



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



مقایسه‌ی فلزات واسطه در تقویت‌کننده‌های مگنتوپلاسمونیک مبتنی بر توری

تشدیدی

^۱منصوره امان‌الهی، ^۲مه‌دی زمانی
دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان

¹M.Amanollahi@phy.uk.ac.ir, ² m-zamani@uk.ac.ir

چکیده - در این مقاله ساختار تقویت‌کننده‌ی مگنتوپلاسمونیک مبتنی بر توری تشدید اراشه شده است. این ساختار ترکیبی از یک توری فلزی با خاصیت مگنتوپتیک است که لایه‌ای نازک از فلزات واسطه بر روی آن قرار گرفته است. با تاباندن یک موج قطبیده‌ی p به این ساختار، اثر مگنتوپتیک کِر عرضی (TMOKE) برای طلا، نقره، مس، پلاتین، پالادیم و نیکل از طریق رسم نمودار مقدار عددی این اثر (δ) بر حسب زاویه‌های مختلف نور فرودی، مورد مقایسه قرار گرفته است. مقادیر قابل توجه به دست آمده برای TMOKE نشان می‌دهد که با برآورده شدن شرط تطبیق فاز، پلاسمون پلاریتون‌های سطحی برانگیخته شده موجب تقویت میدان و در نهایت تقویت TMOKE می‌شوند. همچنین نتایج حاکی از آن است که با توجه به خواص فلزات استفاده شده، طلا و نقره بهترین گزینه برای این نوع ساختارها هستند.

کلید واژه- اثر مگنتوپتیک کِر عرضی، توری تشدید، فلزات واسطه، مگنتوپلاسمونیک

Comparison of transition metals in resonant-grating-based magneto-plasmonics amplifiers

¹Mansoureh Amanollahi, ²Mehdi Zamani

Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman

¹M.Amanollahi@phy.uk.ac.ir, ² m-zamani@uk.ac.ir

Abstract - In this article, a magneto-plasmonics amplifier structure based on resonant-grating is presented. This structure is a combination of a metal grating with magneto-optics properties, on which a thin strip of transition metals is placed. By irradiating a p-polarized wave onto this structure, the transverse magneto-optical Kerr effect (TMOKE) for gold, silver, copper, platinum, palladium, and nickel has been compared by plotting the numerical value of this effect (δ) according to different angles of incident light. The significant values obtained for TMOKE show that when the condition of phase matching is fulfilled, the excited surface plasmon polaritons will strengthen the field and ultimately strengthen TMOKE. Additionally, the results indicate that gold and silver are the best options for this type of structure based on the properties of the metals used.

