorption in Si wafer $\eta_{Si}(\lambda)$. This last parameter is described by $\eta_{Si}(\lambda) = \exp(\alpha_{Si}(\lambda) \times t_{Si})$, where $\alpha_{Si}(\lambda)$ is the absorption coefficient of Si and t_{Si} is the Si wafer thickness. For a light beam that propagates normally across the Si wafer, the optical absorption in Si is the summation of multiple paths that light beam makes through the wafer.

This short-circuit current density calculation was formulated by multiplying the light absorption in the bottom cell, $APSKT(\lambda)$ and $ASi(\lambda)$ by the photon flux transmitted through the top cell:

$$J_{SC} = e f_c \int_{\lambda_{st}}^{\lambda_{sp}} \phi_{AM1.5G}(\lambda) A(\lambda) \lambda d\lambda \quad (1)$$

where e is the elementary charge, $\phi_{AM1.5G}(\lambda)$ is the AM1.5G irradiation spectrum, λ_{st} and λ_{sp} are the limits of the wavelength range under study.

The current matching condition will be fulfilled during optimization by maximizing the minimum of the maximum current density achieved from the top and bottom cells.

$$\text{Min}(J_{sc}^{top} \& J_{sc}^{bottom}) \rightarrow J_{sc}^{Tandem} \quad (2)$$

3. Simulations and Results

Fig. 3 (a) shows the data obtained by modelling the top cell when light is incident from the air side and assuming an infinitely thick Si substrate. This simulation gives the optical absorption in the perovskite, the dissipation losses in the layers of the top cell, e.g. Spiro-OMeTAD, and the R_{TT} , which is equal to the tandem cell front side reflectance for wavelengths shorter than 900 nm [2].

Fig. 3 (b) shows the data obtained from modelling the top cell when light is incident from the Si side. These data are particularly important for understanding the interaction of light reflected from the backside of the Si wafer. The T_{TB} is the parameter that contributes significantly to the front side reflectance of the tandem cell at $\lambda > 900$ nm. This large TBT is due to the smaller refractive index contrast between Si and the perovskite.

Fig. 3(c) shows the results for the simulation of the back side of the Si cell. Absorption in the back ITO and Ag are the main parasitic absorption losses of the back contact, causing the drop in reflectance R_B that appears in the visible.

Fig. 3(d) shows the optical absorption spectra of the perovskite and Si, which are the optical absorptions used to calculate the photocurrent generated in the perovskite and Si wafers, respectively. These curves are quite similar to the experimentally reported quantum efficiency spectra of monolithic perovskite-Si tandem cells [2, 4].

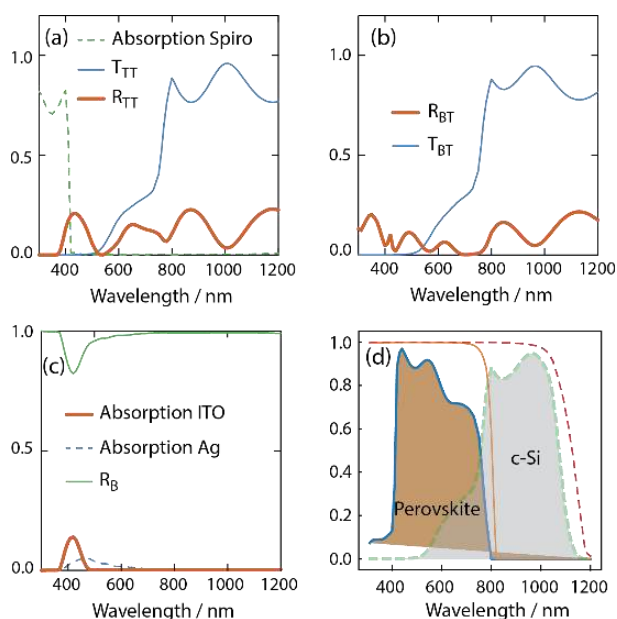


Fig. 3: Panel a show the simulation results of the top-cell under illumination from the air side (Fig 2(a)). Panel b show the simulation results of the top-cell under illumination from the Si side (Fig 2(b)). Panel c show the simulation results of the rear-side of Si cell (Fig 2(c)). Panel d shows the calculated optical absorption in the perovskite and Si along with the Yablonovitch $4n^2$ absorption limit for perovskite-silicon.

Fig. 4(a) shows the plots of the short-circuit current densities of the perovskite and Si sub-cells. At low refractive index values of IRL, the JSC of Si is significantly smaller than that of perovskite. The JSC of perovskite is maximal for $n=1$ and it decreases slightly and gradually with increasing IRL refractive index. The JSC of Si increases on average with refractive index. At IRL refractive index 1.8-2.4, depending on the IRL thickness, current matching between the two sub-cells takes place. At lower IRL refractive index, the JSC of Si determines the JSC of the tandem cell, while at large IRL refractive index, the JSC of perovskite is limiting. We observe that as the IRL refractive index increases, the JSC of the Si sub-cell increases relative to that of the perovskite. This is due to the better index matching of the IRL with the perovskite layer and the Si substrate.

Fig. 4(b) shows the color plot of the JSC for the tandem cell. We observe that the better current matching between the two sub-cells is obtained at larger refractive indices for the IRL. The highest photocurrent obtained in

these tandem cells is 18.04 mA.cm^{-2} , which is obtained in a tandem cell with an IRL thickness of 100 nm and a refractive index of 3.4. The effect of the IRL refractive index on the tandem cell photocurrent at $n > 2.2$ is less than 0.12 mA.cm^{-2} , making these tandem cells less susceptible to the refractive index of the IRL as long as $n > 2.2$. The effect of the IRL thickness is more visible at lower refractive index values, where an IRL refractive index of 1.8-2.0 requires a precise choice of IRL thickness of 250-300 nm is necessary.

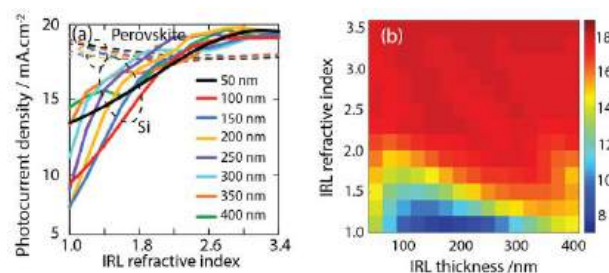


Fig. 4: Optimization of a MAPbI₃ perovskite-Si tandem cell. (a) Photocurrent densities of perovskite and Si along with that of (b) photocurrent density in a tandem cell of different IRL refractive index and thickness with a c-Si wafer of $120 \mu\text{m}$ thickness

References

- 1- Ch. U. Kima, J. Ch. Yua, E. D. Jung, et.al., Optimization of device design for low cost and high efficiency planar monolithic perovskite/silicon tandem solar cells, Nano Energy. 60, 213–221, (2019).
- 2- F. Sahli, B. A. Kamino, J. Werner, et.al., Improved optics in monolithic perovskite/silicon tandem solar cells with a nanocrystalline silicon recombination junction, Adv. Energy Mater. 8(6), 1701609, (2018).
- 3- K. Datta, J. Wang, D. Zhang, W.H. Remmerswaal, Monolithic all-perovskite tandem solar cells with minimized optical and energetic losses, Adv. Mater. 34(11), 2110053, (2022).
- 4- Xu, L., Liu, J., Toniolo, F., De Bastiani, M., Babics, M., Yan, W., Xu, F., Kang, J., Allen, T., Razzaq, A. and Aydin, E., Monolithic perovskite/silicon tandem photovoltaics with minimized cell-to-module losses by refractive-index engineering, ACS Energy Lett. 7, 2370-2372 (2022).

شبیه سازی عددی حسگر فیبر نوری D-شکل با لایه ی پلاسمونیک تانتالیوم

بهروز افتخاری نیا

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی نوشیروانی بابل، بابل، مازندران، ایران.

چکیده- در این مقاله، یک سنسور ضریب شکست پلاسمونیک فیبر نوری D شکل با پوشش تانتالیوم پیشنهاد شده است. برهمکنش بین مد اصلی فیبر نوری و مد پلاسمونیک، که منجر به تشکیل بیشینه می شود و به ضریب شکست (RI) آنالیت وابسته است، به طور کامل مورد مطالعه قرار گرفته است. عملکرد سنجش حسگر پیشنهادی برای تشخیص آنالیت ها به صورت عددی با استفاده از روش های حساسیت طیفی مورد مطالعه قرار می گیرد. اثر پارامترهای مختلف طراحی حسگر پیشنهادی با بهینه سازی عددی برای دستیابی به بالاترین حساسیت طیفی بررسی می شود. سنسور فیبر نوری D-شکل پیشنهادی دارای حساسیت طیفی با افزایش غیر خطی از 1300 nm/RIU تا 3900 nm/RIU است و محدوده تشخیص RI از 1/30 تا 1/43 است. سنسور RI پیشنهادی به دلیل طراحی ساده، محدوده تشخیص نسبتاً بزرگ، هزینه کم، ماهیت غیر سمی و مواد پلاسمونیک مقاوم در برابر خوردگی بالا، برای تشخیص نمونه های شیمیایی و بیوشیمیایی با RI مختلف جذاب است.

کلیدواژه- سنسور فیبر D شکل، تانتالیوم، رزونانس پلاسمون سطحی، سنسور ضریب شکست، سنسور پلاسمونیک

Numerical simulation of a D-shaped optical fiber sensor with tantalum plasmonic layer

Behrooz Eftekharinia

Department of Physics, Faculty of Basic Science, Babol Noshirvani University of Technology, Babol, Mazandaran, Iran

B.eftkharinia@nit.ac.ir

Abstract- A D-shaped tantalum-coated optical fiber plasmonic refractive index sensor is proposed in this paper. The interaction between the fiber fundamental mode and the plasmonic mode, leading to the peak formation that is dependent on the analyte's refractive index (RI), is thoroughly studied. The sensing performance of the proposed sensor for the detection of analytes is numerically studied by means of spectral sensitivity methods. The effect of various design parameters of the proposed sensor is investigated by numerical optimization to achieve the highest spectral sensitivity. The proposed D-shaped optical fiber sensor has a non-linearly increasing spectral sensitivity from 1300 nm/RIU to 3900 nm/RIU, and the RI detection range is from 1.30 to 1.43. The proposed RI sensor, due to its simple design, relatively large detection range, low cost, non-toxic nature and high corrosion resistance plasmonic material, is attractive for the detection of various RI chemical and biochemical samples.

Keywords: D-shaped fiber sensor, Tantalum, Surface plasmon resonance, Refractive index sensor, Plasmonic sensor

1. Introduction

The surface plasmon resonance (SPR) has been emerged as an advance effective technique in numerous sensing applications that need highly accurate detection of optical refractive index (RI). Over the past decade, motivated by the need of scaling down the sensor size, researchers have designed a large variety of optical fiber-based SPR sensors. Fiber-based SPR sensors utilize the improved form of prism-based Kretschmann configuration enabling coupling between optical modes and surface plasmon polaritons (SPPs). Compared with prism-based sensors, fiber-based sensors have small size, high sensitivity, compactness and light-weight. Moreover, they offer high degree of integration and support remote sensing capabilities [1-2].

In recent years, considerable attention has been devoted to developing D-shaped fiber sensors driven by the need to overcome drawbacks related to uncladding of usual structure of fibers. In these new structures, the surface of fiber is polished in a D-shape and deposited by metal to excite plasmonic wave and monitor the interaction between the evanescent wave and the surrounding medium and detecting small changes in RI in this medium [3-4].

In this paper, we investigate the deposition of Tantalum nanofilm on a simple D-shaped optical fiber and study the RI sensing performance of the sensor in detail. To the best of our knowledge, this is the first time that Ta nanofilms are being investigated in an optical fiber-based SPR sensors with simple D-shaped structure for detecting analytes. We demonstrate the superior characteristics of our proposed sensor to detect analytes with RI between 1.30 and 1.43. We will also study the effect of design parameters on the performance of the proposed sensor.

2. Methods and Device Structure

The cross-sectional view of the designed plasmonic-base D-shaped fiber sensor is shown in Fig 1. The diameters of fiber core and cladding are taken as 8.2 and 125 μm respectively, to satisfy single mode fiber (SMF) conditions. The Ta strip is considered as the plasmonic material deposited over the fiber core to enhance its sensitivity.

For characterization and optimization of the proposed sensor performance, a finite element technique [3] based on COMSOL Multiphysics Software (Version 5.6) is used. To this end, energy coupling between core mode and SPP mode is investigated by using coupled mode theory. Important parameters of the designed system include the width (w_{Ta}), and the thickness (t_{Ta}) of Ta strip, and the analyte RI (n_a). The wavelength λ and n_a are varied in range 1.3 - 1.8 μm , 1.30 - 1.43, respectively.

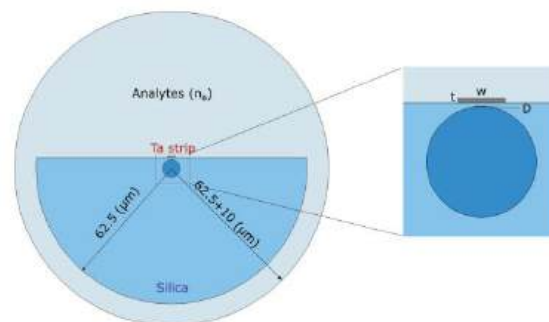


Fig. 1: The cross-sectional view of the designed plasmonic-base D-shaped fiber sensor.

After drawing geometry and adding materials to the model, a fine mesh with maximum mesh size of 20 nm is considered in order to achieve the maximum simulation accuracy. Finally, the simulation is run and obtained data and results are analysed. The energy of fiber mode couples to the SPP wave on the Ta surface when the n_{eff} of core guided mode and SPP mode attain the same propagation constant for resonance wavelength (λ_R). At this wavelength, energy of core guided mode is highly lost. The confinement loss calculation formula is given in the following equation [2]:

$$\alpha_{\text{loss}} = 8 \cdot 686 \times k_o \times \text{Im}(n_{\text{eff}}) \times 10^4 \left(\text{dB/cm} \right) \quad (1)$$

3. Simulations and Results

Fig. 2 shows simulation results for the variations in the real part of the effective refractive index, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ for core fundamental mode, and plasmon polariton mode, as well as confinement loss curve as a function of wavelength. This helps to understand the physics behind the coupling mechanism between fiber fundamental mode and plasmonic mode inside SPR-based D-shaped structure.

Because of dispersion properties of optical materials, effective index mode of fundamental mode and SPP mode decrease with different rates as the incident wavelength changes. Therefore, there is a specific wavelength at which the n_{eff} values for fiber mode and plasmonic mode intersect each other. In our simulation, these values are matched at the operating wavelength 1.57 μm , for the analyte refractive index $n_a = 1.38$. At this point, known as phase matching condition, the resonance phenomenon takes place and core mode (the red dashed curve) and plasmonic mode (the blue dashed curve) in Fig. 2 get coupled with each other. This results in a sharp peak in confinement loss spectra of the guiding mode in designed sensor (the black solid curve).

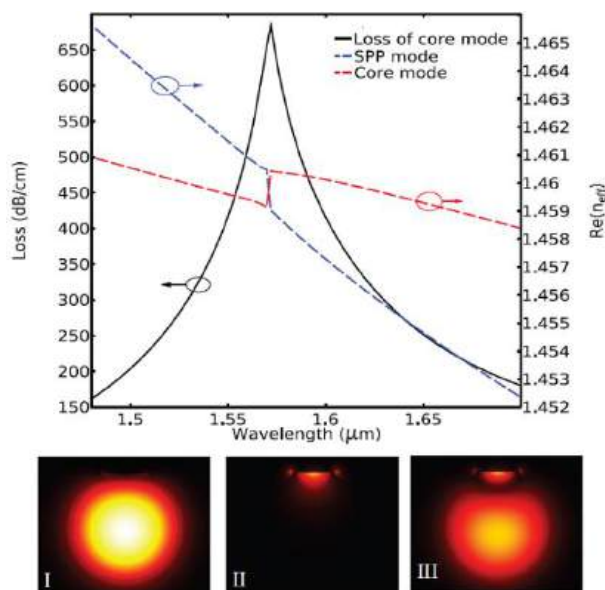


Fig. 2 Dispersion relation of core guided mode (red dashed line) and SPP mode (blue dashed line) along with confinement loss spectra (black solid line), the right-side figures show the mode profiles for (I) core guided mode (II) SPP mode core guided mode (III) phase matched mode. Note that the design parameters are $n_a=1.38$, $D = 0 \mu\text{m}$, $w-Ta = 3.5 \mu\text{m}$ and $t-Ta = 50 \text{ nm}$.

We firstly optimized D parameter as it is the most important factor in systematic design of D-shaped fibers. Fig. 3a shows simulation results for confinement loss versus incident light wavelength for different D values. As shown, the confinement loss is maximized at 634 dB/cm, $\lambda = 1.57 \mu\text{m}$ for $D = 0$. Practical structure of a fiber sensor with this polishing depth to the core could be achieved by a simple combination of mechanical and chemical etching methods [4]. Moreover, it is important to carry out a detailed study on tantalum strip and their influence on the proposed sensor performance since plasmonic mode behaviour is influenced strongly by metal layer thickness. For optimization of strip thickness, other structural parameters including D , $w-Ta$, and n_a are kept at constant values, $0 \mu\text{m}$, $3.5 \mu\text{m}$, and 1.38 respectively.

Fig. 3b shows simulation results for confinement loss variations for different values of $t-Ta$. It is shown that the resonance peak corresponding to the maximum confinement loss experienced a blue shift when the thickness of the Ta strip increased from 30 nm to 100 nm. This blue shift in resonance wavelength, λ_R is ascribed to variation in n_{eff} of SPP mode when strip thickness changes. From the simulation results, the resonance conditions occurred for $t-Ta = 50 \text{ nm}$ and in the following simulations, we consider it as the optimized value of strip thickness.

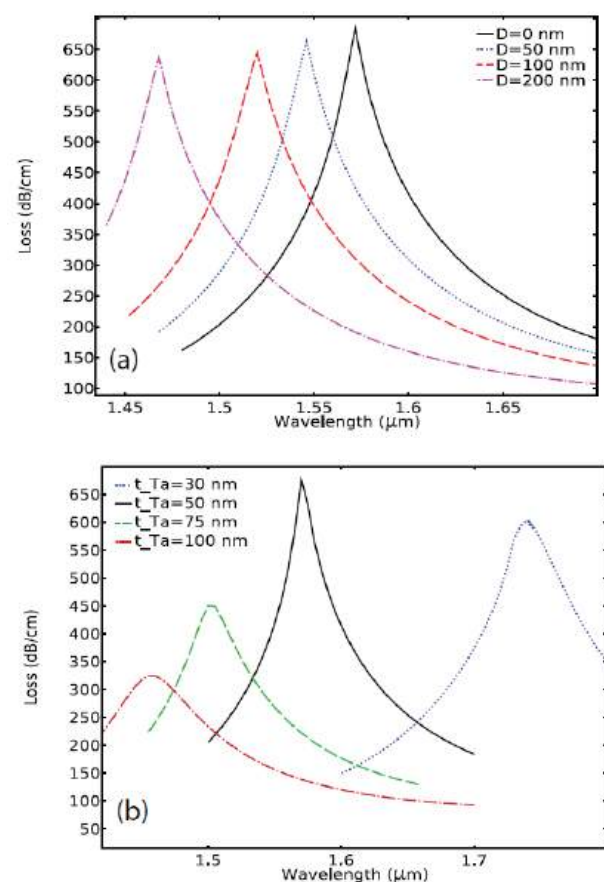


Fig. 3 Confinement Loss variation versus wavelength for different values of (a) polishing depth, D , (b) strip thickness, $t-Ta$.

We have then investigated the sensor response for a wide range of RI varying between 1.30-1.43. Fig. 5a, b exhibits the detailed comparison of confinement loss as a function of wavelength for two ranges of RI of analytes i.e., 1.30–1.36 and 1.37–1.43 respectively. Here, from graphs, we may clearly observe that Fig. 4a has less wavelength shift than Fig. 4b. The larger wavelength shift means higher wavelength sensitivity [3, 4].

It was found that the resonance wavelength at which confinement loss reaches its maximum, experiences a red shift with increment of analyte RI. In addition, the confinement loss peak intensity decreases when the RI value of the analyte increases. In fact, when n_a increases to values near the fiber RI, mode coupling between the core mode and plasmonic wave reduces. Moreover, it leads to broadening of confinement loss spectra.

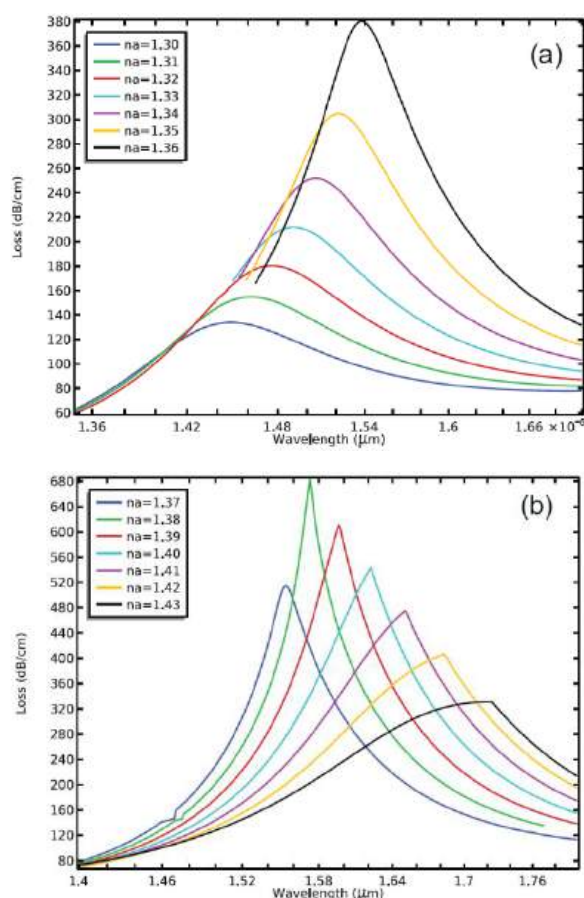


Fig. 4 Confinement loss spectra of the designed sensor for na of analytes in range of (a) 1.30 to 1.36, (b) 1.37 to 1.43.

Fig. 5 plots variation of resonance wavelength and sensitivity of the designed sensor versus na of the analyte. It represents a good polynomial fitting between resonance wavelength and na. As shown, the sensitivity factor increases non-linearly from 1300 nm/RIU to 3900 nm/RIU for na = 1.30 to na = 1.43. Moreover, the designed D-shaped fiber sensor represents a maximum sensitivity of 3900 nm/RIU. This sensor could be applicable for detection of important chemicals including Propyl Alcohol, Urine Glucose, Butyl Alcohol, Isobutyl Alcohol, and Hexanol as their RI lies between 1.30 and 1.43.

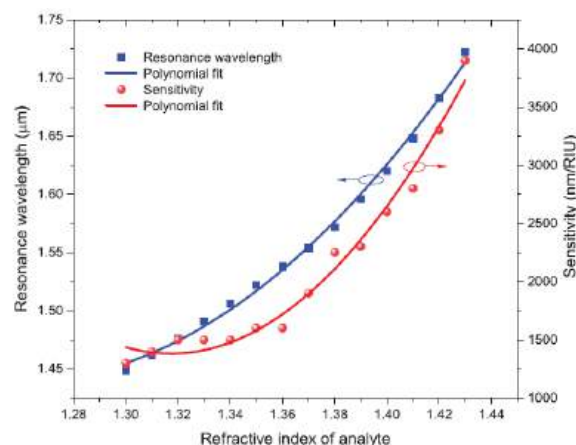


Fig. 5 Variation of the resonance wavelength and sensitivity with the RI of the analyte.

References

- 1- Pathak, "Theoretical assessment of d-shaped optical fiber chemical sensor associated with nanoscale silver strip operating in near infrared region," Opt. Quantum Electron. VOL. 52, pp. 1–13, (2020).
- 2- H.Q. Liang, B. Liu, J.F. Hu, An ultra-highly sensitive surface plasmon resonance sensor based on d-shaped optical fiber with a silver-graphene layer. Optik 149, 149–154 (2017).
- 3- H. Fu, M. Zhang, J. Ding, J. Wu, Y. Zhu, H. Li, Q. Wang, C. Yang, A high sensitivity d-type surface plasmon resonance optical fiber refractive index sensor with graphene coated silver nano-columns. Optical Fiber Technology 48, 34–39 (2019).
- 4- N.A.M. Zainuddin, M.M. Ariannejad, P.T. Arasu, S.W. Harun, R. Zakaria, Investigation of cladding thicknesses on silver spr based side-polished optical fiber refractive-index sensor. Results in Physics 13, 102,255 (2019).

اندازه گیری توزیع زاویه ای یون های پلاسمای گاز آرگون در دستگاه پلاسمای کانونی مدر

مریم اکبری نساچی^۱، نوشین پیش بین^۱، علی نصیری^۱، امیر رئیس دانا^۱

۱. پژوهشکده پلازما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران صندوق پستی ۱۴۱۵۵-۱۳۳۹ تهران-ایران

چکیده - در این مطالعه به منظور اندازه‌گیری توزیع فضایی یون‌های گسیل شده از دستگاه پلازما کانونی، آشکارساز آرایه فنجان فارادی طراحی و ساخته شده است. آرایه شامل ۵ فنجان فارادی است که در زوایای 0° ، $\pm 25^\circ$ و $\pm 50^\circ$ قرار داده شده است و برای گاز کاری آرگون مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج نشان داد که سیگنال مرکزی بیشترین مقدار جریان را اندازه‌گیری می‌کند و هرچه به کناره‌ها حرکت کنیم از شدت یون‌ها کاسته می‌شود. اثر تغییرات فشار و ولتاژ تخلیه نیز نشان داد که برای یک ولتاژ ثابت در فشارهای پایین شدت یون بیشتر است و با افزایش ولتاژ شدت یون‌ها افزایش می‌یابد.

کلیدواژه- دستگاه پلازما کانونی، اندازه‌گیری یون، آشکارساز فنجان فارادی

Measuring the angular distribution of argon gas plasma ions in the Mather type plasma focus device

Maryam Akbari Nasaji¹, Nooshin pishbin¹, Ali Nasiri¹, Amir Reis dana¹

1. Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, P.O. Box: 14155-1339, Tehran, Iran

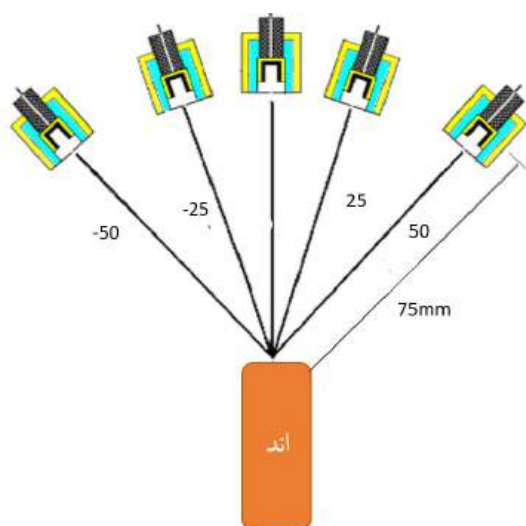
npishbin1985@gmail.com

Abstract- In this research, in order to measure the spatial distribution of ions emitted from the plasma focus device, a Faraday cup array detector was designed and built. The array consists of 5 Faraday cups placed at angles of 0° , $\pm 25^\circ$ and $\pm 50^\circ$ and studied for argon working gas. The results showed that the central signal measures the highest amount of current and as we move to the sides, the intensity of the ions decreases. The effect of changes in pressure and discharge voltage also showed that for a constant voltage at low pressures, the intensity of ions is higher and with the increase of voltage, the intensity of ions increases.

Keywords: Plasma Focus Device, Ion Measurement, Faraday cup array detector

مقدمه

داد. به منظور جلوگیری از مشکل الکترون‌های ثانویه و اندازه‌گیری دقیق جریان توسط فنجان فارادی، دو راه حل وجود دارد. ۱) جریان الکترون‌های ثانویه تولید شده به طور جداگانه اندازه‌گیری شده و در نهایت هنگام محاسبه جریان فنجان فارادی در نظر گرفته شود. ۲) الکترون‌های ثانویه تولید شده به فنجان بازگردانده شوند که در این صورت می‌توان از روش‌های الکترواستاتیکی و یا مغناطیسی استفاده نمود. البته نشان داده شده است که استفاده از پوشش گرافیتی در سطح فنجان داخلی نیز باعث کاهش اثر الکترون ثانویه می‌شود. چند نکته که در طراحی فنجان فارادی ها می‌بایست مورد توجه قرار گیرد به صورت زیر می‌باشند: در فنجان‌های فارادی جنس فنجان داخلی را می‌توان از موادی مانند گرافیت انتخاب کرد که الکترون‌های ثانویه‌ی کمتری تولید کند. همچنین ابعاد فنجان فارادی باید به نحوی انتخاب شود که الکترون‌های ثانویه تولید شده و همچنین یون‌های انعکاس داده شده از هدف نیز در نهایت با فنجان داخلی برخورد نمایند. در شکل ۱ شماتیک آشکارساز ساخته شده و محل قرارگیری فنجان ها نسبت به سر آند، نشان داده شده است. جنس پوسته خارجی و فنجان داخلی از برنج است و یک لایه گرافیت نیز به فنجان داخلی اضافه شده است. فارادی دارای یک در پوش با روزنه‌ی ۱ mm است. عایق آن نیز از جنس پلی اتیلن تهیه شده است.



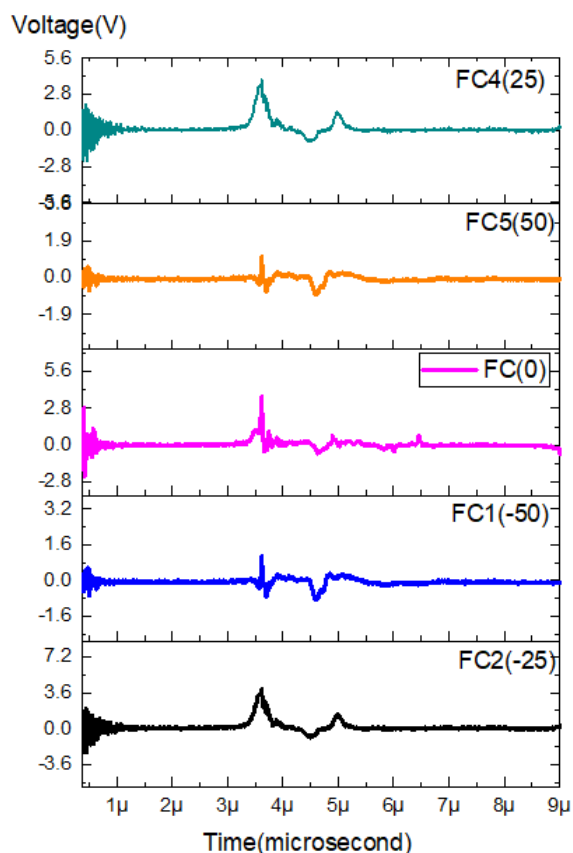
شکل ۱: شماتیک فنجان فارادی و محل قرارگیری فضایی فنجان‌ها نسبت به موقعیت آند

به منظور داشتن بیشترین بازدهی در انتقال انرژی، ابعاد فارادی باید به گونه‌ای طراحی شود که دارای مقاومت ظاهری 50Ω

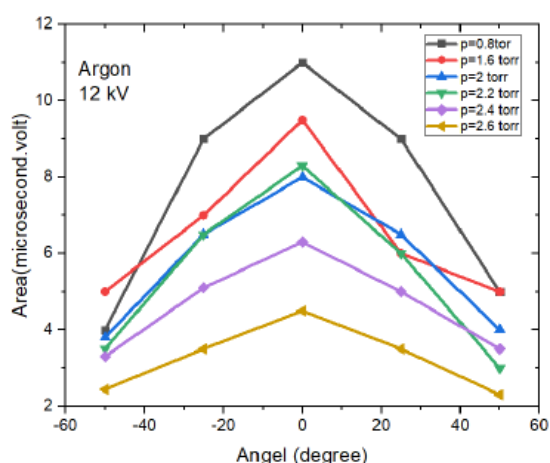
یکی از مهمترین پدیده‌های مشاهده شده در دستگاه پلاسمای کانونی، ایجاد یون‌هایی با انرژی چندین برابر ولتاژ شارژ بانک خازنی (برای مثال چند صد keV برای الکترون و تا چند ده MeV برای یون) است [۱]. در این دستگاه، با شتاب دادن به یون‌های پلاسما، باریکه‌ای از یون‌ها تولید می‌شود. درک و شناخت سازوکارهای تولید و شتاب‌گیری یون‌ها به منظور کاربردهایی نظیر پیشران‌های فضایی، پردازش سطح، لایه‌نشانی، تولید نوترون، تولید اشعه ایکس و کاربردهای تکنولوژیکی باریکه‌های یونی، حائز اهمیت است. [۲-۵]. آشکارسازی یون‌های گسیل شده به علت داشتن توان توقف بالا و برد بسیار کوتاه در مقایسه با دیگر پرتوها بسیار متفاوت و مشکلات خاص خود را دارد. به علت توان توقف بالای یون سنگین، تجهیزات خلأ قوی که بتواند خلأ بالایی را ایجاد کند مورد نیاز است. به علت حجم کوچک محفظه‌ی دستگاه، باید امکان تهیه آشکارساز در ابعاد خیلی کوچک (در حد سانتی‌متر) میسر باشد. در این پژوهش با هدف اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای یون‌های گسیل شده در دستگاه پلاسما کانونی kJ ۲/۵ موجود در پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای در سازمان انرژی اتمی، آرایه فنجان فارادی طراحی و ساخته شده است. شرح و نتایج این پژوهش در ادامه آورده می‌شود [۶-۹].

تئوری

در آشکارساز فنجان فارادی، قرار دادن یک صفحه فلزی (صفحه فارادی) در مسیر باریکه و اتصال آن توسط کابل به یک منبع تامین ولتاژ و یا ساده‌تر از آن اتصال به زمین منجر به انتقال جریان باریکه به منبع یا زمین می‌گردد. جریان منتقل شده متناسب با جریان به این صفحه فلزی است که منجر به توقف باریکه در خود می‌شود. باریکه یونی توسط یک فلز رسانا نظیر مس یا آلومینیوم که به شکل فنجان ساخته می‌شود (فنجان فارادی) به طور کامل متوقف می‌شود. این فرایند منجر به اندازه‌گیری دقیق جریان می‌شود. یکی از مشکلات اساسی آشکارساز فنجان فارادی تولید الکترون‌های ثانویه و یا پس‌پراکنده شده بوسیله‌ی باریکه‌ی یونی که با سطوح فلزی داخلی فنجان فارادی برخورد می‌کنند. این الکترون‌های ثانویه ممکن است از روزنه‌ی فنجان فارادی فرار کنند. اگر این الکترون‌ها فرار کنند، حفره‌هایی بر جای خواهند گذاشت که در نهایت الکترومتر مجموع بار باریکه و بار حفره‌های بر جای مانده از فرار الکترون‌ها را نمایش خواهد

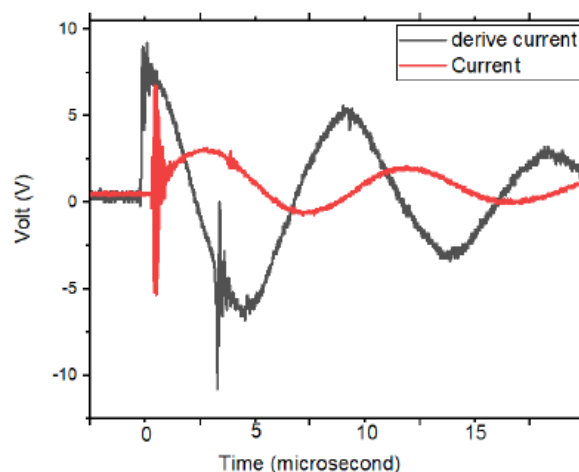


شکل ۳: سیگنال‌های یون آرایه فنجان فارادی با گاز آرگون در ولتاژ ۱۲kV



شکل ۴: توزیع زاویه‌ای یون‌های آرگون اندازه‌گیری شده در ولتاژ ۱۲kV در فشارهای متعدد

باشد. تخلیه الکتریکی برای ولتاژ ۱۲ کیلو ولت و گاز آرگون انجام شد. در شکل ۲ نمودار جریان و مشتق جریان نشان داده شده است. طبق شکل، زمان تشکیل پینچ در ۳/۵ میکروثانیه می‌باشد. در شکل ۳ نمونه‌ای از سیگنال‌های جریان فنجان‌های فارادی برای ولتاژ ۱۲ کیلو ولت و گاز کاری آرگون نشان داده شده است. همان طور که نشان داده شده است سیگنال مرکزی بیشترین مقدار جریان را اندازه‌گیری می‌کند و هرچه به کناره‌ها حرکت کنیم از شدت یون‌ها کاسته می‌شود. در ادامه در شکل ۴ و ۵ توزیع زاویه‌ای یون‌های آرگون اندازه‌گیری شده در ولتاژهای ۱۲ و ۱۴ کیلو ولت نشان داده شده است. با توجه به اندازه‌گیری‌های انجام شده توسط آرایه فنجان فارادی ساخته شده در دستگاه پلاسما کانونی مدر ۲/۵ kJ، مشخص شد که شدت یون‌های آرگون در زاویه‌ی صفر درجه یعنی در جهت رو به جلو بیشترین مقدار را دارند و در زوایای دور از مرکز بیشتر از ۲۵ درجه افت قابل ملاحظه‌ای دارند. این نتیجه با توجه به اینکه یون‌ها به دلیل میدان مغناطیسی، در جهت زاویه‌ی صفر درجه شتاب می‌گیرند مطابقت دارد. از نتایج معلوم می‌شود به دلیل اینکه در فشارهای پایین، یون‌ها در مسیر حرکت خود تا فنجان فارادی با ذرات کمتری برخورد می‌کنند برای یک ولتاژ ثابت در فشارهای پایین شدت یون بیشتر است.

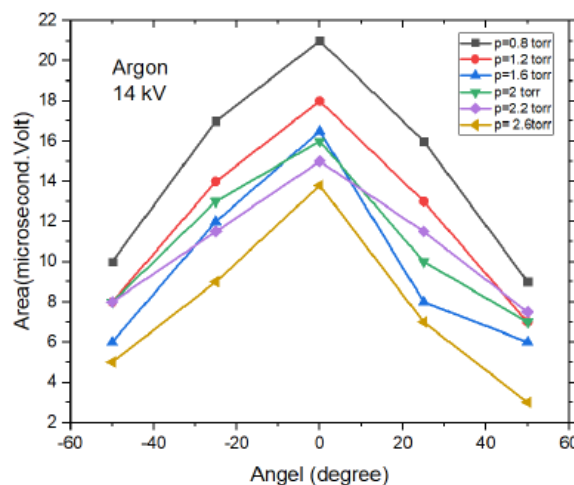


شکل ۲: نمودار جریان و مشتق جریان تخلیه الکتریکی گاز آرگون در ولتاژ ۱۲kV

یون‌ها به دلیل میدان مغناطیسی، در جهت زاویه‌ی صفر درجه شتاب می‌گیرند مطابقت دارد. از نتایج معلوم می‌شود به دلیل اینکه در فشارهای پایین، یون‌ها در مسیر حرکت خود تا فنجان فارادی با ذرات کمتری برخورد می‌کنند انرژی آن‌ها هنگام رسیدن به فنجان فارادی بیشتر است.

مرجع‌ها

- 1- K. Takao, et al., "Characteristics of Ion Beams Produced in a Plasma Focus Device", Japan. J. Appl. Phys., 40, 1013, 2001.
- 2- Diab, F. "Ion-beam Investigation in a 1.5-kJ Dense Plasma Focus Device". Plasma Phys. Rep. 45, 952-964, 2019.
- 3- Ram Niranjana, et al., "Application of medium energy plasma focus device in study of radioisotopes", Physics Letters A, Vol 382, Issue 46, 3365-3368. 2018.
- 4- Akel, M. et al., "Features of Pinch Plasma, Electron, and Ion Beams That Originated in the AECS PF-1 Plasma Focus Device", Plasma, 5, 184-195, 2022.
- 5- Diab, F. "Ion-beam Investigation in a 1.5-kJ Dense Plasma Focus Device". Plasma Phys. Rep. 45, 952-964, 2019.
- 6- قاسمی، ب.، مشخصه یابی گسیل یون نیتروژن در دستگاه پلازما کانونی SBUMTPF1، رساله دکتری مهندسی هسته‌ای، دانشگاه شهید بهشتی، ۱۳۹۲.
- 7- Gary, S. P. and Hohl, F. "Ion kinematics in a plasma focus", Phys. Fluids, 16, 997, 1973.
- 8- Gray, S. P. "Ion Acceleration in Plasma Focus", Phys. Fluids, 17, 2135, 1974.
- 9- Y. Mizuguchi, et al., "Simulation of high-energy proton production by fast magnetosonic shock waves in pinched plasma discharges", Phys. Plasmas, 14, 032704, 2007.



شکل ۵: توزیع زاویه‌ای یون‌های آرگون اندازه‌گیری شده در ولتاژ ۱۴kV در فشارهای متعدد.

با افزایش ولتاژ شدت یون‌ها افزایش می‌یابد. به طوریکه در ولتاژ ۱۲ kV در فشار ۱ torr تور بیشترین شار یون را داریم و در ولتاژ ۱۴kV در فشار ۲/۶ torr تور بیشترین پیک را داریم. در ولتاژ ۱۲ در فشارهای ۲-۲/۴ torr و در ولتاژ ۱۴kV در محدوده فشار ۱-۲ torr ناحیه ای داریم که تغییرات شار با فشار ناچیز است. منحنی‌ها نشان می‌دهند که شدت یون‌ها برای زاویه‌ی صفر درجه در ولتاژ ۱۴kV حدود ۲/۵ برابر شدت یون‌ها در ولتاژ ۱۲kV است و به دلیل انرژی و شدت بیشتر یون‌ها ناحیه‌ی پایدار بیشتری داریم.

نتیجه گیری

در دستگاه پلازما کانونی مدر ۲/۵ kJ، مشخص شد که شدت یون‌های آرگون در زاویه‌ی صفر درجه یعنی در جهت رو به جلو بیشترین مقدار را دارند و در زوایای دور از مرکز بیشتر از ۲۵ درجه افت قابل ملاحظه‌ای دارند. این نتیجه با توجه به اینکه

مطالعه عددی تأثیر فشار گاز کاری بر مدت زمان تنگش و پیک جریان تخلیه دستگاه پلاسمای کانونی مدر ۲/۵ kJ

نوشین پیش بین، مریم اکبری نساجی، امیر رئیس دانا

پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی تهران

چکیده - در این پژوهش مدت زمان تنگش و پیک جریان تخلیه دستگاه پلاسما کانونی مدر ۲/۵ kJ در فشارهای مختلف گاز کاری هیدروژن با ولتاژ تخلیه ۱۶ kV، با استفاده از کد لی مورد مطالعه قرار گرفته است. با برازش سیگنال جریان تخلیه اندازه گیری شده توسط پیچه روگوفسکی و جریان محاسباتی، پارامترهای مدل دستگاه بدست آمده است. در نهایت با انجام محاسبات عددی در کد لی، نشان داده شد که با افزایش فشار مدت زمان تنگش و پیک جریان افزایش می‌یابد.

کلیدواژه- دستگاه پلاسما کانونی، کد لی، مدت زمان تنگش و پیک جریان تخلیه

Numerical study of gas pressure effects on the pinch duration and peak discharge current of a 2.5 kJ plasma focus device

Noushin Pishbin, Maryam Akbari Nasaji, Amir Raiesdana

Plasma and Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI

Npishbin1985@gmail.com

Abstract- This research investigates the pinch duration and peak discharge current of a 2.5 kJ plasma focus device at different pressures of hydrogen working gas with a discharge voltage of 16 kV, using the Lee code. By fitting the discharge current signal measured by the Rogowski coil to the calculated current, we could derive the parameters of the device model. Ultimately, numerical calculations performed using the Lee code demonstrated that both the pinch duration and the peak discharge current increase as the pressure rises.

Keywords: plasma focus device, Lee Code, pinch duration, peak discharge current.