Keywords: magneto-plasmonics, resonant grating, TMOKE, transition metals

مقدمه

علم پلاسمونیک به بررسی نوسانات الکترون در نانوساختارها و نانوذرات فلزی می‌پردازد. پلاسمون‌های سطحی دارای خواص نوری بسیار جالبی هستند. به عنوان مثال، پلاسمون‌های سطحی ظرفیت منحصر به فردی برای محدود کردن نور در مقیاس نانو دارند. علاوه بر این، پلاسمون‌های سطحی نسبت به خواص محیطی که در آن منتشر می‌شوند بسیار حساس هستند. همچنین، تشدید پلاسمون سطحی را می‌توان با تنظیم اندازه، شکل، تناوب و ماهیت مواد کنترل کرد. در واقع، پیشرفت تکنولوژی به محققان اجازه می‌دهد تا با کنترل تمام پارامترهای ذکر شده، سیستم‌های پلاسمونیک جدیدی ایجاد کنند. در حدود دو دهه اخیر ابزارهای شبیه‌سازی نظری و محاسباتی توسعه یافته‌اند و امکان درک بهتر خواص نوری سیستم‌های پلاسمونیک را فراهم می‌کنند. لذا تمام این ویژگی‌های نوری سیستم‌های پلاسمونیک می‌تواند کاربردهای زیادی در زمینه‌های گوناگون از جمله حسگرهای زیستی و دستگاه‌های فتوولتائیک داشته باشد [۱]. در ادامه‌ی ویژگی‌های منحصر به فرد سیستم‌های پلاسمونیک، ترکیب پلاسمونیک و مگنتوآپتیک منجر به پیدایش زمینه‌ی تحقیقاتی جدیدی به نام مگنتوپلاسمونیک شده است. تمرکز اصلی تحقیقات مگنتوپلاسمونیک بر افزایش پاسخ مگنتوآپتیک یک ماده از طریق تحریک پلاسمون پلاریتون‌های سطحی (SPP) بوده است [۲]. یکی از مزایای اصلی ساختارهای مگنتوپلاسمونیک، امکان ساخت سیستم‌های مگنتوآپتیک بسیار کوچک از مرتبه میکرون و کوچکتر به دلیل جایگزینی فضای زیر-طول موج پلاسمون‌های سطحی است. با این حال، اتلاف نوری ناشی از قسمت موهومی ثابت دی‌الکتریک فلزات، عملکرد آنها را محدود می‌کند. یکی از راه‌های غلبه بر این محدودیت، می‌تواند ساختارهای مگنتوپلاسمونیک با میدان‌های نوری تشدیدی باشد که در ساختارهای مبتنی بر توری‌های تشدیدی مشاهده می‌شود

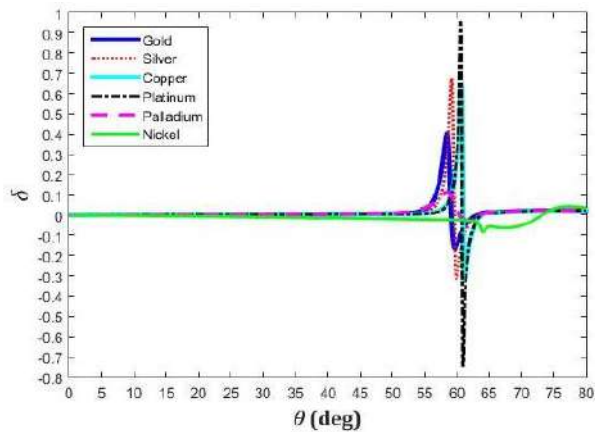
[۳]. در یک تقویت‌کننده مگنتوپلاسمونیک مبتنی بر توری تشدیدی، ساختار توری برای افزایش برهمکنش نور و ماده-ی مگنتوآپتیک طراحی شده است، که از طریق تحریک پلاسمون پلاریتون‌های سطحی در سطح مشترک فلز/دی-الکتریک منجر به اثر مگنتوپلاسمونیک قوی می‌شود. این نوع تقویت‌کننده‌ها کاربردهای بالقوه‌ای در ارتباطات نوری و فناوری‌های حسگری دارند. با استفاده از اثر مگنتوآپتیک می‌توان سیگنال‌های نوری ضعیف را تقویت کرده و امکان توسعه سیستم‌های ارتباطات نوری و حسگرهای حساس را فراهم آورد [۴ و ۵]. در این کار، ساختار پیشنهادی ترکیبی از یک توری با خاصیت مگنتوآپتیک است که لایه‌ای نازک از فلزات واسطه بر روی آن قرار گرفته است. هدف از طراحی این ساختار، نشان دادن امکان استفاده از نانوساختارهای مگنتوپلاسمونیک تناوبی برای تقویت اثر مگنتوآپتیک (عرضی: Transverse Magneto-optical Kerr Effect: TMOKE) است، که شامل تغییر نسبی بازتاب تحت وارونگی مغناطش/میدان مغناطیسی ساختار می‌شود [۶]. بنابراین، قصد ما ایجاد یک ساختار مگنتوپلاسمونیک است که منجر به تحریک موضعی پلاسمون‌های سطحی در سطح مشترک فلز/دی‌الکتریک شود. با توجه به طول موج برخوردی، این امر با بهینه‌سازی هندسه‌ی ساختار پیشنهادی محقق می‌شود.