مقدمه

می شود و کاتد به صورت تعدادی میله به طور متقارن حول آند قرار می گیرد. الکترودها معمولاً از جنس مس یا فولاد ضدزنگ هستند. عایق نیز معمولاً از جنس شیشه، سرامیک، پیرکس یا تفلون می باشد. فضای بین الکترودها از گازی با فشار ۱۰-۰/۱ تور پر می شود. جنس گاز با توجه به کاربرد دستگاه تعیین می شود. به عنوان مثال جهت تولید نوترون از گاز دوتریم و برای تولید پرتوهای ایکس از گاز آرگون، نئون یا دیگر گازهای سنگین استفاده می شود. از یک بانک خازنی با ظرفیت چند میکروفاراد و انرژی یک کیلوژول تا چند مگاژول، به عنوان منبع انرژی استفاده می شود که بوسیله اسپارک گپ به الکترودها متصل می شود. ولتاژ شارژ خازن از چند کیلو ولت تا چند صد کیلو ولت و جریان تخلیه سوئیچ شده به دستگاه، از چند کیلو آمپر تا چند مگا آمپر تغییر می کند.

در این مقاله دستگاه پلاسما کانونی مدر ۵kJ مورد مطالعه قرار گرفته است. مدار الکتریکی این دستگاه اکنون دارای اندوکتانس ۱۱۰nH و بانک خازنی با ظرفیت ۱۴ میکروفاراد است که حداکثر با ولتاژ ۱۶kV شارژ می شود. الکترودهای آند و کاتد به شکل تیوب های استوانه ای توپر مسی ساخته شده اند. مکان الکترودهای کاتدی اطراف آند کاملاً متقارن است. طول و قطر آند به ترتیب ۱۴۵ mm و ۲۹ mm و قطر صفحه کاتدی ۹۲mm می باشد. جنس عایق میانی بین آند و کاتد از شیشه Pyrex است. جریان تخلیه و مشتق آن از طریق کوئل روگوفسکی اندازه گیری می شود. دستگاه با گازهای مختلفی مورد آزمایش قرار می گیرد که در این جا گاز هیدروژن مورد استفاده قرار گرفته است.

محاسبات عددی

با برازش نمودار جریان تخلیه حاصل شده از آزمایشات تجربی دستگاه پلاسما کانونی ۲/۵ kJ با نمودار جریان تخلیه حاصل از محاسبات عددی در کد لی (شکل ۱)، پارامترهای مدل دستگاه شامل f_m فاکتور جرم جاروب شده محوری، f_c فاکتور جریان محوری، f_{mr} فاکتور جرم جاروب شده شعاعی و f_{cr} فاکتور جریان پلاسما شعاعی، استخراج می شود (جدول ۱).

دستگاه پلاسما کانونی به خانواده Z-Pinch ها تعلق دارند که عمدتاً به صورت پالسی کار می کنند و به طور کلی دستگاهی است که می تواند به کمک تراکم و شتاب مغناطیسی، پلاسماهای داغ و چگال تولید کند. عامل اصلی کانونی شدن پلاسما، میدان مغناطیسی ناشی از جریان الکتریکی است. در رابطه با پلاسما کانونی و نقاط عطف آن در طول زمان، به دو سال ۱۹۶۰ و ۱۹۶۵ می توان اشاره کرد. در این سال ها فیلیپوف و مدر نتایج کارهایشان را که به طور مستقل از یکدیگر انجام شده بود، منتشر کردند و دو ساختار مختلف پلاسما کانونی نوع فیلیپوف و نوع مدر مطرح شد.

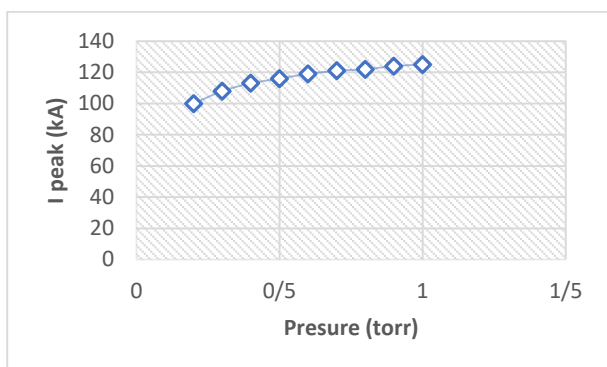
این دستگاه به عنوان شتاب دهنده پالسی یونها در محدوده وسیعی از انرژی از چند کیلو الکترون ولت تا مگا الکترون ولت [۱-۲] و تولید تابش های میکروویو [۳]، تابش های ایکس سخت و نرم [۴-۵]، پرتوهای الکترونی و یونی [۶-۷] و گسیل نوترونی [۸] مورد استفاده قرار می گیرد.

کد مدل لی ۱ [۹] یک مجموعه شبیه سازی کامپیوتری است که در دستگاه های پلاسما کانونی مورد استفاده قرار می گیرد. مدل لی مدار الکتریکی را با دینامیک، تابش و ترمودینامیک پلاسما کانونی جفت می کند و بدین شکل دینامیک پیچیده دستگاه پلاسما کانونی را ساده می کند.

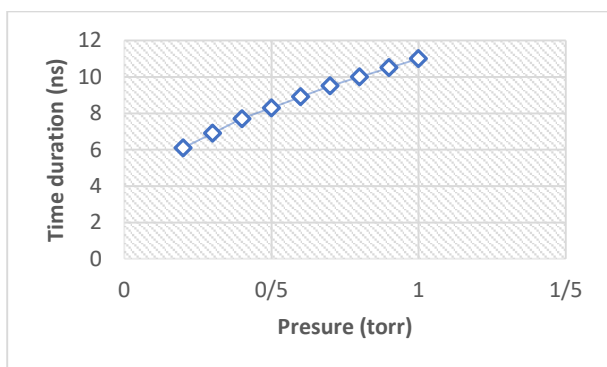
در این پژوهش با استفاده از مدل لی و بررسی جبهه جریان پلاسما کانونی، مدت زمان تنگش و پیک جریان تخلیه دستگاه پلاسما کانونی ۲/۵ kJ با گاز کاری هیدروژن در فشارهای متعدد مورد مطالعه قرار گرفته است.

دستگاه پلاسما کانونی

اجزای اصلی یک سیستم پلاسما کانونی عبارتند از: منبع انرژی، کلید ولتاژ بالای سریع (اسپارک گپ)، سیستم های کنترل و محفظه تخلیه. این دستگاه متشکل از دو رسانای هم محور می باشد که به عنوان الکترودها مورد استفاده قرار می گیرند. این الکترودها از یک انتها توسط عایقی استوانه ای شکل، از یکدیگر جدا می شوند. آند به صورت استوانه ای توپر یا توخالی (جهت اجتناب از گسیل بیش از اندازه اشعه ایکس سخت) ساخته



شکل ۲. پیک جریان تخلیه بر حسب فشار گاز کاری



شکل ۳. مدت زمان تنگش بر حسب فشار گاز کاری

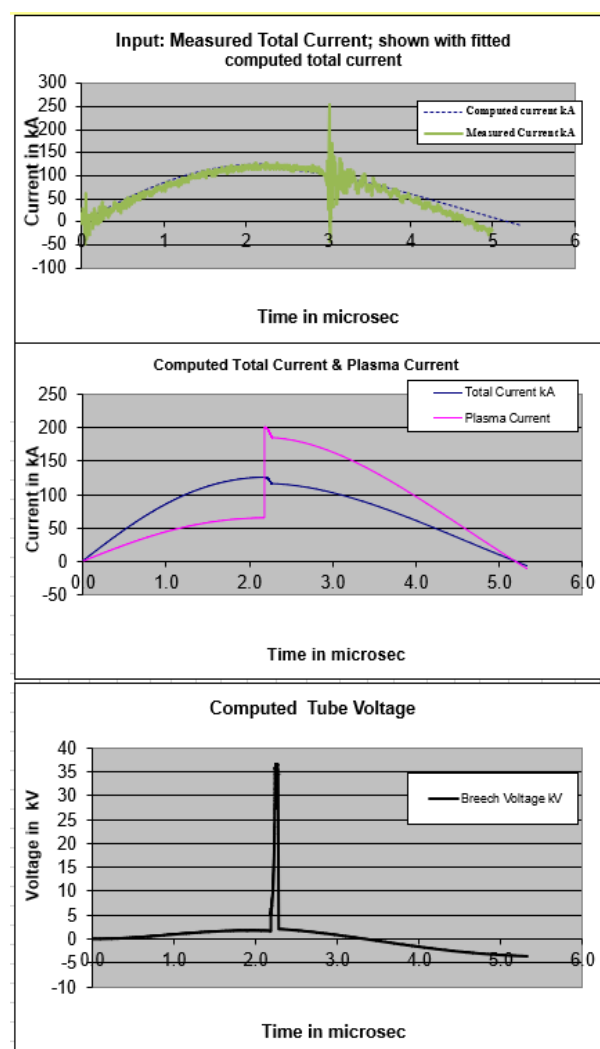
بحث و نتیجه گیری

در دستگاه پلاسما کانونی پلاسما زمانی تولید می شود که بانک خازنی از طریق یک خط انتقال با اندوکتانس در بازه زمانی بسیار کوتاهی در محدوده نانوثانیه تخلیه شود. پیستون مغناطیسی ذرات را در دو فاز محوری (قبل از تنگش) و شعاعی (تنگش) جاروب می کند. صفحه جریان در فاز محوری شکل می گیرد و سپس توسط نیروی لورنتس در راستای محور z شتاب می گیرد. با رسیدن جریان به مقدار بیشینه اش، جریان وارد فاز شعاعی شده و تنگش ایجاد می شود. جریان تخلیه مهم ترین شاخص عملکرد کلی دستگاه پلاسما کانونی و در برگیرنده تمام اطلاعات فرآیندهای فیزیکی در دستگاه پلاسما کانونی است. در این مقاله با برازش منحنی جریان تخلیه آزمایشگاهی و عددی دستگاه پلاسما کانونی با گاز کاری هیدروژن توسط کد لی، پارامترهای مدل دستگاه شامل f_m , f_c , f_{mr} , f_{cr} بدست آمده است. با استفاده از این پارامترها، تأثیر تغییر فشار بر پیک جریان

جدول ۱. پارامترهای مدل دستگاه پلاسما کانونی ۵ kJ

Operation parameters	$P_0 = 0.5 \text{ Torr}$	$V_0 = 16 \text{ kV}$	
Model parameters	$f_m = 0.045$	$f_c = 0.52$	$f_{mr} = 1$ $f_{cr} = 1.6$

پس از تعیین پارامترهای مدل دستگاه پلاسما کانونی مورد مطالعه، در فشارهای مختلف گاز کاری، پیک جریان تخلیه و نیز مدت زمان تنگش بدست می آید. نتایج این محاسبات عددی در شکل ۲ و ۳ نشان داده شده است.



شکل ۱. نمودار برازش منحنی جریان تجربی و عددی و ولتاژ محاسبه شده عددی دستگاه پلاسما کانونی ۵ kJ با گاز کاری هیدروژن در فشار ۵ Torr و ولتاژ ۱۶ kV

- 2- M. Bhuyan et al. Characterization of the neon ion beam emitted from plasma focus device, Phys. Plasmas 18, 033101 (2011).
- 3- G. Gerdin, M.J. Tanis, F. Venneri, Plasma Phys. Control. Fusion 28, 527 (1986)
- 4- E. Skladnik-Sadowska et al., Plasma Phys. Control. Fusion 58, 95003 (2016).
- 5- V. Raspa et al., Braz. J. Phys. 34, 1696 (2004).
- 6- M.Z. Khan, Y.S. Ling, W.C. San, Front. Phys. AIP Conf. Proc. 1588, 185 (2014).
- 7- M. Akel, S.A. Salo, S.H. Saw, S. Lee, Vacuum 110, 54 (2014).
- 8- Y.P. Bogolubov et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 605, 62 (2009).
- 9- S. Lee, Radiative dense plasma focus computation package:RADPF. <http://www.plasmafocus.net/IPFS/modelpackage/File1RADPF.html>. Accessed 14 Dec 2008.

تخلیه و مدت زمان تنگش به طور عددی بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش فشار، مدت زمان تنگش و پیک جریان افزایش می‌یابد. این افزایش ناشی از کاهش مقاومت دینامیکی در فشار بالاتر است. به طوریکه در فشار پایین‌تر، مقاومت دینامیکی بالاتر و پیک جریان تخلیه و مدت زمان تنگش پایین‌تر است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، در فشارهای پایین‌تر، اثر تغییر فشار بر پیک جریان بیشتر است و با افزایش فشار این اثر کاهش می‌یابد.

مرجع‌ها

- 1- L. Soto et al. Research on pinch plasma focus devices of hundreds of kilojoules to tens of joules, J. Phys. 34, 1814 (2004).

ساخت لیزر در طول موج ۲ میکرومتر با استفاده از شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم

مریم شمس^۱، هاوژین جلیلی^۱، مسعود قطبی^۱

^۱گروه فیزیک، دانشکده ی علوم پایه، دانشگاه کردستان، سنندج، ایران

چکیده: در این مقاله یک لیزر پیوسته در طول موج ۲~ میکرومتر با استفاده از شیشه ژرمانات دوپ شده با عنصر تولیوم و پمپ توسط لیزر تیتانیوم سفایر در طول موج ۷۹۴ نانومتر مورد بررسی قرار گرفته است. کارکرد لیزر با استفاده از آینه های خروجی با ضرایب عبور مختلف آزمایش شد. حداکثر توان تولید شده ۱۵۵ میلی وات بوده و با آینه خروجی ۹٪ عبور به دست آمده است. نتایج به دست آمده، نشان دهنده پتانسیل بالای شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم در کاربردهای لیزری است. بررسی این محیط لیزری با توجه به امکان کاربرد آن در لیزرهای فیبری نیز دارای اهمیت است.

کلیدواژه- شیشه ژرمانات، یون تولیوم، لیزر پمپ تیتانیوم سفایر، نور مادون قرمز

The construction of a laser at 2 μm wavelength using thulium-doped germanate glass

Maryam Shams¹, Hawzhin Jalili¹, Masood Ghotbi¹

¹Department of Physics, Faculty of Physics, University of Kurdistan, Sanandaj, Iran

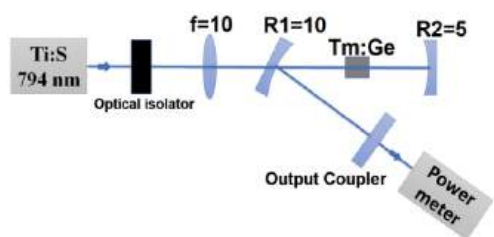
maryam.shams@uok.ac.ir , m.ghotbi@uok.ac.ir

Abstract: In this article, a continuous-wave laser at a wavelength of ~ 2 micrometers, using thulium-doped germanate glass and pumped by a Ti:sapphire laser at a wavelength of 794 nanometers is investigated. The laser performance was tested using output mirrors with different transmission coefficients. The maximum output power of 155 mW was achieved by an output coupler with 9% transmission. The obtained results demonstrate the high potential of thulium-doped germanate glass in laser applications. Investigating this laser medium is also significant considering its potential application in fiber lasers.

Keywords: Germanate glass, thulium ion, Ti:Sapphire pump laser, Infrared Light

مقدمه

پوشش ضد بازتاب برای طول موج پمپ به منظور کاهش اتلاف نور از سطح عدسی استفاده شده است. ضخامت نمونه شیشه‌ای بکار رفته ۳ میلی متر است. آینه‌های مقعر کاواک دارای شعاع های انحنای R_1 برابر با ۱۰ سانتی متر و R_2 برابر با ۵ سانتی متر هستند. این دو آینه برای بازتاب بیشینه در بازه طول موجی ۲۱۰۰-۱۸۰۰ نانومتر پوشش داده شده‌اند تا حداکثر انعکاس در طول موج لیزر دوپ شده با تولیوم را فراهم کنند. آینه‌ها دارای بازتابی بیش از ۹۹٪ در این بازه طول موجی و عبور بیش از ۹۸٪ در بازه طول موج پمپ هستند. برای فراهم کردن نور خروجی لیزر، سه آینه خروجی (Output Coupler) دارای درصدهای عبور ۱٫۵٪، ۵٪ و ۹٪ در بازه طول موجی ۲۱۰۰-۱۸۰۰ نانومتر به کار گرفته شد. از یک توان سنج مدل OPHIR برای اندازه‌گیری توان خروجی لیزر استفاده شده و همچنین طیف‌های خروجی لیزر با استفاده از یک طیف سنج ساخت شرکت YOKOGAWA برای آینه‌های خروجی با درصدهای عبور مختلف اندازه‌گیری شد.



شکل ۱: چیدمان لیزر شیشه‌ای ژرمانات دوپ شده با تولیوم با پمپ Ti:sapphire

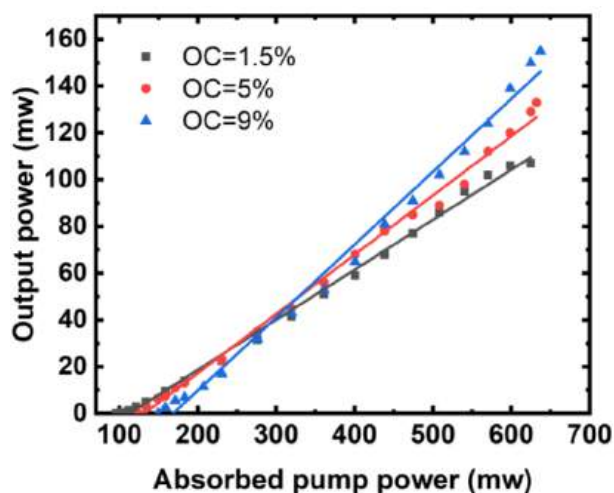
نتایج و بحث

هدف از این آزمایش مشخص کردن ویژگی‌های لیزر شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم با پمپ توسط لیزر Ti:sapphire است. در شکل ۲ نمودار توان جذبی شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم با پمپ Ti:sapphire در طول موج ۷۹۴ نانومتر نشان داده شده است. این نمودار نشان می‌دهد که با افزایش توان پمپ ورودی (برحسب میلی وات)، توان جذب شده توسط شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم زیاد می‌شود. با افزایش توان پمپ بالای ۶۰۰ میلی وات نرخ افزایش توان جذب شده نسبت به توان ورودی کاهش می‌یابد و تغییرات نمودار به سمت غیرخطی شدن پیش می‌رود که می‌تواند نشانگر اشباع در این محدوده از توان جذبی باشد. حداکثر توان پمپ جذب شده معادل ۶۳۶ میلی وات و آستانه توان پمپ جذبی لیزر برابر با ۶ میلی وات به دست آمده است.

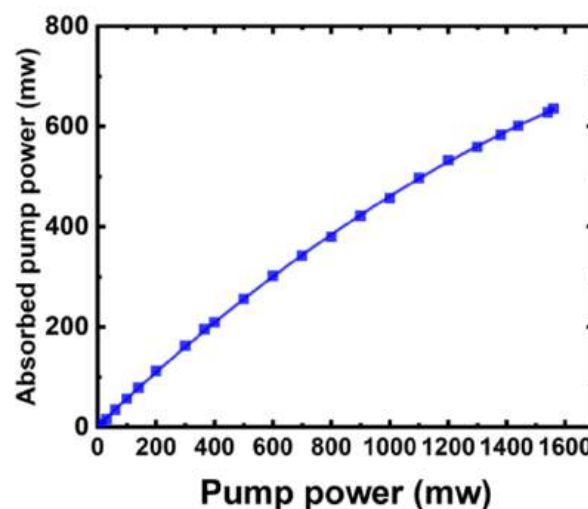
اخیرا لیزرهای حالت جامد در محدوده طول موجی ۲ میکرومتر که مبتنی بر میزبان‌های شیشه‌ای هستند به دلیل خواص نوری مهم آنها برای کاربردهایی مانند استفاده در لیزرهای فیبری، جراحی‌های پزشکی، تحقیقات علمی و سایر حوزه‌ها به طور گسترده‌ای مورد بررسی قرار گرفته‌اند [۲،۱]. منابع لیزری کارآمد و دارای توان بالا در محدوده طول موج ۲ میکرومتر با استفاده از دوپ کردن تولیوم در توده‌های کریستالی و فیبرهای شیشه‌ای سیلیکا با موفقیت نمایش داده شده‌اند [۳]. مواد فعال مبتنی بر شیشه به عنوان یک راه حل جذاب برای افزایش توان در ساختارهای فیبری و انعطاف پذیری بالا در ترکیب آنها و همچنین هزینه تولید پایین، شناخته شده‌اند. در این مورد درک ویژگی‌های لیزری این مواد در حالت توده‌ای هنگام طراحی لیزرهای فیبری اهمیت زیادی دارد. کیفیت نوری بالا و طیف‌های تابشی پیوسته با پهنای باند وسیع در شیشه‌های دوپ شده با یون‌های خاکی کمیاب، گزینه‌ای جذاب برای تولید تابش لیزری با پالس‌هایی کوتاه و دامنه تنظیم پذیری وسیع به شمار می‌رود [۳]. تولیوم به دلیل جذب آن در محدوده طیفی ۸۰۰ نانومتر که با استفاده از لیزرهای دیودی قابل تامین است، انتخاب مناسبی برای کاربردهای حوزه مادون قرمز است و به دلیل تابش جالب توجه آن در محدوده طیفی ۲ میکرومتر برای چندین کاربرد حسگری در پزشکی مناسب می‌باشد [۴]. شیشه‌های دوپ شده با یون تولیوم (Tm^{3+}) توانایی تولید لیزر در ناحیه ۱٫۸ تا ۲ میکرومتر را دارند [۶،۵]. در این پژوهش خواص نوری و عملکرد لیزری شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم ($Tm^{3+}: GeO_2$) با پمپ Ti:sapphire در حالت پیوسته در طول موج پمپاژ ۷۹۴ نانومتر مورد بررسی قرار گرفته است.

چیدمان آزمایشگاهی

چیدمان آزمایش لیزر شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم با پمپ Ti:sapphire در حالت پیوسته در شکل ۱ نشان داده شده است. لیزر پمپ Ti:sapphire دارای حداکثر توان ۱٫۸ وات در طول موج ۷۹۴ نانومتر می‌باشد. پرتو پمپ Ti:sapphire در این طول موج از طریق یک عدسی با فاصله کانونی ۱۰ سانتی متر بر روی شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم ($Tm^{3+}: GeO_2$) کانونی می‌شود. از یک یکسوساز نوری (Optical isolator) به منظور جلوگیری از بازتاب نور به سمت منبع پمپ و از یک عدسی با



شکل ۳: بازده شیب لیزر شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم برای سه
آینه خروجی با درصدهای عبور مختلف.



شکل ۲: اندازه گیری توان جذبی شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم.

در شکل ۴ طیف گسیل لیزر شیشه‌ی ژرمانات دوپ شده با تولیوم با آینه خروجی با درصدهای عبور مختلف با استفاده از یک طیف-سنج YOKOGAWA ثبت شده است. در طیف گسیل لیزر با آینه خروجی ۱٫۵٪، بیشترین مقدار شدت در محدوده طول موجی بین ۱۹۷۰-۱۹۶۰ نانومتر مشاهده می‌شود. این محدوده مربوط به انتقال الکترونی در یون‌های تولیوم است. درصد عبور پایین (۱٫۵٪) به این معنی است که اتلاف کاواک در سطح پایینی قرار دارد و نور بیشتری در داخل کاواک نگه داشته می‌شود. این مسئله به بهره بیشتر و شدت قوی‌تر طیف خروجی نیز منجر می‌شود. در نمودار دوم با آینه خروجی ۵٪، بیشترین شدت طیف در محدوده طول موجی بین ۱۹۳۰-۱۹۲۰ نانومتر قرار دارد. با افزایش درصد عبور به ۵٪، شدت کلی طیف کاهش می‌یابد و تغییراتی در شکل قله‌های طیفی مشاهده می‌شود. این کاهش شدت ناشی از افزایش اتلاف کاواک است که نور بیشتری از کاواک خارج می‌شود در نتیجه باعث کاهش بهره و افت شدت گسیل لیزر می‌شود.

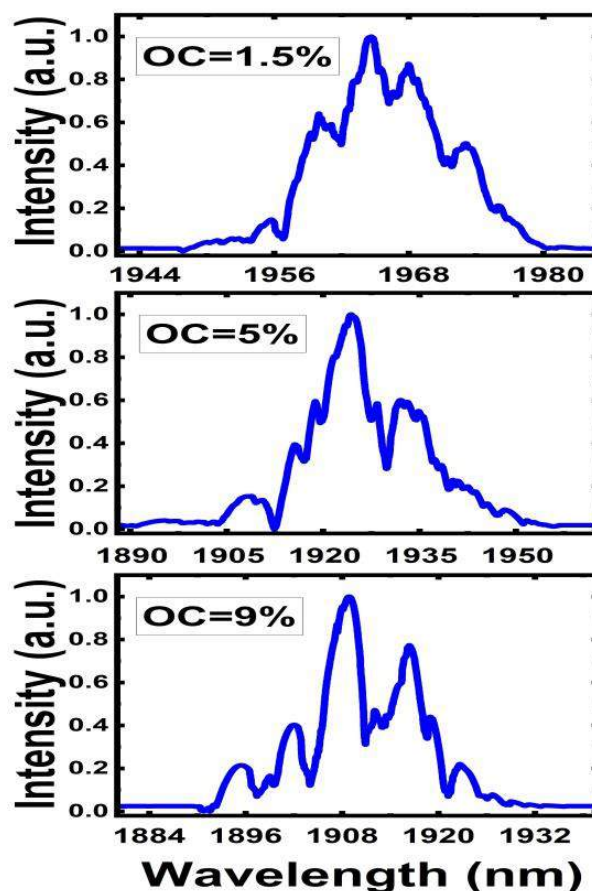
در شکل ۳، توان خروجی لیزر تولید شده در شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم با استفاده از آینه‌های خروجی با درصدهای عبور مختلف (۱٫۵٪، ۵٪ و ۹٪) اندازه‌گیری شده است. در توان پمپ جذبی ۶۲۴ میلی وات برای آینه خروجی با درصد عبور ۱٫۵٪، حداکثر توان تولید شده ۱۰۷ میلی وات و آستانه توان پمپ جذبی ۹۵ میلی وات به دست آمده است. برای آینه خروجی با درصد عبور ۵٪ در توان پمپ جذبی ۶۳۲ میلی وات، حداکثر توان تولید شده ۱۳۳ میلی وات و آستانه توان پمپ جذبی ۱۲۳ میلی وات بوده و در توان پمپ جذبی ۶۳۶ میلی وات برای آینه خروجی با درصد عبور ۹٪، حداکثر توان تولید شده ۱۵۵ میلی وات و آستانه توان پمپ جذبی ۱۴۸ میلی وات به دست آمده است. بازده شیب نسبت به توان جذب شده با این آینه خروجی برابر با ۳۱٪ محاسبه شده است. نتایج نشان می‌دهند که با افزایش درصد عبور آینه خروجی، توان آستانه پمپ جذبی و توان خروجی لیزر نیز افزایش می‌یابد.

نتیجه گیری

در این پژوهش خواص لیزری ماده شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم تحت پمپاژ توسط لیزر Ti:sapphire در حالت پیوسته و در طول موج ۷۹۴ نانومتر بررسی شده است. با اندازه گیری توان جذبی شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم، حداکثر توان جذب شده معادل ۶۳۶ میلی وات به دست آمد. توان خروجی لیزر تولید شده با استفاده از آینه های خروجی با درصدهای عبور مختلف اندازه گیری شد. حداکثر توان خروجی تولید شده برابر با ۱۵۵ میلی وات با استفاده از آینه خروجی با ضریب عبور ۹٪ بوده و بازده شیب نسبت به توان جذب شده معادل ۳۱٪ به دست آمده است. سپس طیف های گسیل لیزر شیشه ژرمانات دوپ شده با تولیوم برای آینه های ۱٫۵٪، ۵٪ و ۹٪ عبور نور با استفاده از یک طیف سنج ثبت شد.

مرجع ها

- [1] Xu, Rongrong, et al. "Structural origin and laser performance of thulium-doped germanate glasses." The Journal of Physical Chemistry A, Vol. 115, 2011.
- [2] Doualan, J. L., et al. "Spectroscopic properties and laser emission of Tm doped ZBLAN glass at 1.8 μm ." Optical Materials, Vol. 24, p. 563-574, 2003.
- [3] Fusari, F., et al. "Spectroscopic and lasing performance of Tm³⁺-doped bulk TZN and TZNG tellurite glasses operating around 1.9 μm ." Optics express, Vol. 16, pp. 19146-19151, 2008.
- [4] Lakshminarayana, G., and Jianrong Qiu. "Near-infrared quantum cutting in RE³⁺/Yb³⁺ (RE= Pr, Tb, and Tm): GeO₂- B₂O₃- ZnO- LaF₃ glasses via down-conversion." Journal of Alloys and compounds, Vol. 481, p. 582-589, 2009.
- [5] Fusari, F., et al. "Femtosecond mode-locked Tm³⁺ and Tm³⁺ - Ho³⁺ doped 2 μm glass lasers." Optics Express, Vol. 18, pp. 22090-22098, 2010.
- [6] Lachheb, R., et al. "Characterization of Tm³⁺ doped TNZL glass laser material." Journal of Luminescence, Vol. 161, 2015, p. 281-287.



شکل ۴: طیف گسیل لیزر شیشه ی ژرمانات دوپ شده با تولیوم با آینه خروجی با درصدهای عبور مختلف.

طیف سوم با استفاده از آینه خروجی با درصد عبور ۹٪ نشان داده شده است. بیشترین شدت طیف در ناحیه طول موجی بین ۱۹۰۸-۱۹۲۰ نانومتر قرار دارد. هر چه درصد عبور آینه خروجی بیشتر می شود، بهره لیزر و شدت طیف های گسیل شده نیز کاهش می یابد، در نتیجه پیک های طیفی گسترده تر و به سمت طول موج های کوتاه تر می روند. این امر نشان دهنده ی تاثیر اتلاف بیشتر بروی انتشار چندین طول موج به صورت هم زمان است که موجب پهن شدن پیک ها و کاهش شدت کلی نشر می شود.

استفاده از زمان ترانزیت برای افزایش حساسیت حسگر ریدبرگ در شیفت استارک AC و جدایی اوتلر تاونز

سمانه بیرژندی¹، حمزه نورالهی¹، مهدی جوکار¹، ابوالفضل تاج الدین پور²

1 Center of Quantum Science and Technology (CQST), University of Isfahan, Hezar Jarib, Isfahan, Iran

2 Department of Electrical and Computer Engineering Isfahan University of Technology (IUT), Isfahan, Iran

چکیده – حسگرهای اتمی ریدبرگ با وجود قابلیت بالا برای بکارگیری در سیستم های تصویربرداری میدان مایکروویو با محدودیت نرخ سیگنال به نویز و رزلوشن فرکانسی و فضایی روبرو هستند. این حسگرها از دو لیزر پروب و کنترل برای بردن اتم به تراز ریدبرگ استفاده کرده و حساسیت بالای اتم در این تراز به میدان مایکروویو به حساسیت بالای حسگر در یک بازه پهن پاسخ میدانی منجر می شود. در این مقاله اثر زمان ترانزیت و توان لیزر کوپلینگ برای تغییر رزلوشن و نرخ سیگنال به نویز به همراه کاهش پهنای تشدید EIT بررسی شده است.

کلیدواژه– حسگر اتمی ریدبرگ، القای شفافیت الکترومغناطیس، جدایی اوتلر تاونز، شیفت استارک AC

Transit time effect in sensitivity enhancement of Rydberg sensor in AC stark shift effect and Autler towns splitting

Samaneh Birzhandi 1, Hamze Noorollahi 1, Mehdi Jokar 1 and Abolfazl Tajedin pour2

1 Center of Quantum Science and Technology (CQST), University of Isfahan, Hezar Jarib, Isfahan, Iran

2 Department of Electrical and Computer Engineering Isfahan University of Technology (IUT), Isfahan, Iran

Sbirzhandi@gmail.com

Abstract – Rydberg atom sensors, though promising for applications like microwave imaging, face challenges related to signal-to-noise ratio, frequency resolution, and spatial resolution. These sensors operate by using two lasers—a probe and a coupling laser—to excite atoms to highly sensitive Rydberg states, enabling a broad dynamic range. In this paper, we investigate how transit time and coupling laser power influence the sensor's signal-to-noise ratio, as well as frequency and spatial resolution, with a particular focus on optimizing resonance linewidth.

Keywords: Rydberg atoms sensors, Electromagnetic Induce Transparency (EIT), Autler Towns splitting, AC stark shift

مقدمه

اتم های ریدبرگ را برای توسعه فناوری های کوانتومی جدید بسیار مطلوب می کند [8,10]. کاهش پهنای تشدید EIT در میدان های کوچک برای افزایش دقت اندازه گیری ضروری است. در این مقاله با استفاده از زمان ترانزیت و میدان پروب و کوپلینگ سعی شده این مقدار برای میدانهای بزرگ به همراه افزایش یا حفظ دامنه سیگنال کوچک شود.

تئوری

برای یک سیستم اتمی با چهار تراز انرژی جذب را به صورت معادله زیر خواهیم داشت:

$$\chi = \frac{n|d_p|^2}{2\epsilon_0\hbar} \frac{i}{\gamma_1 - i\delta_1 + \frac{(\Omega_c/2)^2}{\gamma_2 - i\delta_2 + \frac{(\Omega_M/2)^2}{\gamma_3 - i\delta_3}}} \quad (1)$$

در اینجا $\frac{n|d_p|^2}{2\epsilon_0\hbar}$ مقداری ثابت برای گذار لیزر پروب و Ω_M و Ω_C فرکانس رابی لیزر کنترل و میکروویو هستند. در اینجا همینطور از γ_{1-3} برای نمایش مقدار نرخ واهلش ترازهای برانگیخته $5^2P_{3/2}, 5^2D_{5/2}, 5^4F_{7/2}$ استفاده شده است [6].

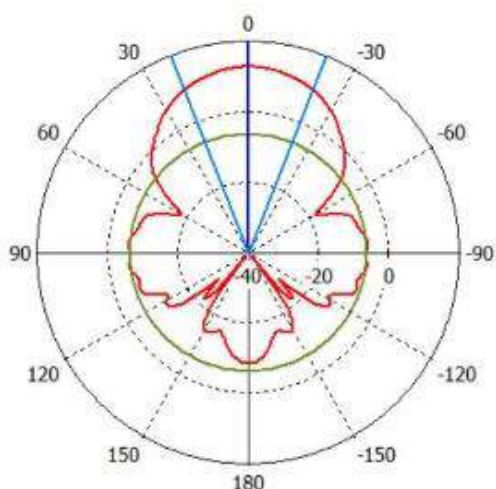
شمای در نظر گرفته شده در شبیه سازی

به منظور اندازه گیری میدان الکترومغناطیس، یک سلول روبیدیوم نور خروجی از دو لیزر پروب و کنترل را در دو جهت مخالف دریافت کرده و یک آنتن میدان RF را به سلول اعمال می کنند. با اعمال میدان مرکز تشدید به دلیل اثر شیفست استارک جابه جا می شود. همینطور دامنه افت کرده که به دلیل پهن شدگی و برهم خوردن برابری انرژی ترازها با اعمال میدان است. رژیم اف رزونانس با استفاده از شیفست استارک برای فرکانس های خارج از گذارهای تشدید استفاده می شود. علارغم حساسیت پایین تر این روش پاسخ پایدار برای میدان DC و میدان های الکتریکی قوی دارد.

در شکل یک نمایی از چیدمان مورد استفاده را مشاهده می کنیم، در اینجا از تیغه چارک موجی به جهت تولید نور دایروی استفاده می شود به این دلیل که دو لیزر در دو جهت مخالف هم تابیده می شوند لیزر پروب با قطبش دایروی چپگرد و لیزر کنترل با قطبش راستگرد در دو جهت مخالف وارد سلول شده و خروجی نور کنترل پس از دمش توسط یک آینه دورنگی به خارج از چیدمان می رود.

در سال های اخیر تکنیک های اندازه گیری میدان الکتریکی با استفاده از اتم های ریدبرگ به همراه کاربردهای آن پیشرفت قابل توجهی داشته است، در درجه اول به دلیل ویژگی های منحصر به فرد ترازهای ریدبرگ - قطبش پذیری بالا و طول عمر طولانی - که آنها را به میدان های الکترومغناطیسی بسیار حساس می کند، این حسگرها اکنون در الکترومتری دقیق، به ویژه برای کاربرد در سنجش میدان میکروویو (MW) و فرکانس رادیویی (RF) بسیار مهم هستند [1-5]. یکی از روش های اصلی از پدیده شفافیت الفا شده الکترومغناطیسی (EIT) در یک سلول بخار اتمی ریدبرگ استفاده می کند. در این روش استفاده از میدان الکتریکی خارجی باعث ایجاد تغییرات و جدایی قابل اندازه گیری در ترازهای ریدبرگ می شود. این تغییر، که اغلب یک تغییر استارک درجه دوم است، می تواند برای تعیین دقیق قدرت میدان تجزیه و تحلیل شود. استفاده از سیستم های اتمی چهار تراز، که نسبت سیگنال به نویز را در روش جدایی اوپلر تاونز بهبود می بخشد و امکان نقشه برداری دقیق از توزیع های میدان را فراهم می کند، نتایج حساسیت بالا با بازه دینامیک پهن از میلی ولت تا کیلو ولت بر سانتی متر را ارائه می کنند. این روش و سیستم حسگرهای مبتنی بر آن برای کاربردهایی که به وضوح فضایی خوب و حساسیت بالا نیاز دارند ایده آل هستند. [5-10]

با توجه به گستره فرکانس آشکارسازی میدان وسیع برای حسگرهای ریدبرگ، کاربردها از مخابرات تا امنیت را شامل می شود. چالش های فعلی بر به حداقل رساندن نویز و اثر اختلالات محیطی و بهبود حساسیت و دامنه دینامیکی از طریق تنظیمات اتمی چند تراز و طرح های تشخیص پیشرفته، از جمله توسعه حسگرهای با چیدمان هتروداين و هموداین تمرکز دارند. [10] در سال ۲۰۱۲ مطالعه ای توسط سدیلک و همکارانش نشان داد که این پدیده می تواند به حساسیت میدان الکتریکی $1\mu V/cm$ دست یابد [1]. به این دلیل که اتم های ریدبرگ برهمکنش های اتمی قوی و قابل کنترلی را ارائه می دهند که می توان با انتخاب ترازهایی با عدد کوانتومی اصلی n یا تکانه زاویه ای مداری l آن را تنظیم کرد. بعلاوه اتم ها در تراز ریدبرگ نسبتاً زمان طول عمر طولانی دارند و تعداد زیاد سطوح انرژی موجود و جداسازی آنها امکان دمش و جذب میدان های الکترومغناطیسی با بازه فرکانس با پهنای بیش از ۶ مرتبه اندازه را فراهم می کند. این ویژگی ها

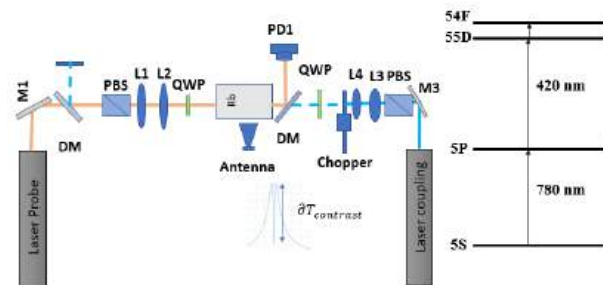


شکل ۵۴ الگوی تغییرات اندازه میدان مایکروویو اعمال شده با زاویه نسبت به موقعیت آنتن در فرکانس ۱۳٫۹ گیگاهرتز توسط آنتن هورن

نتایج

با استفاده از معادله جذب آورده شده دامنه پیک EIT برای مقادیر توان لیزرهای کوپلینگ و میدان مایکروویو و نرخ زمان ترانزیت محاسبه شده و مقدار بهینه آن را با استفاده از پهنای بیم افزایش داده شده است. دامنه پیک EIT در شکل ۳ برای تغییر زمان ترانزیت با فرکانس رابی لیزر کوپلینگ ۲٫۹ مگاهرتز از پهنای بیم حدود ۴۰۰ میکرومتر تا ۴ میلیمتر، مقدار بهینه‌ای در حدود ۱٫۲ میلیمتر (پهنای زمان ترانزیت حدود $2\pi \times 1\text{MHz}$) دارد. استفاده از شبیه سازی امکان بهینه سازی پهنای را برای توان و میدان مایکروویو مورد استفاده فراهم می‌کند.

با افزایش پهنای توسط اثر شکاف اوتلر تاونز در پاسخ به میدان مایکروویو اعمالی می‌توان اثر شیفست استارک AC را تا ۴ برابر مقدار اولیه افزایش داد که می‌تواند دقت فرکانسی آشکارسازی را در میدانهای بزرگ افزایش دهد.



شکل ۵۳ چیدمان (قسمت سمت چپ) و ترازهای پمپ شده (قسمت سمت راست) مورد استفاده برای آشکارسازی میدان الکترومغناطیس RF

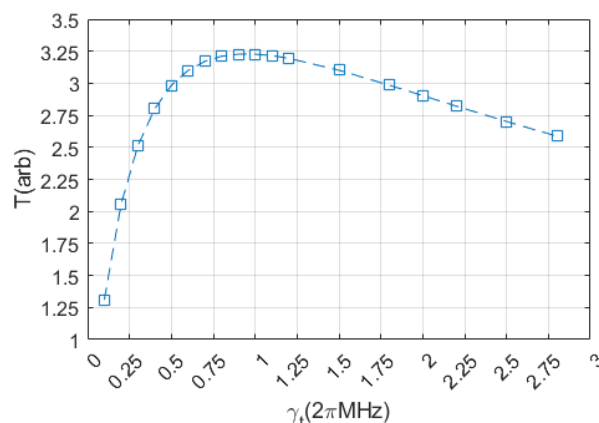
سلول بخار روبیدیوم (ایزوتوپ ۸۵) همچنین توسط یک آنتن مایکروویو در طول موج تشدید رابی در اینجا فرکانس ۱۳٫۹ گیگاهرتز مورد تابش قرار می‌گیرد. خروجی پروب توسط یک دکتور APD آشکارسازی می‌شود. طول سلول در اینجا در حدود ۵۰ میلی متر است. در دمای ۲۲ درجه زمان گذر برای اتمهای روبیدیوم $\gamma_{t-t} = \frac{v_g}{w} = 3.9\text{ MHz}$ در مرجع [6] در نظر گرفته شده است. گذار مایکروویو انتخابی از $552D5/2 \rightarrow 542F7/2$ ضریب قطبش پذیری برابر با $2500a_0e$ برای قطبش دایروی دارد. برای لیزر کاوه این ضریب برابر با $3a_0e$ و برای لیزر کنترل برابر با $0.03a_0e$ است. میدان الکتریکی مایکروویو $400\mu\text{V/cm}$ در فرکانس تشدید گذار مایکروویو با فرکانس ۱۳٫۹GHz اعمال می‌شود. به دلیل پهنای بسیار کم مقادیر پهن‌شدگی و از مرتبه کیلوهرتز برای این ترازها معادل زمان گذر ($\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_{t-t}$) در نظر گرفته می‌شود. برای گذار لیزر پروب یا کاوه این مقدار برابر جمع پهن‌شدگی طبیعی $\Gamma = 2\pi \times 6.06\text{ MHz}$ و زمان گذر است $(\gamma_1 = \frac{\Gamma}{2} + \gamma_{t-t})$. پاسخ اتمهای روبیدیوم به میدان به قطبش نور تابیده شده در دمش وابسته بوده و در نتیجه قابلیت آشکارسازی قطبش و جهت میدان تابیده شده را دارند. در نتیجه در نظر گرفتن اثر قطبش دایروی برای محاسبه جذب کل ضروری است. در شکل ۲ نمایی از تغییرات جبهه موج میدان مایکروویو با قطبش خطی در زاویه نسبت به آنتن را مشاهده می‌کنید.