محاسبات و نتایج

در این مطالعه‌ی نظری، سیستم مگنتوپلاسمونیک پیشنهادی ما شامل نوارهایی از جنس فلزات واسطه است که بر روی یک توری فلزی مگنتوآپتیک از جنس $\text{Co}_6\text{Ag}_{94}$ قرار گرفته‌اند و زیرلایه‌ی این ساختار سیلیکا می‌باشد (شکل ۱). جهت مغناطش (M) در راستای محور z است و تانسور گذردهی الکتریکی لایه‌ی مگنتوآپتیک به شکل

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} -10.51 + 2.1i & -1.2i - 1.15 & 0 \\ 1.2i + 1.15 & -10.51 + 2.1i & 0 \\ 0 & 0 & -10.51 + 2.1i \end{pmatrix} \quad (1)$$

با توجه به ساختار پیشنهادی، برای دستیابی به بهترین تقویت‌کننده‌ی پلاسمونیک مبتنی بر توری تشدید، مقایسه‌ای بین اثرات مگنتوآپتیکی کر عرضی فلزات واسطه-ی مختلف در شکل ۲ انجام شده است. در این شکل که مقدار عددی معرف اثر مگنتوآپتیکی کر عرضی بر حسب زاویه‌ی نور فرودی رسم شده است، پلاتین قوی‌ترین اثر TMOKE را از خود نشان می‌دهد و نزدیک بیشینه مقدار عددی این اثر، یعنی ۱ می‌باشد. جذب انرژی موج فرودی توسط پلاسمون پلاریتون‌های سطحی، برآورده شدن شرط تطبیق فاز (رابطه‌ی (۲)) و در نهایت تشدید عامل تقویت TMOKE در اینجا هستند [۴]. بعد از پلاتین، اثر MO نقره،



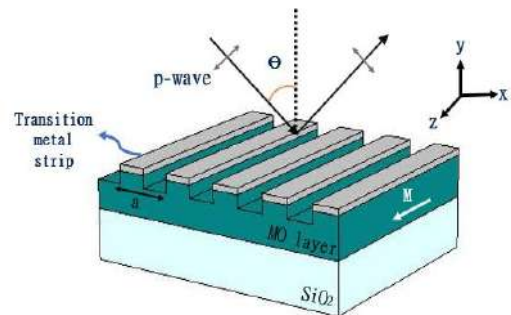
شکل ۲: مقادیر عددی محاسبه شده اثر مگنتوآپتیکی کر عرضی (δ) برای فلزات واسطه طلا، نقره، مس، پلاتینیم، پالادیم و نیکل که به عنوان تابعی از زاویه‌ی نور فرودی با قطبش p (θ) رسم شده است.

مس و طلا نیز قابل قبول است، اما پالادیم و نیکل اثر MO بسیار ضعیفی را از خود نشان می‌دهند. این بدین علت است که پالادیم و نیکل دارای چگالی الکترونی نسبتاً پایین و ضریب میرایی کوچک هستند که منجر به خواص پلاسمونیک ضعیفی و در نتیجه انتقال انرژی کمتر می‌شود [۸]. در پلاسمونیک، قابلیت یک ماده برای تقویت تشدید پلاسمونیک به تابع دی‌الکتریک آن که با چگالی الکترونی و ضریب میرایی آن مرتبط است، وابسته است. موادی با چگالی الکترونی بالا و ضریب میرایی بزرگ، مانند طلا و نقره، بیشتر به عنوان مواد پلاسمونیک استفاده می‌شوند. در میان فلزات، نقره و طلا به دلیل تلفات نسبتاً کم در

می‌باشد، که در آن عناصر غیرقطری معرف فعالیت مگنتوآپتیکی ماده در هندسه‌ی عرضی (M||z) و عناصر قطری تابع دی‌الکتریک لایه‌ی غیرمغناطیسی هستند [۶]. شرط تطبیق فاز ساختارهای تناوبی را می‌توان به صورت

$$\beta = k \sin \theta + v g \quad (2)$$

نوشت که در آن β و k به ترتیب ثوابت انتشار پلاسمون پلاریتون‌های سطحی و نور فرودی بر سطح (در زاویه‌ی θ) هستند. همچنین $g = \frac{2\pi}{a}$ بردار موج در فضای وارون و $v=1,2,3,\dots$ تعریف می‌شوند [۷]. با استفاده از روش المان محدود در نرم‌افزار کامسول شبیه‌سازی و محاسبات انجام شده و مقادیر TMOKE برای فلزات واسطه‌ی متفاوت در بازه‌ی زاویه‌ی نور فرودی به دست آمده است. همانطور که



شکل ۳: تقویت‌کننده پلاسمونیک مبتنی بر توری تشدید که در آن نواری از فلزات واسطه بر روی توری MO قرار گرفته است. نور فرودی یک موج قطبیده p می‌باشد و مغناطش (M) نیز در راستای محور z است.

قبلاً اشاره شد، در اینجا از تعریف اثر مگنتوآپتیکی کر عرضی یا همان TMOKE که به صورت

$$\delta = \frac{R(M) - R(-M)}{R(M) + R(-M)} \quad (3)$$

محاسبه می‌شود، بهره جسته‌ایم [۶]. با توجه به طول موج 632.8 nm (طول موج کاری لیزر هلیوم-نئون که دسترسی به آن آسان است)، ابعاد ساختار طی روندی که در مقاله‌ی [۴] کاملاً توضیح داده شده است، بهینه شده‌اند. لذا در ادامه عملکرد فلزات طلا، نقره، مس، پلاتین، پالادیم و نیکل مورد بررسی قرار می‌گیرد.

نوارهای نازکی از جنس فلزات واسطه بر روی آن، به طور خاص طلا و نقره، باعث تشدید پلاسمون‌های سطحی می‌شود. این تشدید نیز سبب تقویت میدان و به تبع تقویت اثر مگنتوپتیکی کِر عرضی می‌شود.

مرجع‌ها

- G. Barbillon, "Plasmonics and its Applications", *Materials*, Vol. 12, No. 9, pp. 1502, 2019.
- [2] F. Freire-Fernández, et al. "Surface plasmon-polariton-driven narrow-line width magneto-optics in Ni nanodisk arrays", *Nanophotonics*, Vol. 9, No. 1, pp. 113-121, 2020.
- [3] A.V. Chetvertukhin, et al. "Transverse magneto-optical Kerr effect in 2D gold-garnet nanogratings", *JMMM*, Vol 383, pp. 110-113, 2015.
- [4] M. Amanollahi, M. Zamani, "Magneto-plasmonic grating-based structure for biosensing application", *Physica B: Condensed matter*, Vol 667, pp. 415162, 2023.
- [5] S. A. Dyakov, et al. "Wide-band enhancement of the transverse magneto-optical Kerr effect in magnetite-based plasmonic crystals", *Phys. Rev. B*, Vol 100, pp. 214411, 2019.
- [6] B.F. Diaz-Valencia, et al. "Enhanced transverse magneto-optical Kerr effect in magnetoplasmonic crystals for the design of highly sensitive plasmonic (Bio)sensing platforms", *ACS Omega*, Vol 2, pp. 7682-7685, 2017.
- [7] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, p. 45, Springer, 2007.
- [8] M. Gerloch, E. Constable, *Transition Metal Chemistry*, Wiley-VCH, 1994.
- [9] H. Yu. et al. "Plasmon-enhanced light-matter interactions and applications", *npj Comput Mater*, Vol 5, pp. 45, 2019.