نتیجه گیری

افزایش دامنه سیگنال تنها با تغییر فرکانس زمان ترازیت از ۴۰۰ میکرومتر به ۱,۵ تا مقدار ۱,۳ برابر مشاهده شد. همینطور افزایش دقت تفکیک فرکانسی تا ۸ برابر مقدار اولیه تنها با افت سیگنال به مقدار نصف با اعمال میدان مایکروویو به دست آمد.

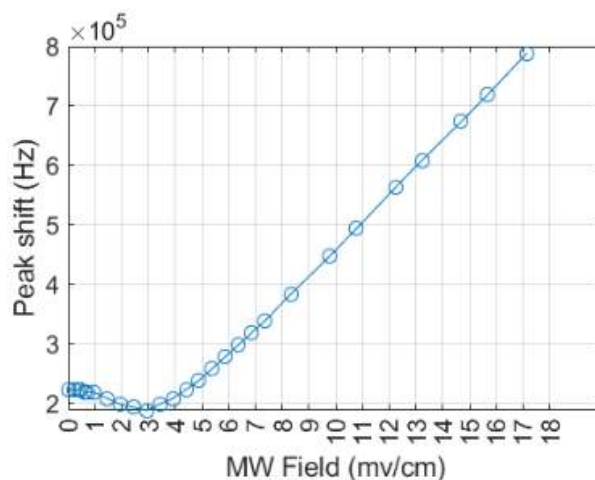
مرجع ها

- 1- Sedlacek, J. A., Schwettmann, A., Kübler, H., Löw, R., & Shaffer, J. P. (2012). Atom-based vector microwave electrometry using rubidium Rydberg atoms in a vapor cell. *Physical Review Letters*, 108(6), 063004.
- 2- Kumar, S., Fan, H., Kübler, H., Sheng, J., Shaffer, J. P., & Orozco, L. A. (2021). High-sensitivity magnetometry based on electromagnetically induced transparency with Rydberg atoms. *Nature Communications*, 12, 6056.
- 3- Meyer, D. H., Kiffner, M., Cox, K. C., & Adams, C. S. (2021). Long-distance entanglement via Rydberg atoms. *Physical Review Applied*, 15(1), 014053.
- 4- Jing, M., Hu, S., Ma, J., Zhang, L., Zhang, C., & Zhang, T. (2020). Atomic detection of microwave electric fields with coherent Rydberg atoms. *Physical Review Letters*, 124(25), 253604.
- 5- Anderson, D. A., Miller, S. A., & Raithel, G. (2018). Continuous probing of electric fields in a vapor cell using Rydberg atoms. *Applied Physics Letters*, 113(7), 073501.
- 6- Borówka, S., et al., Sensitivity of a Rydberg-atom receiver to frequency and amplitude modulation of microwaves. *Applied Optics*, 2022. 61(29): p. 8806-8812.
- 7- Borówka, S., et al., Continuous wideband microwave-to-optical converter based on room-temperature Rydberg atoms. *Nature Photonics*, 2024. 18(1): p. 32-38.
- 8- Yuan, J., et al., Quantum sensing of microwave electric fields based on Rydberg atoms. *Reports on Progress in Physics*, 2023.
- 9- Meyer, D.H., et al., Assessment of Rydberg atoms for wideband electric field sensing. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2020. 53(3): p. 034001.
- 10- Hu, J., et al., Continuously tunable radio frequency electrometry with Rydberg atoms. *Applied Physics Letters*, 2022. 121.(۱)



شکل ۵۵ تغییرات جذب با تغییرات پهنا در فرکانس رابی ثابت لیزر کوپلینگ ($\Omega_c = 2.9$)

در مرحله بعدی در شکل ۴ برای افزایش دقت تفکیک فرکانسی در اندازه گیری میدانهای بزرگ یا حالت غیر رزونانسی در رژیم شیفست استارک AC که قطبش پذیری پایین تری دارد از اعمال میدان مایکروویو و افزایش پهنای تشدید EIT برای افزایش رزولوشن فرکانسی و شیفست ایجاد می تا ۴ برابر مقدار اولیه تنها با افت دامنه سیگنال به نصف استفاده شد.



شکل ۵۶ تغییرات جذب با تغییرات پهنا در فرکانس رابی ثابت لیزر کنترل

منبع کوانتومی درهمتنیدگی با عدد بل ۲,۷۸

سمانه بیرژندی^۱، حمزه نورالهی^۱

Center of Quantum Science and Technology (CQST), University of Isfahan, Hezar Jarib, Isfahan, Iran^۱

چکیده – در این مقاله تولید جفت فوتون در همتنیده با خلوص بالا بر پایه القای پارامتری رو به پایین در یک جفت کریستال BBO به وسیله لیزر پمپ ۴۰۵ نانومتر گزارش شده است. درهمتنیدگی ایجاد شده به دو روش آزموده شده است: اندازه گیری نقض نامساوی بل و گزارش ماتریس چگالی حالت بل توسط اندازه گیری توموگرافی انجام شده است. نتایج نمایانی ۹۸ درصد و پارامتر بل $S=2.78$ وجود درهمتنیدگی با خلوص بالا را ثابت می کنند.

کلیدواژه – منبع کوانتومی درهمتنیدگی قطبشی، نامساوی بل، القای پارامتریک رو به پایین.

Quantum entanglement source with Bell parameter 2.78

Samaneh Birzhandi 1, Hamze Noralahi 1,

1 Center of Quantum Science and Technology (CQST), University of Isfahan, Hezar Jarib, Isfahan, Iran

Sbirzhandi@gmail.com

Abstract- We present a high-purity polarization-entangled photon source based on spontaneous parametric down-conversion (SPDC) in a pair of BBO crystals pumped with a 405 nm laser. The generated entanglement is verified through two complementary methods: violation of Bell's inequality and tomographic reconstruction of the Bell state. Experimental results demonstrate a visibility of 98% and a Bell parameter $S=2.78$, confirming the high quality of the entanglement.

Keywords: spontaneous parametric down-conversion (SPDC), Quantum Polarization entanglement, Bell Parameter

مقدمه

مقدار E از چهار چینش زاویه با اندازه گیری همزمانی استفاده می کند:

$$E(\alpha, \beta) = \frac{N(\alpha, \beta) + N(\alpha_{\perp}, \beta_{\perp}) - N(\alpha, \beta_{\perp}) - N(\alpha_{\perp}, \beta)}{N(\alpha, \beta) + N(\alpha_{\perp}, \beta_{\perp}) + N(\alpha, \beta_{\perp}) + N(\alpha_{\perp}, \beta)} \quad (1)$$

در این اندازه گیری برای محاسبه نهایی S از زوایای α و $\alpha_{\perp}$ و β و $\beta_{\perp}$ به عنوان زوایای قطبشگر اول و دوم استفاده شده است. در نهایت برای اندازه گیری پارامتر بل داریم [9-11]:

$$S = |E(\alpha, \beta) + E(\alpha', \beta)| + |E(\alpha, \beta') + E(\alpha', \beta')| \quad (2)$$

چیدمان

در شکل زیر نمایی از چیدمان مورد استفاده برای اندازه گیری درهم تنیدگی کوانتومی نشان داده شده است. از یک لیزر در طول موج ۴۰۵ نانومتر برای پمپ کریستال BBO جفت نوع یک با ابعاد $5 \times 5 \times 1 \text{ mm}$ و برش ۲۶.۵ درجه استفاده شده و خروجی توان لیزر توسط یک تیغه نیم موج و جداکننده قطبشی با حداکثر توان ۴ میلی وات در ورودی کریستال کنترل می شود. بعد از عبور از یک کامپنسیتور و یک تیغه نیم موج دیگر نور لیزر وارد کریستال شده و پس از آن بعد از گذر از قسمت آنالیزور وارد آشکارسازهای فیبر کوپل می شود. در قسمت آنالیزور از یک تیغه چارک موجی و نیم موج برای تنظیم قطبش ورودی به پلاریزور استفاده می شود. همینطور از دتکتورهای تک فوتون با فیلتر طول موجی با پهنای ۱ نانومتر حول ۸۱۰ نانومتر برای آشکارسازی خروجی استفاده می شود. نتایج جفت فوتون رسیده به آشکارسازها توسط کانتر متصل به رایانه ثبت می شود. ترکیب یک روزنه و عدسی شدت روی کریستال را تنظیم می کند.

جفت فوتون های درهم تنیده با قطبش به طور گسترده در اپتیک کوانتومی و آزمایش های اطلاعات کوانتومی برای کاربردهایی مانند تلپورتیشن کوانتومی، مخابرات کوانتومی راه دور، تست های بل بدون لوپ هول و اندازه گیری های کوانتومی با دقت بالا استفاده می شوند. کریستال های باریم بورات (BBO) به دلیل خواص نوری غیرخطی عالی و محدوده شفافیت نسبتاً وسیع (۱۹۰-۳۵۰ نانومتر) معمولاً برای تولید این جفت فوتون ها با درهم تنیدگی با خلوص بالا استفاده می شوند [1-7]. در این چیدمان دو کریستال BBO با شرایط تطبیق فاز متعام در یک پیکربندی پشت سر هم (به عنوان مثال، چیدمان Kwiat) استفاده می شوند [8-9]. با وجود اینکه اندازه گیری پارامتر بل به صورت یکی از آزمونهای روتین در آزمایشگاه های کوانتومی استفاده می شود رسیدن به نقض نامساوی بل یک چالش محسوب می شود [10,11]. با وجود اینکه تطابق فازی بالا در پهنای طیفی وسیع و اثر غیرخطی بالا از مزیت های کریستال BBO به عنوان منبع کوانتومی است در استفاده از کریستال برای رسیدن به این هدف چالش هایی مانند عدم برابری سرعت گروه بین دو مد قطبشی و نیاز به الایمنت خوب، خلوص درهم تنیدگی را محدود می کند در این مقاله تولید جفت فوتون درهم تنیده قطبشی با استفاده از کریستال BBO با نقض نامساوی بل گزارش شده است.

تئوری

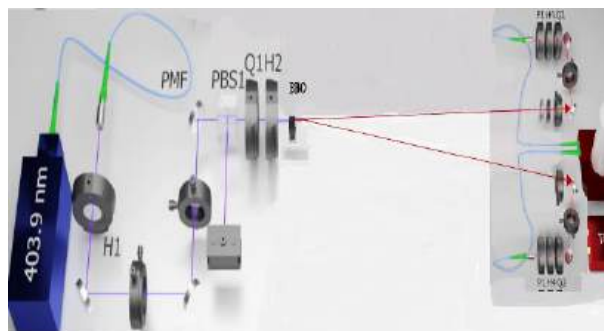
القای پارامتریک رو به پایین^۱ (SPDC) یک فرآیند نوری غیرخطی شناخته شده است که در آن یک پرتو لیزر کلاسیک پمپ با فرکانس بالاتر به یک ماده غیرخطی نوری برخورد می کند که تحت شرایط به اصطلاح تطبیق فاز^۲ (PM) یعنی حفظ انرژی- تکانه، یک جفت فوتون درهم تنیده در فرکانس های پایین تر، ایجاد می شود. بل یک اندازه گیری را برای مشخص سازی همبستگی قطبش بین جفت فوتون با اندازه گیری همزمانی در زوایای مختلف را برای اولین بار ارائه کرد. اندازه گیری بل شامل محاسبه دو پارامتر S و E است. محاسبه

² Phase Matching

¹ spontaneous parametric down-conversion (SPDC)

جدول ۸ داده های تجربی مربوط به نابرابری بل با پارامتر بل $S=2.78$
برای اثبات نقض نامساوی بل

HW1(deg)	HW2(deg)	CC
0	-11.25	37
0	11.25	48
0	35.25	7
0	56.25	1
-22.5	-11.25	3
-22.5	11.25	36
-22.5	35.25	72
-22.5	56.25	26
22.5	-11.25	40
22.5	11.25	7
22.5	35.25	2
22.5	56.25	30
45	-11.25	3
45	11.25	18
45	35.25	71
45	56.25	62

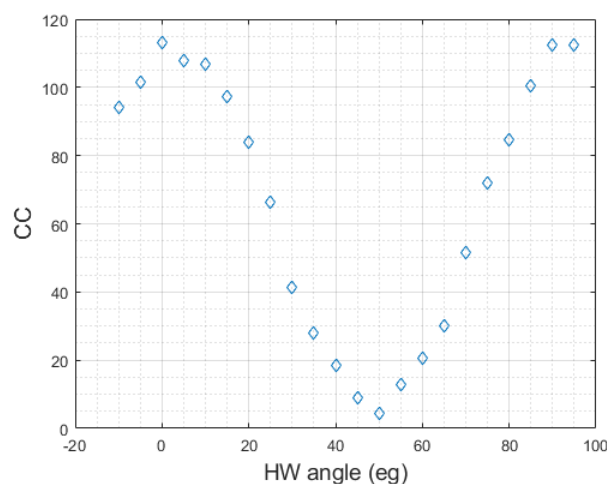


شکل ۵۷: چیدمان منبع درهمتنیدگی قطبش کریستال BBO جفت

نتایج

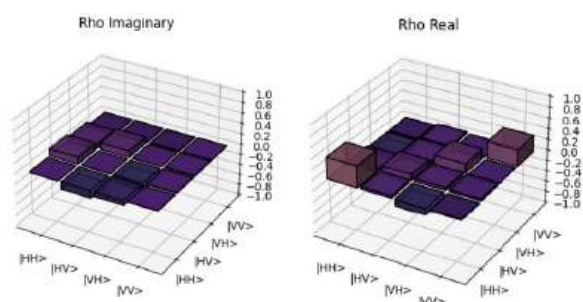
برای بررسی ویژگی‌های خروجی تعداد فوتونهای همزمان آشکارسازها با ثابت نگه داشتن یکی از تیغه ها در زاویه صفر درجه و در زوایای مختلف تیغه نیم موج آشکارساز دوم ثمطابق شکل ۲ اندازه گیری شد. نمایانی در همه پایه ها حداقل ۹۴ درصد به دست آمد.

در جدول یک نتایج اندازه گیری شده برای اندازه گیری پارامتر بل گزارش شده است. نتایج اندازه گیری با جایگذاری در معادله S عدد بل ۲,۷۸ را که نشان دهنده بالاترین مقدار درهمتنیدگی است اثبات میکند. با استفاده از این اندازه گیری و توموگرافی حالت قطبش ایجاد از خلوص قطبش ایجاد اطمینان حاصل شد.



شکل ۵۸: نمایانی در پایه H

در شکل ۳ برای توموگرافی و اندازه گیری حالت بل ایجاد از تغییر زوایای تیغه نیم موج و تیغه چارک موجی مطابق مرجع [8] استفاده می شود. ماتریس خروجی نشان دهنده خلوص حالت ایجاد است و در اندازه گیری های کوانتومی کاربرد دارد. خروجی ماتریس حالت ایجاد شده را در دو فضای حقیقی و موهومی نشان می دهد.



شکل ۵۹: نتایج اندازه گیری توموگرافی ماتریس حالت

entanglement over a high-loss free-space channel." Nature Physics 5, 389 (2009).

[5] M. Giustina, M. A. Versteegh, S. Wengerowsky, J. Handsteiner, A. Hochrainer, K. Phelan, F. Steinlechner, J. Kofler, J.-A. Larsson, C. Abell'an, W. Amaya, V. Pruneri, M. W. Mitchell, J. Beyer, T. Gerrits, A. E. Lita, L. K. Shalm, S. W. Nam, T. Scheidl, R. Ursin, B. Wittmann, and A. Zeilinger, Physical Review Letters 115, 250401 (2015).

[6] L. K. Shalm, E. Meyer-Scott, B. G. Christensen, P. Bierhorst, M. A. Wayne, M. J. Stevens, T. Gerrits, S. Glancy, D. R. Hamel, M. S. Allman, K. J. Coakley, S. D. Dyer, C. Hodge, A. E. Lita, V. B. Verma, C. Lambrocco, E. Tortorici, A. L. Migdall, Y. Zhang, D. R. Kumor, W. H. Farr, F. Marsili, M. D. Shaw, J. A. Stern, C. Abell'an, W. Amaya, V. Pruneri, T. Jennewein, M. W. Mitchell, P. G. Kwiat, J. C. Bienfang, R. P. Mirin, E. Knill, and S. W. Nam, Physical Review Letters 115, 250402 (2015).

[7] Kwiat PG, Mattle K, Weinfurter H, Zeilinger A, Sergienko AV, Shih Y. "New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs." Physical Review Letters 75.24 (1995): 4337.

[8] Motazedifard, Ali, Seyed Ahmad Madani, and N. S. Vayaghan. "Measurement of entropy and quantum coherence properties of two type-I entangled photonic qubits." Optical and Quantum Electronics 53.7 (2021): 378.

[9] Baek, Kyunghyun, Junghee Ryu, and Jinhyoung Lee. "Robustness measures for quantifying nonlocality." arXiv preprint arXiv:2311.07077 (2023).

[10] Meraner, Sandra, et al. "Approaching the Tsirelson bound with a Sagnac source of polarization-entangled photons." SciPost Physics 10.1 (2021): 017.

[11] Aspect et al., "Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem," Physical Review Letters, 49, 91

نتیجه گیری

در این مقاله نتایج حاصل از اندازه گیری پارمتر بل برای اثبات خلوص درهمتنیدگی به همراه نمایشی و خروجی توموگرافی گزارش شده است. نتایج نشاندهنده درصد بالای درهمتنیدگی با پارمتر بل ۲,۷۸ و نمایشی ۹۸ درصد است. میتوان از خروجی این منبع کوانتومی برای اندازه گیری اثرات قطبشی مانند پلاریزتری یا تصویربرداری کوانتومی استفاده کرد.

سپاسگزاری

از دانشگاه اصفهان و بخش پژوهشکده صنعت صایران به دلیل حمایت‌های همه جانبه و بی دریغشان متشکریم.

مرجع‌ها

[1] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, "Experimental quantum teleportation." Nature 390, 575 (1997).

[2] F. Bussi`eres, C. Clausen, A. Tiranov, B. Korzh, V. B. Verma, S. W. Nam, F. Marsili, A. Ferrier, P. Goldner, H. Herrmann, C. Silberhorn, W. Sohler, M. Afzelius, and N. Gisin, "Quantum teleportation from a telecom-wavelength photon to a solid-state quantum memory." Nature Photonics 8, 775 (2014).

[3] H.-S. Zhong, Y. Li, W. Li, L.-C. Peng, Z.-E. Su, Y. Hu, Y.-M. He, X. Ding, W. Zhang, H. Li, L. Zhang, Z. Wang, L. You, X.-L. Wang, X. Jiang, L. Li, Y.-A. Chen, N.-L. Liu, C.-Y. Lu, and J.-W. Pan, "12-photon entanglement and scalable scattershot boson sampling with optimal entangled-photon pairs from parametric down-conversion." Physical Review Letters 121, 250505 (2018).

[4] A. Fedrizzi, R. Ursin, T. Herbst, M. Nespoli, R. Prevedel, T. Scheidl, F. Tiefenbacher, T. Jennewein, and A. Zeilinger, "High-fidelity transmission of

یادگیری ماشین برای پیش‌بینی جواب سالیتمونی در مخابرات فیبر نوری

هستی عبدالرسولی^{۱*}، فاطمه میرزایی بابلقانی^۱ و علیرضا عبدی کیان^{۱*}

^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ملایر، ملایر، ایران

چکیده - در این مقاله، از روش شبکه عصبی مبتنی بر اطلاعات داده‌شده فیزیکی (PINN) برای حل معادله شرودینگر غیرخطی مرتبه پنجم (CQNLSE) که حاکم بر انتشار امواج سالیتمون در فیبر نوری سیلیکایی است، استفاده شده است. این معادله رفتار امواج نوری در فیبرهای نوری را توصیف می‌کند، که به دلیل ویژگی‌های پهنای باند بالا و تلفات کم، در ارتباطات نوری بسیار اهمیت دارند. داده‌های آموزشی شامل ۷۰۰ نقطه تصادفی با تابع فعال‌سازی Tanh و دو لایه مخفی با ۵۰ نورون بود. مدل دقت بالایی با خطای نسبی L_2 برابر 1.0×10^{-5} و تابع ضرر کمتر از 10^{-4} پس از ۲۰۰۰ تکرار نشان داد. خطاهای آموزش شامل MSE داخلی 1.66×10^{-5} ، شرایط اولیه 6.35×10^{-6} و شرایط مرزی 1.33×10^{-7} بود. نتایج نشان‌دهنده کارایی و دقت بالای PINN در مدل‌سازی مسائل غیرخطی است.

کلیدواژه- یادگیری ماشین، سالیتمونهای نوری، فیبر سیلیکایی، معادله دیفرانسیل غیرخطی شرودینگر مرتبه پنجم، تابع فعال‌سازی.

Machine learning for predicting the soliton solution in optical fiber communication

Hasti Abdolrasouli^{1,*}, Fatemeh Mirzaee Babolghani¹, and Alireza Abdikian^{1,*}

¹Department of Physics, Malayer University, Malayer 65719-95863, Iran.

hastirs81@gmail.com and abbdykian@gmail.com

Abstract- In this paper, the Physics-Informed Neural Network (PINN) method is utilized to solve the fifth-order nonlinear Schrodinger equation (NLSE), which governs the propagation of soliton waves in silica optical fibers. This equation describes the behavior of light waves in optical fibers, which are crucial in optical communications due to their high bandwidth and low loss characteristics. The training data consisted of 700 random points, with a Tanh activation function and two hidden layers of 50 neurons. The model achieved high accuracy, with a relative L_2 error of 1.0×10^{-5} and a loss function below 10^{-4} after 2000 iterations. Training errors included an interior MSE of 1.66×10^{-5} , initial condition error of 6.35×10^{-6} , and boundary condition error of 1.33×10^{-7} . The results demonstrate the effectiveness and accuracy of PINNs in modeling complex nonlinear problems.

Keywords: Machin learning, optical solitons, silica fibres, the fifth-order nonlinear Schrodinger equation (NLSE), activation function.

مقدمه

با افزایش شدت میدان الکتریکی در محیط‌های نوری، اثرات غیرخطی در قطبش آشکار شده و به ایجاد معادلات شرودینگر غیرخطی در معادلات ماکسول منجر می‌شود. در فیبرهای نوری سیلیکایی آلائیده، اثرات غیرخطی مرتبه پنجم به حفظ شکل پالس‌های اپتیکی کمک کرده و انتشار بدون تغییر شکل را امکان‌پذیر می‌سازند. سالیتون‌های نوری با این ویژگی‌ها می‌توانند در سیستم‌های ارتباطی برای انتقال داده‌ها در مسافت‌های طولانی، بدون افت کیفیت سیگنال، به کار روند و از مفاهیم کلیدی در ارتباطات نوری به شمار می‌آیند.

شبکه عصبی اطلاعات داده شده فیزیکی

شبکه‌های عصبی مصنوعی، الهام‌گرفته از ارتباطات نورون‌ها در مغز انسان، از دهه ۱۹۸۰ به عنوان یک حوزه مهم در هوش مصنوعی مطرح شده‌اند. این شبکه‌ها اکنون در فناوری‌های حیاتی مانند شناسایی گفتار و پردازش تصویر نقش بسزایی دارند. شبکه‌های عصبی به‌جمله تغذیه شده (FNN) شامل لایه‌های ورودی، مخفی و خروجی هستند و اجرای مؤثر آن‌ها نیازمند طراحی دقیق پارامترهاست. در سال‌های اخیر، شبکه‌های عصبی مبتنی بر اطلاعات فیزیکی (PINNs) برای حل مسائل پیچیده فیزیکی مورد توجه قرار گرفته‌اند. این شبکه‌ها با ادغام قوانین فیزیکی در ساختار خود، معادلات دیفرانسیل را در تابع هزینه لحاظ می‌کنند. این روش نه تنها دقت آموزش را افزایش می‌دهد، بلکه تضمین می‌کند که راه‌حل‌ها از نظر فیزیکی معتبر باشند. روش PINNs برای حل معادله دیفرانسیل جزئی غیرخطی:

$$(۳) u_t + \mathcal{N}(u; \lambda) = 0, x \in [x_1, x_2], t \in [0, T],$$

$$(۴) B(u(x)) = 0, x = [x_1, x_2], t \in [0, T],$$

که $u(t, x)$ جواب پنهان است. ما از یک عملگر غیرخطی $\mathcal{N}(\cdot; \lambda)$ استفاده می‌کنیم (که می‌تواند شامل عباراتی مانند $\partial/\partial x, \partial^2/\partial x^2$ ، و غیره باشد) که با λ پارامتر شده و B شرایط مرزی معادلات را نشان می‌دهد [۴]. همچنین، روش رونگ-کوتا مرتبه- q برای معادله (۳) بکار گرفته شده است. در شبکه، بخشهای f به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$(۵) u^{n+c_i} = u_i^n - \Delta t \sum_{j=1}^q a_{ij} f(u^{n+c_j}),$$

$$(۶) u^{n+1} = u_{q+1}^n - \Delta t \sum_{j=1}^q b_j f(u^{n+c_j}),$$

سالیتون‌های اپتیکی به‌عنوان پدیده‌های مهم در اپتیک غیرخطی، به خاطر توانایی خود در حفظ شکل و سرعت ثابت هنگام حرکت در محیط‌های خاص، مورد توجه قرار دارند. این پدیده نخستین بار توسط جان اسکات راسل شناسایی شد، که مشاهده کرد یک موج منفرد بدون تغییر شکل در مسیری طولانی حرکت می‌کند [۱]. در سیستم‌های انتگرال‌پذیر مانند فیبرهای نوری، سالیتون‌ها به‌وسیله تعادل بین اثرات خطی و غیرخطی ایجاد می‌شوند و قابلیت حفظ شکل خود را حتی پس از برخورد با امواج دیگر دارند، که این موضوع آن‌ها را به یکی از جنبه‌های کلیدی در اپتیک غیرخطی تبدیل کرده است. از سویی دیگر، فیبرهای نوری سیلیکایی، ساخته شده از دی‌اکسید سیلیکون (SiO_2)، در انتقال داده‌های نوری نقش حیاتی دارند. این فیبرها با بهره‌گیری از پدیده بازتاب داخلی کلی، نور را با حداقل تلفات در فواصل طولانی انتقال می‌دهند [۲]. ویژگی‌هایی نظیر افت نوری کم، ظرفیت بالای انتقال، دوام و انعطاف‌پذیری، آن‌ها را به اجزای اساسی سیستم‌های مخابرات و حسگرها تبدیل کرده است. پاشندگی و غیریکنواختی فرکانسی از جمله عوامل مهم در تغییر شکل پالس‌های نوری هستند. پاشندگی در سرعت گروهی و مدولاسیون خودبخودی فاز به‌ویژه می‌تواند منجر به پهن‌شدگی زمانی و طیفی پالس‌ها در فیبرهای نوری شود. برای مدل‌سازی این تغییرات، از معادلات شرودینگر غیرخطی استفاده می‌کنند. واکنش مواد دی‌الکتریک به میدان‌های الکترومغناطیسی قوی ناشی از حرکت غیرهارمونیک الکترون‌ها در این مواد است و به معادله شرودینگر غیرخطی مرتبه پنجم برای دی‌الکتریک‌های همسانگرد و همگن منتهی می‌شود. که بصورت زیر است [۳]:

$$(۱) i \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + |\psi|^2 \psi + \delta |\psi|^4 \psi = 0,$$

که در آن ψ معرف تابع پالس منتشر شده، z معرف مختصه ای در امتداد فیبر و t معرف زمان است. در رابطه بالا مقدار $\delta = \frac{\gamma_2}{\gamma_1^2 z_c}$ بوده که z_c طول پاشندگی است. معادله (۱) دارای جواب سالیتونی بشکل

$$\psi(z, t) = \sqrt{2} c_1 e^{i(\beta z + \omega t)} \left[1 + c_2 \cosh(2c_1(t - \frac{1}{2} \omega z)) \right]^{-\frac{1}{2}},$$

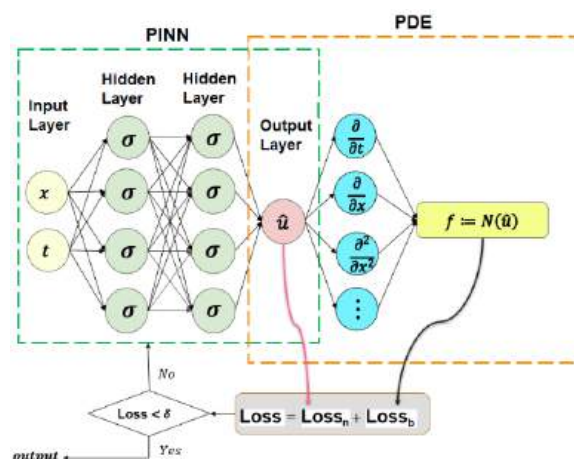
که در آن $c_2^2 = 1 + \frac{8}{3} \delta c_1^2$ و $c_1^2 = 2\beta$ است.

شبکه عصبی (معادله ۵) با داده‌های اولیه در زمان t^n و داده‌های مرزی در $x = x_b$ آموزش داده می‌شود. تابع ضرر (معادله ۶) فرآیند آموزش را هدایت کرده و شبکه را قادر می‌سازد تا مقادیر را در مراحل زمانی بعدی t^{n+1} پیش‌بینی کند. این رویکرد امکان ایجاد شبکه‌ای را فراهم می‌کند که بتواند معادلات جفت‌شده غیرخطی یک‌بعدی را حل کند. با استفاده از داده‌های اولیه $u^{n+1,i}$ ، می‌توانیم مقادیر بعدی مانند $u^{n+2,i}$ و $u^{n+3,i}$ را به‌روزرسانی کنیم.

نتیجه‌گیری

در این بخش، نتایج مدل‌سازی معادله با استفاده از مدل PINNs بررسی شده است. با استفاده از ۷۰۰ نقطه تصادفی و تابع فعال‌سازی Tanh، پیش‌بینی مقادیر در زمان‌های $T=0.0$ ، $T=0.05$ و $T=0.1$ انجام شد. مدل با بهره‌گیری از دو لایه مخفی و ۵۰ نورون، تغییرات ψ را با دقت بالا و خطای نسبی L_2 برابر 1.0×10^{-5} محاسبه کرد. انتخاب دقیق پارامترهای اولیه مانند داده‌های آموزشی و تعداد نورون‌ها، به دقت شبیه‌سازی و تغییرات متناظر مقادیر خروجی کمک کرده است. تابع ضرر با افزایش تکرارها کاهش ثابتی را نشان می‌دهد، که پس از ۲۰۰۰ تکرار به نزدیک صفر (زیر 10^{-4}) همگرا می‌شود، که نشان‌دهنده یک فرآیند یادگیری قوی و پایدار است. در ضمن، خطاهای مختلف برای تحلیل دقت مدل در پیش‌بینی رفتار سیستم به‌صورت زیر ارائه شده است. مقدار خطای مجذور متوسط داخلی که نشان‌دهنده توانایی بالای مدل در یادگیری داده‌های داخلی سیستم است، 1.66×10^{-5} شد، مقدار خطای شرایط اولیه که تأیید می‌کند چه مقدار مدل قادر به پیش‌بینی صحیح شروع سیستم است 6.35×10^{-6} شد و مقدار خطای شرایط مرزی نشان‌دهنده دقت مدل در شبیه‌سازی مرزهای مسئله است 1.33×10^{-7} شد. این مقادیر کوچک حاکی از عملکرد مؤثر مدل در یادگیری و پیش‌بینی سیستم است.

عبارات $u^{n+c_i}(x)$ مراحل زمانی ضمنی را در شبکه نشان می‌دهد. این مراحل زمانی توسط پارامترهای a_{ij} ، b_j ، c_j تعیین می‌شوند و توسط لایه‌های خروجی FNN که لایه ورودی x را دریافت می‌کند، محاسبه می‌شوند. مقادیر u_i^n در معرض محدودیت‌های تحمیل شده توسط PINNs هستند (شکل ۱) [۵].



شکل ۱. چارچوب مفهومی شبکه عصبی اطلاعات داده شده فیزیکی (PINNs) برای حل معادلات دیفرانسیل جزئی را نشان می‌دهد [۵].

پارامترهای موجود در معادله (۶) به طور کلی با به حداقل رساندن مجذور خطاها یاد داده می‌شوند. پس، تابع ضرر:

$$(V) \text{ Loss} = \text{Loss}_n + \text{Loss}_b,$$

که در آن

$$(V) \text{ Loss}_n = \sum_{j=1}^{q+1} \sum_{i=1}^{N_n} |u_j^n(x^{n,i}) - u^{n,i}|^2,$$

$$(A) \text{ Loss}_b = \sum_{i=1}^{q+1} |u^{n+c_i}(x_b)|^2,$$

در هر مرحله زمانی t^n ، مجموعه‌ای از نقاط داده داریم، که $\{x^{n,i}, u^{n,i}, c_j\} \times \{x^{n,i}, u^{n,i}, c_j\}_{i=1}^{N_n}$ است. N_n تعداد کل نقاط داده آموزشی انتخاب شده برای این مرحله زمانی را نشان می‌دهد. عبارت $u^{n+c_i}(x_b)$ بیانگر شرایط مرزی در $x = x_b$ است. برای حداقل کردن تابع ضرر (معادله ۶)، از روش بهینه‌سازی L-BFGS استفاده می‌کنیم. این فرآیند بهینه‌سازی پارامترهای درون PINNs را تعیین می‌کند:

$$\omega = \underset{\omega \in \Theta}{\operatorname{argmin}}(L(\omega)),$$

$$(9), \quad b = \underset{b \in \Theta}{\operatorname{argmin}}(L(b))$$

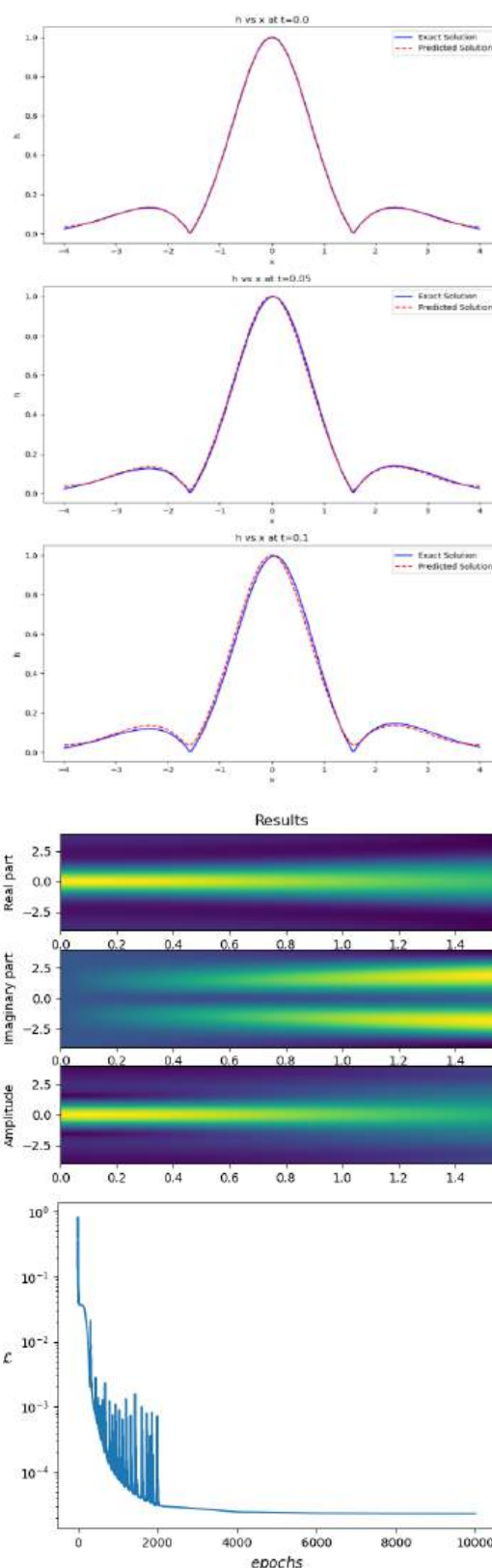
شکل ۲: مقایسه جوابهای سالیتمونی دقیق (منحنی آبی) و پیش بینی شده (منحنی قرمز) توسط مدل PINNs را در سه زمان مشخص نشان می دهد.

نتیجه گیری

در این مقاله با استفاده از شبکه های عصبی مبتنی بر اطلاعات فیزیکی (PINN)، معادله شرودینگر غیرخطی مرتبه پنجم (NLSE) که انتشار امواج سالیتمون در فیبر نوری سیلیکایی را توصیف می کند، به طور دقیق حل شد. نتایج حاصل از تحقیق شامل خطای نسبی L_2 بسیار پایین 1.0×10^{-5} و تابع ضرر کمتر از 10^{-4} پس از ۲۰۰۰ تکرار بوده که نشان دهنده دقت بالای شبیه سازی با مدل PINN است. همچنین، خطاهای داخلی، شرایط اولیه و شرایط مرزی به ترتیب برابر با 1.66×10^{-5} ، 6.35×10^{-6} و 1.33×10^{-7} به دست آمده که توانایی مدل در یادگیری شرایط مختلف را تأیید می کند. این پژوهش به وضوح نقش روش PINN را به عنوان ابزاری قدرتمند در حل مسائل پیچیده غیرخطی نشان می دهد و پتانسیل کاربرد آن در حوزه های ارتباطات نوری را مشخص می سازد. موفقیت این مطالعه نویددهنده کارایی و ظرفیت بهینه سازی PINN در تحقیقات علمی و کاربردهای صنعتی بوده و مسیرهای جدیدی برای توسعه تحلیل پدیده های فیزیکی پیچیده ایجاد می کند.

مرجع ها

- ۱- بوید، رابرت اپتیک غیرخطی، انتشارات یوکابد، ۱۳۹۳.
- ۲- N.J. Zabusky, "Solitons and bound states of the time-independent Schrödinger equation", Phys. Rev., Vol. 168, pp.124-132 (1968).
- ۳- G.P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2000, pp. 195.
- ۴- S. Cowan, R. Enns, S. Rangnekar, S.S. Sanghera, "Quasi-soliton and other behaviour of the nonlinear cubic-quintic Schrödinger equation", Can. J. Phys., Vol. 64, pp. 311-315 (1986).
- ۵- S.J. Russell, P. Norvig, Artificial intelligence: a modern approach, ed., Pearson, (2016).
- A. Abdikian, "On acoustic solitary waves in a multispecies degenerate relativistic magnetized plasma using physics informed neural networks", Phys. Plasmas, Vol. 31, pp. 102105 (2024).



انتشار موج مغناطوصوتی در پلاسماهای چندگانه از طریق یادگیری ماشینی

علیرضا عبدی کیان^{۱*}، هستی عبدالرسولی^۱ و فاطمه میرزایی بابلقانی^۱

^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ملایر، ملایر، ایران

چکیده - در این مطالعه، انتشار غیرخطی امواج مغناطوصوتی در یک پلاسمای چندگونه مغناطیده مورد بررسی قرار گرفته است. معادله کادمتسو-پتویاشویلی (KP) با استفاده از روش اختلال کاهنده از معادلات بنیادی استخراج شد. با بهره‌گیری از جواب سالیونی تحلیلی، تأثیر پارامترهای مهم پلازما از جمله پارامتر نسبیتی الکترون‌ها (r_e) و فرکانس سیکلوترون نرمال شده یون (Ω) بررسی شد. همچنین رویکرد شبکه عصبی مبتنی بر اطلاعات داده شده فیزیکی (PINN) برای یادگیری پارامترهای بهینه و بهبود پیش‌بینی‌های مدل معرفی شد. نتایج نشان داد که سرعت سالیتون (u_0) با دامنه (ψ_m) رابطه مستقیم و با عرض (W) رابطه معکوس دارد. این مطالعه با ارائه توضیحات فیزیکی سعی دارد به درک بهتری از انتشار غیرخطی در محیط‌های اخترفیزیکی کمک کند.

کلیدواژه- یادگیری ماشین، امواج مغناطوصوتی، روش اختلال کاهنده، معادله کادمتسو-پتویاشویلی، تابع فعال‌سازی.

Magnetosonic wave propagation in degenerate plasmas via Machine learning

Alireza Abdikian^{1,*}, Hasti Abdolrasouli¹ and Fatemeh Mirzaee Babolghani¹

¹Department of Physics, Malayer University, Malayer 65719-95863, Iran.

abbdykian@gmail.com and hastirs81@gmail.com

Abstract- In this study, the nonlinear propagation of magnetosonic waves in a multi-species magnetized plasma was investigated. The Kadomtsev-Petviashvili (KP) equation was derived using the reductive perturbation method from the fundamental equations. By utilizing the analytical soliton solution, the effects of key plasma parameters, such as the relativistic electron parameter (r_e) and the normalized ion cyclotron frequency (Ω), were examined. Additionally, the Physics-Informed Neural Network (PINN) approach was introduced to optimize parameters and improve model predictions. Results showed that soliton velocity (u_0) is directly related to its amplitude (ψ_m) and inversely related to its width (W). This study aims to provide a deeper understanding of nonlinear propagation in such astrophysical environments.

Keywords: Machine learning, Magnetosonic waves, Reducing perturbation method, Kadomtsev-Petviashvili (KP) equation, Activation function.

مقدمه

پلازما را در حضور میدان‌های مغناطیسی مدل‌سازی می‌کنند. معادلات MHD به ما اجازه می‌دهند تا تأثیر پارامترهای پلازما مانند چگالی، دما و شدت میدان مغناطیسی را بر انتشار امواج مغناطوصوتی بررسی کنیم. این امواج می‌توانند در حالت‌های سریع و آهسته ظاهر شوند که ویژگی‌های پلازما و میدان مغناطیسی بر سرعت و نوع آن‌ها تأثیر می‌گذارد. همچنین، معادله کادمتسو-پتویاشویلی (KP) به عنوان یک ابزار ریاضی برای بررسی تحول امواج غیرخطی مغناطوصوتی مطرح می‌شود [۲].

امواج مغناطوصوتی، که خواص مشترک امواج مغناطیسی و صوتی را دارند، یکی از پدیده‌های کلیدی در پلازما به شمار می‌روند. این امواج در محیط‌های مختلف پلازما، از جمله جو خورشید و شرایط آزمایشگاهی، نقش مهمی در درک رفتار پلازما ایفا می‌کنند [۱]. تأثیر میدان‌های مغناطیسی قوی و ویژگی‌های غیرخطی پلازما بر رفتار این امواج در رخدادهای خورشیدی اهمیت بسیاری دارد. ابزار اصلی برای تحلیل این امواج، معادلات مگنتوهیدرودینامیکی (MHD) هستند که رفتار

و $Loss_b$ خطای مربوط به شرایط مرزی را نشان می‌دهند. این تابع بطریق روش‌های بهینه‌سازی مانند L-BFGS بهینه‌سازی می‌شود و پارامترهای شبکه عصبی با دقت بیشتری تطبیق داده می‌شوند. برای این کار از شبکه عصبی تغذیه جلو (FNN) استفاده می‌شود که شامل یک لایه ورودی، چند لایه مخفی و یک لایه خروجی است. در این مدل، مراحل زمانی با استفاده از روش‌های عددی مانند رونگ-کوتا و از طریق لایه‌های خروجی شبکه عصبی به دست می‌آیند. برای هر مرحله، مجموعه‌ای از نقاط آموزشی انتخاب شده و شبکه عصبی به گونه‌ای آموزش داده می‌شود که معادلات حاکم را با دقت حل کند. این روش پیش‌بینی دقیق پارامترهای فیزیکی را فراهم می‌کند.

معادلات اساسی

محیط پلاسمای مغناطیسی حاوی یون‌های بدون اینرسی و الکترون‌هایی با چگدگانی کامل نسبیتی را در نظر می‌گیریم. برای مطالعه امواج مغناطوسوتی با فرکانس پایین، معادلات بهنجار شده MHD به همراه معادلات ماکسول، که به صورت زیر ارائه شده‌اند، بررسی می‌شوند [۳]

$$(۱) \frac{\partial(\gamma_j n_j)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\gamma_j n_j \vec{u}_j) = 0,$$

$$(۲) \frac{d(\gamma_i \vec{u}_i)}{dt} = \vec{E} + \Omega \vec{u}_i \times \vec{B},$$

$$\gamma_e H_e \frac{d(\gamma_e \vec{u}_e)}{dt} = -M n_e \gamma_e [\vec{E} + \Omega \vec{u}_e \times \vec{B}] - \left(\vec{\nabla} + \gamma_e^2 \vec{u}_e \frac{d}{dt} \right) P_e, \quad (۳)$$

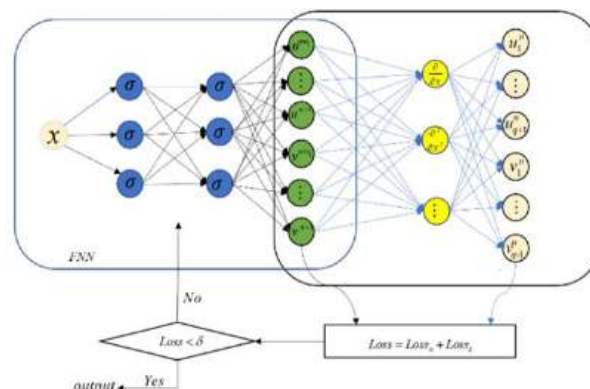
$$(۴) \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\Omega \frac{\partial \vec{B}}{\partial t},$$

$$(۵) \Omega \vec{\nabla} \times \vec{B} = (n_i \gamma_i \vec{u}_i - n_e \gamma_e \vec{u}_e + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}),$$

که در آن z شاخصی است که برای الکترون و یون بکار رفته و جمله فشار $M = m_i/m_e$ ، $d/dt = \partial/\partial t + (\vec{u}_j \cdot \nabla)$ در معادله (۳) فشار نسبیتی چاندراکسار است [۳۷، ۳۸]. H_e معادله (۳) آنتالپی سیستم بوده و بصورت $H_e = P_e + E_{Fe}$ در معادله (۳) تعریف می‌شود [۳۶]، در رابطه قبلی، r_e پارامتر چگدگانی نسبیتی $r_e = h(3\pi^2 n_e)^{1/3}/2\pi m_e c$ و عامل نسبیتی لورنتس $\gamma_j = 1/\sqrt{1 - u_j^2}$ برای γ_j زامین گونه است. با فرض

$$(۶) X = \varepsilon^{1/2}(x - \lambda t), Y = \varepsilon y, T = \varepsilon^{3/2}t,$$

در این مطالعه، از شبکه‌های عصبی اطلاعات داده شده فیزیکی (PINN) برای بهینه‌سازی پارامترهای مدل و بهبود دقت پیش‌بینی استفاده شده است. این روش با ترکیب داده‌های تجربی و قوانین فیزیکی، دقت و کارایی مدل‌سازی را به‌ویژه در پلاسماهای غیرخطی و مغناطیده افزایش می‌دهد و برای مسائل PINNها امکان حل دقیق‌تر و کارآمدتر این نوع معادلات را فراهم می‌کند و در مدل‌سازی محیط‌های پیچیده کمک شایانی ارائه می‌دهند. در PINN، معادلات دیفرانسیل بعنوان محدودیت‌هایی در تابع هزینه (Loss) وارد می‌شوند و این رویکرد امکان یادگیری پارامترهای فیزیکی را به‌طور مستقیم از داده‌ها فراهم می‌آورد. شکل ۱، مفهوم PINN را برای حل معادلات دیفرانسیل جزئی را نشان می‌دهد [۳].



شکل ۱. چارچوب مفهومی شبکه عصبی اطلاعات داده شده فیزیکی (PINN) برای حل معادلات دیفرانسیل جزئی را نشان می‌دهد.

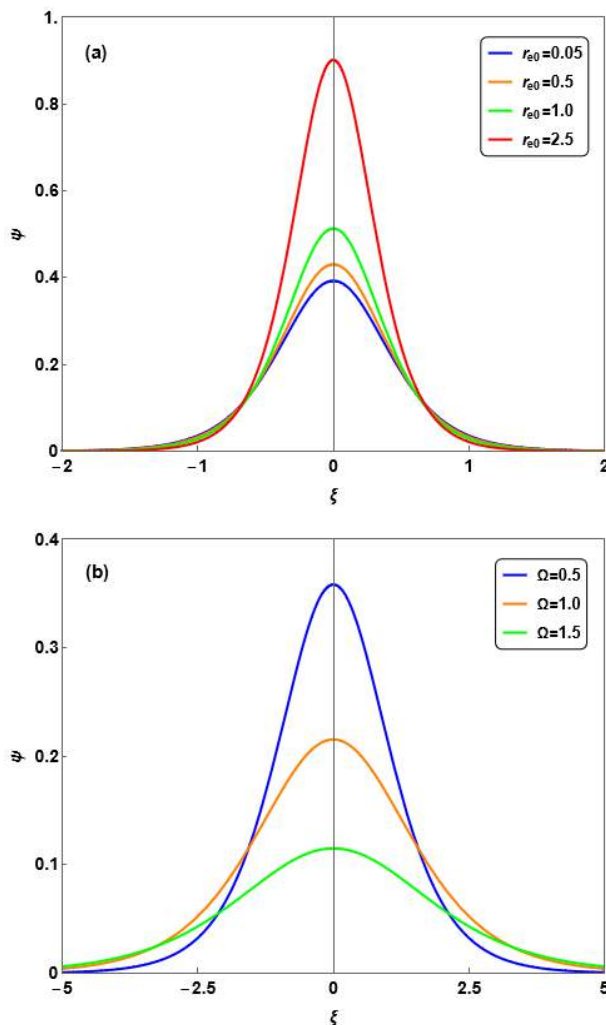
در روش PINN، معادله دیفرانسیل جزئی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$u_t + \mathcal{N}(u; \lambda) = 0, \quad x \in [x_1, x_2], t \in [0, T],$$

$$B(u(x)) = 0, \quad x = [x_1, x_2], t \in [0, T],$$

شبکه عصبی به عنوان تقریب‌زننده برای تابع پنهان $u(t, x)$ استفاده می‌شود و پارامترهای مدل با کمینه‌سازی تابع ضرر به دست می‌آیند. ما از یک عملگر غیرخطی $\mathcal{N}(\cdot; \lambda)$ استفاده می‌کنیم (که می‌تواند شامل عباراتی مانند $\partial/\partial x$ ، $\partial^2/\partial x^2$ و غیره) باشد که با λ پارامتر شده و B شرایط مرزی معادلات را نشان می‌دهد.

در نتیجه، تابع هزینه (ضرر) به صورت زیر بیان می‌شود: $Loss = Loss_n + Loss_b$ که $Loss_n$ خطای مربوط به معادله دیفرانسیل



شکل ۲. تغییر سالیتون مغناطیسی ψ در مقابل ξ برای مقادیر مختلف (الف) پارامتر نسبیتی (r_e) و (ب) فرکانس سیکلوترون یونی (Ω).

در پنل دوم شکل ۲، نمودار رفتار جوابهای سالیتونی را با توجه به فرکانس سیکلوترون یونی نشان می‌دهد. برخلاف رفتار امواج الکترواستاتیک در پلازما، که در آن دامنه امواج سالیتونی تحت تأثیر فرکانس سیکلوترون یونی قرار نمی‌گیرد، دامنه امواج مغناطیسی وابستگی معکوس به این پارامتر نشان می‌دهد. در نتیجه، با افزایش فرکانس سیکلوترون یونی (Ω)، دامنه موج مغناطیسی کاهش می‌یابد و عرض آن افزایش می‌یابد.

در ادامه، نتایج بررسی و مدل‌سازی معادله (۸) با استفاده از مدل PINN تحلیل شده و پارامترهای مهم شبکه عصبی و فرآیند آموزش در جدول ۱ لیست شده است.

و بسط کمیت‌های غیرتعادلی بر حسب سری توان ε

$$(\nabla) F_i = \sum_{i=0}^n \varepsilon^i n_i^{(i)},$$

که در آن $F_i = (n_i, u_{ix}, u_{iy}, B_z, E_x, E_y)$ است. با جایگزاری روابط (۶) و (۷) در معادلات (۱) تا (۵) و استفاده از روش اختلال کاهنده، در نهایت خواهیم داشت

$$(\Lambda) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial B_z^{(1)}}{\partial t} + Q B_z^{(1)} \frac{\partial B_z^{(1)}}{\partial x} + R \frac{\partial^3 B_z^{(1)}}{\partial x^3} \right) + S \frac{\partial^2 B_z^{(1)}}{\partial x^2} = 0,$$

که در آن ضریب غیرخطی (Q) و ضرایب پاشندگی (R و S) بصورت زیر تعریف می‌شوند:

$$Q = \lambda(2 + 3(2 + 9M)H_0^4 \lambda^2 + 21H_0^6 \lambda^2 - 3H_0^2(3 + 2\lambda^2))/3(H_0^2 + 3H_0^4 \lambda^2 + 3MH_0^4(\Omega^2 + \lambda^2 \omega_H^2)),$$

$$R = (3H_0^4 \lambda^2 - 1)(-\lambda^4 - 3H_0^4 \lambda^2(4\lambda^4 - 5\lambda^2 + 1)\Omega^2 - 3H_0^4(\lambda^2 - 1)^2(4\lambda^2 - 1)\Omega^4 - 3H_0^4(\lambda^2 - 1)^3\Omega^6)/2\lambda(\omega_H^2 - 3H_0^4 \Omega^2)^2,$$

$$S = \lambda/2,$$

و سرعت فاز بهنجار شده برابر با $\lambda = \sqrt{\frac{1+3MH_0^2\Omega^2}{3H_0^2(H_0^2+M\omega_H^2)}}$ است. جواب سالیتونی معادله (۸) $\psi = \psi_m \text{sech}^2(\xi/W)$ است، که دامنه $\psi_m = 3(\ell_x u_0 - \ell_y^2 S)/\ell_x^2 R$ و پهنا $W = 2\sqrt{\ell_x^4 Q/\ell_x u_0 - \ell_y^2 S}$ هستند. در این جواب از متغیر جدید $\xi = \ell_x X + \ell_y Y - u_0 T$ استفاده کرده‌ایم.

بحث

در این بخش، به تأثیر پارامترهای پلازما بر جواب سالیتونی موج مغناطیسی KP می‌پردازیم که اثرات نسبیتی اهمیت دارند، چگالی الکترون بین $n_0 = 10^{28} - 10^{32} \text{m}^{-3}$ و میدان مغناطیسی $B_0 = 10^9 - 10^{11} \text{G}$ است (که در ستارگان نوترونی یافت می‌شوند) [۳ و ۴]. از پنل اول شکل ۲، مشخص است که دامنه موج سالیتون با پارامتر نسبیتی (r_e) و چگالی الکترون رابطه مستقیم دارد. با انتخاب یک پارامتر نسبیتی بالاتر، الکترون‌های بیشتری حضور دارند و آنتالپی الکترون‌ها افزایش می‌یابد. چون باید بقا انرژی حفظ شود، لذا انرژی یون باید کاهش یابد. پس، ارتفاع جواب سالیتونی به‌طور مستقیم با پارامتر نسبیتی متناسب است.

جدول ۱: پارامترهای مهم در فرآیند آموزش به روش PINN

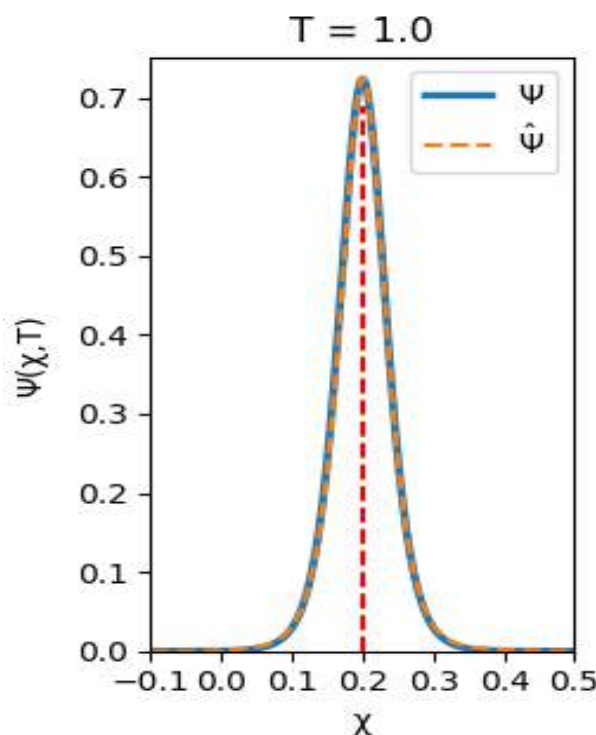
پارامترها	مقادیر
نرخ یادگیری	10^{-3}
تعداد لایه ها	۴ لایه
نقطه های اتصال	[2, 50, 50, 1]
مقداردهی اولیه	Glorot بهنجار شده
تابع فعال سازی	Tanh
بهینه ساز	Adam

در این مقاله، انتشار غیرخطی امواج مغناطوسونی در پلاسمای چندگونه مورد بررسی قرار گرفت و معادله کادماتسو-پتویاشویلی (KP) از طریق روش اختلال کاهنده استخراج شد. نتایج نشان داد که دامنه موج سالیتون با افزایش پارامتر نسبیتی (r_e) افزایش می یابد، که بیانگر حضور الکترون های بیشتر و افزایش آنتالپی آن هاست. این تغییرات بر انرژی یون ها تأثیر گذاشته و منجر به کاهش ارتفاع سالیتون می شود. همچنین، دامنه امواج مغناطیسی با افزایش فرکانس سیکلوترون یون (Ω) کاهش و عرض آن افزایش می یابد. علاوه بر این، مدل سازی معادله غیرخطی با استفاده از شبکه عصبی مبتنی بر اطلاعات فیزیکی (PINN) موفق به ارائه پیش بینی های دقیقی در محیط پلاسمای مغناطیده حاوی یون های بدون اینرسی و الکترون های نسبیتی چندگانه گردید. روش PINN، که با دو لایه مخفی و تابع فعال سازی Tanh طراحی شده است، به طور مؤثری معادله KP را حل کرد. به طور کلی، این مطالعه تأکید می کند که ترکیب روش PINN با مدل های فیزیکی می تواند به دقت بالایی در پیش بینی رفتار امواج غیرخطی در پلاسماهای مغناطیده منجر شود و درک بهتری از انتشار امواج در محیط های اختریفیکی فراهم کند.

مرجع ها

- ۱- بویید، رابرت اپتیک غیرخطی، انتشارات یوکابد، ۱۳۹۳.
- ۲- F. Haas, S. Mahmood, "Magnetosonic waves in a quantum plasma with arbitrary electron degeneracy", Phys. Rev. E, Vol. 97, pp. 063206 (2018).
- ۳- T. Van Doorselaere, A.K. Srivastava, P. Antolin, "Coronal Heating by MHD Waves", Space Sci. Rev., Vol. 216, pp.140-180 (2020).
- A. Abdikian, "On acoustic solitary waves in a multispecies degenerate relativistic magnetized plasma using physics informed neural networks", Phys. Plasmas, Vol. 31, pp. 102105 (2024).

با توجه به شکل ۳، می توان نتیجه گرفت که روش PINN، موفق به حل دقیق معادله KP شده است.



شکل ۳: مقایسه جوابهای سالیتونی دقیق (منحنی آبی) و پیش بینی شده (منحنی طلایی) توسط مدل PINN.

استخراج موج شیئی در پراکندگی نور از یک نانوسیم با روش انتگرال سطحی مولر

فاطمه بختیاری هفت لنگ^۱؛ مسعود رضوانی جلال^۱؛ محمدرضا محبی فر^۱؛ سید کیانوش حسینی^۲

^۱گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه ملایر، ملایر

^۲دانشگاه علوم پزشکی همدان، همدان

چکیده - در این مقاله ابتدا میدان پراکندگی نور از یک نانوسیم با جنس‌های مختلف (دی‌الکتریک، پلاسمونیک و آینه کامل) با استفاده از حل عددی معادلات انتگرال سطحی مولر به دست می‌آید. سپس، با تفاضل میدان تابشی فرودی از این میدان پراکندگی، موج تابشی شیئی پراکنده محاسبه می‌گردد. معلوم می‌شود که توزیع فضایی این موج، صرف نظر از شکل هندسی نانوسیم، به جنس آن بستگی شدیدی دارد. این میدان می‌تواند در مطالعه هولوگرافی از ابعاد نانو مفید باشد.

کلیدواژه - انتگرال سطحی مولر، پراکندگی نور، لیزر، نانوسیم، هولوگرافی.

Extraction of Object Wave in Light Scattering from a Nanowire by Muller Surface Integral

Fatemeh Bakhtiari Haftlang¹; Masoud Rezvani Jalal¹; Mohammad Reza Mohebbifar¹; Seyed Kianoosh Hosseini²

¹Department of Physics and Photonics, Malayer University, Malayer

²Hamedan University of Medical Sciences, Hamedan

rezvanijalal@malayeru.ac.ir

Abstract- In this article, by using the numerical solution of Mueller's surface integral equations, first the light scattering field of a nanowire with different materials (dielectric, plasmonic and perfect mirror) is obtained. Then, by subtracting this scattering field from the total scattering field, the radiation wave of the scatterer object is calculated. It is found that spatial distribution of the field, irrespective of nanowire geometrical shape, is strongly dependent on the constituent material of the nanowire. This field can be useful in holography of nano dimensions.

Keywords: Holography, Laser, Light Scattering, Nanowires, Muller Surface Integral.

مقدمه

رو، مطالعه فیزیک و فرمول‌بندی پراکندگی نور می‌تواند بسیار مهم باشد. فرمول‌بندی‌های متنوعی برای بررسی پراکندگی نور موجود هستند که از آن جمله می‌توان به روش معادلات انتگرال سطحی اشاره کرد. انتگرال سطحی مولر یکی از این موارد است [۲]. با این روش می‌توان پراکندگی نور مخصوصاً از نانوسیم‌ها را بررسی کرد. فیزیک کلی پراکندگی نور از اشیاء به این صورت است که شیئی مورد نظر در مواجهه با نور به عنوان یک تابنده ثانویه عمل می‌کند و تداخل موج تابشی آن با موج فرودی منجر به نور پراکنده شده می‌شود. یک موضوع جذاب در حوزه پراکندگی نور این است که بتوان موج شیئی را (که همان تابش

پراکندگی نور کاربردهای بسیار زیادی در مباحثی همچون تصویربرداری، تداخل‌سنجی و طیف‌سنجی دارد. پدیده‌های جالبی همچون پراکندگی رامان، پراکندگی مای، پراکندگی تیندال، پراکندگی رایلی، پراکندگی بریلوئین و ... با کاربردهای مختلف در مراجع قابل یافت هستند که همگی بر اساس پراکندگی نور استوار می‌باشند [۱]. خیلی از پدیده‌های معروف نوری همچون فوتوگرافی و هولوگرافی و تشکیل تصویر از سیستم‌های تصویربرداری نیز نوعی پراکندگی نور به حساب می‌آیند. به عبارت دیگر همه انواع تصویربرداری همچون عکاسی، هولوگرافی، توموگرافی و ... نوعی پراکندگی نور می‌باشند. از این

$$U(\vec{r}) = \begin{cases} U^{nw}(\vec{r}) & |\vec{r}| < a_{nw} \\ U^{en}(\vec{r}) + U^{inc}(\vec{r}) & |\vec{r}| > a_{nw} \end{cases} \quad (1)$$

که در آن منظور از a_{nw} شعاع نانوسیم است. با استفاده از قضیه گرین، این میدان‌ها به صورت زیر قابل محاسبه هستند:

$$U(\vec{r}) = \begin{cases} \oint_{L_{nw}} \left[U^{nw}(\vec{r}') \frac{\partial G_{nw}(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial n'} - \frac{\partial U^{nw}(\vec{r}')}{\partial n'} G_{nw}(\vec{r}, \vec{r}') \right] \\ \oint_{L_{nw}} \left[\frac{\partial U^{en}(\vec{r}')}{\partial n'} G_{en}(\vec{r}, \vec{r}') - U^{en}(\vec{r}') \frac{\partial G_{en}(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial n'} \right] \end{cases} \quad (2)$$

که در آن منظور از G تابع گرین مربوط به فضای آزاد و داخل نانوسیم می‌باشد. اعمال شرایط مرزی بر روی سطح نانوسیم به فرمول‌بندی زیر منجر می‌گردد:

$$\begin{aligned} \phi(\theta) &= \oint_{L_{nw}} \left[\phi(\theta') \left(\frac{\partial G_{nw}}{\partial n'} - \frac{\partial G_{en}}{\partial n'} \right) \right. \\ &\quad \left. - \psi(\theta') \left(G_{nw} - \frac{\alpha_{en}}{\alpha_{nw}} G_{en} \right) \right] a_{nw} d\theta' \\ &\quad + U^{inc}(\theta) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_{en} + \alpha_{nw}}{2\alpha_{nw}} \psi(\theta) &= \oint_{L_{nw}} \left[\phi(\theta') \left(\frac{\partial^2 G_{nw}}{\partial n \partial n'} - \frac{\partial^2 G_{en}}{\partial n \partial n'} \right) \right. \\ &\quad \left. - \psi(\theta') \left(\frac{\partial G_{nw}}{\partial n} - \frac{\alpha_{en}}{\alpha_{nw}} \frac{\partial G_{en}}{\partial n} \right) \right] a_{nw} d\theta' \\ &\quad + \frac{\partial U^{inc}(\theta)}{\partial n} \end{aligned}$$

که برای α مد TM همان ضریب دی‌الکتریک است. دو انتگرال سطحی فوق، به معادلات انتگرالی مولر معروف هستند و در صورت حل شدن می‌توانند میدان پراکندگی را به دست دهند. برای حل این انتگرال روش‌های عددی مناسبی وجود دارند که یکی از آنها بسط فوریه است. در این روش میدان تابشی و مشتق سطحی آن به صورت زیر در نظر گرفته می‌شوند:

$$\begin{aligned} \phi(\theta) &= \frac{2}{i\pi k a_{nw}} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \phi_m e^{im\theta} \\ \psi(\theta) &= \frac{2}{i\pi a_{nw}} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \psi_m e^{im\theta} \end{aligned} \quad (4)$$

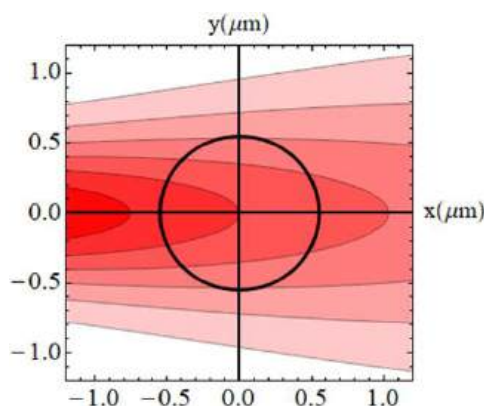
ناشی از شبیه پراکننده است) به دست آورد. این مبحث می‌تواند در مباحثی همچون هولوگرافی اهمیت فراوانی داشته باشد.

پیش بینی اینکه موج حاصل از شبیه پراکننده به چه صورت است فرمول‌بندی خاصی ندارد. به نظر می‌آید که روش ساده به دست آوردن آن باید بر اساس فرمول‌بندی پراکندگی باشد. با داشتن موج شبیه می‌توان فهمید که یک پراکننده وقتی که توسط نور روشن می‌شود به چه شکلی مشاهده می‌گردد. این موضوع مخصوصاً در دنیای میکروسکوپی که خواص موجی نور به خواص هندسی آن غلبه می‌کند پراهمیت است [۳].

در مقاله حاضر، با استفاده از فرمول‌بندی انتگرال سطحی مولر، ابتدا نور پراکنده شده از نانوسیم‌هایی با جنس‌های مختلف (دی‌الکتریک، پلاسمونیک و آینه کامل) به دست می‌آید و سپس میدان ناشی از شبیه محاسبه می‌گردد. ساختار مقاله به این صورت است که ابتدا فرمول‌بندی انتگرال سطحی مولر آورده می‌شود. سپس، فرایند شبیه‌سازی و نتایج حاصله ارائه می‌گردد. در نهایت نیز جمع‌بندی و نتیجه‌گیری ذکر می‌شود.

فرمول‌بندی پراکندگی با معادلات مولر

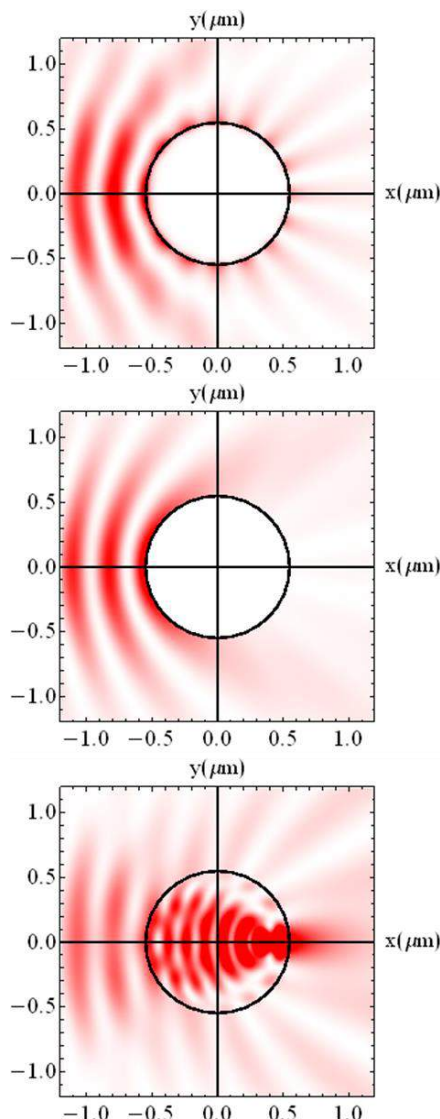
برای بررسی پراکندگی نور از یک نانوسیم، پیکربندی نشان داده شده در شکل ۱ لحاظ می‌گردد. طبق این شکل، نوری به سمت یک نانوسیم حرکت می‌کند و می‌خواهد از آن پراکنده شود.



شکل ۱: پیکربندی پراکندگی نور فرودی از سمت چپ به روی یک نانوسیم با مقطع دایروی.

بر اساس فرمول‌بندی معادلات انتگرال مولر می‌توان نور پراکنده شده را در داخل و بیرون نانوسیم به صورت زیر تعریف کرد [۲]:

می‌گردد. در شکل ۲ میدان پراکندگی از این سه نانوسیم که با برنامه مذکور پیدا شده است دیده می‌شود:



شکل ۲: توزیع میدان پراکندگی ناشی از نانوسیم پلاسمونیک (شکل بالا)، نانوسیم آینه کامل (وسط) و نانوسیم دی‌الکتریک (پایین).

به وضوح می‌توان تحریک موج پلاسمون سطحی در سطح نانوسیم پلاسمونی و عدم نفوذ نور به درون نانوسیم را در شکل ۲-بالا مشاهده کرد که نشانگر صحت محاسبات می‌باشد. بازتاب کامل نور از نانوسیم آینه‌ای (شکل ۲-وسط) و برگشت نور به سمت چپ و ورود نکردن نور به داخل نانوسیم هم کاملاً مشخص است. میدان پراکندگی ناشی از نانوسیم دی‌الکتریک و برانگیزش مدّ حجمی فابری-پرو در داخل آن نیز در شکل ۲-پایین دیده می‌شود. کانونی شدن نور در جلوی نانوسیم دی‌الکتریک نیز یادآور رفتار یک عدسی استوانه‌ای همگرا است که ناشی از ورود

با قرار دادن این جواب‌های پیشنهادی در معادلات انتگرالی مولر، دستگاه زیر حاصل می‌شود:

$$A_m \phi_m + B_m \psi_m = P_m \quad (5)$$

$$C_m \phi_m + D_m \psi_m = \frac{Q_m}{k}$$

در نهایت نیز مجهولات دستگاه فوق به صورت زیر پیدا می‌شوند:

$$A_m = \sqrt{\epsilon_{nw} \mu_{nw}} J_m(k_{nw} a_{nw}) H_m^{(1)}(k_{nw} a_{nw}) - \sqrt{\epsilon_{en} \mu_{en}} J_m'(k_{en} a_{nw}) H_m^{(1)}(k_{en} a_{nw}) + \frac{4}{i \pi k a_{nw}} \quad (6)$$

$$B_m = J_m(k_{nw} a_{nw}) H_m^{(1)}(k_{nw} a_{nw}) - \frac{\alpha_{en}}{\alpha_{nw}} J_m(k_{en} a_{nw}) H_m^{(1)}(k_{en} a_{nw})$$

$$C_m = \epsilon_{en} \mu_{en} J_m'(k_{en} a_{nw}) H_m^{(1)}(k_{en} a_{nw}) - \epsilon_{nw} \mu_{nw} J_m'(k_{nw} a_{nw}) H_m^{(1)}(k_{nw} a_{nw})$$

$$D_m = \frac{\alpha_{en}}{\alpha_{nw}} \sqrt{\epsilon_{en} \mu_{en}} J_m(k_{en} a_{nw}) H_m^{(1)}(k_{en} a_{nw}) - \sqrt{\epsilon_{nw} \mu_{nw}} J_m'(k_{nw} a_{nw}) H_m^{(1)}(k_{nw} a_{nw}) + \frac{2(\alpha_{en} + \alpha_{nw})}{i \pi k \alpha_{nw} a_{nw}}$$

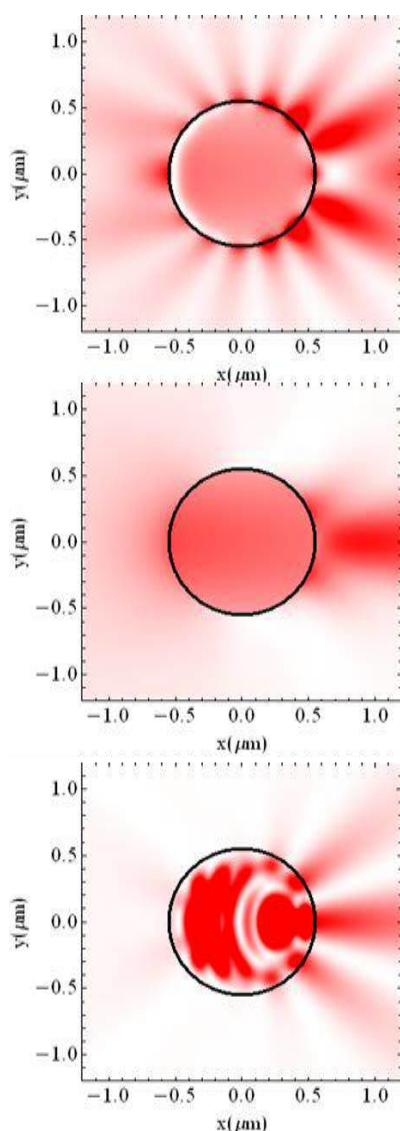
$$P_m = J_m(k_{en} a_{nw}) H_m^{(1)}(k_{en} \sqrt{\vec{r}_{so} \cdot \vec{r}_{so}}) e^{-i m \theta_{so}}$$

$$Q_m = -k_{en} J_m'(k_{en} a_{nw}) H_m^{(1)}(k_{en} \sqrt{\vec{r}_{so} \cdot \vec{r}_{so}}) e^{-i m \theta_{so}}$$

برای به کارگیری این روابط، یک برنامه توسط نویسندگان مقاله در محیط برنامه نویسی متمتیکا توسعه داده شده است که در ادامه به ذکر نتایج شبیه سازی حاصل از آن پرداخته می‌شود.

شبیه‌سازی پراکندگی و استخراج موج شبی

برای اجرای شبیه‌سازی از سه نانوسیم با جنس‌های مختلف ولی شعاع‌های یکسان $a_{nw}=0.55 \mu m$ که اولی از جنس پلاسمونیک با $\epsilon=-4$ ، دومی آینه کامل ($\epsilon \gg 1$) و سومی نیز از جنس دی‌الکتریک با $\epsilon=4$ است استفاده می‌شود. نور گسیل شده از یک منبع نقطه‌ای مختلط [۲] از سمت چپ (طبق شکل ۱) با طول موج $\lambda=0.55 \mu m$ بر این نانوسیم‌ها فرود می‌آید و پراکنده



شکل ۳: توزیع میدان شیئی نانوسیم پلاسمونیک (شکل بالا)، نانوسیم
آینه کامل (وسط) و نانوسیم دی الکتریک (پایین).

مرجع ها

[۱] صالح، بهاء، مبانی فوتونیک، ترجمه: محمدصادق ابریشمیان،
دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی ۱۳۹۸.

[۲] M. Rezvani Jalal and S. Fathollahi, "Computational study of optical force between two nanodistant plasmonic submicrowires", Journal of the Optical Society of America A, Vol. 34, No. 7 (2017).

[۳] Aniruddha Ray et al, "Holographic detection of nanoparticles using acoustically actuated nanolenses", Nature Communication, <https://doi.org/10.1038/s41467-019-13802-1>.

نور به دی الکتریک و شکست آن از سطوح غیر تخت و تشکیل تصویر حقیقی است.

باید دقت داشت آنچه که در شکل ۲ آمده است میدان پراکندگی کل است که ناشی از تداخل موج شیئی با موج فرودی می باشد. برای به دست آوردن موج خود شیئی لازم است که میدان فرودی (یعنی شکل ۱) از میدان پراکندگی کل کم شود و یا به عبارت دیگر: موج فرودی- موج پراکندگی= موج شیئی. در شکل ۳ این کار انجام شده است:

از این شکل ها و مقایسه آنها با شکل ۲ به خوبی معلوم است که میدان پراکندگی با میدان ناشی از خود شیئی متفاوت است. به عنوان مثال در پراکندگی نانوسیم آینه کامل (شکل ۲-وسط) نوری در داخل آینه و پشت آن وجود ندارد ولی در موج تابشی خود این نانوسیم (شکل ۳-وسط) اتفاقاً نور زیادی در داخل و پشت آن ایجاد شده است. قطعاً این موج های داخلی و پشتی اختلاف فاز مناسبی با موج فرودی داشته اند که باعث تداخل ویرانگر آن شده است. برای دو نانوسیم دیگر نیز توجهات مشابهی وجود دارد. مثلاً میدان پراکندگی درون نانوسیم پلاسمونیک (شکل ۲-بالا) صفر است ولی خود نانوسیم میدان قوی در داخل خودش تولید کرده است (شکل ۲-بالا) و یا هر جایی از میدان پراکندگی نانوسیم دی الکتریک که گره بوده است یک شکم در میدان خود نانوسیم ایجاد شده است. سطحی بودن مد تشدید در شکل ۳-بالا، غیر تشدید بودن مسئله بازتاب کامل (شکل ۳-وسط) و حجمی بودن مد تشدید در شکل ۳-پایین نیز کاملاً مشهود است.

نتیجه گیری

در این مقاله، پراکندگی نور از نانوسیم هایی با جنس های پلاسمونیک، آینه کامل و دی الکتریک با استفاده از معادلات انتگرال سطحی مولر مورد مطالعه محاسباتی قرار گرفت و موج شیئی استخراج گردید. معلوم شد که علی رغم شکل هندسی یکسانی که نانوسیم ها دارند موج شیئی کاملاً به جنس آنها بستگی دارد. این یافته می تواند به عنوان راهی برای تعیین جنس اشیاء به ویژه در ابعاد میکرو و نانو بر اساس پراکندگی نور معرفی گردد. استفاده از یافته های این تحقیق در نظریه هولوگرافی نانومقیاس که یک زمینه تحقیقاتی جدید به شمار می آید جزء کارهای در حال انجام نویسندگان مقاله حاضر می باشد.

سپاسگزاری

از دانشگاه ملایر به خاطر حمایت از این مقاله قدر دانی می شود.

بررسی خواص اپتیکی بلورهای فوتونی بر پایه $\text{SiO}_2/\text{MoS}_2/\text{ZnS}$

مرضیه یوسفی لنبر^۱، شروین دادگر^۱، صغری میرارشادی^۲، فرهاد ستاری^۱

^۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل

^۲ گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوریهای نوین، دانشگاه محقق اردبیلی، نمین

چکیده: در این مطالعه به طور نظری ضرایب جذب، بازتاب و عبور در یک بلور فوتونی مبتنی بر مولیبدن دی سولفید (MoS_2) را بررسی می کنیم. ساختار مورد مطالعه بلور فوتونی شامل تک لایه MoS_2 است که بین لایه های سولفید روی (ZnS) و دی اکسید سیلیکون (SiO_2) قرار گرفته است. برای تعیین ضرایب جذب، بازتاب و ضریب عبور، به ضریب شکست لایه های مختلف ساختار مورد نظر نیاز است. از آنجایی که ضریب شکست تک لایه مولیبدن دی سولفید موهومی است، یکی از روش های محاسبه ی این ضریب شکست برحسب تابعی از فرکانس نور فرودی (ω)، استفاده از روش هیبریدی لورنتس-درود-گاوسی است. برای محاسبه ضرایب جذب، بازتاب و عبور بلور فوتونی مورد بررسی، از پیوستگی میدان الکتریکی در فصل مشترک لایه ها و نیز به روش ماتریس انتقال استفاده خواهیم کرد.

کلیدواژه: مولیبدن دی سولفید، بلور فوتونی، روش ماتریس انتقال، لایه ی سولفید روی، دی اکسید سیلیکون

Investigation of optical properties of photonic crystals based on the $\text{SiO}_2/\text{MoS}_2/\text{ZnS}$

Marzieh Yousefi Lanbar¹, Shervin Dadgar¹, Soghra Mirershadi², Farhad Sattari¹

¹ Department of physics, Faculty of science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil

² Department of Engineering Science, Faculty of Advanced Technologies, University of Mohaghegh Ardabili, Namin.

M.92yousefi@gmail.com, Shervindadgar1212@student.uma.ac.ir, s.mirershadi@uma.ac.ir, f_sattari@uma.ac.ir

Abstract: In this work, we investigate theoretically the absorbance, reflectance and transmittance in a Molybdenum disulfide (MoS_2)-based photonic crystal. The proposed design of the photonic crystal consists of a monolayer of Molybdenum disulfide (MoS_2) which is sandwiched between Zinc sulfide (ZnS) and Silicon dioxide (SiO_2) layers. To determine the absorbance, reflectance, and transmittance coefficients, the refractive indices of different layers of the considered structure are needed. Because the single-layer Molybdenum disulfide refractive index is complex, one of the methods of calculating this refractive index according to the frequency of the incident light (ω) is to use the hybrid Lorentz-Drude-Gaussian method. To calculate the absorbance, reflectance, and transmittance of the photonic crystal under investigation, we use the continuity of the electric field at the interface of the layers and the transfer matrix approach.

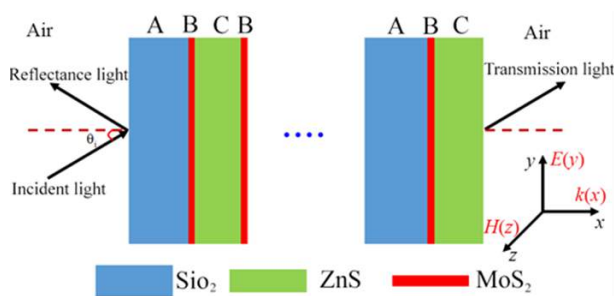
Keywords: Molybdenum disulfide, Photonic crystal, Transfer matrix method, Zinc sulfide layer, Silicon dioxide

مقدمه

در سال‌های اخیر، تحقیقات زیادی روی دی‌الکتریک‌های فلزات واسطه، به ویژه مولیبدن دی‌سولفید (MoS₂) تک‌لایه انجام شده است. این ماده به دلیل ساختار دوبعدی و گاف انرژی مستقیم خود، خواص ویژه‌ای از جمله توانایی تنظیم ضریب جذب در طول موج‌های مختلف دارد. MoS₂ در ترکیب با لایه‌های دی‌الکتریک مانند ZnS و SiO₂ می‌تواند به عنوان جاذب نور در ساختار بلورهای فوتونی استفاده شود [1]. هدف این پژوهش، تحلیل اثر تعداد دوره‌های بلور فوتونی و ضخامت لایه‌های دی‌الکتریک بر ضرایب اپتیکی، مانند جذب، بازتاب و عبور در بلور فوتونی ضرایب اپتیکی، مانند جذب، بازتاب و عبور در بلور فوتونی SiO₂/MoS₂/ZnS است. این ترکیب می‌تواند با تغییر ضخامت و تعداد لایه‌ها، خواص اپتیکی مختلفی از خود نشان دهد و عبور یا جذب نور را در بازه‌های طول موج متفاوت کنترل کند. بلورهای فوتونی به عنوان ساختارهای دی‌الکتریک با ضریب شکست متناوب، از ویژگی‌های نوری خاصی برخوردارند که به آن‌ها اجازه می‌دهد نور را در فرکانس‌ها و زوایای مختلف کنترل و مدیریت کنند. این ساختارها با ایجاد شکاف‌های فوتونی در طول موج‌های خاص، از عبور نور جلوگیری کرده و آن را به مسیرهای مختلفی بازتاب می‌دهند. این خواص منحصر به فرد بلورهای فوتونی، آن‌ها را به عنوان یکی از فناوری‌های کلیدی در توسعه سیستم‌های نوری پیشرفته، مانند فیلترهای نوری، لیزرها، حسگرها و ادوات مخابرات نوری مطرح کرده است. در مقایسه با گرافین، MoS₂ به دلیل دارا بودن گاف انرژی مستقیم و قابلیت تنظیم ضریب جذب [2,4]، امکان استفاده در طیف وسیعی از طول موج‌ها و تنظیم دقیق خواص نوری را فراهم می‌کند. بلورهای فوتونی الکترونیک نوری دارای اهمیت بسیار زیادی هستند. این جایگاه عمدتاً به دو دلیل است: دلیل اول بازتاب کامل و بدون اتلاف از بلورهای فوتونی در گاف فوتونی بوده و دلیل دوم فیلتر کردن نور فرودی بر حسب طول موج نور فرودی می‌باشد.

مدل و روش

یک بلور فوتونی برپایه MoS₂ را در نظر می‌گیریم که در آن یک تک لایه MoS₂ بین لایه‌های SiO₂ و ZnS تعبیه شده است. شکل ۱ ساختار پیشنهادی در این مطالعه را یعنی (ABCB)N(ABC) را نشان می‌دهد، که در آن N تعداد دوره‌های بلور فوتونی است.