محدوده‌ی نور مرئی و فروسرخ نزدیک اغلب برای کاربردهای پلاسمونیک‌ی مورد استفاده قرار می‌گیرند. همچنین این دو فلز در بسیاری از محیط‌ها دارای پایداری شیمیایی هستند [۹]. با توجه به قیمت نقره و طلا، مس می‌تواند کاندیدای مناسبی برای جایگزینی این دو فلز به عنوان یک ماده پلاسمونیک‌ی باشد، اما متأسفانه در بازه‌ی طول موجی مرئی و فروسرخ نزدیک، مس دارای اتلاف بیشتر است و همچنین طی فرآیند ساخت، به سرعت اکسید می‌شود و به شکل CuO و Cu_2O در می‌آید. پلاتین ویژگی‌های منحصر به فردی دارد که آن را برای کاربردهای پلاسمونیک‌ی مناسب می‌کند. این فلز دارای رسانندگی الکتریکی بالاست که برای تقویت پلاسمون‌های سطحی بسیار حائز اهمیت است. همچنین پلاتین در طیف مرئی و فروسرخ نزدیک واکنش نوری مطلوبی دارد که به کنترل نور در این طول موج‌ها کمک می‌کند. با این حال قیمت بالای پلاتین نسبت به سایر مواد مگنتوپلاسمونیک‌ی، چالش‌های ساخت آن در شکل و ابعاد مورد نظر، اکسایش در دماهای بالا و اتلاف جذب زیاد، استفاده از آن را محدود کرده است [۸]. بنابراین می‌توان گفت بین فلزات واسطه‌ای که مورد بررسی قرار گرفته است، طلا و نقره بهترین انتخاب برای کاربردهای پلاسمونیک‌ی در حوزه‌ی فرکانس‌های نوری هستند.

نتیجه‌گیری

در این مقاله نشان دادیم که در یک ساختار تشکیل شده از یک توری فلزی با خاصیت مگنتوپتیکی، با قرار دادن



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



تقویت اتصال ذرات کلوئیدی در بلورهای کلوئیدی دو بعدی با استفاده از عملیات حرارتی

امل، غافلی^۱؛ فرزانه، بیات^۱

^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز، ایران
emel.ghafeli401@gmail.com, f.bayat@azruniv.ac.ir

چکیده - در این مقاله بلورهای کلوئیدی دو بعدی متشکل از از میکرو کرات تک پخشی پلی متیل متاکریلات (PMMA) با قطر ۴۲۰ نانومتر با استفاده از دستگاه لایه نشانی لانگمویر- بلاجت بر روی زیر لایه شیشه‌ای رشد داده شد. در گام بعدی، برای تغییر فاصله‌ی بین کرات پلیمری بلور کلوئیدی، آن‌ها را در دماهای مختلف و به مدت زمان مشخصی در کوره قرار می‌دهیم. سپس، نتایج حاصل از طیف سنجی فرابنفش=مرئی نشان داد که مدت زمان و دمای بهینه به ترتیب ۵ دقیقه و ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد است. تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از بلورهای کلوئیدی دو بعدی قبل و بعد از حرارت دهی نمونه‌ی بهینه نشان می‌دهد که اتصال بین میکروکرات‌های پلیمری افزایش یافته است. بلورهای کلوئیدی دو بعدی ساخته شده کاربردهای بالقوه‌ای را در زمینه‌های مختلف دارند که از آن میان می‌توان به ساخت بستری برای حسگرهای شیمیایی و زیستی، ماسک‌های لیتوگرافی، سلول‌های خورشیدی، ساخت نانو ساختارهای پلاسمونی و غیره اشاره کرد. از این رو، کنترل خواص این بلورها از طریق حرارت دهی کوره بسیار حائز اهمیت است.

کلید واژه- بلورهای کلوئیدی دو بعدی، لایه نشانی در سطح مشترک هوا-مایع، عملیات حرارتی، میکرو کرات پلی متیل متاکریلات.