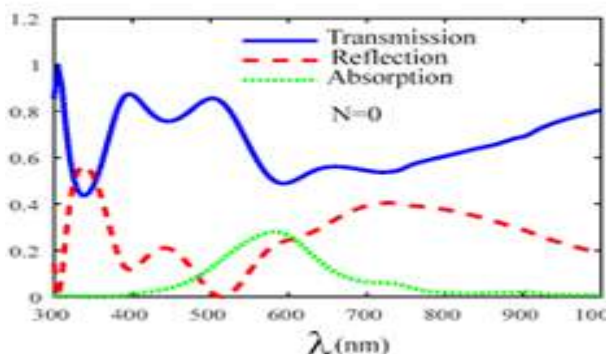
شکل ۶۰: طرحواره‌ای از بلور فوتونی بر پایه MoS₂ که در آن یک تک لایه MoS₂ بین لایه‌های SiO₂ و ZnS تعبیه شده است

لایه‌های A، B و C به ترتیب از SiO₂، MoS₂ و ZnS ساخته شده‌اند. همچنین ضخامت لایه‌های SiO₂، MoS₂ و ZnS به ترتیب و برابر در نظر گرفته می‌شوند. علاوه بر این، فرض می‌شود راستای رشد بلور فوتونی در جهت محور x باشد. لازم به ذکر است که تک لایه MoS₂ را می‌توان به راحتی بر روی بسترهای SiO₂ و ZnS لایه نشانی کرد. برای تعیین ضرایب جذب، بازتاب و عبور، به ضریب شکست لایه‌های مختلف ساختار در نظر گرفته شده، نیاز است، ضرایب شکست ZnS و (n_{ZnS}) و SiO₂ (n_{SiO_2}) (بر حسب تابعی از طول موج نور فرودی از روابط زیر بدست می‌آید:

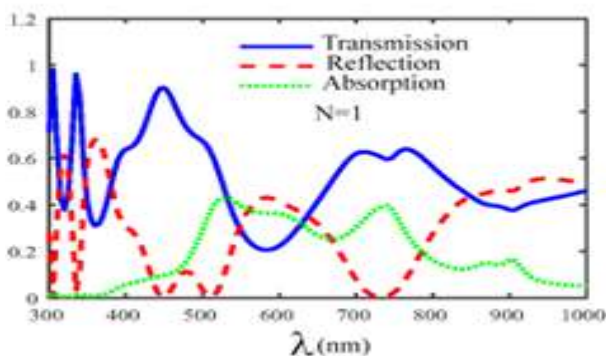
$$n_{ZnS}(\lambda) = \sqrt{A_z + \frac{B_z}{\lambda^2 - C_z^2} + \frac{D_z}{\lambda^2 - E_z^2}},$$

$$n_{SiO_2}(\lambda) = \sqrt{A_s + \frac{B_s \lambda^2}{\lambda^2 - C_s^2} + \frac{D_s \lambda^2}{\lambda^2 - E_s^2}},$$

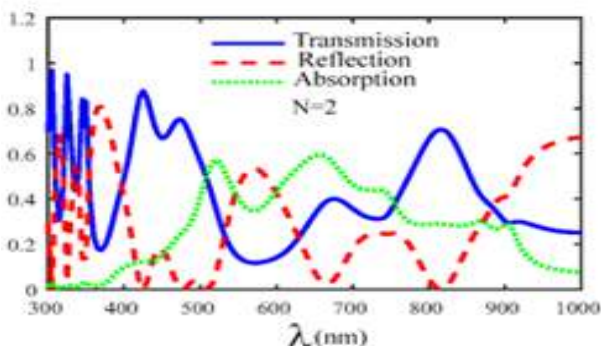
در رابطه بالا $A_z=8.393$ ، $B_z=0.14383$ ، $C_z=0.2421$ ، $D_z=4430.99$ ، $E_z=36.72$ ، $A_s=1.2860441$ ، $B_s=1.07044083$ ، $C_s=0.10029$ ، $D_s=1.10202242$ و $E_s=10$ می‌باشد. همچنین، طول موج نور فرودی است که بر حسب میکرومتر بیان می‌شود. علاوه بر این، فرض می‌شود ضریب شکست هوا (سمت راست و چپ بلور فوتونی) ۱ باشد. از آنجایی که ضریب شکست MoS₂ تک لایه مختلط است، یکی از روش‌های محاسبه این ضریب شکست بر حسب بسامد نور فرودی (ω) استفاده از روش ترکیبی لورنتس-درود-گاوسی است [3]. با استفاده از این روش، گذردهی الکتریکی MoS₂ تک لایه را می‌توان بیان کرد. برای محاسبه ضرایب جذب، بازتاب و عبور بلور فوتونی مورد بررسی، از پیوستگی میدان الکتریکی در فصل مشترک لایه‌ها و روش ماتریس انتقال استفاده می‌کنیم. بطوریکه



شکل ۶۱: ضرایب عبور، بازتاب و جذب برحسب تابعی از طول موج نور تابشی برای زاویه‌ی برخورد عمودی ($\theta_i = 0$) در یک بلور فوتونی بر پایه‌ی MoS₂ با $N=0$



شکل ۶۲: ضرایب عبور، بازتاب و جذب برحسب تابعی از طول موج نور تابشی برای زاویه‌ی برخورد عمودی ($\theta_i = 0$) در یک بلور فوتونی بر پایه‌ی MoS₂ با $N=1$



شکل ۶۳: ضرایب عبور، بازتاب و جذب برحسب تابعی از طول موج نور تابشی برای زاویه‌ی برخورد عمودی ($\theta_i = 0$) در یک بلور فوتونی بر پایه‌ی MoS₂ با $N=2$

ابتدا ضرایب جذب، بازتاب و عبور بلور فوتونی را در فصل مشترک بین لایه‌ی اول و هوا و سپس در بین لایه‌ی اول و دوم و در نهایت به همین ترتیب، با توجه به شرایط مرزی در فصل مشترک لایه دوم با لایه‌ی اول و سوم ضرایب جذب، بازتاب و عبور بلور فوتونی را بدست می‌آوریم.

بحث و نتایج

با توجه به روابط بدست آمده در این پژوهش مشاهده می‌گردد که ضرایب عبور، بازتاب و جذب به تعداد دوره‌های بلور فوتونی و ضخامت لایه ZnS وابسته است. با افزایش تعداد دوره‌ها، ضرایب بازتاب افزایش یافته و عبور کاهش می‌یابد. در ادامه، با افزایش ضخامت لایه ZnS، ضریب جذب در طول موج‌های خاص به حداکثر می‌رسد. نتایج به دست آمده برای ضرایب بازتاب، جذب و عبور برای طول موج‌های مختلف و ضخامت‌های متفاوت لایه ZnS نشان می‌دهد که با افزایش تعداد دوره‌های بلور فوتونی، جذب در ناحیه مرئی افزایش می‌یابد. این پدیده به دلیل افزایش تداخل و ایجاد حالت‌های میرا در بلور فوتونی رخ می‌دهد. ضرایب عبور، بازتاب و جذب برای طول موج‌های مختلف، بسته به تعداد دوره‌ها رفتار متفاوتی نشان می‌دهند؛ به طوری که برای تعداد دوره‌های بیشتر، جذب به حداکثر خود نزدیک می‌شود و عبور به شدت کاهش می‌یابد.

همچنین نتایج نشان می‌دهند که تغییر ضخامت لایه ZnS نیز بر ضرایب عبور و جذب تأثیر مستقیم دارد. در طول موج‌های بالاتر، با افزایش ضخامت ZnS، ضرایب عبور کاهش یافته و جذب افزایش می‌یابد. این تغییرات در جذب، به دلیل تداخل موج‌های نور در ساختار بلور فوتونی رخ می‌دهد. در زوایای مختلف، ضرایب عبور، بازتاب و جذب رفتارهای متفاوتی از خود نشان می‌دهند که به دلیل تغییر مسیر موج در برخورد با لایه‌ها است. برای زوایای بزرگتر، عبور کاهش یافته و بازتاب افزایش می‌یابد که این تغییرات بیشتر در طول موج‌های پایین‌تر محسوس است. در ادامه، ما به بررسی امواج الکترومغناطیسی منتشر شده از بلور فوتونی مبتنی بر MoS₂ تک لایه خواهیم پرداخت. ابتدا، ضرایب بازتاب، عبور و جذب را برای تعداد دوره‌های مختلف بلور فوتونی، بر حسب تابعی از طول موج نور تابشی برای زاویه تابشی ($\theta_i = 0$) را رسم می‌کنیم.

MoS2 تک لایه، با کنترل ضخامت لایه ی ZnS، تعداد دوره های بلور فوتونی و زاویه تابش، می توان به طور موثر جذب و عبور را تنظیم کرد. تحقیقات فعلی نشان می دهد که ساختار پیشنهادی می تواند برای ادوات جاذب نوری کارآمد، مانند سلول های خورشیدی و حسگرهای مادون قرمز ارزشمند باشد.

مرجع ها

1. J. Bunch, A. Van Der Zande, S. Verbridge, I. Frank, D. Tanenbaum, J. Parpia, H. Craighead, P. McEuen. "Electromechanical resonators from graphene sheets" Science, Vol 315, No. 5811, pp. 490-493, 2007.
2. N. Kumar, S. Najmaei, Q. Cui, F. Ceballos, P. M. Ajayan, J. Lou, H. Zhao, "Second harmonic microscopy of monolayer MoS2", Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics, Vol 87, No. 16, p. 161403, 2016.
3. Y. Li, A. Chernikov, X. Zhang, A. Rigosi, H.M. Hill, A.M. Van Der Zande, D.A. Chenet, E.M. Shih, J. Hone, T.F. Heinz, "Measurement of the optical dielectric function of monolayer transition-metal dichalcogenides: MoS2, MoSe2, WS2, and WSe2", Physical Review, Vol 90, No. 20, p. 205422, 2014.
4. V.G. Kravets, F. Wu, H. Gregory, Auton, Yu. T, Sh. Imaizumi, N. Alexander "Measurements of electrically tunable refractive index of MoS2 monolayer and its usage in optical modulators", npj 2D Materials and Applications, Vol 3, No. 1, p.36, 2019.

در شکل شماره ۲ مشاهده می شود که برای $N=0$ ، جذب توسط بلور فوتونی تنها برای طول موج های نور فرودی که تقریباً در ناحیه ی مرئی هستند، رخ می دهد. همچنین در شکل های ۳ و ۴ به ترتیب برای $N=1$ و $N=2$ با افزایش تعداد دوره های بلور فوتونی، میزان جذب در ناحیه مرئی افزایش می یابد، و به دلیل افزایش اثرات فصل مشترک، جذب در ناحیه نامرئی نیز رخ می دهد. همچنین، با افزایش تعداد دوره های بلور فوتونی، عبور به طور قابل توجهی به دلیل وجود حالت های میرا در ناحیه ی مرئی، به ویژه در طول موج های ۵۰۰-۷۰۰ نانومتر کاهش می یابد.

نتیجه گیری

در این پژوهش، ضرایب بازتاب، عبور و جذب را برای تعداد دوره های مختلف بلور فوتونی، بر حسب تابعی از طول موج نور تابشی برای زاویه تابشی عمود را بدست آوردیم. با توجه به نتایج حاصله برای $N=0$ ، جذب توسط بلور فوتونی تنها برای طول موج های نور فرودی که تقریباً در ناحیه ی مرئی هستند، رخ می دهد. با افزایش تعداد دوره های بلور فوتونی، میزان جذب در ناحیه مرئی افزایش می یابد. علاوه بر این، با افزایش تعداد دوره های بلور فوتونی، تعداد قله های مشاهده شده در طیف های عبور، بازتاب و جذب به دلیل افزایش اثرات تداخلی افزایش می یابد. بطور کلی می توان گفت، در یک بلور فوتونی مبتنی بر

بررسی و شبیه سازی سلول های tandem پروسکایتی مبتنی بر $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ و $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$

زینب کریمی افوسی^{۱*}، امیرحسین احمدخان کوردبچه^۱

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران

چکیده - این پژوهش به بررسی و شبیه سازی الکتریکی سلول های خورشیدی tandem پروسکایتی متیل آمونیوم سرب یدید با بند گپ گسترده (eV) ۱٫۵ و متیل آمونیوم قلع یدید با بند گپ باریک (eV) ۱٫۳ پرداخته است، این سلول ها به ترتیب به عنوان سلول بالای و پایینی در نظر گرفته شده و شبیه سازی ها با استفاده از نرم افزار اسکپس انجام شده است. سلول های خورشیدی tandem، نسل جدیدی از سلول های خورشیدی با بازده بالا هستند که سلول بالای با فاصله گاف انرژی بالا قادر به جذب نور با طول موج های کوتاه و سلول پایینی قادر به جذب نور با طول موج بلندتر می باشد. این ترکیب موجب افزایش درصد جذب طیف خورشید و در نتیجه افزایش کارایی نسبت به سلول های خورشیدی معمولی می شود. نتایج شبیه سازی نشان می دهد که سلول خورشیدی tandem تماماً پروسکایتی دارای عملکرد الکتریکی مطلوبی است و مقادیر ولتاژ مدار باز برابر با (V) ۱٫۶۹، جریان اتصال کوتاه (mA/cm²) ۲۰٫۹۰، حداکثر بازده تبدیل انرژی ۲۸٫۲۷٪، و ضریب پرشدگی ۷۹٫۷۰٪ را به دست آورده است. این نتایج حاکی از قابلیت بالای این ساختار در تبدیل انرژی خورشیدی به انرژی الکتریکی می باشد.

کلیدواژه - پروسکایت، سلول های خورشیدی tandem، شبیه سازی، متیل آمونیوم سرب یدید، متیل آمونیوم قلع یدید

Investigation and simulation of tandem perovskite solar cells based on $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ and $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$

Zeynab Karimi Afosi^{1*}, Amirhossein Ahmadkhan Kordbacheh¹

¹Department of Physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

ze_karimi@physics.iust.ac.ir*, akordbacheh@iust.ac.ir

Abstract- Present research investigates and simulates the electrical characteristics of a tandem perovskite solar cell $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ with a wide bandgap (1.5 eV) and $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$ with a narrow bandgap (1.3 eV). These cells consider as the top and bottom cells, respectively, and the simulations were done using the SCAPS software. Tandem solar cells represent a new generation of high-efficiency solar cells, where the top cell, with its wider band gap, is capable of absorbing short-wavelength light, while the bottom cell absorbs longer wavelengths. This combination enhances the absorption of the solar spectrum, leading to improved efficiency compared to conventional solar cells. Simulation results indicate that the all-perovskite tandem solar cell achieved excellent electrical performance. The obtained values include an open-circuit voltage of 1.69 V, a short-circuit current density of 20.90 mA/cm², a maximum power conversion efficiency of 28.27%, and a fill factor of 79.70%. These results demonstrate the significant potential of this structure for converting solar energy into electrical energy.

Keywords: $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$, $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$, Perovskite, Simulation, Tandem solar cells

مقدمه

عنوان یک منبع انرژی امیدبخش و در دسترس نقش مهمی ایفا می کنند. در سال های اخیر سلول های خورشیدی پروسکایتی به دلیل گاف نواری مستقیم، ضریب جذب بالا، ساختاری با تراکم پایین نقص، طول عمر، طول انتشار و تحرک پذیری بالای حامل های بار مورد مطالعه قرار گرفته اند [1]. یکی از نوآوری های

انرژی های تجدیدپذیر به عنوان جایگزین پاک و پایدار برای سوخت های فسیلی توجه بسیاری از محققان و صنایع را به خود جلب کرده اند. در میان این انرژی ها، سلول های خورشیدی به

نور خورشید (AM 1.5 Sun) به لایه‌های فعال (MAPbI₃) و (MASnI₃) تابیده می‌شود و هر لایه بخشی از طیف نور را که انرژی فوتون آن با باند گپ لایه مطابقت دارد، جذب می‌کند. جذب نور باعث ایجاد جفت الکترون-حفره در لایه‌های فعال می‌شود، در نتیجه الکترون‌های تولید شده به سمت لایه انتقال دهنده الکترون تیتانیوم اکساید (TiO₂) حرکت می‌کنند و حفره‌ها به سمت لایه انتقال دهنده حفره اسپایرو امتداد یا اکسید مس (Spiro-OMeTAD یا Cu₂O) حرکت می‌کنند، الکترون‌ها و حفره‌ها به ترتیب از طریق الکترودهای جلویی (FTO) و پشتی (Au) جمع‌آوری شده و جریان الکتریکی تولید می‌شود.

در این پژوهش، برای شبیه‌سازی یک‌بعدی سلول خورشیدی از نرم‌افزار SCAPS-1D که توسط محققین دانشگاه گنت بلژیک توسعه داده شده، استفاده شده است. این نرم‌افزار قدرتمند، قادر به حل عددی معادلات پواسون و پیوستگی جریان در ساختارهای چندلایه نیمه‌رسانا است. با استفاده از این نرم‌افزار، امکان بررسی دقیق تأثیر پارامترهای مختلف بر عملکرد سلول خورشیدی، از جمله ضخامت لایه‌ها، نوع ناخالصی و چگالی نقص‌ها، فراهم می‌شود.

شبیه‌سازی انجام شده پارامترهای زیادی استفاده شده است که در جداول ۱ و ۲ به برخی از آن‌ها اشاره شده است. در این پژوهش، تمامی شبیه‌سازی‌های سلول خورشیدی در دمای (K) ۳۰۰ انجام شده است و تابع کار برای اتصال جلویی (eV) ۴.۴ و برای اتصال پشتی (eV) ۵.۱ در نظر گرفته شده است همچنین سرعت گرمایی الکترون‌ها و حفره‌ها (cm/s) ۱۰۷ فرض شده است.

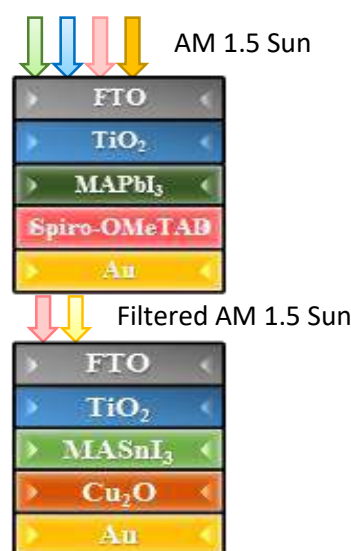
نتایج

دو پارامتر مهم در مطالعه خواص نوری مواد ضریب جذب و بازده کوانتومی خارجی است. ضریب جذب نشان‌دهنده میزان توانایی یک ماده در جذب نور است و بازده کوانتومی خارجی نشان می‌دهد که چه کسری از فوتون‌های تابیده شده به سلول، توانسته‌اند به الکترون و حفره تبدیل شده و در نهایت به جریان الکتریکی تبدیل شوند.

اخیر سلول‌های خورشیدی توسعه سلول‌های خورشیدی تندمی است، این نوع سلول‌ها با ترکیب دو یا چند سلول خورشیدی با باند گپ‌های مختلف قادر به جذب طیف گسترده‌تری از نور خورشید و در نتیجه افزایش بازده تبدیل انرژی هستند، از مطالعات انجام شده می‌توان به سلول خورشیدی پروسکایت/CIGS [2] و پروسکایت/CZTS [3] و پروسکایت/پروسکایت [4] اشاره کرد. در این پژوهش ما به بررسی عملکرد سلول‌های خورشیدی تندم تماماً پروسکایتی با ساختار خاصی پرداخته‌ایم، سلول بالایی با ساختار FTO/TiO₂/CH₃NH₃PbI₃/Spiro-OMeAD/Au از ماده جاذب متیل آمونیوم سرب یدید با فرمول شیمیایی CH₃NH₃PbI₃ (MAPbI₃) با باند گپ (eV) 1.5 و سلول پایینی متیل آمونیوم قلع یدید با فرمول شیمیایی CH₃NH₃SnI₃ (MASnI₃) با باند گپ (eV) 1.3 تشکیل شده است. با استفاده از شبیه‌سازی‌های دقیق با نرم‌افزار SCAPS-1D به بررسی تأثیر این مواد و ساختارهای سلول بر روی بازده و پایداری سلول خورشیدی پرداخته‌ایم، در ادامه این مقاله به تشریح جزئیات شبیه‌سازی و نتایج حاصل از آن‌ها پرداخته خواهد شد.

ساختار سلول خورشیدی تندمی پروسکایتی

شکل ۱ ساختار یک سلول خورشیدی تندمی پروسکایت را نشان می‌دهد.



شکل ۶۴: ساختار سلول خورشیدی تندم پروسکایتی

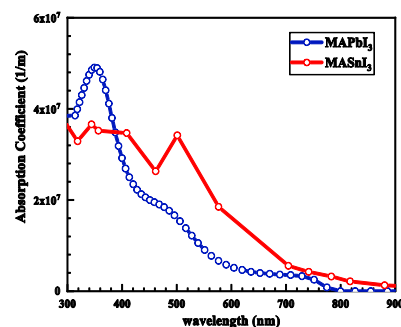
جدول 1: اطلاعات شبیه سازی شده لایه ها

پارامترها	FTO[5]	TiO ₂ [6]	MAPbI ₃ [6]	MASnI ₃ [5]	Spiro-OMeTAD[6]	Cu ₂ O[5]
Thickness (nm)	500	89	295	450	80	420
Bandgap (eV)	3.4	3.2	1.5	1.3	۲.۹۱	2.17
Electron affinity (eV)	4.5	4	3.93	4.17	2.2	3.2
Dielectric permittivity	9.1	100	30	8.2	۳	7.1
CB effective density of states (cm ⁻³)	1.1×10 ¹⁹	1×10 ²¹	2.5×10 ²⁰	2.2×10 ¹⁸	2.5×10 ²⁰	2×10 ¹⁷
VB effective density of states (cm ⁻³)	1.1×10 ¹⁹	2×10 ²⁰	2.5×10 ²⁰	1.8×10 ¹⁹	2.5×10 ²⁰	1.1×10 ¹⁹
Electron and Hole mobility (cm ² /Vs)	20,10	6×10 ⁻³ , 6×10 ⁻³	50,50	2×10 ³ , 3×10 ²	1×10 ⁻⁴ , 1×10 ⁻⁴	2×10 ² ,80
Donor density ND (cm ⁻³)	1.1×10 ¹⁹	5×10 ¹⁹	0	0	0	0
Acceptor density NA (cm ⁻³)	0	0	2.14×10 ¹⁷	1×10 ¹⁴	3×10 ¹⁸	1×10 ¹⁸
Absorption constant (1/cm eV(1/2))	دیتا SCAPS	2×10 ³	دیتا فایل	دیتا فایل	دیتا فایل	دیتا فایل
Defect type	---	Donor	Acceptor, Donor	Neutral	Acceptor	Neutral
Defect density Nt (cm ⁻³)	---	1×10 ¹⁷	1×10 ¹⁴ , 6×10 ¹³	3.029×10 ¹⁶	1×10 ¹⁶	1×10 ¹⁴

جدول 2: اطلاعات نقص های سطحی شبیه سازی شده

پارامترها	TiO ₂ /Perovskite[6]	MAPbI ₃ / Spiro-OMeTAD[6]	MASnI ₃ / Cu ₂ O[5]
Defect type	Acceptor	Acceptor	Neutral
Capture cross of electron/hole (cm ²)	1×10 ⁻¹⁸ 1×10 ⁻¹⁷ ,	1×10 ⁻¹⁹ 1×10 ⁻¹⁸ ,	1×10 ⁻¹⁵ , 1×10 ⁻¹⁵
Energetic distribution	Single	Single	Single
Energy level above EV (eV)	0.32	0.07	0.6
Total density Nt (cm ⁻²)	1×10 ⁹	1×10 ⁹	1×10 ¹⁰

در شکل ۳، نمودار بازده کوانتومی نشان می دهد که سلول MAPbI₃ در حدود ۴۰۰ (nm) و سلول MASnI₃ در حدود ۵۰۰ (nm) به حداکثر بازده کوانتومی خود می رسند. سلول MAPbI₃ در محدوده طول موج های کوتاه تر و سلول MASnI₃ در محدوده طول موج های بلندتر عملکرد بهتری از خود نشان می دهد، بنابراین هر کدام از این دو نوع سلول، در محدوده طول موج خاصی عملکرد بهتری از خود نشان می دهند، در این پژوهش برای بهبود عملکرد سلول خورشیدی پروسکائیتی، ترکیبی از این دو ماده استفاده شده است.



شکل ۵: نمودار جذب بر حسب طول موج

Tandem Simulated-work [7]	۱,۶۸	24.6	79.39	32.74
---------------------------------	------	------	-------	-------

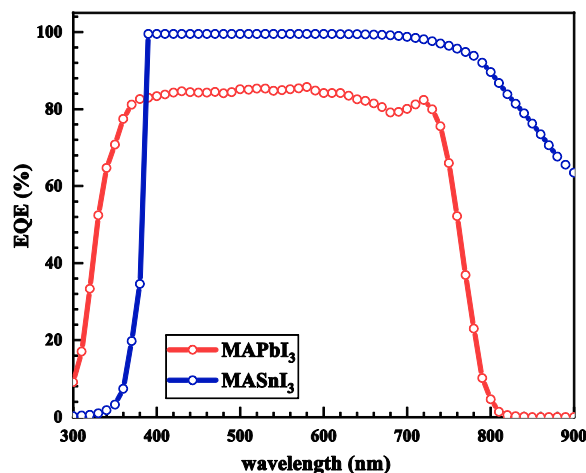
همانطور که انتظار می‌رود، سلول تندی بالاترین مقدار PCE را دارد؛ این نشان می‌دهد که ترکیب دو سلول با پاسخ طیفی متفاوت، می‌تواند به بهبود کارایی کلی سلول خورشیدی منجر شود. علاوه بر این، با مقایسه نتایج حاصل با مقاله ارائه شده در مطالعه‌ی [۷]، پتانسیل افزایش بازدهی تا ۳۲,۷۴ درصد با بهینه‌سازی لایه‌های مختلف ساختار سلول، به ویژه لایه‌های فعال، مشخص می‌شود.

نتیجه گیری

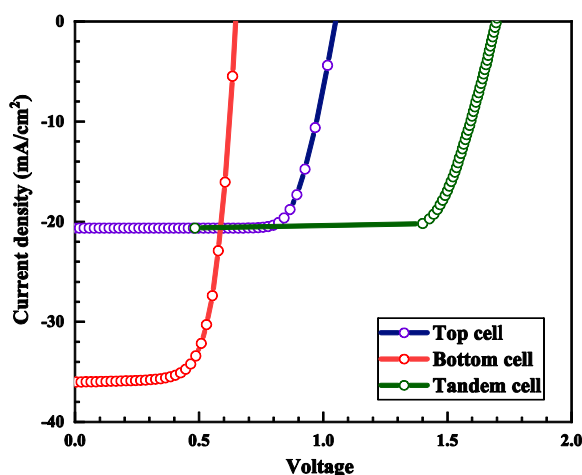
در این پژوهش، با استفاده از شبیه‌سازی عددی، عملکرد سلول‌های خورشیدی تندی پروسکایتی بررسی شد. نتایج حاکی از بهبود بازدهی سلول به میزان ۲۸,۲۷ درصد در ساختار تندی بود، این افزایش بازدهی به دلیل توانایی سلول‌های تندی در جذب گسترده تری از نور خورشید است.

مرجع‌ها

- Chen, J., Zhou, S., Jin, S., Li, H., & Zhai, T. (2016). Crystal organometal halide perovskites with promising optoelectronic applications. *Journal of Materials Chemistry C*, 4(1), 11-27.
- Jost, M., Kohnen, E., Al-Ashouri, A., Bertram, T., Tomsic, S., Magomedov, A., ... & Topic, M. (2022). Perovskite/CIGS tandem solar cells: from certified 24.2% toward 30% and beyond. *ACS energy letters*, 7(4), 1298-1307.
- Shafi, M. A., Khan, L., Ullah, S., Shafi, M. Y., Bouich, A., Ullah, H., & Mari, B. (2022). Novel compositional engineering for ~ 26% efficient CZTS-perovskite tandem solar cell. *Optik*, 253, 168568.
- Madan, J., Pandey, R., & Sharma, R. (2020). Device simulation of 17.3% efficient lead-free all-perovskite tandem solar cell. *Solar energy*, 197, 212-221.
- Patel, P. K. (2021). Device simulation of highly efficient eco-friendly CH₃NH₃SnI₃ perovskite solar cell. *Scientific reports*, 11(1), 3082.
- Taheri, S., Minbashi, M., & Hajjiah, A. (2021). Effect of defects on high efficient perovskite solar cells. *Optical Materials*, 111, 110601.
- Ahmed, S., Rahman, N., Haque, M. D., Ali, M. Y. H., & Islam, A. Z. M. T. (2024). Performance investigation of MAPbI₃/MASnI₃ based all-perovskite tandem solar cell using SCAPS simulation. *Physica Scripta*, 99(5), 055520.



شکل ۶۶: نمودار بازده کوانتومی خارجی بر حسب طول موج



شکل ۶۷: نمودار جریان-ولتاژ سلول بالایی، پایینی و سلول تندی

در جدول ۳، برای بررسی سلول خورشیدی چهار پارامتر مهم Voc (ولتاژ مدار باز)، Jsc (چگالی جریان اتصال کوتاه)، FF (فاکتور پرش) و PCE (بازده تبدیل انرژی) ارائه شده است.

جدول ۳: نتایج حاصل از شبیه‌سازی سلول خورشیدی

سلول	Voc (V)	Jsc (mA/cm ²)	FF (%)	PCE (%)
سلول بالایی	1.052	20.65	76.04	16.53
سلول پایینی	0.647	36.02	70.11	16.36
سلول تندی	1.69	20.90	79.70	28.27

بررسی تاثیر مواد انتقال دهنده الکترون بر کارایی سلول خورشیدی پروسکایت $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$

ندا نصیری، امیرحسین احمدخان کوردبچه، زینب کریمی افوسی

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

چکیده - در این مقاله تأثیر لایه‌ی انتقال دهنده‌ی الکترون در سلول‌های خورشیدی پروسکایت بررسی شده است. به این صورت که با تغییر لایه‌ی انتقال دهنده‌ی الکترون در سه مرحله، تأثیر این لایه بر بازدهی سلول خورشیدی مطالعه شده است. برای این مطالعه، از مواد تیتانیوم دی‌اکسید، روی اکسید و قلع دی‌اکسید استفاده شده است. این بررسی با استفاده از نرم‌افزار SCAPS-1D انجام شده و در آن پارامترهایی نظیر ولتاژ مدار باز، جریان اتصال کوتاه، ضریب پراشده‌ی و بازدهی مورد ارزیابی قرار گرفته‌اند. نتایج نهایی نشان داد که عملکرد دستگاه در حضور تیتانیوم دی‌اکسید در سلول خورشیدی بسیار بهتر از دو ماده‌ی دیگر بوده است.

کلیدواژه - انتقال دهنده الکترون، تیتانیوم دی اکسید، سلول خورشیدی پروسکایت

Effect of different electron transport materials on efficiency of $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ perovskite solar cells

Neda Nasiri, Amirhossein Ahmadvkhan Kordbacheh, Zeynab Karimi Afosi

Department of physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

neda_nasiri@physics.iust.ac.ir

Abstract- In this article, the effect of the electron transport layer in perovskite solar cells has been investigated. By modifying the electron transport layer in three stages, the impact of this layer on the efficiency of the solar cell has been studied. in this research, TiO_2 , ZnO , and SnO_2 were used. This analysis was conducted using the SCAPS-1D software, evaluating parameters such as open-circuit voltage, short-circuit current, fill factor, and efficiency. The final results showed that the device performance with TiO_2 in the solar cell was significantly better than with the other two materials.

Keywords: electron transport materials, perovskite solar cells, SCAPS-1D, TiO_2

مقدمه

به عنوان ماده جاذب انتخاب شده است. سه ماده‌ای که به عنوان انتقال دهنده الکترون استفاده شده به ترتیب شامل، TiO_2 ، SnO_2 و ZnO است. برای اتصال جلو و پشت، خواص الکتریکی به صورتی در نظر گرفته شده است که تابع کار به ترتیب 4.4eV و 5.1eV باشد [۴]. همچنین برای اتصال جلو خواص نوری نیز مورد بررسی قرار گرفته است که این پارامتر برای بررسی جریان اتصال کوتاه J_{sc} و بخصوص نمودار QE اهمیت فراوان دارد. بررسی خواص نوری با قرار دادن یک فیلتر نوری به حالت Transmission در اتصال جلو انجام شده است. (جدول ۱) اطلاعات پارامترهای ثابت هر سه مدل سازی و (جدول ۲) اطلاعات لایه‌های انتقال دهنده الکترون را نمایش میدهد. مقادیر سرعت باز ترکیب سطح برای الکترون و حفره به ترتیب 107 cm/s و 105 cm/s و برای اتصال پشت به ترتیب 105 cm/s و 107 cm/s در نظر گرفته شده است [۴].

تجزیه و تحلیل نتایج

در پروژه های مدل سازی سلول خورشیدی و بررسی میزان بازدهی آنها به کمک نرم افزار، می توان خواص الکتریکی و اپتیکی لایه ها را به منظور بهینه سازی دستگاه مورد بررسی قرار داد. این روش می تواند به کاهش هزینه ها و ساخت دستگاه با کیفیت تر با بیشترین بازده و پایداری منجر شود. به همین منظور در این پژوهش از بین سه ماده TiO_2 ، ZnO ، SnO_2 ، ماده ای که بیشترین بازدهی و پایداری را ایجاد کرده به عنوان لایه انتقال دهنده الکترون انتخاب گردیده.

در فصل مشترک لایه انتقال دهنده الکترون با ماده پروسکایت ناخالصی ها به صورت توزیع گوسی در نزدیکی بالای Ev تعریف شدند. همچنین چگالی نقص ها برای هر ماده نیز تعریف شدند. نتایج نشان می دهد که مقدار ولتاژ مدار باز و جریان اتصال کوتاه با تغییرات چگالی نقص، تغییرات چشم گیری نداشتند. اما $\text{capture cross section}$ برای الکترون و حفره می تواند پارامتر مهم و تاثیر گزار در بازدهی حاصل از TiO_2 باشد.

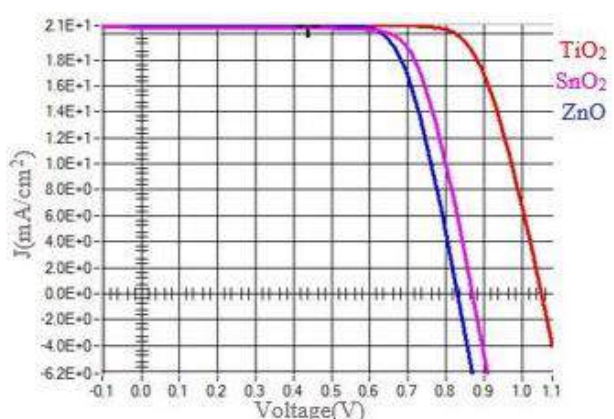
جدول ۱. اطلاعات شبیه سازی لایه ها

منابع انرژی همیشه یکی از چالش برانگیزترین مسائل روز دنیا بوده است. همین امر باعث شده تا دانشمندان دائماً به دنبال منابع جدید انرژی باشند که علاوه بر مقرون به صرفه بودن از پایداری مناسبی نیز برخوردار باشند. امروزه با توجه به افزایش نیاز جهانی به مصرف انرژی و کمبود سوخت های فسیلی، کمبود منابع انرژی بیش از پیش احساس می شود. که همین امر باعث شده تا منابع انرژی جدیدتری روانه بازار گردد [۱]. بهترین جایگزین برای سوخت های فسیلی، انرژی های تجدیدپذیر هستند. یکی از انواع انرژی های تجدیدپذیر، انرژی خورشیدی است که با سلول های خورشیدی به انرژی مورد نیاز بشر تبدیل میشود. سلول های خورشیدی با ویژگی های مختلف، طی نسل های مختلف ساخته و ارائه شدند [۲]. در این پژوهش قصد داریم به نوعی از سلول های خورشیدی نسل سوم، به نام سلول های خورشیدی پروسکایت بپردازیم. این نوع سلول ها متشکل از یک لایه جاذب هستند که غالباً در این لایه از ماده ای متیل آمونیوم سرب یدید (MAPbI_3) با فرمول شیمیایی ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$) استفاده می شود. همچنین دو طرف لایه جاذب، لایه های انتقال دهنده الکترون و انتقال دهنده حفره وجود دارد و در انتها در دو سطح آن، دو لایه الکتروود قرار می گیرد [۳]. هدف این پژوهش ساختن دستگاهی است که با بیشترین بازدهی بتواند نور خورشید را دریافت کرده و به انرژی تبدیل کند. به همین منظور در این مقاله با ثابت نگه داشتن لایه جاذب و لایه انتقال دهنده حفره، طی ۳ مرحله با تغییر لایه انتقال دهنده الکترون، تاثیر مواد مختلف در این جایگاه بررسی گردیده است.

مدل سازی

در این مقاله تمامی شبیه سازی ها توسط نرم افزار SCAPS-1D انجام شده و منحنی های بدست آمده مقایسه شده است. در این نرم افزار نمودار ساختار نواری در حالت تعادل، همراه با مشخصات باز ترکیب و حامل های بار در یک بعد بر اساس معادله ی پوآسون و با پیوسته در نظر گرفتن حفره و الکترون محاسبه و ترسیم می شوند. در این مدل سازی، مقاومت سری 4.97ohm.cm^2 ، طیف تابش نور خورشید به مقدار 1.5 G AM و با دمای 300K برای تمامی مدل سازی ها تنظیم شد. FTO به عنوان اتصال جلو و Au به عنوان اتصال پشت استفاده شده است. همچنین Spiro-OMeTAD به عنوان انتقال دهنده حفره و ماده $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$

parameters	l4[TiO ₂	l8[SnO ₂	l7[ZnO	parameters	l6[CH ₃ NH ₃ PbI ₃	l5 [Spiro-OMeTAD
Thickness (nm)	89	89	89	Thickness (nm)	295	80
Electron affinity (eV)	4	4.5	4.1	Electron affinity (eV)	3.93	2.2
Bandgap (eV)	3.2	3.6	3.2	Bandgap (eV)	1.5	2.91
Dielectric permittivity	100	9	10	Dielectric permittivity	30	3
CB effective density of states (cm ⁻³)	1×10^{21}	2.2×10^{18}	4.4×10^{18}	CB effective density of states (cm ⁻³)	2.5×10^{20}	2.5×10^{20}
VB effective density of states (cm ⁻³)	2×10^{20}	1.8×10^{19}	1×10^{18}	VB effective density of states (cm ⁻³)	2.5×10^{20}	2.5×10^{20}
Electron and hole mobility (cm ² /Vs)	0.006,0.006	100,25	150,1	Electron and hole mobility (cm ² /Vs)	50,50	0.0001,0.0001
Shallow uniform donor density ND (cm ⁻³)	5×10^{19}	10^{20}	1×10^{16}	Shallow uniform donor density ND (cm ⁻³)	0	0
Shallow uniform acceptor density NA (cm ⁻³)	0	0	0	Shallow uniform acceptor density NA (cm ⁻³)	2.14×10^{17}	3×10^{18}



شکل ۱. نمودارهای J-V

در ادامه اطلاعات کامل استخراج شده از نمودار I-V مدل سازی ها ثبت شده. پارامتر ولتاژ مدار باز نمایانگر ولتاژی است که دستگاه زمانی که جریان صفر است تولید می کند. به عبارتی این مقدار، حداکثر ولتاژی است که دستگاه می تواند در شرایط نوری مشخص، تولید کند. اهمیت این پارامتر این است که میزان تحمل سیستم در برابر ولتاژ را ارزیابی می کند. طبق اطلاعات حاصل از مدل سازی در (جدول ۳)، سلول خورشیدی مبتنی بر TiO₂ مقدار ولتاژ مدار باز بیشتری دارد. جریان اتصال کوتاه، نشان دهنده حداکثر جریانی است که سلول خورشیدی می تواند در شرایط نوری مشخص، تولید کند. طبق (جدول ۳) شاهد ظرفیت بالاتر سلول مبتنی بر TiO₂ به نسبت سلول خورشیدی های مبتنی بر ZnO و SnO₂ هستیم.

جدول ۲. اطلاعات شبیه سازی لایه انتقال دهنده الکترون

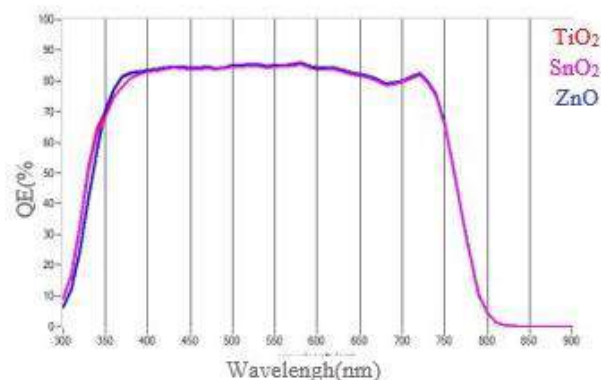
جدول ۳. نتایج شبیه سازی سلول خورشیدی

سلول خورشیدی پروسکایت بر اساس TiO_2 بالاتر از SnO_2 و ZnO است. طبق نمودار J-V (شکل ۲)، می توان گفت که دستگاه مبتنی بر TiO_2 جریان بیشتری را نشان می دهد. پس واضح است که عملکرد لایه های انتقال دهنده الکترون و حفره نقش مهمی در بهبود بازدهی سلول خورشیدی دارد. با توجه به نمودارها و اطلاعات حاصل از مدل سازی واضح است که استفاده از TiO_2 میتواند گزینه خوبی برای تولید سلول های پروسکایت باشد.

منابع

- 1- Twidell, J., Renewable energy resources. 2021: Routledge.
- 2- Roy, P., et al., A review on perovskite solar cells: Evolution of architecture, fabrication techniques, commercialization issues and status. Solar Energy, 2020. 198: p. 665-688.
- 3- Zuo, C., et al., Advances in perovskite solar cells. Advanced Science, 2016. 3(7): p. 1500324.
- 4- Taheri, S., M. Minbashi, and A. Hajjiah, Effect of defects on high efficient perovskite solar cells. Optical Materials, 2021. 111: p. 110601.
- 5- Poplavskyy, D. and J. Nelson, Nondispersive hole transport in amorphous films of methoxy-spirofluorene-arylamine organic compound. Journal of Applied Physics, 2003. 93(1): p. 341-346.
- 6- Stoumpos, C.C., C.D. Malliakas, and M.G. Kanatzidis, Semiconducting tin and lead iodide perovskites with organic cations: phase transitions, high mobilities, and near-infrared photoluminescent properties. Inorganic chemistry, 2013. 52(15): p. 9019-9038.
- 7- Raoui, Y., et al., Performance analysis of MAPbI₃ based perovskite solar cells employing diverse charge selective contacts: Simulation study. Solar Energy, 2019. 193: p. 948-955.
- 8- Izadi, F., et al., Effect of interface defects on high efficient perovskite solar cells. Optik, 2021. 227: p. 166061.

ETL	Voc(V)	Jsc(mA/cm ²)	FF(%)	Eta(%)
TiO ₂	1.0513	20.653	76.22	16.55
ZnO	0.8724	20.517	74.32	13.30
SnO ₂	0.8324	20.639	74.09	12.73



شکل ۲. نمودارهای QE

نمودار QE نمایانگر جریان نوری محاسبه شده (یعنی جریانی که به وسیله نور از دستگاه خارج می شود) بر طیف فرودی سلول است. به عبارتی دیگر منحنی QE نشان می دهد چه مقدار طیف فرودی به جریان تبدیل می شود.

نتیجه گیری

حامل های بار پس از تولید در لایه پروسکایت، وارد لایه انتقال دهنده الکترون و لایه انتقال دهنده حفره می شوند. به این روش می توانند جمع آوری و به اتصال های جلو و پشت منتقل شوند. نقش لایه انتقال دهنده الکترون، تسهیل انتشار این الکترون ها است. بر اساس اطلاعات به دست آمده، می توان مشاهده کرد که برای ضخامت های یکسان از لایه انتقال دهنده الکترون، بازدهی

سوئیچ تمام نوری پلاسمونیکی مبتنی بر مشدد حلقوی غیر خطی کر

محمد حسن نژاد قدیم^۱، فریبا لطفی^۱، مصطفی صحرایی^۱ و رضا خردمند^۱

^۱ گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، ایران

چکیده – سوئیچ تمام نوری مبتنی بر پلاسمون پلاریتون‌های سطحی که شامل ماده غیر خطی کر است ارائه می‌شود. ساختار سوئیچ تمام نوری ارائه شده در این مقاله، مبتنی بر خاصیت ذاتی پلاسمون پلاریتون‌های سطحی می‌باشد که قادر به محدود کردن انرژی امواج الکترو مغناطیسی در ابعاد زیر طول موجی است. در این سوئیچ ما از دو پرتو سیگنال و کنترل استفاده می‌کنیم، که با اعمال پرتو سیگنال حالت روشن اتفاق می‌افتد و با اعمال پرتو کنترلی ما حالت خروجی را از روشن به خاموش تبدیل می‌کنیم. ساختار مورد مطالعه قابلیت سوئیچ زنی در چند فرکانس و با شدت کنترلی پایین است. نتایج شبیه سازی با استفاده از روش حل عددی المان محدود برای ساختار سوئیچ تمام نوری پلاسمونیکی بدست می‌آید.

کلیدواژه: اثر غیر خطی کر، پلاسمون پلاریتون‌های سطحی، حد پراش، سوئیچ تمام نوری، مشدد حلقوی

All-optical switching based on nonlinear plasmonic ring resonator

Mohammad Hasannejad Ghadim¹, Fariba Lotfi¹, Mostafa Sahrai¹ and Reza Kheradmand¹

Optics and Laser Department, Faculty of Physics, University of Tabriz, Iran

m.hasannejad@tabrizu.ac.ir, f.lotfi@tabrizu.ac.ir, sahrai@tabrizu.ac.ir, r_kheradmand@tabrizu.ac.ir

Abstract- All-optical switching based on surface plasmon polaritons that incorporates Kerr nonlinear material is presented. The proposed all-optical switch structure in this article is based on the intrinsic property of surface plasmon polaritons, which are capable of confining the energy of electromagnetic waves to sub-wavelength dimensions. In this switch, we use two beams: signal and control. The "on" state occurs with the application of the signal beam, and by applying the control beam, we switch the output from the "on" to the "off" state. The studied structure has the capability of switching at multiple frequencies with low control intensity. The simulation results are obtained using the finite element method for the plasmonic all-optical switch structure.