Colloidal Particles Attachment Enhancement in 2D Colloidal Crystals Using Heat Treatment

Emell, Ghafeli¹; Farzaneh, Bayat¹

¹ Department of Physics, Faculty of Science, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz, Iran

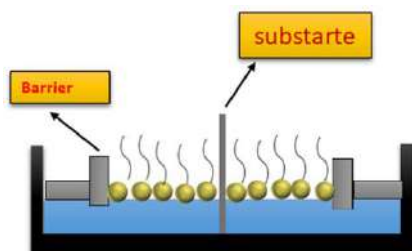
emel.ghafeli401@gmail.com, f.bayat@azruniv.ac.ir

Abstract- In this paper, 2D colloidal crystals consisting of monodispersed polymethyl methacrylate (PMMA) microspheres with a diameter of 420 nm were grown on a glass substrate using a Langmuir-Blodgett deposition device. In the next step, to change the distance between the polymeric spheres of the colloidal crystal, we place them in the furnace at different temperatures and for a certain period of time. Then, the results of UV-Vis spectroscopy showed that the optimal time and temperature are 5 minutes and 100° Celsius, respectively. Scanning electron microscope images of the optimal sample before and after heating show that the connection between the polymer microspheres has increased. The fabricated two-dimensional colloidal crystals have potential applications in various fields, among which we can mention the construction of substrates for chemical and biological sensors, lithography masks, solar cells, plasmonic nanostructures etc. Therefore, it is very important to control the properties of these crystals through furnace heating.

Keywords: 2D colloidal crystal, Air-liquid interface deposition method, heat treatment, polymethyl methacrylate microspheres.

مقدمه

غوطه‌وری پیشنهاد شده است [۳]. در این کار، روش لایه نشانی لانگمویر-بلاجت برای ساخت بلور کلئیدی دو بعدی استفاده شد. سپس بلورهای کلئیدی دو بعدی در زمان و دماهای مختلف در معرض حرارت در کوره قرار می‌گیرد تا اثر حرارت بر اتصال و چسبندگی بین میکروکرات پلیمری مورد مطالعه قرار گیرد.



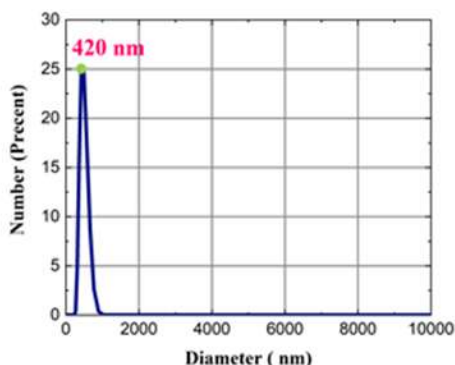
شکل ۱: شماتیکی از ساخت بلورهای کلئیدی دو بعدی توسط دستگاه لانگمویر-بلاجت.

مواد و روش‌ها

در ابتدا، میکروکرات پلیمری PMMA با قطر ۴۲۰ نانومتر با استفاده از روش پلیمریزاسیون امولسیون آزاد ساخته شد. برای اینکار، پلیمریزاسیون در یک فلاسک ته گرد ۲۵۰ میلی‌لیتری با همزن مغناطیسی ۱۰۰۰ دور در دقیقه تحت گاز نیتروژن در دمای ۹۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۴۵ ساعت انجام شد. ابتدا ۵۴ میلی‌لیتر آب فوق‌خالص به بالن اضافه می‌کنیم. سپس محلول تحت گاز نیتروژن به مدت چند دقیقه هم زده می‌شود تا کاملاً اکسیژن زدایی شود. پس از تثبیت شدن تمام شرایط، ۱۶.۸۷۵ میلی‌لیتر متیل متاکریلات (MMA سیگما-آلدریج ۹۹٪) به بالن اضافه می‌کنیم. پس از ۱۰ دقیقه، ۰/۱۵۰۳ گرم پتاسیم پرسولفات (۹۹٪، آلدریج) حل شده در ۲.۵ میلی‌لیتر آب فوق‌خالص را به بالن اضافه کرده و پلیمریزاسیون آغاز می‌شود. پس از اتمام زمان واکنش، سوسپانسیون کلئیدی شیری رنگ را از کاغذ صافی عبور داده و برای جداسازی پلیمر از مونومرهای باقی‌مانده محلول را در فالدکون‌ها ریخته و به مدت ۲۰ دقیقه، برای سه بار در دستگاه سانتیفریوژ، با سرعت ۵۵۰۰ دور در