Keywords: All-Optical Switching, Diffraction Limit, Kerr-Nonlinear Effect, Ring Resonator, Surface-Plasmon Polariton

مقدمه

مواد و روش‌ها

ساختار سوئیچ تمام نوری طراحی شده در این مقاله شامل دو موجبر مستقیم از جنس دی‌الکتریک که بر روی یک پس زمینه فلزی است به یک مشدد حلقوی که شامل ماده غیر خطی کر است کوپل می‌شود. ماده دی‌الکتریک استفاده شده در هسته موجبر، هوا است. در پوسته موجبر از فلز نقره استفاده می‌شود. فلزات دارای گذردهی الکتریکی منفی $\epsilon < 0$ و تراوایی مغناطیسی مثبت $\mu > 0$ در یک محدودی فرکانسی می‌باشند. ماده کر در ساختار سوئیچ تمام نوری، Ag-BaO است [11].

در اپتیک غیر خطی اگر ضریب شکست به شدت نور تابشی وابسته باشد، به عبارتی با تغییر شدت نور تابشی ضریب شکست محیط تغییر کند به این پدیده "اثر غیر خطی کر" گفته می‌شود. حلقه مرکزی ساختار دارای پذیرفتاری الکتریکی وابسته به میدان الکتریکی است.

$$\epsilon = \epsilon_0 + \chi^3 |E|^2 \quad (1)$$

مقدار $\chi^3 = 4.8 \times 10^{-10}$ پذیرفتاری نوری از مرتبه سوم بوده و $\epsilon_0 = 2$ گذردهی خطی است [2]. مدل درود-لورنتس برای توصیف گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی استفاده می‌شود. طبق معادله (۲)، F توان نوسانی، Γ ثابت میرایی و ω_0 فرکانس تشدید که بصورت زیر تعریف می‌شود [12]:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{F_e \omega_e^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\Gamma_e \omega} \quad (2)$$

در معادله بالا ω_e فرکانس پلازما بوده و از طریق معادله (۳) محاسبه می‌شود.

$$\omega_e = \omega_p = \sqrt{\frac{N_e q_e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (3)$$

در معادله فوق m_e و q_e به ترتیب جرم و بار الکترون و N_e چگالی عددی الکترون می‌باشد.

هنگامی که پرتو سیگنال به موجبر بالایی اعمال می‌شود، امواج الکترومغناطیسی در فصل مشترک فلز-دی‌الکتریک با الکترون-های نوسان کننده در مرز مشترک جفت شده و SPPs تشکیل و در طول موجبر منتشر می‌شوند.

به منظور حل معادلات پاشندگی، از شبیه سازی سوئیچ تمام نوری به روش المان محدود (FEM) بهره می‌گیریم. در این روش

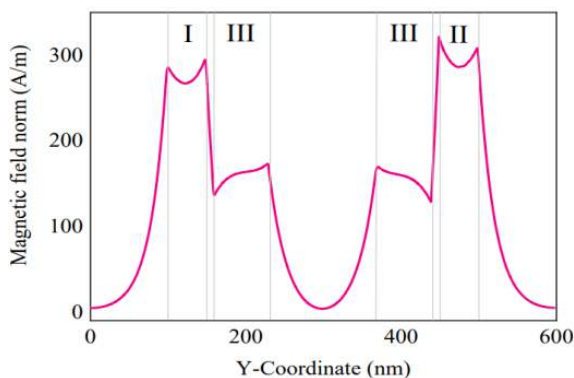
مولفه‌های فوتونیک زیر طول موجی هر چند از نظر پهنای باند عملیاتی نسبت به همتایان مولفه‌های الکترونیکشان برتری دارند، اما حد پراش مشکل اصلی این تجهیزات نوری است [۱]. به منظور غلبه بر حد پراش سراغ مرز مشترک رساناها با دی-الکتریک می‌رویم. این رساناها می‌توانند شامل فلزات، فراماده، گرافن و غیره باشند [2]. موجبرهای الکترومغناطیسی، تجهیزات اپتیکی هستند که برای انتقال امواج الکترومغناطیسی از یک نقطه به نقطه دیگر مورد استفاده قرار می‌گیرند. این موجبرها شامل پوسته و هسته در ابعاد و شکل‌های متفاوت هستند. نوع مواد استفاده شده در چنین موجبرهایی، بر روی انتشار امواج الکترومغناطیسی و همچنین رفتار و شکل مدهای انتشاری موجبر موثر است. تا به امروز مواد مختلفی از جمله فلزات و دی‌الکتریک‌ها در ساخت این موجبرها استفاده شده است [3,4].

از جمله ساختارهای پیشرفته و ارزشمند که امروزه مورد توجه محققان قرار گرفته، موجبرهای پلاسمونیک در ابعاد زیر طول موجی است. این موجبرها امکان انتشار پلاسمون پلاریتون‌های سطحی در مرز مشترک فلز-دی‌الکتریک را فراهم می‌کنند [5,6]. برای توصیف خواص نوری فلزات در ساختارهای پلاسمونیک از مدل درود-لورنتس استفاده می‌شود [7]. از موجبرهای پلاسمونیک به منظور طراحی سوئیچ‌ها و حسگرهای تمام نوری در مقیاس زیر طول موجی، جهت غلبه بر حد پراش استفاده می‌شود. در این مقاله از یک موجبر فلز-دی‌الکتریک-فلز که شامل یک حلقه از جنس ماده غیر خطی کر می‌باشد، استفاده شده است. علت استفاده از فلز در ساختار این موجبرها، طول زیاد انتشار امواج الکترومغناطیسی در ساختار موجبر می‌باشد. با این حال استفاده از فلزات در ساختار موجبرها، دارای تلفات زیادی می‌باشند [8,9]. تغییرات ضریب شکست مواد دی‌الکتریک تاثیر زیادی بر خواص رزونانسی مدهای پلاسمونیک دارد. با تابش پرتو پمپ (نور کنترلی) ضریب شکست مواد دی‌الکتریک تغییر می‌کند. این تغییرات ضریب شکست باعث می‌شود طول موج‌های رزونانس مدهای پلاسمونیک تغییر کند و به این علت امکان ساخت تجهیزات سوئیچ‌زنی تمام نوری را ممکن می‌سازد. نانو ساختارهای پلاسمونیک می‌توانند امکان تولید مدهای تشدید پلاسمونیک را فراهم کنند [10].

همانطور که در شکل (2-a) نشان داده می شود با اعمال پرتو سیگنال حالت روشن در خروجی مشاهده می شود. به منظور کنترل خروجی موجبر و سوئیچ از حالت روشن به خاموش، پرتو کنترلی از موجبر پایین اعمال می شود.

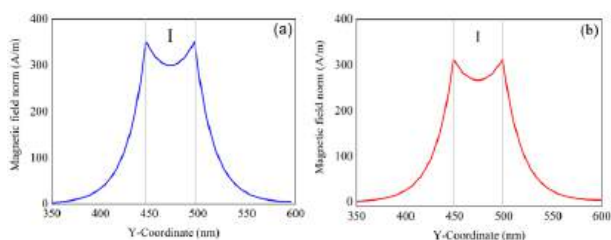
با توجه به شکل (2-b) علاوه بر پرتو سیگنال که از ورودی بالا اعمال می شود، پرتو کنترلی از ورودی موجبر پایین اعمال می شود و اثر غیر خطی که خود را نشان می دهد و منجر به این می شود که حالت روشن به خاموش تبدیل شود.

می توان با استفاده از موجبر کنترل، انتشار امواج SPPs را در موجبر سیگنال کنترل کرد. با اعمال پرتو کنترل، ماده غیر خطی که موجود در رینگ مرکزی و همچنین انتشار امواج SPPs در موجبر بالایی تحت تاثیر قرار گرفته و تداخل ویرانگر عامل تبدیل حالت روشن به حالت خاموش می باشد.



شکل (۳) پروفایل SPPs با تاثیر پرتو کنترلی بر روی ماده غیر خطی کر.

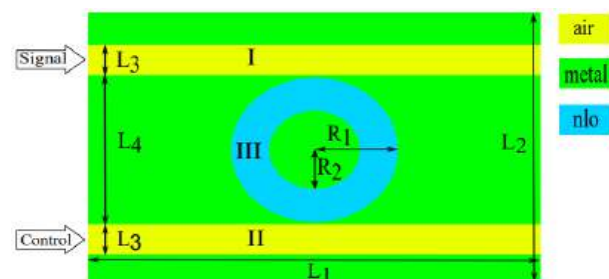
شکل (۳) نشاندهنده پروفایل عمق نفوذ موج پلاسما پولاریتون های سطحی و تاثیر گذاری ماده غیر خطی که را نشان می دهد. همچنین در شکل (۴) و شکل (۵) عمق نفوذ امواج پلاسما پولاریتون های سطحی نشان داده شده است که به صورت نمایی کاهش پیدا می کنند.



شکل (۴) پروفایل SSPs در حالت سوئیچ ON، نمودار (a) پروفایل پرتو ورودی، نمودار (b) پروفایل پرتو خروجی زمانی که پرتو سیگنال از ناحیه I اعمال می شود.

ساختار موجبر نوری به عناصر مجزا و کوچکتر تقسیم می شود تا بتوان با تحلیل این اجزاء نتایج دقیقی بدست آورد. در این مقاله برای شبیه سازی از نرم افزار کامسول استفاده شده است. حل معادلات دیفرانسیل با مشتقات جزئی (PDE) اساس کار این نرم افزار در بررسی سیستم های فیزیکی و اپتیکی است.

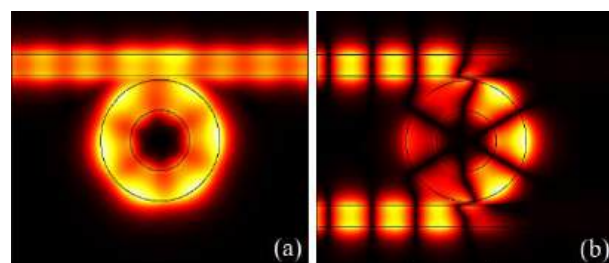
ساختار ارائه شده برای سوئیچ تمام نوری مطابق شکل (۱) است.



شکل (۱) ساختار سوئیچ تمام نوری پلاسما نوری. ناحیه سبز شامل فلز نقره و ناحیه دی الکتریک هوا و بخش آبی مربوط به ماده غیر خطی کر می باشد. پارامترهای هندسی ساختار $L_1=700\text{nm}$ ، $L_2=600\text{nm}$ ، $L_3=50\text{nm}$ و $L_4=300\text{nm}$ فاصله بین دو موجبر، $R_1=140\text{nm}$ و $R_2=70\text{nm}$ شعاع رینگ داخلی ساختار است.

همانطور که در شکل (۱) نشان داده شده، در این ساختار $L_1=700\text{nm}$ و $L_2=600\text{nm}$ به ترتیب طول و عرض ساختار، $L_3=50\text{nm}$ عرض موجبرهای مستقیم، $L_4=300\text{nm}$ فاصله بین دو موجبر و $R_1=140\text{nm}$ و $R_2=70\text{nm}$ اندازه شعاع خارجی و داخلی رینگ ساختار در نظر گرفته شده است.

در ساختار سوئیچ ما توان پرتو کنترل کمتر از توان پرتو سیگنال می باشد. برای این ساختار شدت پرتو سیگنال $E_1 = 50\text{V/m}$ و شدت پرتو کنترل $E_2 = 10\text{V/m}$ در نظر گرفته شده است.



شکل (۲) پروفایل میدان الکتریکی برای مدهای SPPs نوع TM، شکل (a) حالت ON و شکل (b) حالت OFF سوئیچ تمام نوری را در فرکانس $\omega_p = 0.036\omega$ نشان می دهد.

metamaterial/metal waveguides with local nonlinearity. J. Nanotechnol., 31(1), 015201.

3- Alam, M. Z., Meier, J., Aitchison, J. S., & Mojahedi, M. (2010). Propagation characteristics of hybrid modes supported by metal-low-high index waveguides and bends. Opt. Express, 18(12), 12971-12979.

4- Lavoie, B. R., Leung, P. M., & Sanders, B. C. (2012). Low-loss surface modes and lossy hybrid modes in metamaterial waveguides Fundam. Appl. - Fundamentals and Applications, 10(4), 602-614.

5- Jackson, J. D. (2021). Classical electrodynamics. John Wiley & Sons.

6- Chai, Z., Hu, X., Wang, F., Niu, X., Xie, J., & Gong, Q. (2017). Ultrafast all-optical switching. Adv. Opt. Mater., 5(7), 1600665.

7- Sang-Nourpour, N., Lavoie, B. R., Kheradmand, R., Rezaei, M., & Sanders, B. C. (2015). Electromagnetic-magnetoelectric duality for waveguides. arXiv preprint arXiv:1510.06458.

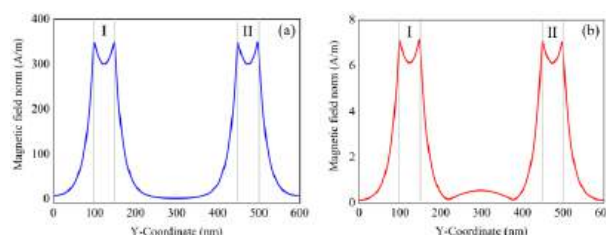
8- Han, Z., Liu, L., & Forsberg, E. (2006). Ultra-compact directional couplers and Mach-Zehnder interferometers employing surface plasmon polaritons. Opt. Commun., 259(2), 690-695.

9- D'Aguzzo, G., Mattiucci, N., Scalora, M., & Bloemer, M. J. (2005). TE and TM guided modes in an air waveguide with negative-index-material cladding, Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys. 71(4), 046603.

10- Bozhevolnyi, S. I. (2008, October). Plasmonic nano-guides and circuits. In Plasmonics and Metamaterials (p. MWD3). Optica Publishing Group.

11- Zhang, Q. F., Liu, W. M., Xue, Z. Q., Wu, J. L., Wang, S. F., Wang, D. L., & Gong, Q. H. (2003). Ultrafast optical Kerr effect of Ag-BaO composite thin films. Applied physics letters, 82(6), 958-960.

12- Robert Boyd, "Nonlinear Optics", Elsevier, 2020.



شکل ۵) پروفایل SPPs در حالت سوئیچ OFF، نمودار (a) پروفایل پرتو ورودی و نمودار (b) پروفایل پرتو خروجی در ناحیه I و II.

سوئیچ تمام نوری مورد بررسی در این مطالعه، مبتنی بر مشدود حلقوی که شامل ماده غیر خطی کر است. با اعمال پرتو کنترلی، ضریب شکست در محیط غیر خطی تغییر می کند و حالت روشن به خاموش تبدیل می شود. در این مقاله هدف کنترل نور با نور است که با اعمال پرتو کنترلی این هدف محقق شد.

نتیجه گیری

در این مقاله یک سوئیچ پلاسمونیک تمام نوری مبتنی بر مشدود حلقوی غیر خطی ارائه شد. با اعمال پرتو سیگنال حالت روشن اتفاق می افتد. به منظور سوئیچ زنی از حالت روشن به خاموش پرتو کنترلی اعمال می شود. پرتو کنترلی روی ضریب شکست ماده غیر خطی اثر می گذارد و حالت روشن به خاموش حاصل می شود. سوئیچ تمام نوری طراحی شده در این مقاله، یک سوئیچ مولتی فرکانسی با میدان کنترلی توان مصرفی پایین است.

مرجع ها

- 1- Barnes, W. L., Dereux, A., & Ebbesen, T. W. (2003). Surface plasmon subwavelength optics. Nature, 424(6950), 824-830.
- 2- Lotfi, F., Sang-Nourpour, N., & Kheradmand, R. (2019). Plasmonic all-optical switching based on

شبیه سازی توزیع دمای ناشی از تابش لیزر در شبکه چشم انسان با در نظر گرفتن پرفیوژن خون و جریان سیال

محبوبه حیاتی^۱، غلامرضا هنرآسا^۱

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، کد پستی ۷۱۵۵۳۱۳

چکیده - در این مقاله، انتقال حرارت پایا با اثر پرفیوژن خون در بافت های مختلف چشم انسان و اثر گرمایی ناشی از لیزر در قسمت خلفی چشم به منظور درمان مشکلات شبکه، با استفاده از نرم افزار کامسول شبیه سازی شد. اثر همرفت طبیعی در بافت زجاجیه چشم برای دو طول موج رایج مورد مقایسه قرار گرفت. نتایج نشان می دهد که در عین حال که همرفت به عنوان یک مکانیسم خنک کننده طبیعی عمل کرده و نقش مهمی در تعدیل دما دارد، در جراحی های با مدت زمان پالس از مرتبه چندین ثانیه باید حتماً در نظر گرفته شود.

کلیدواژه- اثر فوتوگرمایی، پرفیوژن خون، جریان سیال، دما، لیزر درمانی شبکه

Temperature distribution simulation in the human eye retina by laser irradiation, considering blood perfusion and fluid flow

Mahboobeh Hayati¹, Gholamreza Honarasa¹

¹Physics Department, Shiraz University of Technology, P.O. Box 71555313, Shiraz

mahboobeh.hayati@yahoo.com, Honarasa@sutech.ac.ir

Abstract- In this article, the steady state heat transfer with the effect of blood perfusion in different eye tissues and the thermal effect of laser in the posterior part of the eye for the purpose of treating retinal problems, was simulated using the COMSOL software. The natural convection in the vitreous body of the eye was compared for two common wavelengths. The results show that while convection acts as a natural cooling mechanism and plays an important role in temperature regulation, it must be considered in surgeries with pulse duration of several seconds.

Keywords: Blood Perfusion, Fluid Flow, Photo-thermal Effect, Retinal Laser Therapy, Temperature

مقدمه

است؛ ذراتی که از میان دیگر مواد، نور را به شدت جذب می کنند [۲].

به منظور در نظر گرفتن تأثیر پرفیوژن خون در داخل چشم، از مدل انتقال حرارت زیستی پنس، برای بافت های زیستی استفاده می شود که به صورت معادله (۱) تعریف می شود [۱، ۳]:

$$\rho_i c_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \nabla \cdot (k_i \nabla T_i) + \rho_{bl,i} \omega_{bl,i} c_{bl,i} (T_{bl,i} - T_i) + Q_{m,i} + Q_{l,i} \quad (1)$$

در معادله (۱)، اندیس i ، مربوط به بافت های مختلف چشم است و ρ چگالی بافت، c ظرفیت گرمایی ویژه بافت، t زمان، T دمای بافت و k رسانندگی گرمایی بافت، ρ_{bl} چگالی خون، ω_{bl} پرفیوژن خون، c_{bl} ظرفیت گرمایی ویژه خون و T_{bl} دمای خون است. Q_m جمله مربوط به تولید گرمای متابولیکی در بافت است. سرانجام، Q_l منبع یا چاه گرمایی خارجی (مانند لیزر) است. لیزر طبق قانون بوگر-بیر-لامبرت اصلاح شده، به صورت معادله (۲) برای بافت های مختلف تعریف می شود. این معادله نشان می دهد که با افزایش عمق در بافت ها، شدت گرما به صورت نمایی کاهش می یابد [۴].

$$Q_{l,i} = \mu_{a,i}(\lambda) I_{TEM00} \exp[-(\mu_{a,i} + (1 - g_i) \mu_{s,i})z] \quad (2)$$

در معادله (۲)، I_{TEM00} پروفایل عرضی شدت پرتو گاوسی لیزر و μ_a ، μ_s و g به ترتیب ضرایب جذب، پراکندگی ناهمسانگردی هر یک از بافت ها هستند.

از طرفی، زجاجیه بخش اعظم چشم را در بر می گیرد که ماده ای ژله مانند، نازک و شفاف است و از نظر اپتیکی، ۹۹/۹ درصد شبیه آب است. معادلات حاکم بر زجاجیه، معادله پیوستگی، معادلات ناویر-استوکس و انرژی است که به ترتیب مطابق معادلات (۳) تا (۷) تعریف می شوند [۳]:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad (4)$$

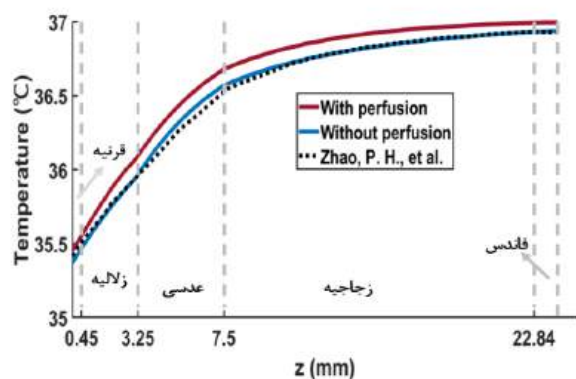
$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 v - g_y \beta \rho (T - T_\infty) \quad (5)$$

از اثرات فوتوگرمایی لیزر روی بافت های زیستی در چشم پزشکی برای درمان انواع بیماری های شبکه می توان استفاده کرد. مقالات متعددی اثر فوتوگرمایی لیزر در چشم انسان را با استفاده از مدلها و ویژگی های گرمایی مختلف بررسی کرده اند؛ اما در آنها یا بافت های مهمی مانند شبکه و مشیمیه در نظر گرفته نشده است، یا اثر پرفیوژن خون و یا لایه اپیتلیوم رنگدانه ای شبکه (Retinal Pigment Epithelium یا RPE) و ذرات ملانین موجود در آن که نقشی حیاتی در بینایی انسان ایفا می کنند، لحاظ نشده است؛ یعنی کل شبکه به صورت بافتی واحد و همگن در نظر گرفته شده است. همچنین در موارد زیادی از پراکندگی و ناهمسانگردی بافت ها و یا از اثر همرفت طبیعی مایع درون چشم نیز چشم پوشی شده است [۱].

در این مقاله، سعی شده است که تمام موارد ذکر شده، جهت درمان مشکلات شبکه لحاظ شود و بعد از شبیه سازی سه بعدی کره چشم با نرم افزار کامسول، در حالت پایا (مستقل از زمان) و بدون تابش لیزر، توزیع دمای ناشی از تابش لیزر، با اثر پرفیوژن خون در تمام بافت های عروقی و با اثر سیال موجود در زجاجیه، شبیه سازی شده است.

مبانی نظری

چشم یک سیستم اپتیکی بسیار پیچیده و عضوی نسبتاً کوچک در بدن انسان است. این ارگان، در امتداد محوری که از مردمک می گذرد، حدود ۲۴ میلی متر طول دارد و نسبت به این محور متقارن است و قطر عمودی آن حدود ۲۳ میلی متر است. کره چشم به دو بخش جلو و عقب (قدامی و خلفی) تقسیم می شود. بخش قدامی چشم شامل قرنیه، زلالیه، بافت مژگانی، عنبیه، عدسی و بخش کوچکی از زجاجیه است؛ در حالی که بخش خلفی که تقریباً کروی است، قسمت دیگر زجاجیه، شبکه، مشیمیه و صلبیه را در بر می گیرد و به چهار لایه آخر در این بخش، فاندس می گویند. شبکه از ده لایه سلولی مجزا تشکیل شده است. نه لایه داخلی، شبکه عصبی نامیده می شود و لایه بیرونی که رنگدانه دارترین لایه در شبکه است، RPE شناخته می شود. شبکه عصبی و مشیمیه دارای مقادیر زیادی رگ های خونی است، در حالی که RPE شامل مقادیر زیادی ذرات ملانین



شکل ۲: توزیع دما در کره چشم در امتداد محور z، در حالت پایا، بدون لیزر، با و بدون اثر پرفیوژن خون و اعتبارسنجی با [۱].

در شکل ۲، می‌توان دید که وقتی اثر پرفیوژن خون لحاظ می‌شود، دما در قسمت خلفی چشم، دقیقاً به ۳۷ درجه سانتیگراد که به دمای نرمال بدن معروف است، می‌رسد.

بنابراین در مرحله بعد، با در نظر گرفتن اثر پرفیوژن خون و با توجه به کروی بودن بخش خلفی چشم و جذب کم نور لیزر در بخش قدامی چشم، به منظور مشاهده اثر همرفت طبیعی در زجاجیه، هندسه ساده‌ای، به صورت یک استوانه ساده برای بخش خلفی چشم در نظر گرفته شده است. ذرات ملانین در RPE به صورت کره‌هایی همگن و رگ‌های خون در شبکه عصبی و مشیمیه، به صورت استوانه‌های همگن در نظر گرفته شده‌اند. دو طول موج پرکاربرد ۵۳۲ و ۸۱۰ نانومتر در جراحی‌های لیزری شبکه، با شعاع پرتو ۵۰۰ میکرومتر، برای پرتو لیزر که در امتداد محور z حرکت می‌کند، انتخاب شده است. با توجه به شکل ۲، دمای ۳۷ درجه سانتیگراد را به عنوان دمای اولیه زجاجیه در نظر می‌گیریم.

شکل ۳، توزیع دما در حجم و سطح مقطع مدل را برای طول موج ۵۳۲ nm، انرژی پالس ۳ J.cm⁻² و زمان پالس ۱۰۰ μs، با و بدون اثر همرفت زجاجیه نشان می‌دهد [۳].

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla^2 w \quad (6)$$

$$\rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q_1 \quad (7)$$

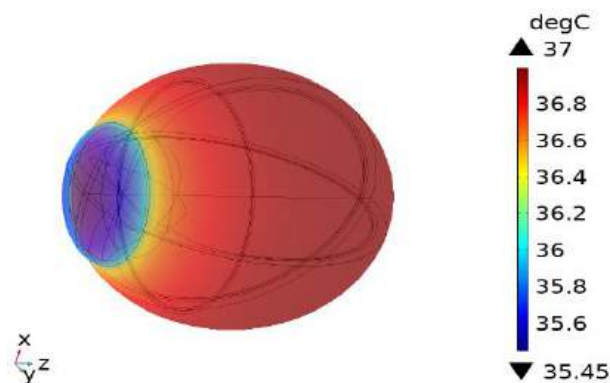
در معادلات (۳) تا (۷)، ρ و μ چگالی و ویسکوزیته زجاجیه،

u ، v و w به ترتیب سرعت زجاجیه در جهت x ، y و z است.

p فشار، g_y شتاب گرانش در جهت y ، β ضریب انبساط حجمی و T_∞ دمای اولیه زجاجیه است.

روش شبیه‌سازی و بحث

کره چشم متشکل از لایه‌های قرنیه، زلالیه، عنبیه، عدسی، زجاجیه، شبکه عصبی، RPE، مشیمیه و صلبیه، به صورت ساختارهای جامد و همگن و بدون وجود جریان سیال، با اعمال شرایط مرزی روی قرنیه و صلبیه، با استفاده از نرم‌افزار کامسول شبیه‌سازی شده است. با در نظر گرفتن پرفیوژن خون برای عنبیه، شبکه عصبی، مشیمیه و صلبیه، معادله (۱) برای حالت پایا و بدون لیزر، حل می‌شود. شکل ۱، توزیع دما را در این حالت نشان می‌دهد.



شکل ۱: توزیع دمای سه بعدی در کره چشم، در حالت پایا، بدون لیزر و با اثر پرفیوژن خون.

مقایسه‌ای بین توزیع دما در امتداد محور z (محوری که از مردمک می‌گذرد)، با و بدون اثر پرفیوژن خون و همچنین اعتبارسنجی با [۱] صورت گرفته است که در شکل ۲ نشان داده شده است.

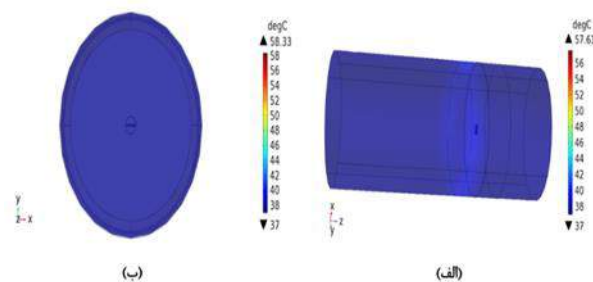
۱۰/۶۴ درجه با هم اخلاف دارند و همانطور که انتظار می‌رود این قله در لایه RPE، به دلیل جذب بالای ملانین اتفاق افتاده است. به نظر می‌رسد که در این حالت همرفت طبیعی در زجاجیه باعث افزایش پراکندگی گرما می‌شود و در نتیجه دمای پایین‌تری انتظار می‌رود و با افزایش مدت زمان پالس، اثر همرفت بزرگتر می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، توزیع دما در چشم انسان ناشی از تابش لیزر تحت تأثیر پرفیوژن خون و همرفت طبیعی در مایع زجاجیه شبیه‌سازی شده است. همرفت طبیعی در مایع زجاجیه نقش مهمی در تعدیل دما، به ویژه در جراحی‌های با مدت زمان پالس طولانی، دارد. این مطالعه می‌تواند برای بهبود دقت درمان لیزری برای مشکلات شبکیه و بهینه‌سازی پارامترهای درمان برای نتایج بهتر استفاده شوند.

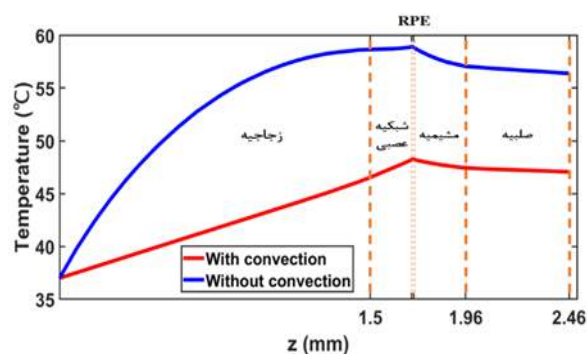
مرجع‌ها

- [1] P. H. Zhao and L. Yao, "A coupled BioHeat transfer model for customized whole-eye modeling in retinal laser surgery.", International Journal of Thermal Sciences, Vol. 183, p. 107897, 2023.
- [2] A. Narasimhan and K. K. Jha, "Bio-heat transfer simulation of square and circular array of retinal laser irradiation." Frontiers in Heat and Mass Transfer (FHMT), Vol. 2, No. 3, 2011.
- [3] D. Li and Y. Zheng, "Quantitative investigation on the effects of eyeball geometry, blood perfusion and natural convection in retinal laser surgery." International Journal of Thermal Sciences, Vol. 203, p. 109132, 2024.
- [4] R. Singh and M. Balasubramanian, "A novel nanoparticle mediated selective inner retinal photocoagulation for diseases of the inner retina.", IEEE transactions on nanobioscience, Vol. 16, No. 7, pp. 542-554, 2017.



شکل ۳: توزیع دمای ناشی از تابش لیزر با طول موج ۵۳۲ nm (الف) حجم مدل با اثر همرفت، (ب) سطح مقطع بدون اثر همرفت.

شکل ۴، توزیع دما در امتداد محور z را برای طول موج ۸۱۰ nm، توان لیزر 13 W.cm^{-2} و زمان پالس ۶۰ s، با و بدون اثر همرفت در زجاجیه را نشان می‌دهد [۳].



شکل ۴: توزیع دمای ناشی از تابش لیزر با طول موج ۸۱۰ nm با و بدون اثر همرفت.

در شکل ۳، قله دما با و بدون جریان همرفت به ترتیب ۵۷/۶۱ و ۵۸/۳۳ درجه سانتیگراد است که با هم اختلاف کمی دارند. به نظر می‌رسد که وقتی زمان پالس کوتاه است، همرفت طبیعی نقش کمی دارد؛ اما در شکل ۴، وقتی از زمان پالس ۶۰ ثانیه استفاده می‌شود، وضعیت کاملاً متفاوت است. قله دما با و بدون جریان همرفت به ترتیب ۴۸/۲۶ و ۵۸/۹ درجه سانتیگراد است که

بررسی وابستگی ضریب جفت‌شدگی جفت‌کننده جهت‌دار 2×2 به پارامترهای فیبر نوری

فرخنده زمانی نژاد، ساراسادات غفاری اسکوئی و فاطمه شهشهانی

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهراء، تهران، ایران

چکیده - در این مقاله، وابستگی ضریب جفت‌شدگی جفت‌کننده جهت‌دار 2×2 به پارامترهای مختلف فیبر نوری بطور نظری مورد ارزیابی قرار گرفته است. محاسبه نشان می‌دهد که مقدار جفت‌شدگی مد با افزایش شعاع مغزی در فیبر اول کاهش و در فیبر دوم افزایش می‌یابد. افزایش فاصله بین فیبرها نیز، سبب کاهش ضریب جفت‌شدگی برای هر دو مد LP01 و LP11 می‌شود.

کلیدواژه: جفت‌کننده جهت‌دار، ضریب جفت‌شدگی، فیبر نوری، معادلات مد جفت شده.

Investigation of the Dependence of Coupling Coefficient of 2×2 Directional Couplers on the Optical Fiber Parameters

Farkhonde Zamaninejad, SaraSadat Ghaffari-Oskooei, and Fatemeh Shahshahani

zamani1374f@gmail.com, s.ghaffari@alzahra.ac.ir, f_shahshahani@alzahra.ac.ir

Abstract- In this paper the dependence of the coupling coefficient of 2×2 directional couplers on the optical fiber parameters has been evaluated theoretically. The calculation shows that the amount of mode coupling decreases with increasing the core radius of the first fiber and increases for the second fiber. Increasing the distance between fibers decreases the coupling coefficient for both LP01 and LP11 modes.

Keyword: directional coupler, coupling coefficient, optical fiber, coupled mode equations.

مقدمه

که در آن A_1 و A_2 به ترتیب دامنه میدان‌های موج منتشره در راستای محور z در فیبر اول و دوم و a برابر است با:

$$\delta_a = \frac{1}{2}(\beta_{01} - \beta_{02}) \quad (3)$$

پارامترهای $\square_{01}$ و $\square_{02}$ به ترتیب ثابت انتشار مدهای منتشره در هر یک از فیبرها و $\square_{12}$ و $\square_{21}$ به ترتیب ضرایب جفت‌شدگی مد به فیبر اول و دوم است و با رابطه‌های زیر تعریف می‌شوند:

$$\kappa_{12} = \frac{k_0^2}{2\beta} \iint_{-\infty}^{\infty} (n^2 - n_2^2) F_1^*(x, y) F_2(x, y) dx dy \quad (4)$$

$$\kappa_{21} = \frac{k_0^2}{2\beta} \iint_{-\infty}^{\infty} (n^2 - n_1^2) F_2^*(x, y) F_1(x, y) dx dy \quad (5)$$

که در آن $F_1(x, y)$ و $F_2(x, y)$ بترتیب توزیع عرضی میدان نوری مد فیبر ۱ و فیبر ۲ به تنهایی را بیان می‌کنند که از معادله موج غیروابسته به زمان بدست می‌آیند [۷]. در رابطه‌های (۴) و (۵)، n_1 و n_2 به ترتیب ضرایب شکست مغزی فیبر اول و دوم، کمیت n ضریب شکست ساختار جفت‌کننده در هر نقطه است و به x و y بستگی دارد. پارامتر k_0 ثابت انتشار موج در فضای آزاد و β میانگین ثابت انتشار $\square_{01}$ و $\square_{02}$ است. مقادیر ثابت انتشار $\square_{01}$ و $\square_{02}$ برای هر مد از حل عددی معادله ویژه مقداری حاصل از شرایط پیوستگی بدست می‌آید [۷]. ضرایب جفت‌شدگی $\square_{12}$ و $\square_{21}$ به مشخصات فیبرها از جمله شعاع مغزی، فاصله بین محور دو فیبر (d) و روزنه عددی ۲ فیبر که با رابطه زیر تعریف می‌شود، بستگی دارد:

$$NA = (n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{1/2} \quad (6)$$

که در آن n_{co} و n_{cl} بترتیب ضرایب شکست مغزی و غلاف است.

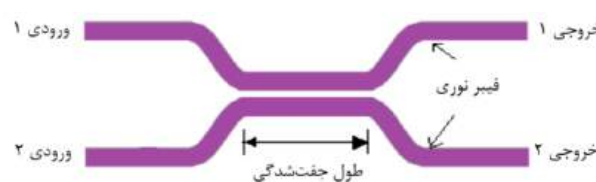
بررسی نتایج حاصل از شبیه‌سازی

به منظور بررسی ضرایب جفت‌شدگی دو مد قطبیده خطی LP01 و LP11، در جفت‌کننده فیبر نوری ابتدا ثابت انتشار و توزیع عرضی میدان نوری مدها تعیین و سپس انتگرال‌های (۴) و (۵)، به طور عددی در محیط برنامه‌نویسی MATLAB محاسبه شده است. در محاسبه، طول موج نور برابر با ۱/۵۵ میکرومتر و مقدار روزنه عددی $NA=0.21$ در نظر گرفته شده است. در مواردی که مقدار پارامتر تغییر کند و همچنین مقدار سایر پارامترها روی نمودارهای مربوط، مشخص شده است.

جفت‌کننده‌های جهت‌دار ۱ فیبر نوری به دلیل کاربرد گسترده در سامانه‌های مخابرات نوری، فیلترها، حسگرها، کلیدهای نوری و تسهیم‌کننده‌های طول موج، از اهمیت بسیار برخوردار هستند [۴-۱]. هنگامی که دو فیبر نوری در مجاورت هم و به فاصله مناسبی از یکدیگر قرار گیرند، پدیده جفت‌شدگی بین مدهای فیبر نوری، بر اساس انتقال انرژی نوری از یک فیبر به فیبر دیگر از طریق انتشار موج ناپایا از غلاف فیبر رخ می‌دهد. یکی از پارامترهای موثر بر عملکرد جفت‌کننده‌های نوری جهت‌دار، ضریب جفت‌شدگی است که به مشخصات فیبرها، مدهای جفت‌شونده، ساختار هندسی و طول موج نور بستگی دارد [۵ و ۶]. در این مقاله وابستگی ضریب جفت‌شدگی جفت‌کننده جهت‌دار فیبر نوری 2×2 به پارامترهای مختلف فیبر سیلیکایی با ضریب شکست پله‌ای از جمله شعاع مغزی، روزنه عددی و فاصله جانبی بین دو فیبر بررسی می‌شود. در بخش دوم مقاله مبانی فیزیکی جفت‌کننده جهت‌دار فیبر نوری به طور مختصر بیان شده و در بخش ۳ نتایج حاصل از شبیه‌سازی عددی، بحث و در بخش آخر نتیجه‌گیری کوتاهی ارائه خواهد شد.

مبانی فیزیکی جفت‌کننده جهت‌دار فیبر نوری

در شکل ۱ طرح ساده‌ای از یک جفت‌کننده جهت‌دار فیبر نوری 2×2 نشان داده شده است.



شکل ۱: طرح ساده‌ای از جفت‌کننده جهت‌دار 2×2 فیبر نوری.

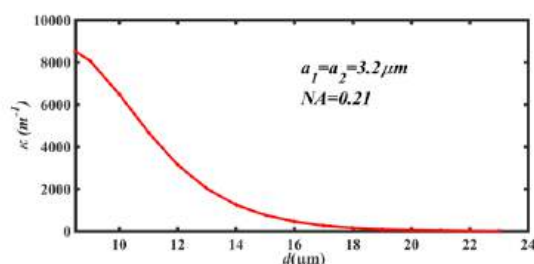
انتشار موج در جفت‌کننده جهت‌دار فیبر نوری از معادله‌های مد جفت‌شده (۱) و (۲) پیروی می‌کند [۵]:

$$\frac{dA_1}{dz} = i\kappa_{12}A_2 + i\delta_a A_1 \quad (1)$$

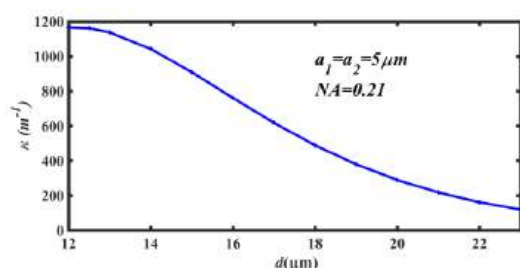
$$\frac{dA_2}{dz} = i\kappa_{21}A_1 - i\delta_a A_2 \quad (2)$$

² Numerical Aperture (NA)

¹ Directional Coupler

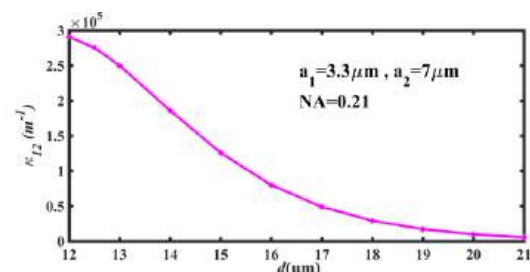


شکل ۳-الف: تغییرات ضریب جفت‌شدگی مد قطبیده خطی LP01 بر حسب فاصله بین دو فیبر (d).



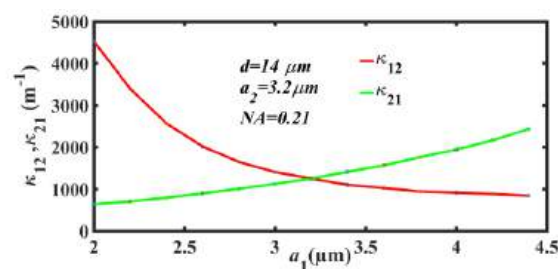
شکل ۳-ب: تغییرات ضریب جفت‌شدگی مد قطبیده خطی LP11 بر حسب فاصله بین دو فیبر (d).

اگر فیبرهای نوری تشکیل دهنده جفت‌کننده، تک مد نباشد، امکان جفت‌شدگی دو مد مختلف در هر یک از فیبرها وجود دارد. در شکل ۴-الف تغییرات ضریب جفت‌شدگی مد LP01 به مد LP11 و در شکل ۴-ب تغییرات ضریب جفت‌شدگی مد LP01 به مد LP11 بر حسب تغییر فاصله d نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود در این حالت هم با افزایش d ضریب جفت‌شدگی کاهش می‌یابد. قابل توجه است که ضریب جفت‌شدگی مد LP01 به مد LP11 حدود ۱۰۰۰۰ بار بزرگتر از ضریب جفت‌شدگی مد LP01 به مد LP11 است.

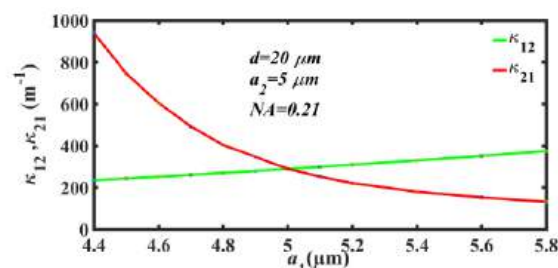


شکل ۴-الف: تغییرات ضریب جفت‌شدگی مد LP01 بر حسب d

در شکل ۲-الف، تغییرات ضریب جفت‌شدگی مد قطبیده خطی LP01 بین دو فیبر (12 و 21) و در شکل ۲-ب، تغییرات ضریب جفت‌شدگی مد قطبیده خطی LP11 بر حسب تغییرات شعاع مغزی فیبر اول نشان داده شده است. نقاط تقاطع دو نمودار مربوط به یک ساختار جفت‌کننده جهت‌دار متقارن است که هر دو فیبر دارای مشخصات و شعاع یکسان هستند.



شکل ۲-الف: تغییرات ضرایب جفت‌شدگی (k12 و k21). مد قطبیده خطی LP01 بر حسب تغییرات شعاع فیبر اول (a1).



شکل ۲-ب: تغییرات ضرایب جفت‌شدگی (k12 و k21). مد قطبیده خطی LP11 بر حسب تغییرات شعاع فیبر اول (a1).

همانطور که مشاهده می‌شود با افزایش شعاع مغزی فیبر اول، 12 کاهش و 21 افزایش می‌یابد. علت کاهش 12 حاصل از کاهش همپوشانی میدان مد LP01 با فیبر دوم است. زیرا با افزایش a1، بخش بزرگتری از میدان نوری فیبر اول درون مغزی آن منتشر شده و دامنه موج ناپایا که به فیبر دوم نفوذ می‌کند، کاهش می‌یابد. از طرف دیگر افزایش a1 منجر به افزایش 21 می‌شود که نتیجه افزایش همپوشانی میدان نوری ناپایای فیبر دوم با مغزی فیبر اول است. نتایج نشان داده شده نمودارهای شکل‌های ۲-الف و ۲-ب به ترتیب به ازای ۲۰ و ۱۴ d و ۳/۲ a2= و میکرومتر بدست آمده است.

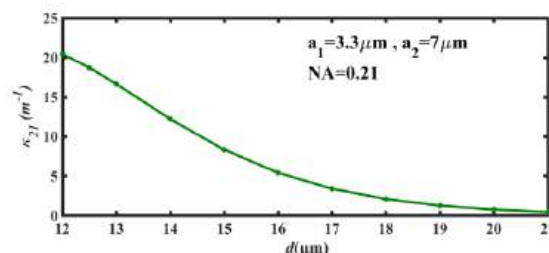
تاثیر فاصله بین دو فیبر (d) روی ضریب جفت‌شدگی مد LP01 و مد LP11 به ترتیب در شکل ۳-الف و ۳-ب نشان داده شده است. کاهش ضریب جفت‌شدگی با افزایش d، برای هر دو مد، به دلیل کاهش همپوشانی میدان‌های نوری قابل پیش‌بینی است.

نتیجه گیری

در این مقاله، وابستگی ضریب جفت شدگی جفت کننده های جهت دار فیبر نوری به شعاع مغزی، فاصله بین دو فیبر و روزنه عددی برای دو مد خطی LP01 و LP11 بطور نظری بررسی شد. نتایج شبیه سازی ها نشان می دهد که افزایش شعاع مغزی فیبر اول و همچنین افزایش فاصله بین دو فیبر سبب کاهش ضریب جفت شدگی می شود. علاوه بر این، افزایش روزنه عددی باعث کاهش 12 و 21 و افزایش 21 می شود.

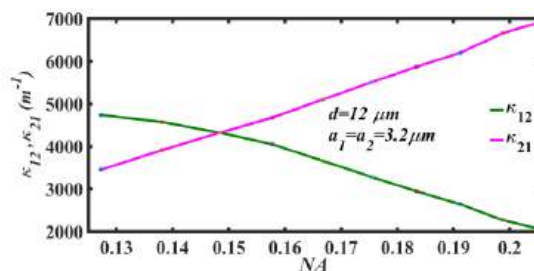
مرجع ها

- 1- G. P. Agrawal, Lightwave Technology: Component and Devices, John Wiley & Sons, Inc., 2004.
- 2- J. Zhao, B. Han, Y. Zhang, "Highly-sensitive temperature sensor based on an all-in-fiber directional coupler," J. Lightwave Technol., Vol. 41, No. 15, pp. 5123-5129, 2023.
- 3- Y. Wang, J. Li, Z. Zhang, S. Zhang, and J. Wu, "High-sensitivity photonic crystal fiber refractive index sensor based on directional coupler." Optical Fiber Technology, Vol. 49, No. 4, pp. 16-21, 2019.
- 4- J. Xing, Z. Li, X. Xiao, J. Yu, and Y. Yu, "Two-mode multiplexer and demultiplexer based on adiabatic couplers," Optics letters, Vol. 38, No. 17, p. 3468-3470, 2013.
- 5- G. P. Agrawal, Application of Nonlinear Fiber Optics, 2nd edition, Academic Press, 2013.
- 6- Ghatak, An Introduction to Fiber Optics, p. 100, Cambridge University Press, 1998.
- 7- Yariv, and P. Yeh, Photonics: optical electronics in modern communications, ch. 3, 6th ed., Oxford university press.



شکل ۴-ب: تغییرات ضریب جفت شدگی مد LP11 بر حسب d

در شکل ۵ تغییرات ضریب جفت شدگی مد قطبیده خطی LP01 (12 و 21) بر حسب تغییرات روزنه عددی (NA) فیبر اول رسم شده است. مشاهده می شود با افزایش روزنه عددی، ضریب جفت شدگی 12 کاهش و 21 افزایش می یابد. علت کاهش 12 با افزایش روزنه عددی، به دلیل افزایش تحدید میدان نوری در هسته فیبر اول و کاهش دامنه میدان نوری موج ناپایای غلاف فیبر اول و کاهش هم پوشانی آن با فیبر دوم است. از طرفی افزایش تحدید میدان نوری در هسته فیبر اول، افزایش هم پوشانی دامنه میدان نوری موج فیبر دوم با موج منتشره در فیبر اول و افزایش 21 را به دنبال دارد.



شکل ۵: نمودار تغییرات ضرایب جفت شدگی مد LP01 بر حسب تغییرات روزنه عددی فیبر اول.

طراحی یک مدار منطقی XOR و XNOR با استفاده از میکروریزینگ رزوناتور به کمک اثرات گرمایی

علی مهدی زاده^۱، محسن حاتمی^۲، حمید نظام دوست^۳

^۱ و ^۲ شیراز، بلوار مدرس، دانشگاه صنعتی شیراز، دانشکده فیزیک

^۳ کاشان، مرکز تحقیقات علوم و فناوری نانو، دانشگاه کاشان

چکیده - این مقاله به طراحی گیت منطقی XOR با استفاده از میکروریزینگ رزوناتور و تأثیرات گرمایی بر عملکرد آن می‌پردازد. گیت XOR به عنوان یکی از عناصر کلیدی در سیستم‌های دیجیتال، در انجام عملیات‌های منطقی و محاسباتی نقش مهمی ایفا می‌کند. طراحی این گیت با استفاده از میکروریزینگ رزوناتور به دلیل اندازه کوچک و قابلیت کنترل دقیق، مزایای زیادی را ارائه می‌دهد. با این حال، اثرات گرمایی می‌تواند تأثیرات منفی مثل افزایش زمان تأخیر و احتمال بروز خطاهای لحظه‌ای بر عملکرد مدار داشته باشد. ما از سه میکروریزینگ رزوناتور برای طراحی مدار منطقی که به صورت آبشاری به هم متصل شده‌اند، استفاده کردیم. دو تا از این ریزینگ رزوناتورها به عنوان ورودی ۱ و ۰ از طریق اعمال ولتاژ یا عدم اعمال ولتاژ با تولید گرما و تغییر ضریب شکست عمل می‌کنند و دو خروجی که به عنوان دو منطق XOR, XNOR عمل می‌کنند، به ما می‌دهد.

کلیدواژه - گیت XOR، مدولاتور حرارتی، موجبر، میکروریزینگ رزوناتور

Designing an XOR and XNOR logic circuit using a microring resonator with the help of thermal effects

Ali Mehdizadeh, Mohsen Hatami, Hamid Nezamdoost

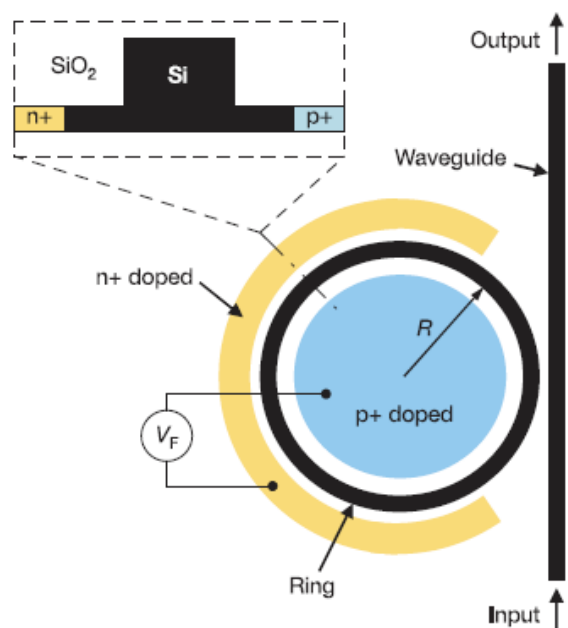
a.mehdizadeh@sutech.ac.ir, hatami@sutech.ac.ir, h.nezamdoost@gmail.com

Abstract- This article discusses the design of an XOR logic gate using a microring resonator and examines the effects of thermal impacts on its performance. The XOR gate, as a key element in digital systems, plays a significant role in performing logical and computational operations. Designing this gate with a microring resonator offers numerous advantages due to its small size and precise controllability. However, thermal effects can negatively impact the circuit's performance, leading to increased delay time and the potential for transient errors. We used three microring resonators to design a logic circuit connected in a cascaded manner. Two of these ring resonators function as inputs, representing 1 and 0, by applying or not applying voltage, which generates heat and changes the refractive index, resulting in two outputs that serve as XOR and XNOR logic functions.

Keywords: Microring Resonator, Thermal Modulator, Waveguide, XOR Gate

مقدمه

در این مقاله ما از سه میکروریزینگ استفاده کرده ایم که ابتدا نور توسط دو ورودی یعنی مسیر $L1$ و $L2$ وارد میکروریزینگ و موجبرها می شوند. این میکروریزینگ ها مجهز به مدولاتور گرمایی هستند. تغییر ضریب شکست منجر به تغییر دما می شود. برای این کار می توانیم از مدولاتور الکترواپتیکی استفاده کنیم که به جای گرما از تزریق الکترون ها و حفره ها در یک میکروریزینگ استفاده می کند تا ضریب شکست را تغییر دهد. این مدولاتور به علت ساختار رزونانس حلقوی بسیار حساس به تغییرات کوچک در ضریب شکست است و با تغییر جریان با پیوند pin شاخش ضریب شکست را کنترل می کند و طول موج تشدید تغییر می کند. شکل ۱ این مدولاتور را نمایش می دهد [3]. تنظیمات این MRR به گونه ای است که طول موج نور ورودی با طول موج تشدید آن همخوانی دارد. هنگامی که عملوند منطقی روی "۰" تنظیم می شود، هیچ ولتاژی به مدولاتور اعمال نمی شود. در این حالت، MRR در وضعیت تشدید باقی می ماند و امواج نور ورودی به پورت دراپ کوپل شده و از آن خارج می شوند. اما وقتی عملوند منطقی "۱" است، ولتاژ مناسبی به MRR اعمال می شود که ضریب شکست آن را تغییر می دهد، شرایط تشدید را از بین می برد و به امواج نور امکان می دهد مستقیماً از طریق موجبر عبور کنند.



شکل ۱: طرح شماتیک مدولاتور مبتنی بر رزوناتور حلقه ای. تصویر داخل کادر، مقطع عرضی حلقه را نشان می دهد. R شعاع حلقه، V_F ولتاژ اعمال شده بر روی مدولاتور است. [3]

امروزه مدارهای مجتمع الکترونیکی جای خود را به مدارهای مجتمع فوتونیک داده اند. این مدارها دارای مزیت های زیادی نسبت به هم نوع الکترونیکی خود هستند از جمله سرعت بالاتر، پهنای باند بیشتر و تاخیر کمتر. یکی از ویژگی های مهمی که در طراحی این مدارات مجتمع فوتونیک مورد بررسی قرار می گیرد اندازه آن است که دارد به سوی کوچکتر شدن می رود به طوری که الان ابعاد چند میکرونی را داراست.

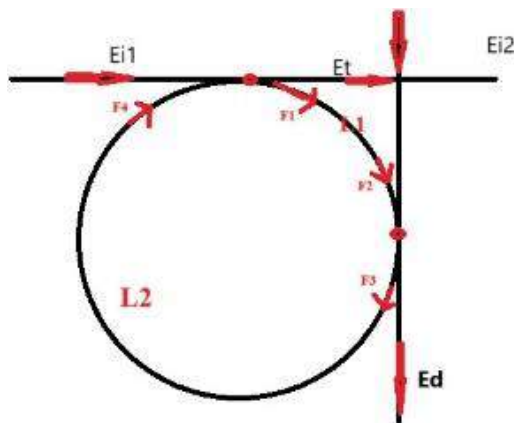
در این مقاله، به طراحی گیت XOR و $XNOR$ که برای انجام عملیات های محاسباتی و مقایسه ای کاربرد دارد با استفاده از میکروریزینگ رزوناتور و تأثیرات گرمایی بر عملکرد آن خواهیم پرداخت. این گیت ها به دلیل نقش اساسی در مدارهای دیجیتال و عملیات های ریاضی، تأثیر بسزایی بر عملکرد کلی سیستم دارند، زیرا در مسیرهای بحرانی قرار می گیرند. در فناوری های زیرمیکرونی (DSM)، این گیت ها به علت اندازه کوچک، فرکانس بالا و ولتاژ کم، نسبت به نویز حساس تر شده و به طراحی های مقاوم در برابر نویز نیاز دارند. بهینه سازی این گیت ها موجب افزایش سرعت و کاهش مصرف انرژی سیستم می شود. [1] جدول درستی این دو گیت بدین صورت است:

جدول ۱: جدول درستی گیت XOR و $XNOR$

A	B	XOR	XNOR
0	0	0	1
0	1	1	0
1	0	1	0
1	1	0	1

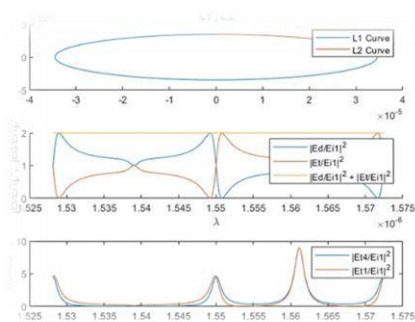
چینی ها [2] در زمینه طراحی مدارهای اپتیکالی و جمع کننده های نوری، پیشرو بوده اند و تحقیقات گسترده ای برای بهبود عملکرد و کاهش ابعاد این مدارها انجام داده اند آن ها از چهار میکروریزینگ رزوناتور و سه ورودی استفاده کردند که ما اینجا می خواهیم از سه میکروریزینگ و دو ورودی استفاده کنیم.

معادلات



شکل ۳: میدان های ورودی، عبوری، خروجی یک تک رینگ. E_i میدان ورودی و E_t میدان عبوری و E_d میدان خارج شده از رینگ است.

شماتیک نسبت میدان عبوری به ورودی و نسبت میدان خارج شده به ورودی [در نرم افزار متلب] بدین گونه است.



شکل ۴: شماتیک نسبت میدان عبوری به ورودی و نسبت میدان خارج شده به ورودی. شکل بالا نمای کلی رینگ را نشان می دهد و شکل پایین شدت عبوری از میکرو رینگ یعنی F_4 می باشد. در اینجا نسبت میدان های عبوری $e^{i\frac{\pi}{2}}$ است.

باتوجه به شکل ۳ به روابط زیر می رسیم. ملاک بدینگونه است که هر پارامتر حاصل جمع یک انتقال با ضریب τ به علاوه یک کوپلینگ با ضریب iK است. پس داریم:

$$A_1 = e^{iK_1 L_1 - \frac{\alpha}{2} L_1}, A_2 = e^{iK_2 L_2 - \frac{\alpha}{2} L_2}, A = A_1 + A_2 \quad (1)$$

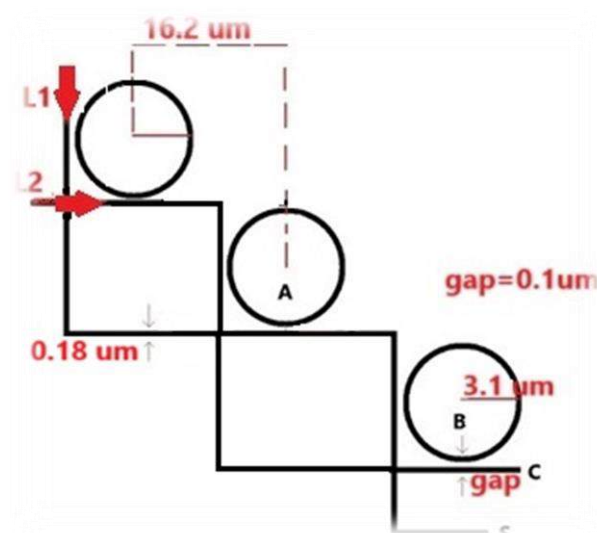
$$E_t = \tau_1 E_{i_1} + iK_1 F_4 \quad (2)$$

$$E_d = \tau_1 E_{i_2} + iK_1 F_2 \quad (3)$$

$$F_1 = iK_1 E_{i_1} + \tau_1 F_4 \quad (4)$$

هر میکرو رینگ شعاعی به اندازه $\frac{3}{1}$ میکرومتر را داراست و فاصله بین میکرو رینگ و موجبر $\frac{0}{1}$ میکرومتر است. عرض موجبر $\frac{0}{4}$ میکرومتر و ارتفاع آن $\frac{0}{18}$ میکرومتر است، در حالیکه جنس موجبر از سیلیسیم است و جنس روکش آن از سیلیکا است. ملاک عوض شدن مسیر نور در موجبر و میکرو رینگ تغییر ضریب شکست موثر است. یعنی هنگامی که ولتاژ صفر می شود ضریب شکست در حالت تشدید اتفاق می افتاد و مسیر نور عوض می شود و به اصلاح نور در رینگ کوپل می شود که با محاسبات مربوطه مقدار $\frac{2}{389}$ و اگر ولتاژ یک باشد ضریب شکست موثر $\frac{2}{3492}$ می شود و نور مسیر مستقیم را طی می کند.

در شکل زیر شماتیک کلی مداری که بررسی می کنیم را مشاهده می کنید.



شکل ۲: شماتیک کلی مداری که بررسی می کنیم که از سه میکرو رینگ تشکیل شده و دارای دو ورودی L_1 و L_2 است.

برای محاسبه میدان عبوری یا خروجی از مدار باید میدان هر میکرو رینگ را جداگانه محاسبه کنیم. میدان عبوری یا خروجی یک میکرو رینگ میدان ورودی میکرو رینگ بعدی است. در اینجا E_i میدان ورودی و E_t میدان عبوری و E_d میدان خارج شده از رینگ است.

شکل ۳ شماتیک این میدان ها و رینگ را نشان می دهد.

جدول ۲: نتایج شبیه سازی انجام شده در نرم افزار MATLAB

A	B	D	S	C	PS	PCi
0	0	0	0	1	0.0000	1.0000
0	1	0	1	0	0.9945	0.1050
1	0	0	1	0	0.9945	0.1050
1	1	0	0	1	0.2088	0.9780
0	0	1	1	0	0.9945	0.1050
0	1	1	0	1	0.1476	0.9890
1	0	1	0	1	0.2088	0.9780
1	1	1	1	0	0.9728	0.2316

نتیجه گیری

ما در این مقاله از سه میکرورینگ رزوناتور که به صورت آبشاری به هم متصل شده بودند استفاده کردیم و به آن ها مدولاتور گرمایی متصل کردیم تا با اعمال ولتاژ به آن به عنوان گرما، باعث تغییر در ضریب شکستش شده در نتیجه مسیر نور را تعیین میکند. ما با اعمال و عدم اعمال ولتاژ به دو تا از این رینگ ها و بررسی خروجی مدار به اهمیت دو گیت XOR و XNOR دست یافتیم.

مرجع ها

- 1- G oel, S., Elgamel, M. A., Bayoumi, M. A., & Hanafy, Y. (2006). Design methodologies for high-performance noise-tolerant XOR–XNOR circuits. IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers, 53(4), 867–878.
- 2- Chen, F., Zhou, S., Xia, Y., Yu, X., Liu, J., Li, F., & Sui, X. (2024). Ultra-compact optical full-adder based on directed logic and microring resonators. Applied Optics, 63(1), 147-153
- 3- Xu, Q., Schmidt, B., Pradhan, S., & Lipson, M. (2005). Micrometre-scale silicon electro-optic modulator. Nature, 435(7040), 325–327.

$$F_2 = e^A F_1 \quad (5)$$

$$F_3 = \tau_2 F_2 + i\kappa_2 E_{i_2} \quad (6)$$

$$F_4 = e^{A_2} F_3 \quad (7)$$

در نتیجه:

$$F_4 = \frac{i\kappa_1 e^A E_{i_1}}{1 - \tau_1 \tau_2 e^A} + \frac{i\kappa_2 e^{A_2} E_{i_2}}{1 - \tau_1 \tau_2 e^A} \quad (8)$$

$$E_t = \left(\tau_1 - \frac{\tau_2 \kappa_1^2 e^A}{1 - \tau_1 \tau_2 e^A} \right) E_{i_1} - \left(\frac{\kappa_1 \kappa_2 e^{A_2}}{1 - \tau_1 \tau_2 e^A} E_{i_2} \right) \quad (9)$$

$$E_d = -(\kappa_1 \kappa_2 e^A \frac{k_1 k_2 \tau_1 \tau_2 e^{A+A_2}}{1 - \tau_1 \tau_2 e^A}) E_{i_1} + \left(\tau_2 - \frac{\kappa_2^2 \tau_1 e^A}{1 - \tau_1 \tau_2 e^A} \right) E_{i_2} \quad (10)$$

شبیه سازی

همانطور که گفته شد بر روی هر کدام از این میکرورینگ ها یک مدولاتور گرمایی قرار گرفته است که به صورت صفر و یک تنظیم شده اند. S و C خروجی های ما هستند و A و B و D نیز به عنوان ورودی در نظر گرفته شده اند. D ثابت ماست و ما تغییرات A و B را بررسی می کنیم. پارمتر P در اینجا توان عبوری از خروجی هاست. با تغییر مقدار ورودی آن ها و بدست آمدن مقدار خروجی به نتایج جدول ۳ می رسیم. همانطور که می بینید در قسمت نارنجی رنگ به میکرورینگ D ولتاژ وارد شده و عدد ۱ است اما در قسمت زرد رنگ میکرورینگ D روی حالت تشدید قرار دارد و ۰ است. با مشاهده دو ورودی اول متوجه می شویم که در قسمت زرد رنگ زمانی که A و B مقدار متفاوتی داشته باشند مقدار خروجی S برابر با ۱ و اگر یکسان باشند مقدار خروجی آن برابر با ۰ می شود. با توجه به شکل ۱ این مقدارها XOR را نمایش می دهند. اما ستون C کاملاً عکس ستون S است که با توجه به جدول ۱ این مقدارها XNOR را نمایش می دهند. در قسمت نارنجی رنگ باز هم همان مقدار هاست اما جای خروجی S و C برعکس شده است.

بررسی تأثیر ضخامت بر بازتابندگی لایه های نازک اکسید فلزی روی بستر سیلیکون

عرفان قبانوری^۱ و مصطفی سلحشور^{۱*}

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

چکیده: در این تحقیق، با استفاده از نرم افزار مک لئود بازتابندگی چند نمونه لایه نازک اکسید فلزی با ضخامت ربع موج روی بستر سیلیکون در ناحیه طول موج مرئی محاسبه شده است. همچنین، با بررسی تأثیر ضخامت لایه بر بازتابندگی، حساسیت بازتابندگی نسبت به ضخامت لایه ارزیابی شده است. مشاهده شد که لایه های HfO_2 و Y_2O_3 با ضخامت ربع موج، گزینه های مناسبی برای کاهش مؤثر بازتابندگی هستند. علاوه بر این، بازتابندگی لایه ها در نواحی طول موج های کوتاه و بلند حساسیت بالایی نسبت به هرگونه خطای محتمل در ضخامت لایه ربع موج دارد. اما، تغییر ضخامت لایه تأثیر محسوسی بر مقدار میانگین بازتابندگی در ناحیه طول موج مرئی ندارد.

کلیدواژه: پوشش های ضد انعکاس، تک لایه، بهینه سازی، سیلیکون.

Analysis of the effect of thickness on the reflectance of metal oxide thin films on the silicon substrate

Erfan Ghapanvari¹ and Mostafa Salahshoor^{1*}

¹ School of Physics, Iran university of science and technology, Tehran.

*salahshoor@iust.ac.ir

Abstract- In this research, we utilized McLeod software to calculate the reflectance of various metal-oxide thin films with a quarter-wave thickness on a silicon substrate within the visible wavelength region. We also examined how the film's thickness affects the reflectance to assess the sensitivity of the reflectance to the film's thickness. It is observed that the HfO_2 and Y_2O_3 thin films with a quarter-wave thickness are suitable options for effectively reducing reflectance. Furthermore, the reflectance of the thin films in the regions of short and long wavelengths is highly sensitive to any possible error in the thickness of the quarter-wave thin film. However, changing the thickness of the film has no considerable effect on the average value of reflectance in the visible wavelength region.

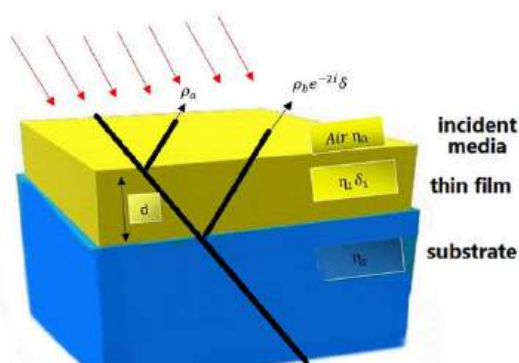
Keywords: Anti-reflection, single layer, optimization, silicon.

۱-مقدمه

به ازای مقادیر مختلف ضخامت محاسبه شده است. همچنین با استفاده از قابلیت ویژه نرم افزار، مقدار ضخامت بهینه پوشش‌ها محاسبه و بازتابندگی آن با نتایج مربوط به مقادیر مختلف ضخامت پوشش‌ها مقایسه شده است. در بخش پایانی جمع‌بندی ارائه شده است.

۲- بازتابندگی اکسیدهای فلزی تک‌لایه ربع‌موج

در شکل ۱ طرح‌واره عبور و بازتاب از یک لایه نازک نشان داده شده است که در آن لایه نازک (به رنگ زرد) بین هوا و بستر سیلیکون (به رنگ آبی) قرار دارد.



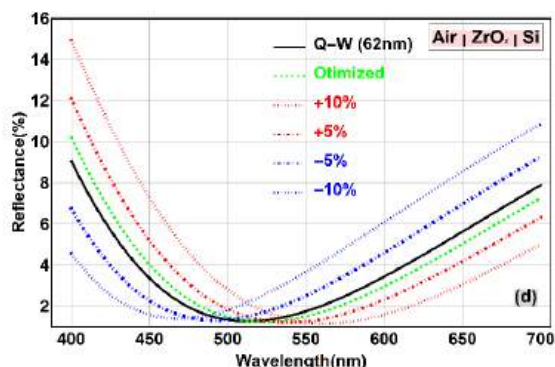
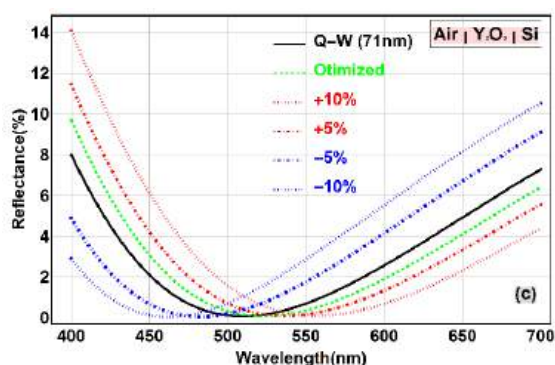
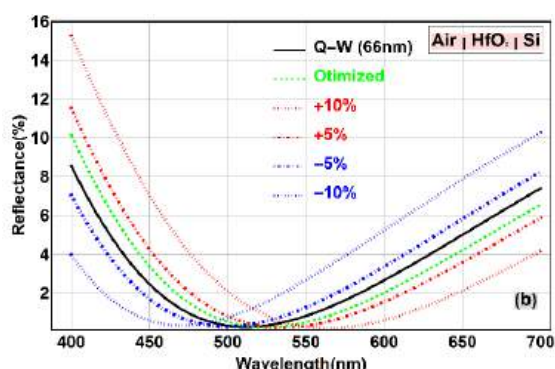
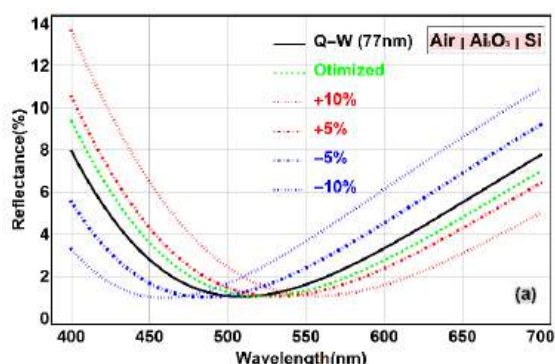
شکل ۱: طرح‌واره عبور و بازتاب از یک لایه نازک.

برای ارزیابی مواد موردنظر در طراحی پوشش ضدبازتاب تک‌لایه، بازتابندگی آنها در تابش عمودی به ازای ضخامت ربع‌موج بررسی می‌شود. در این تحقیق، شش نوع ماده (شامل Ta_2O_5 ، TiO_2 ، HfO_2 ، ZrO_2 و Y_2O_3 و Al_2O_3) به عنوان پوشش ضدبازتاب برای بستر سیلیکون در نظر گرفته شده است. در شکل ۲ نمودار تغییرات بازتابندگی مواد مختلف بر حسب طول‌موج در ناحیه مرئی، به ازای ضخامت ربع‌موج، رسم شده است. همچنین، در شکل ۲ نمودار تغییرات بازتابندگی سیلیکون بدون پوشش (با ضریب $1/2$) رسم شده است. مطابق شکل ۲، کمترین بازتابندگی در ضخامت یک‌چهارم طول‌موج مربوط به لایه‌های HfO_2 و Y_2O_3 است. همچنین، بازتابندگی لایه‌های Al_2O_3 و ZrO_2 کمی بیشتر از دو مورد اول است. اما، لایه‌های TiO_2 و Ta_2O_5 در ضخامت یک‌چهارم طول‌موج، بازتابندگی نسبتاً بالایی دارند. از این رو، در بخش بعدی از بررسی لایه‌های TiO_2 و Ta_2O_5 صرف‌نظر می‌شود.

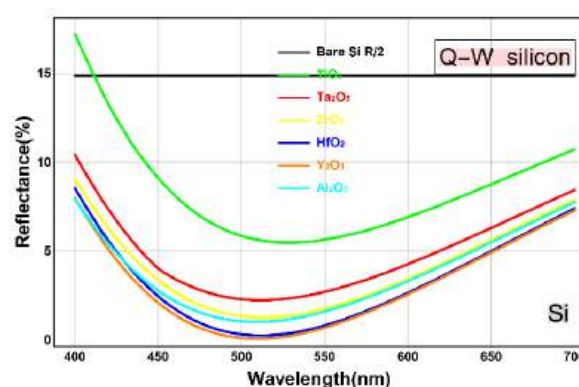
پوشش‌های ضدبازتاب دی‌الکتریک به عنوان یکی از ابزارهای مؤثر در بهبود عملکرد دستگاه‌های نیمه‌هادی و اپتیکی شناخته می‌شوند. این پوشش‌ها با کاهش بازتاب نور از سطوح شفاف، به افزایش جذب نور و بهبود کارایی دستگاه‌ها کمک می‌کنند. با توجه به نیاز روزافزون به بهینه‌سازی دستگاه‌های نوری در کاربردهای مختلف، ارزیابی دقیق این پوشش‌ها از نظر عملکرد و پایداری اهمیت زیادی دارد [۱]. مطالعات نشان داده‌اند که انتخاب مناسب ضخامت و ضریب شکست ماده دی‌الکتریک می‌تواند تأثیر قابل‌توجهی بر عملکرد پوشش‌های ضدبازتاب داشته باشد [۲]. همچنین، بر اساس تحقیقات انجام شده، ضریب عبور نور با قطبش نوع s، در مقایسه با نور با قطبش نوع p بیشتر است [۳]. علاوه بر این، پوشش‌ها معمولاً برای زاویه‌های تابش خاصی طراحی می‌شوند و ممکن است در زاویه‌های دیگر عملکرد متفاوتی داشته باشند. بر اساس نتایج تحقیقات دیگر، با افزایش زاویه تابش نور ورودی نسبت به سطح پوشش‌های ضدبازتاب، میزان عبور کاهش می‌یابد. این رفتار به دلیل افزایش بازتابندگی و کاهش جذب فوتون در سطح پوشش است [۴].

نیمه‌هادی سیلیکون یکی از رایج‌ترین بسترهای مورد استفاده در کاربردهای مختلف است. ضریب شکست تقریبی سیلیکون در ناحیه طول‌موج مرئی برابر $3/4$ و بازتابندگی آن در حالت تابش عمودی برابر با 30% است. از این رو، استفاده از یک پوشش ضدبازتاب می‌تواند در کاهش بازتابندگی نقش مؤثری داشته باشد. پوشش‌های تک‌لایه ربع‌موج روی بستر سیلیکون به دلیل سادگی در فرآیند تولید و قابلیت کنترل دقیق خواص اپتیکی، مورد توجه ویژه‌ای قرار گرفته‌اند.

در این تحقیق، با استفاده از نرم‌افزار مک‌لئود، تأثیر ضخامت انواع تک‌لایه‌های نازک اکسید فلزی روی بستر سیلیکون بر بازتابندگی آنها در ناحیه طول‌موج مرئی بررسی می‌شود. انتخاب دقیق این ضخامت نه تنها به بهینه‌سازی عملکرد نوری کمک می‌کند، بلکه می‌تواند بر ویژگی‌های مکانیکی و شیمیایی پوشش نیز تأثیرگذار باشد [۵]. هدف این تحقیق، حساسیت‌سنجی وابستگی بازتابندگی به ضخامت پوشش تک‌لایه ربع‌موج است. در این راستا، در بخش ۲، بازتابندگی چند نمونه پوشش تک‌لایه اکسید فلزی با ضخامت ربع‌موج در ناحیه طول‌موج مرئی برای تابش عمودی محاسبه شده است. در بخش ۳ بازتابندگی این پوشش‌ها



شکل ۳: نمودار تغییرات ضریب بازتاب پوشش‌های (الف) Al_2O_3 ، (ب) HfO_2 ، (ج) Y_2O_3 و (د) ZrO_2 بر حسب طول موج، به ازای مقادیر مختلف ضخامت پوشش: منحنی پیوسته مشکی (ضخامت ربع موج)، منحنی نقطه خط قرمز و آبی (۵٪- و ۵٪+ ضخامت ربع موج)، منحنی نقطه چین قرمز و آبی (۱۰٪- و ۱۰٪+ ضخامت ربع موج)، منحنی خط-چین سبز (ضخامت بهینه).



شکل ۲: نمودار تغییرات بازتابندگی تک لایه مواد مختلف با ضخامت ربع موج روی بستر سیلیکون برای تابش عمودی نور در ناحیه طول موج مرئی.

۳- حساسیت سنجی بازتابندگی نسبت به ضخامت لایه

مطابق شکل ۲، اختلاف مقادیر بازتابندگی چهار ماده HfO_2 ، ZrO_2 و Al_2O_3 نسبتاً کم است. از این رو، ضروری است مشخص گردد که در اثر تغییر ضخامت لایه، بازتابندگی لایه‌های مختلف چگونه تغییر خواهد کرد. برای این منظور، در شکل ۳، نمودار تغییرات بازتابندگی این لایه‌ها بر حسب طول موج، به ازای مقادیر مختلف ضخامت لایه رسم شده است. این مقادیر شامل ضخامت ربع موج، $\pm 5\%$ درصد ضخامت ربع موج، $\pm 10\%$ درصد ضخامت ربع موج و ضخامت بهینه پیشنهادی نرم افزار است.

شکل ۳ نشان می‌دهد افزایش یا کاهش ضخامت به میزان ۱۰ درصد ضخامت ربع موج، موجب تغییر قابل توجه (حداکثر ۲ برابر) بازتابندگی لایه‌های مختلف می‌شود. همچنین، برای هر تغییر خاص ضخامت، نحوه تغییر بازتابندگی همه لایه‌ها تقریباً مشابه است. با این حال، تغییر مشاهده شده برای طول موج‌های کوتاه‌تر و بلندتر متفاوت است. با کاهش ضخامت لایه نسبت به ضخامت ربع موج (منحنی‌های آبی رنگ)، بازتابندگی در ناحیه طول موج-های کوتاه‌تر کاهش و در ناحیه طول موج‌های بلندتر افزایش می‌یابد. با افزایش ضخامت لایه نسبت به ضخامت ربع موج (منحنی-های قرمز رنگ)، یک رفتار برعکس مشاهده می‌شود.

۴- نتیجه گیری

در این تحقیق، شش اکسید فلزی به عنوان پوشش ضد بازتاب تک لایه روی بستر سیلیکون در نظر گرفته شد و تأثیر ضخامت این لایه ها بر بازتابندگی آنها بررسی شد. نتایج نشان داد که انتخاب ماده مناسب و ضخامت بهینه پوشش می تواند خاصیت ضد بازتابی بستر سیلیکونی را به طور قابل توجهی بهبود ببخشد. مشاهده شد که به طور کلی، لایه های HfO_2 و Y_2O_3 با ضخامت ربع موج، گزینه های مناسبی برای کاهش مؤثر بازتابندگی هستند. علاوه بر این، مقایسه بازتابندگی هر لایه به ازای مقادیر مختلف ضخامت نشان داد که بازتابندگی در نواحی طول موج های کوتاه و بلند حساسیت بالایی نسبت به هرگونه خطای محتمل در ضخامت پوشش ربع موج دارد. با این حال، مقدار میانگین بازتابندگی در کل ناحیه طول موج مرئی در اثر تغییر ضخامت تقریباً تغییر نمی کند.

مرجع ها

- 1- Moghal, J., J. Kobler, J. r. Sauer, J. Best, M. Gardener, A. A. Watt and G. Wakefield (2012). "High-performance, single-layer antireflective optical coatings comprising mesoporous silica nanoparticles." ACS applied materials & interfaces 4(2): 854-859.
- 2- Green, M. A., Third generation photovoltaics. 2006.
- 3- Razykov, T. M., et al., Solar photovoltaic electricity: Current status and future prospects. Solar energy, 2011. 85(8): p. 1580-1608.
- 4- Zhang, Y., et al., Optimizing the Kerr nonlinear optical performance of silicon waveguides integrated with 2D graphene oxide films. Journal of Lightwave Technology, 2021. 39(14): p. 4671-4683.
- 5- Pecora, E. F., A. Cordaro, P. G. Kik and M. L. Brongersma (2018). "Broadband antireflection coatings employing multiresonant dielectric metasurfaces." ACS Photonics 5(11): 4456-4462.

در پایان، به منظور ارزیابی کمی تأثیر ضخامت بر بازتابندگی، در جدول ۱، مقدار میانگین بازتابندگی در ناحیه طول موج مرئی، به ازای مقادیر مختلف ضخامت لایه ها محاسبه شده است. علیرغم تغییرات چندبرابری بازتابندگی در اثر تغییر چند درصدی ضخامت لایه، که در شکل ۳ مشاهده شد، داده های جدول ۱ نشان می دهد، تغییر مقدار میانگین بازتابندگی در ناحیه طول موج مرئی ناچیز است. چون نحوه تغییر بازتابندگی در ناحیه طول موج های کوتاه تر کاملاً برعکس نحوه تغییر آن در ناحیه طول موج های بلندتر است.

جدول ۱: مقدار میانگین بازتابندگی در ناحیه طول موج مرئی، به ازای مقادیر مختلف ضخامت لایه های اکسید فلزی روی بستر سیلیکون.

Al ₂ O ₃	HfO ₂	Y ₂ O ₃	ZrO ₂	Ta ₂ O ₅	TiO ₂	ماده ضخامت
۳/۸۸	۳/۲۲	۳۰ ۳	۱۸ ۴	۴/۹۸	۴۶ ۸	QW
۳/۵۵	۳/۰۱	۹۰ ۲	۸۵ ۳	۴/۶۵	۱۶ ۸	بهینه
۴/۶۱	۳/۹۳	۹۳ ۳	۸۲ ۴	۵/۶۰	۱۰۶ ۹	+/-۱۰
۳/۸۶	۳/۴۹	۲۰ ۳	۱۸ ۴	۵/۱۱	۳۹ ۸	+/-۵
۳/۸۲	۳/۳۳	۳۰ ۳	۱۴ ۴	۵/۴۳	۴۰ ۹	-/-۵
۳/۷۵	۳/۰۷	۹۵ ۲	۸۸ ۳	۴/۷۷	۲۲ ۸	-/-۱۰

سنتز یک ترکیب کمپلکس از هافنیوم و ۵-نیتروسالیسیلیک اسید با روش هم‌رسوبی و بررسی خواص اپتیک غیرخطی آن

علی آزادگان^۱، اکبر جعفری^۱ و عباس نیکو^۲

دانشگاه ارومیه، دانشکده علوم، گروه فیزیک^۱

دانشگاه ارومیه، دانشکده شیمی، گروه شیمی آلی و معدنی^۲

چکیده – در این کار تجربی یک ترکیب کمپلکس از هافنیوم و ۵-نیتروسالیسیلیک اسید با روش هم‌رسوبی تهیه شد و از نظر اپتیک غیرخطی مورد بررسی قرار گرفت. نمونه از نظر ساختار بلوری و شکلی توسط آنالیزهای XRD و FESEM بررسی شد. جذب نمونه توسط دستگاه اسپکتروفتومتر UV-Visible در محدوده ۲۹۰ تا ۸۰۰ نانومتر بدست آمد. برای بررسی پاسخ غیرخطی ماده ساخته شده از روش جاروب-Z استفاده شد و ضرایب غیرخطی شکست (n_2) و جذب (β) به ترتیب از مرتبه $10^{-10} \text{ m}^2/\text{W}$ و 10^{-4} m/W بدست آمد.

کلیدواژه: کمپلکس هافنیوم، خواص اپتیک غیرخطی، هم‌رسوبی

Synthesis of a complex compound of hafnium and 5-nitrosalicylic acid by coprecipitation method and investigation of its nonlinear optical properties

Ali Azadegan¹, Akbar Jafari¹, and Abbas Nikoo²

Department of Physics, Faculty of Science, Urmia University 1

Department of Organic & Inorganic, Faculty of Chemistry, Urmia University 2

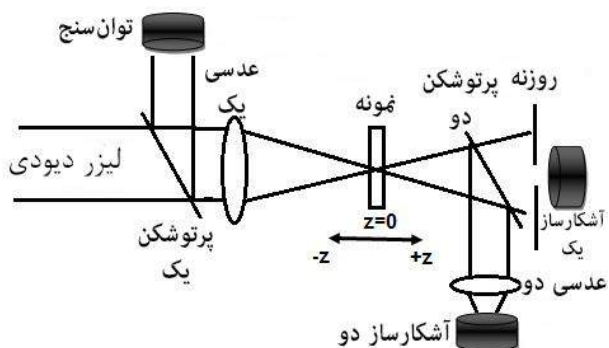
a.azadegan@urmia.ac.ir, a.jafari@urmia.ac.ir, a.nikoo@urmia.ac.ir

Abstract- In this experimental work, a complex compound of hafnium and 5-nitrosalicylic acid was prepared by the coprecipitation method and investigated in terms of nonlinear optics. The sample was examined in terms of crystal structure and shape by XRD and FESEM analyses. The absorbance of the sample was obtained by the UV-Visible spectrophotometer in the range of 290 to 800 nm. Z-scan method was used to check the nonlinear response of the manufactured material, and the nonlinear coefficients of refraction (n_2) and adsorption (β) in order of $10^{-10} \text{ m}^2/\text{W}$ and 10^{-4} m/W were obtained.

Keywords: Hafnium Complex, Nonlinear Optical properties, coprecipitation.

مقدمه

جذب غیرخطی (β) مواد است. چیدمان جاروب-z در شکل (۱) نشان داده شده است.



شکل ۱: چیدمان آزمایش جاروب-z

این آزمایش در دو حالت روزنه باز و بسته انجام می‌شود. در حالت روزنه باز، آشکارساز تمام انرژی عبوری از نمونه را ثبت می‌کند. این داده‌های تجربی از رابطه تئوری (۱) تبعیت می‌کنند. در حالت روزنه بسته، دیافراگمی جلوی آشکارساز قرار می‌گیرد و فقط بخش مرکزی پرتو عبوری را ثبت می‌کند این داده‌های تجربی از رابطه تئوری (۲) تبعیت می‌کنند [۵].

$$T(z, \Delta\phi_0) = 1 - \frac{4x\Delta\phi_0}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \quad (1)$$

$$T = 1 - \frac{q_0}{2\sqrt{2}} \frac{1}{(1 + x^2)} \quad (2)$$

که $x = z/z_0$ و $z_0 = k\omega_0^2/2$ و $k = 2\pi/\lambda$ و $\lambda = 532 \text{ nm}$ و $\omega_0 = 1 \text{ mm}$ است.

نتایج و داده‌ها

نمونه سنتز شده تحت آنالیز XRD مورد بررسی قرار گرفت که نتیجه آن در شکل (۲) قابل مشاهده است.

با استفاده از رابطه دبای-شرر و بر اساس داده‌های بدست آمده از XRD طبق جدول (۱) اندازه ذرات 24.684 nm بدست آمد.

در سال‌های اخیر، سنتز ترکیبات مبتنی بر هافنیوم، علاقه قابل توجهی را در میان محققان به وجود آورده است، که ناشی از جستجوی مواد جدید با خواص مناسب برای طیف گسترده‌ای از کاربردها است [۱] [۲]. یکی از این روش‌ها شامل سنتز و توصیف ترکیبات آلی فلزی است که هافنیوم را به عنوان یک جزء مرکزی ترکیب می‌کند. این تلاش از تمایل به مهار اثرات هم افزایی ناشی از ترکیب خواص منحصر به فرد هافنیوم با لیگاندهای آلی ناشی می‌شود و در نتیجه راه‌های جدیدی برای طراحی و عملکرد مواد باز می‌شود [۳] [۴].

در این مطالعه، ما سنتز و توصیف یک ترکیب آلی فلزی بر پایه هافنیوم را ارائه می‌کنیم. این ترکیب با استفاده از روش هم‌رسوبی به دقت سنتز شد و خواص ساختاری و نوری، مغناطیسی آن به طور سیستماتیک با استفاده از تکنیک‌های تحلیلی پیشرفته مورد بررسی قرار گرفت.

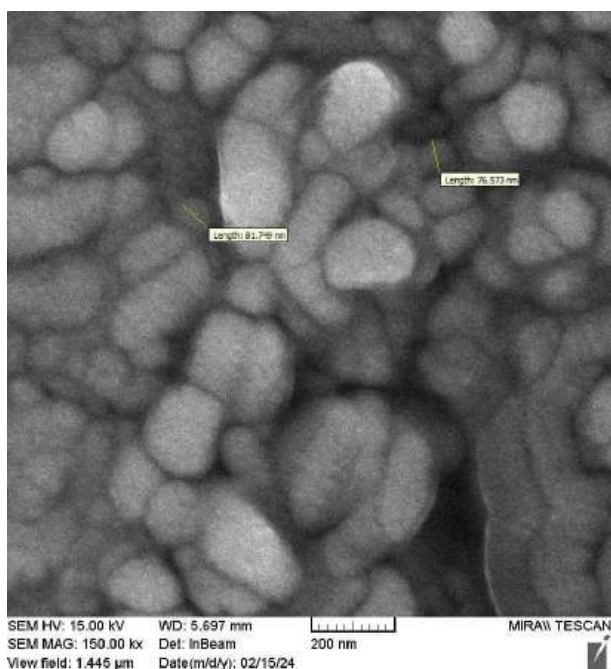
از طریق این تحقیق، ما تلاش می‌کنیم تا نه تنها درک اساسی ترکیبات آلی فلزی مبتنی بر هافنیوم را ارتقا دهیم، بلکه راه را برای توسعه مواد نوآورانه با عملکردها و کاربردهای متناسب در زمینه‌های مختلف، از کاتالیز و سنسج گرفته تا اپتوالکترونیک و فراتر از آن هموار کنیم.

روش تهیه کمپلکس

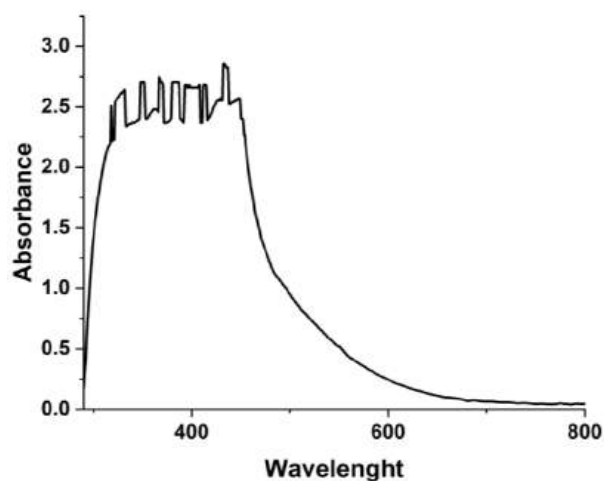
ابتدا ۵-نیتروسالسیلیک اسید (۶ میلی مول، ۱.۱۰ گرم) در اتانول (۱۰۰ میلی لیتر) حل شد سپس محلول NaOH (۶ میلی مول، ۰.۲۴ گرم) در آب مقطر (۱۰ میلی لیتر) به آن اضافه شد. $\text{Hf}(\text{SO}_4)_2$ (۱ میلی مول، ۰.۳۷ گرم) در آب مقطر (۵۰ میلی لیتر) حل شد و همراه با به هم زدن به مخلوط قبلی اضافه شد. مخلوط واکنش به مدت ۴ ساعت هم زده شد. پس از اتمام واکنش، رسوب تشکیل شده ابتدا صاف شد سپس با اتانول شستشو داده شد و تحت دمای 50°C درجه سانتی گراد خشک شد. محصول به دست آمده از اتانول نوبلور شد [۲].

چیدمان و روش انجام آزمایش

جاروب-z ($Z\text{-scan}$) روش تجربی قدرتمندی برای اندازه‌گیری ضرایب نوری مرتبه سوم مانند ضریب شکست غیرخطی (n_2) و



شکل ۳: تصویر FESEM نمونه

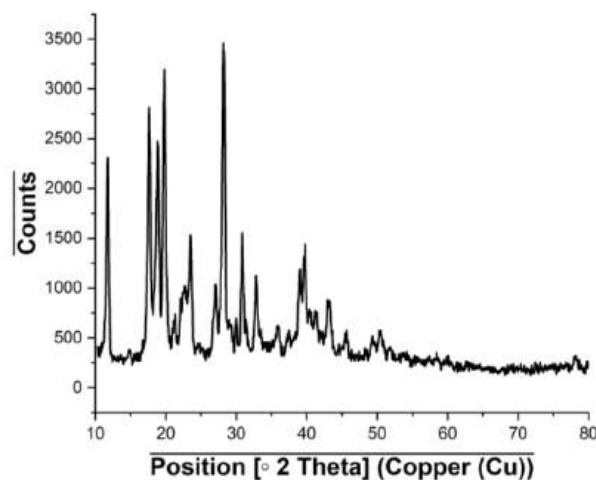


شکل ۴: نمودار جذب خطی

مقدار جذب خطی از رابطه زیر بدست می آید [۵]:

$$\alpha_0 = -\frac{1}{l} \ln T \quad (3)$$

در این رابطه T عبور نور و $l = 1 \text{ cm}$ ضخامت سلول حاوی نمونه را نشان می دهد. مقدار جذب خطی در طول موج 532 nm با استفاده از رابطه (۱) و داده های شکل (۴)، $\alpha_0 = 0.6509$ است. با فیت کردن نتایج تجربی شکل (۴) و رابطه تئوری (۱) ضریب شکست غیرخطی از رابطه زیر بدست می آید [۵]:



شکل ۲: الگوی XRD نمونه

جدول ۹: قطر ذرات بر اساس رابطه دبای-شرر

شماره قله	موقعیت 2θ قله (°)	FWHM	قطر کریستالیت (nm)	قطر متوسط (nm)
۱	۱۱,۷۷۱۹	۰,۳۴۴۴	۲۳,۱۸	۲۴,۶۸۴
۲	۱۷,۶۹۳۷	۰,۲۴۶۰	۳۲,۶۷	
۳	۱۸,۹۲۰۵	۰,۳۴۴۴	۲۳,۳۷	
۴	۱۹,۷۴۲۷	۰,۳۴۴۴	۲۳,۴۰	
۵	۲۸,۲۷۱۰	۰,۳۹۳۶	۲۰,۸۰	

همچنین برای بررسی مورفولوژی نمونه از آنالیز FESEM استفاده شد و نتایج تصاویر تهیه شده در شکل (۳) قابل مشاهده است. همچنین کلوخه شدگی چشمگیری نیز در ذرات مشاهده می شود.

جذب خطی نمونه با اسپکتروفتومتر مدل HALO-XB10 بررسی شد و نتایج در شکل (۴) مشاهده می شود.

بر اساس شکل (۵) می‌توان نتیجه گرفت که ضریب شکست غیرخطی نمونه کمپلکس هافنیوم منفی بوده و پدیده واکانونی اتفاق افتاده است. همچنین از نمودار شکل (۶) می‌توان مشاهده کرد که نمونه دارای جذب غیرخطی محسوسی از مرتبه 10^{-4} m/W می‌باشد که این مقدار با فیت کردن نتایج تجربی شکل (۶) و رابطه تئوری (۲) ضریب جذب غیرخطی از رابطه زیر بدست می‌آید [۵]:

$$\beta = \frac{q_0}{L_{\text{eff}} I_0} \quad (۵)$$

در اینجا، q_0 تغییر فاز غیرخطی است. در شدت‌های پایین‌تر از 40 mW امکان مشاهده اثرات غیر خطی مشکل بوده و در شدت‌های 40 mW و بالاتر، همان‌طور که از شکل‌های (۴) و (۵) مشاهده می‌شود، با افزایش شدت تغییر قابل ملاحظه‌ای در پارامترهای اپتیک غیرخطی مشاهده نشد.

نتیجه‌گیری

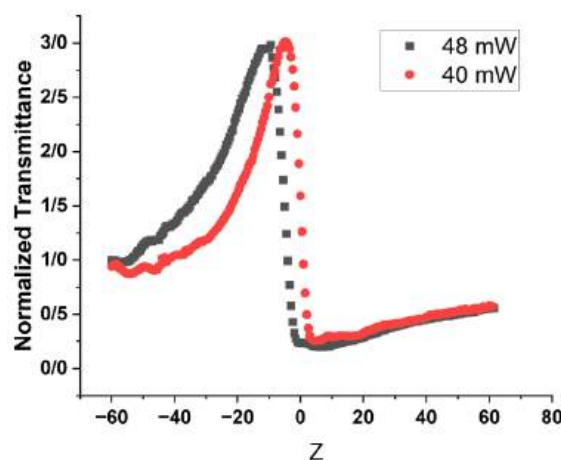
در این کار تجربی یک ترکیب نانو کمپلکس از هافنیوم و ۵-نیتروسالیسیلیک اسید با استفاده از روش هم‌رسوبی سنتز شد. خواص اپتیک غیرخطی نانو کمپلکس سنتز شده با روش جاروب-Z مورد بررسی قرار گرفت. با استفاده از داده‌های جدول (۲) مشاهده می‌شود که این نانو کمپلکس دارای پارامترهای اپتیک غیرخطی مرتبه سوم نسبتاً بالایی است که نشان می‌دهد این نانو کمپلکس مستعد کاربرد در قطعات محدودکننده و کلیدهای اپتیکی است.

مرجع‌ها

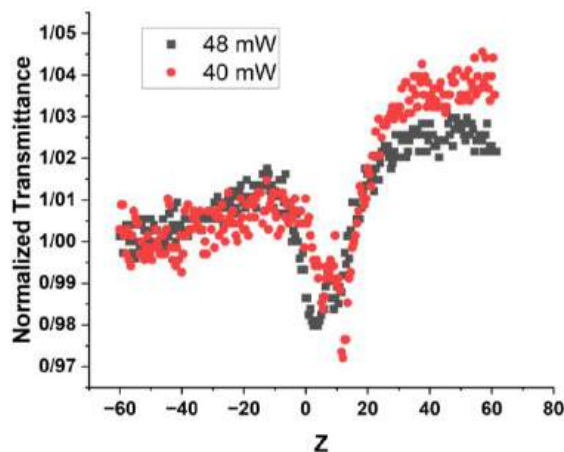
- [1] B. Shilyaev, Problems of atomic science and technology, 113, 2018, 43.
- [2] T. Cuenca, Journal of Organometallic Chemistry, 588, 1999, 134
- [3] A. Bhatt, Indian Journal of Chemistry, 40A, 2001, 994
- [4] A. A. El-Habeeb, Biorganic chemistry and applications, 2020, 12
- [5] M. Sheik-Bahae, IEEE, Journal of Quantum Electronics, 26, 1990, 760

$$n_2 = \frac{\Delta\varphi_0}{kL_{\text{eff}}I_0} \quad (۴)$$

که اینجا $L_{\text{eff}} = (1 - e^{\alpha_0 L})/\alpha_0$ و ضخامت نمونه $L = 2 \text{ mm}$ و همچنین $k = 2\pi/\lambda$ بردار موج است. I_0 شدت لیزر در کانون و $\Delta\varphi_0$ تغییر فاز غیرخطی است. این آزمایش با لیزر دیودی با طول موج برابر با 532 nm و توان 40 mW و 48 mW انجام شد که نتایج مشابهی بدست آمد که در شکل‌های (۴) و (۵) نمایش و نتایج برای دو شدت مختلف تابش لیزر در جدول (۲) آورده شده است.



شکل ۵: نمودار جاروب-Z برای روزه بسته در دو توان



شکل ۶: نمودار جاروب-Z برای روزه باز در دو توان

جدول ۱۰: ضرایب شکست و جذب غیرخطی در دو شدت مختلف لیزر

شدت لیزر	n_2 ($10^{-10} \text{ m}^2/\text{W}$)	β (10^{-4} m/W)
48 mW	-۱۷,۳۲	۲,۳
40 mW	-۱۷,۳۴	۲,۲

ساخت نانوکامپوزیت فریت اسپینل اکسید روی به روش شیمیایی و بررسی اثر فتوکاتالیستی آن در تخریب رنگ

زهرا کی احمدی، سمانه محمودی قاشقای و محمدرضا زمانی میمیان

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

چکیده – آلودگی آب ناشی از رنگ‌ها تاثیر بسیار منفی بر زندگی موجودات زنده دارد. یکی از روش‌های شیمیایی موثر تصفیه آب، تخریب نوری است که در اصل این روش از یک ماده فتوکاتالیست استفاده می‌کند. در این پژوهش کامپوزیت شامل فریت، فریت اسپینل اکسید روی، به روش شیمیایی سنتز شده است که با اعمال میدان مغناطیسی خارجی قابلیت جداسازی از آب را دارد. از آزمون DRS برای بررسی خواص نوری استفاده شد. که نشان می‌دهد این کامپوزیت جذب خوبی در محدوده نور مرئی دارد. آزمون فتوکاتالیستی کامپوزیت سنتز شده با تخریب رنگ متیلن بلو انجام گرفت. کامپوزیت فریت اسپینل اکسید روی عملکرد فتوکاتالیستی خوبی را تحت تابش نور مرئی رنگ متیلن بلو در ۸۰ دقیقه تا حدود ۶۰ درصد تخریب نشان می‌دهد.

کلیدواژه – تخریب رنگ، فتوکاتالیست، فریت، کامپوزیت

Fabrication of Zinc oxide spinel ferrite nanocomposites via Chemical synthesis and its photocatalytic effect on color degradation

Zahra Kay-Ahmadi, Samaneh Mahmoudi Qashqay and Mohammad Reza Zamani Meymian

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

R_zamani@iust.ac.ir

Abstract- Water pollution from dyes without cleaning will have a very negative impact on the life of living organisms. One of the most effective chemical methods of water purification is optical degradation. In principle, this method uses a photocatalytic substance. In this study, Zinc oxide spinel ferrite composites chemically synthesized, which can be separated from water by applying an external magnetic field. The DRS test was used to examine optical properties. It shows that this Composite has a good absorption in the visible light range. photocatalytic activity of the sample was evaluated with degradation of methylene blue. Composite demonstrated good photocatalytic performance, its efficiency was 60% degradation rate after 80 minutes under visible illumination.

Keywords: composite, dye degradation, ferrite, magnetic, photocatalyst

مقدمه

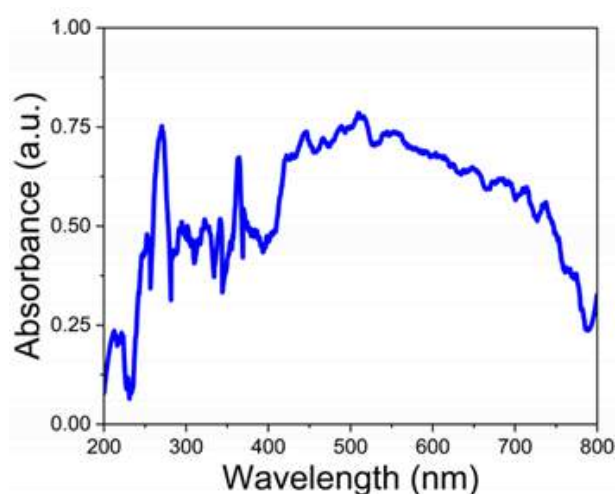
مراحل تجربی

کامپوزیت فریت اسپینل اکسید روی، از روش هم‌رسوبی و هیدروترمال سنتز می‌شود. با کمک محلول NaOH رسوب‌گیری کامپوزیت انجام می‌شود و محلول حاوی رسوب به داخل اتوکلاو منتقل می‌شود. اتوکلاو برای ۱۰ ساعت در 170°C گذاشته می‌شود. بعد از خنک شدن اتوکلاو، رسوب بدست آمده چند بار با آب مقطر و سانتریفیوژ شست و شو، سپس خشک می‌شود.

جهت مطالعه خواص نوری از آنالیز (Diffuse Reflectance) DRS (Spectroscopy) استفاده شد. به منظور بررسی عملکرد فتوکاتالیستی ماده سنتز شده، کامپوزیت با غلظت 1 g/L به محلول 5 ppm رنگ متیلن بلو اضافه می‌شود. بعد از ۳۰ دقیقه هم‌زدن شدن در تاریکی برای پایداری محلول، نوردهی توسط لامپ جیوه آغاز می‌شود، هر ۲۰ دقیقه یکبار نمونه‌ای از محلول برداشته می‌شود. با کمک آهنربا فتوکاتالیست از محلول نمونه جدا می‌گردد. به منظور بدست آوردن طیف جذب بر حسب طول موج از آزمون UV-Vis (Ultraviolet Visible Spectrometer) استفاده می‌شود. طول موج بیشترین جذب (قله پیک) طیف رنگ متیلن بلو 664 nm می‌باشد.

نتایج و تفسیر آن‌ها

طیف جذب UV-Vis کامپوزیت تولید شده در بازه طول موج ۲۰۰ تا 800 nm در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: طیف UV-Vis کامپوزیت $\text{ZnO}/\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3/\text{ZnFe}_2\text{O}_4$

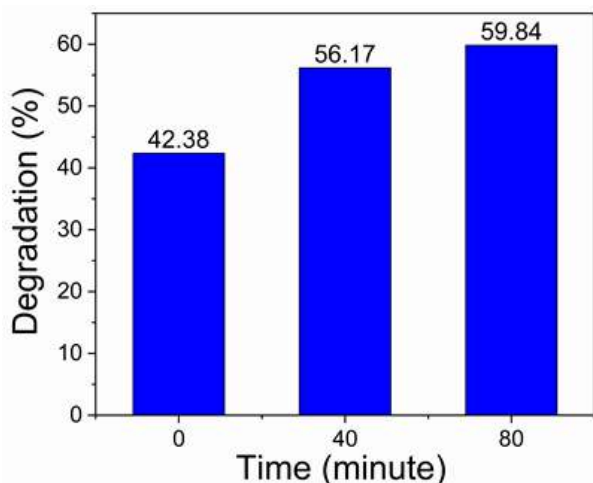
رنگ‌ها به عنوان یکی از آلاینده‌های آلی اصلی آب به شمار می‌روند. هزاران رنگ در صنایع مختلف از جمله نساجی، کاغذ، چرم، مواد غذایی و آرایشی و بهداشتی مورد استفاده قرار می‌گیرد و تقریباً ۱۰ تا ۱۵ درصد از رنگ‌های مورد استفاده به دلیل فرآیندهای ناکارآمد سالانه به طور مستقیم در اکوسیستم تخلیه می‌شود. بنابراین پساب ناشی از رنگ‌ها بدون پاکسازی تأثیر بسیار منفی بر موجودات زنده خواهد داشت. در دهه اخیر تحقیقات بر روی توسعه فناوری‌هایی کارآمد، مقرون به صرفه و سازگار با محیط زیست برای تجزیه رنگ حاوی فاضلاب متمرکز شده است که قادر به تصفیه این آلاینده‌های آلی هستند [1,2].

یکی از روش‌های شیمیایی پاکسازی آب، تخریب نوری است. در اصل روش تخریب نوری از یک روش فتوکاتالیست استفاده می‌کند که شامل یک واکنش شیمیایی در مواجهه با نور است [3,4]. در ماده فتوکاتالیست هنگام تابش نور، زوج الکترون-حفره‌هایی ایجاد می‌شوند که با شرکت در واکنش باعث تسریع واکنش می‌گردند. این الکترون‌ها و حفره‌ها می‌توانند واکنش‌های کاهش و اکسیداسیون را آغاز کنند. در نهایت عوامل اکسیدکننده باعث می‌شوند که آلاینده رنگ به گونه‌هایی بی‌خطر مانند آب، اکسیژن، دی‌اکسید کربن و اسیدهای معدنی تجزیه و تبدیل شود [5,6]. با کاهش اندازه ذرات، مساحت سطحی ماده فتوکاتالیست افزایش می‌یابد و قابلیت بیشتری برای جذب آلاینده‌ها و فوتون‌های بیشتر خواهد داشت. در نتیجه با کاهش اندازه ذرات تا ابعاد نانو می‌توان کارایی فتوکاتالیست‌ها را بهبود بخشید. از طرفی بازیابی و استفاده مجدد فتوکاتالیست‌ها مشکل می‌باشد. یکی از راهکارهای موثر در این مورد، استفاده از نانوذرات مغناطیسی می‌باشد که هم مساحت سطح فتوکاتالیست را افزایش می‌دهد و هم با اعمال میدان مغناطیسی خارجی قابلیت جداسازی از محلول را دارد.

فریت اسپینل‌ها از دسته مواد مغناطیسی نرم هستند که به دلیل ویژگی‌هایی مثل هزینه کم، فعالیت فتوکاتالیستی خوب، شکاف انرژی مناسب، قابلیت بازیافت و استفاده مجدد در چرخه‌های بیشتر بدون از دست دادن بازده و سمیت کم، اخیراً به طور گسترده‌ای در تصفیه آب مورد بررسی قرار گرفته است [7]. در این پژوهش ساخت نانو کامپوزیت فریت مغناطیسی به منظور تخریب فتوکاتالیستی رنگ آلی متیلن بلو انجام می‌گیرد.

$$D(\%) = (C_0 - C_t) / C_0 \times 100 \quad (2)$$

نمودار درصد تخریب فتوکاتالیستی بر حسب زمان در شکل ۳ نشان می‌دهد که این کامپوزیت درصد تخریب رنگ متیلن بلو را تا ۸۰ دقیقه به حدود ۶۰ درصد افزایش داده است.



شکل ۳: نمودار درصد تخریب فتوکاتالیستی تخریب MB توسط کامپوزیت

نتایج آزمون فتوکاتالیست مشخص می‌کند که کامپوزیت فریت اسپینل اکسید روییک ماده فتوکاتالیست مناسب برای تخریب رنگ در برابر نور مرئی است.

نتیجه‌گیری

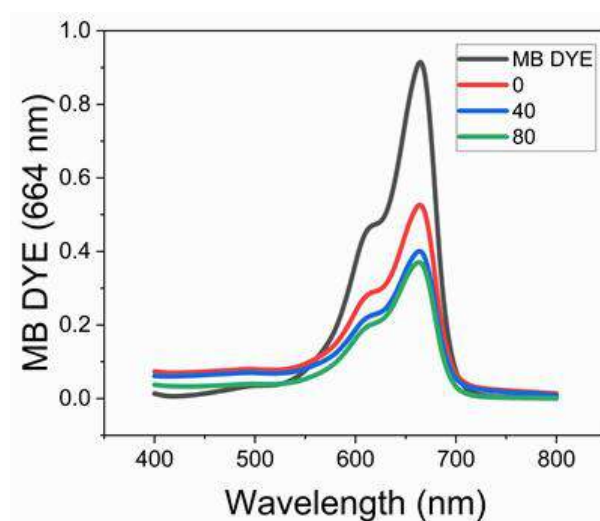
کامپوزیت فریت اسپینل اکسید روی با موفقیت به روش شیمیایی هیدروترمال و هم‌رسوبی سنتز شد. آنالیز DRS و آزمون فتوکاتالیستی مشخص می‌کند که کامپوزیت سنتز شده عملکرد فتوکاتالیستی خوبی دارد و تحت تابش مرئی رنگ متیلن بلو را در ۸۰ دقیقه تا حدود ۶۰ درصد تخریب می‌کند.

مرجع‌ها

- Shokrgozar, K. Seifpanahi-Shabani, B. Mahmoodi, N. M. Mahmoodi, F. Khorasheh, and M. Baghalha, "Synthesis of Ni-Co-CNT nanocomposite and evaluation of its photocatalytic dye (Reactive Red 120) degradation ability using response surface methodology," *Desalin Water Treat.*, vol. 216, pp. 389–400, 2021.
- J. Di, M. Zhu, R. Jamakanga, X. Gai, Y. Li, and R. Yang, "Electrochemical activation combined with advanced oxidation on NiCo₂O₄ nanoarray electrode for

با افزایش طول موج، جذب این کامپوزیت ابتدا افزایش می‌یابد سپس با رسیدن به حداکثر جذب در محدوده مرئی (۵۰۰ nm)، مقدار آن کاهش می‌یابد.

نمودار فتوکاتالیستی طیف جذب بر حسب طول موج تخریب رنگ متیلن بلو در سه زمان مختلف تحت لامپ جیوه برای این کامپوزیت در شکل ۲ آورده شده است. این نمودار نشان می‌دهد که در ۳۰ دقیقه پایداری کامپوزیت مقداری جذب داشته و بعد از آن با گذر زمان تا ۸۰ دقیقه تخریب رنگ متیلن بلو اتفاق افتاده است چون قله نمودار کاهش ارتفاع داشته است.



شکل ۲: نمودار طیف UV-Vis فتوکاتالیستی تخریب متیلن بلو توسط کامپوزیت

طبق رابطه بیر-لامبرت (رابطه (۱)) مقدار جذب محلول با غلظت آن نسبت مستقیم دارد.

$$A = \varepsilon l c \quad (1)$$

در رابطه مذکور ε ضریب جذب مولی، l طول مسیر نوری، c غلظت و A میزان جذب نور هستند. پس به جای غلظت مقدار جذب رنگ در رابطه قرار می‌گیرد. برای اندازه‌گیری درصد تخریب و از بین رفتن رنگ آلاینده از رابطه (۲) استفاده می‌شود. C_0 میزان جذب اولیه در شروع فرآیند فتوکاتالیستی و C_t میزان جذب ثانویه در زمان t را نشان می‌دهد. بر حسب رابطه (۲) می‌توان درصد تخریب را در هر زمان بر حسب زمان صفر محاسبه کرد.

oxidative water purification,” J. Environ. Chem. Eng., vol. 9, no. 5, p. 105812, 2021.

5- R. Ameta and S. C. Ameta, Photocatalysis: principles and applications. Crc Press, 2016.

6- R. Revathy, T. Sajini, C. Augustine, and N. Joseph, “Iron-based magnetic nanomaterials: sustainable approaches of synthesis and applications,” Results Eng., vol. 18, p. 101114, 2023.

decomposition of Rhodamine B,” J. Water Process Eng., vol. 37, p. 101386, 2020.

3- Y. Ma, Q. Wang, and S. Xing, “Insight into the catalytic mechanism of γ -Fe₂O₃/ZnFe₂O₄ for hydrogen peroxide activation under visible light,” J. Colloid Interface Sci., vol. 529, pp. 247–254, 2018.

A. Soufi, H. Hajjaoui, R. Elmoubarki, M. Abdennouri, S. Qourzal, and N. Barka, “Spinel ferrites nanoparticles: Synthesis methods and application in heterogeneous Fenton oxidation of organic pollutants—A review,” Appl. Surf. Sci. Adv., vol. 6, p. 100145, 2021.

4- S. Sharma et al., “An overview of heterojunctioned ZnFe₂O₄ photocatalyst for enhanced

نوردهی کوانتومی گوسی با فوتون‌های آشکارسازی نشده

محمد بدری^۱، رحمان نوروژی^۱

^۱دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان-دانشکده فیزیک

چکیده - استفاده از حالت‌های غیرکلاسیک (کوانتومی) نور برای آشکارسازی جسم به وسیله فوتون‌های پراکنده شده از آن را نوردهی کوانتومی گویند. به شکل کلی منابع نوری غیرکلاسیک قابل تقسیم‌بندی به دو بخش گوسی و غیرگوسی هستند که در این میان حالات گوسی به دلیل جامعیت بیشتر و راحتی در ساخت به نسبت حالات غیرگوسی، از اهمیت بالایی برخوردارند. در این کار از دید آماری به بررسی نوردهی‌های مختلف گوسی به شکل نظری پرداخته شد. برتری نوردهی حالت کوانتومی به نسبت حالت کلاسیک در این کار نشان داده می‌شود. علاوه بر این، روش نوردهی کوانتومی با استفاده القای همدوسی بدون گسیل القایی هم معرفی می‌شود. نشان داده شده است که در این روش، اطلاعات بیشتری در زمان یکسان، به نسبت حالت نوردهی کوانتومی دو مُده خلأ بدست می‌آید.

کلیدواژه- نور غیرکلاسیک، حالات گوسی، لیدار کوانتومی، القای همدوسی.

Gaussian Quantum illumination with undetected photons

Mohammad Badri¹, Rahman Nouroozi¹

¹Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basics Sciences (IASBS), Zanjan

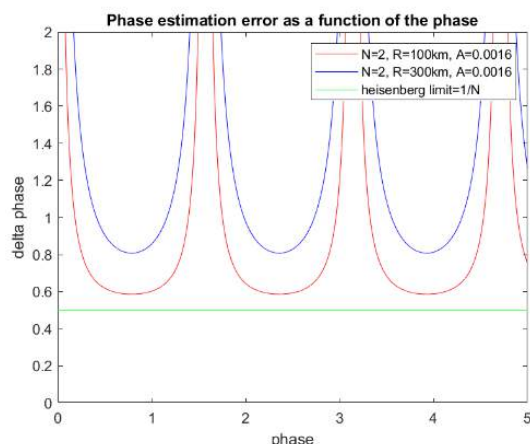
m.badri@iasbs.ac.ir, rahman.nouroozi@iasbs.ac.ir

Abstract- Low-noise detection of scattered light is possible beyond the classical limits if the object was illuminated with the non-classical (quantum) state of light. This is known as quantum illumination. Among different quantum illumination schemes, the Gaussian illumination proved to be more comprehensive due to its ease of construction and detection compared to non-Gaussian state. In this work, from a statistical point of view, different Gaussian illuminations are investigated theoretically. Then its quantum supremacy against the classical one is presented. In addition, quantum lidar based on induced coherence without induced emission is introduced. It is shown that with undetected photon scheme more information can be extracted (in the same time) in comparison with traditional two mode vacuum state.

Keywords: Non-classical light, Gaussian states, quantum lidar, Induced coherence.

مقدمه

سیستم تداخل سنجی است [۱]. این حالت در شرایطی که نوفه و اتلاف وجود نداشته باشند دقت خواندن اطلاعات را تا حد هاینبرگ افزایش می‌دهد. در محیط واقعی و برای بازوهای بلندبرد مانند لیدار یا رادار، در نظر گرفتن نوفه و اتلاف ضروری است. این عوامل، مطابق شکل ۱، باعث کاهش دقت در استخراج اطلاعات از این روش حتی بدتر از حدهای کلاسیکی می‌شود.



شکل ۱: نمودار دقت فاز به نسبت خود فاز در استفاده از حالت درهمتنیده NOON. در این حالت از $N=2$ برای فواصل ۱۰۰ و ۳۰۰ کیلومتری در ضریب میرایی محیطی ($A=0.0016 \text{ dB/Km}$) استفاده شده است.

راه دیگر تصویربرداری کوانتومی استفاده از منابع نوری درهمتنیده مانند تبدیل پایین پارامتری خودبخودی ۶ (SPDC) است. در این روش یک فوتون پمپ در محیط غیر خطی به دو فوتون سیگنال و آیدلر تبدیل می‌شود. از آیدلر به عنوان رفرنس برای ایجاد همزمانی و خنثی کردن اثر نوفه و از سیگنال برای دریافت اطلاعات استفاده می‌شود [۲].

روش دیگر تصویربرداری کوانتومی، تصویربرداری کوانتومی با استفاده از فوتون‌های آشکارسازی نشده است که در سال ۲۰۱۴ توسط زایلینگر و همکاران بر پایه‌ی آزمایش زو-وانگ-مندل معرفی شد [۳]. در این آزمایش همانطور که در شکل ۲ نشان داده شده است جسم توسط فوتون‌های آیدلر پوشش می‌شود و اطلاعات آن با استفاده از همسانی مسیر از تداخل حاصل از فوتون‌های سیگنال که با جسم ملاقاتی نداشته‌اند بدست می‌آید.

اپتیک کوانتومی بررسی پدیده‌های نوری با در نظر گرفتن نور به صورت ذرات فوتون است. درهمتنیدگی فوتونی امکان تشخیص نوفه از سیگنال را بیشتر از نور کلاسیکی فراهم می‌آورد. در اپتیک بررسی دقت ۱ و داشتن قدرت تشخیص ۲ با اهمیت هستند. از آنجایی که فوتون‌های سیگنال دریافتی همواره آلائیده به نوفه هستند، بررسی آماری فوتون‌های دریافتی اجتناب ناپذیر است.

قدرت تفکیک برای روش‌های تصویربرداری مختلف که از نوردهی‌های متفاوت استفاده می‌کنند از حد کرامر-رائو ۳ قابل محاسبه است. حد استاندارد کوانتومی نهایتاً حد تفکیک در اپتیک کلاسیک است. قدرت تشخیص، به معنای آگاهی پیدا کردن از وجود و عدم وجود جسم در منطقه‌ی نوردهی و یا تشخیص صفر و یک در خواندن اطلاعات با حدهای چبیشف ۴ یا به شکل دقیق‌تر با حد کوانتومی چرنوف ۵ قابل بررسی است.

در این مقاله با معرفی نوردهی کوانتومی گوسی با استفاده از فوتون‌های آشکارسازی نشده، به بررسی سرعت دریافت اطلاعات و مزایای قابل پیش‌بینی برای آن پرداخته‌ایم.

روش‌های مختلف تصویربرداری

تصویربرداری از دیرباز مورد توجه بوده است. رسیدن به دقت‌های بالا در تفکیک و تشخیص از چالش‌های این شاخه از اپتیک است. لیدار (رادار) هم در واقع یک سیستم تصویربرداری از نور (موج رادیویی) پراکنده شده است. در حالت کلی می‌توان روش‌های نوردهی را به دو بخش کلاسیکی و غیر کلاسیکی (کوانتومی) تقسیم کرد. در نوردهی کلاسیک از منابع نوری کلاسیکی، مانند نور همدوس برای نوردهی استفاده می‌شود و اطلاعات از روش‌های آشکارسازی مستقیم یا بواسطه‌ی تداخل سنجی بدست می‌آید. در نوردهی کوانتومی اطلاعات بدست آمده به همین دو روش با پوشش جسم توسط منبع کوانتومی نور میسر است.

یکی از راه‌های رسیدن به دقت تفکیک بالا در نوردهی کوانتومی استفاده از حالت درهمتنیده‌ی بین مدی (NOON) در یک

⁴ Chebyshev

⁵ Chernoff

⁶ Spontaneous Parametric Down Conversion

¹ Estimation

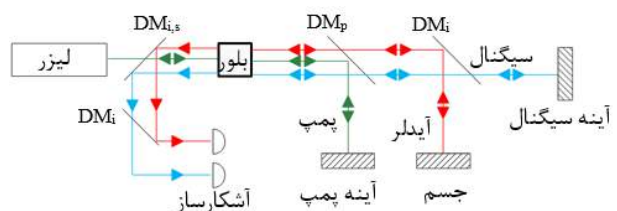
² Discrimination

³ Cramer-Rao

نوردهی‌های غیرکلاسیک حد بهتری دارد [۵]. در این کار به بررسی نوردهی کوانتومی با القای همدوسی پرداخته شد.

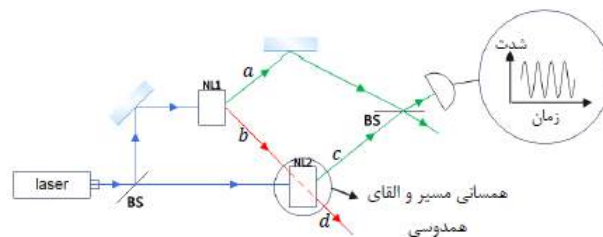
نوردهی کوانتومی گوسی با استفاده از فوتون‌های آشکارسازی نشده

در این روش، نوردهی به وسیله‌ی حالت دو مُده چلانده خلأ^۷ (TMSV) در یک چیدمان تداخلی که آن را در برهمه‌ی بین دو منبع مستقل که به واسطه‌ی همسانی مسیر همدوس شده‌اند، ایجاد می‌شود. مزیت اصلی این روش حل مسئله‌ی فاصله‌سنجی به واسطه‌ی وجود همدوسی القایی است. در این روش به دلیل استفاده از فوتون‌های آشکارسازی نشده، می‌توان از فوتون‌هایی با طول‌موج بالاتر از مرئی برای پوشش فضا و از فوتون‌هایی با طول‌موج مرئی برای آشکارسازی استفاده کرد. طرح‌واره‌ی مورد استفاده در شکل ۳ آمده است.



شکل ۳: شمایی از چیدمان پیشنهادی برای نوردهی کوانتومی گوسی با فوتون‌های آشکارسازی نشده. در این چیدمان از یک بلور که از دو جهت پمپ می‌شود استفاده می‌کنیم. SPDC یا در مسیر رفت و یا در مسیر برگشت در بلور اتفاق می‌افتد. اگر در مسیر رفت/این فرآیند اتفاق بیافتد آیدلر جسم را ملاقات کرده و اطلاعات آن از سیگنال قابل استخراج است.

این چیدمان قابلیت فاصله‌سنجی تا حد طول همدوسی را فراهم می‌کند. همچنین نرخ دریافت فوتون در این شیوه از روش نوردهی با فوتون‌های درهم‌تنیده (لوید) بالاتر است، چراکه در بخش نوردهی و دریافت از طول‌موج‌های مختلف استفاده می‌کند. مطابق شکل ۴، پراکندگی با افزایش طول‌موج کاهش می‌یابد. بنابراین استفاده از نور در محدوده‌ی فروسرخ برای نوردهی و استفاده از ناحیه مرئی برای آشکارسازی بازده خوانش اطلاعات را بالا خواهد برد.



شکل ۲: طرح‌واره‌ی آزمایش زو-وانگ-مندل. در این چیدمان دو بلور غیر خطی در رژیم کم بهره پمپ می‌شوند و در یکی از آن‌ها فرآیند SPDC اتفاق می‌افتد. جسم توسط فوتون آیدلر پوشش می‌شود و اطلاعات آن از فوتون سیگنالی که با جسم برخورد نداشته بدست می‌آید.

نوردهی کوانتومی

در حسگرهای نوری قدرت تفکیک با حد کرامر-رائو بررسی می‌شود. حد مهم دیگری به نام حد چرنوف کوانتومی در قدرت تشخیص وجود دارد که احتمال خطا در تشخیص وجود و عدم وجود جسم در منطقه‌ی نوردهی را بررسی می‌کند. این حد بر اساس همپوشانی دو حالت مختلف در یک اندازه‌گیری غیرمتعامد، احتمال خطا در تشخیص دو حالت مورد نظر از یکدیگر را بررسی می‌کند [۴]. حد چرنوف کوانتومی از رابطه‌ی

$$\Pr(e) = \frac{1}{2} [\min_{0 \leq s \leq 1} \text{tr}(\hat{\rho}^{(0)s} (\hat{\rho}^{(1)})^{(1-s)})]^N \quad (1)$$

قابل محاسبه است. در رابطه‌ی (۱)، ماتریس چگالی $\hat{\rho}^{(0)}$ حالت عدم وجود جسم، ماتریس چگالی $\hat{\rho}^{(1)}$ حالت وجود جسم و N تعداد دفعات نوردهی است. احتمال خطای پنجاه درصد حالتی را نشان می‌دهد که اطلاعاتی از فوتون‌های دریافتی قابل استخراج نیست [۴].

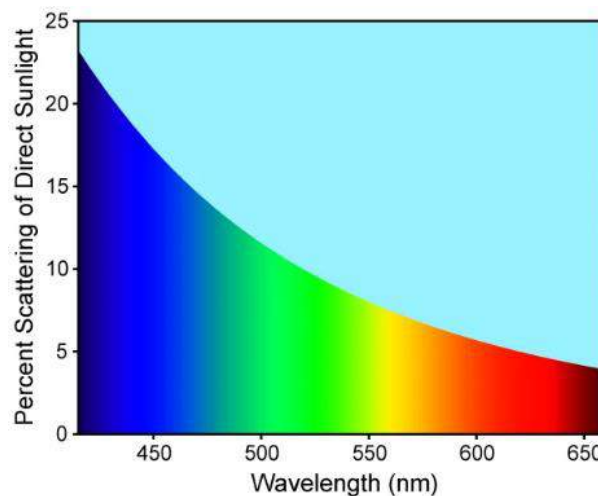
در روش نوردهی کوانتومی لوید، که اولین بار در سال ۲۰۰۸ و در مقایسه با نوردهی همدوس آن را معرفی کرد، نشان داده شد که قطعیت در تصمیم‌گیری در تشخیص وجود و عدم وجود جسم، برای نوردهی‌های کوانتومی از حالت همدوس که حالت بهینه‌ی کلاسیکی است نیز بهتر است. همچنین نوردهی‌های متنوعی از گوسی و غیر گوسی گرفته تا حالت همدوس (کلاسیکی‌ترین حالت کوانتومی) مقایسه شدند. نشان داده شده است که دقت تشخیص یا همان حد چرنوف کوانتومی برای

⁷ Two Mode Squeezes vacuum State

در این مقاله روشی مبتنی بر آزمایش نوردهی با القای همدوسی بدون گسیل القایی معرفی شد و بحث فاصله‌سنجی و سرعت دریافت اطلاعات آن بررسی شد. در استفاده از روش القای همدوسی، از طول موج‌های بلندتر مانند فروسرخ برای پوشش فضا استفاده می‌شود که ضریب پراکندگی کمتری به نسبت نور مرئی دارد و از طول موج مرئی برای دریافت اطلاعات استفاده می‌شود. این موضوع باعث افزایش سرعت خوانش اطلاعات می‌شود.

مرجع‌ها

- 1- J. Dowling/ Quantum Optical Metrology — The Lowdown on High-N00N States. ۲۰۰۹/
- 2- D. S. Simon/ Quantum metrology, Imaging and communication ۲۰۱۷/
- 3- Zillinger/ Quantum imaging with undetected photons ۲۰۱۴/
- 4- Bagan/ The quantum Chernoff bound as a measure of distinguishability between density matrices: application to qubit and Gaussian states ۲۰۰۷/
- 5- Seth Lloyd /Enhanced Sensitivity of Photodetection via Quantum Illumination ۲۰۰۸/
- 6- <https://astro-geo-gis.com/light-scattering-in-the-earths-atmosphere-part-2-why-is-the-sky-blue-and-how-the-sky-color-changes/accepted> at 1403/08/21
- 7- Classical electrodynamics/ J. D. Jackson/ John Wiley and sons/ 3 th/1999



شکل ۴: درصد پراکندگی طول موج‌های مختلف در جو زمین. این نمودار نشان می‌دهد که هرچه طول موج کمتر شود، پراکندگی بیشتر می‌شود [۶ و ۷]. بنابراین استفاده از سیستم نوردهی برپایه‌ی فوتون‌های آشکارسازی نشده می‌تواند نرخ شمارش فوتون را به نسبت نوردهی کوانتومی لوید افزایش دهد.

نتیجه‌گیری

استفاده از نوردهی کوانتومی دقت و قدرت تصمیم‌گیری را به نسبت استفاده از حالت‌های نوردهی کلاسیکی افزایش می‌دهد. همانطور که گفته شد مدل‌های پیشنهاد شده تا به الان برای نوردهی کوانتومی، اعم از روش لوید، نوردهی‌های گوسی، حالت سه مده و حالات غیر گوسی همه مشکل فاصله‌سنجی را داشتند. در کنار این موضوع ساخت فوتون‌های در هم‌تنیده در خارج از محدوده مرئی کار دشوار و تا به الان کم بازدهی است.