به طور کلی، مهندسی سطح پلیمرها در علوم زیست‌شناسی، غشاهای، سطوح خودپاک‌کن و ابزار الکترونیکی استفاده می‌شود. تغییر در انرژی سطحی، توپوگرافی سطح از جمله خواصی است که می‌توان آنها را با اصلاح سطح به طور کنترل شده تغییر داد. روش‌های اصلاح سطح به روش‌هایی گفته می‌شود که سبب تغییر خواص شیمیایی و فیزیکی سطح مانند کشش سطحی و قطبیت، شکل‌شناسی و آبدوستی یا آبگریزی سطح می‌شود. برای انتخاب روش مناسب اصلاح سطح یک پلیمر باید سه عامل در نظر گرفته شوند که عبارت‌اند از: ساختار شیمیایی پلیمر که بیانگر نقاط ضعف و قوت آن است، خواص سطحی مد نظر و در آخر هندسه‌ی سطح که مربوط به وجود یا عدم وجود تخلخل یا ناهمگونی‌های فیزیکی و شیمیایی روی سطح پلیمر است. روش‌های معمول شامل روش شیمی مرطوب، شعله، پلاسما، لیزر، تابش فرابنفش و پیوند زنی است. این فناوری در حوزه‌ی کریستال‌های کلئیدی که متشکل از آرایه‌های منظم دو یا سه بعدی از ذرات تک‌پخشی کلئیدی هستند به دلیل کاربردهای بالقوه‌شان به طور گسترده در دهه‌ی گذشته مورد مطالعه قرار گرفته‌اند [۱]. با توسعه‌ی سریع نانو تکنولوژی، محققان به تدریج به رابطه‌ی نزدیک بین ساختار و خواص مواد پی بردند. مهندسی ساختار مواد در ابعاد نانو/میکرو نه تنها می‌تواند عملکرد آنها را بهبود بخشد، بلکه منجر به گسترش کاربرد مواد نیز می‌شود. میکروساختارهای رایج شامل نانوکره‌ها، نانوسیم‌ها، نانولوله‌ها، نانوصفحات، ساختارهای مزوپور، بلورهای فوتونی و غیره هستند. بلورهای کلئیدی دو بعدی برای کاربردهایی مانند ماسک‌های لیتوگرافی، سطوح ضد انعکاس، آرایه‌های چند لیزی و رسانه ذخیره‌سازی داده‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرد [۲]. انواع روش‌های خوارآیی برای ساخت بلور کلئیدی دو بعدی، مانند لایه‌نشانی چرخشی، لایه‌نشانی الکتروفوریتیک، لایه‌نشانی لانگمویر-بلاجت، لایه‌نشانی

بودن توزیع اندازه ی نانوذرات توسط این آنالیز مورد تایید است.



شکل ۲: نمودار پراکندگی نور دینامیکی حاصل از کرات پلیمری.

گام دوم بلور کلئیدی دو بعدی در مدت زمان‌ها و دماهای متفاوت (جدول ۱) در معرض حرارت در کوره قرار گرفته شد. شکل ۳ طیف های جذب نمونه‌های جدول ۱ که توسط دستگاه اسپکتروفوتومتر UV-Vis گرفته شده است، نمایش داده شده است.

جدول ۱: نمونه بلور کلئیدی دو بعدی بر حسب زمان و دما.

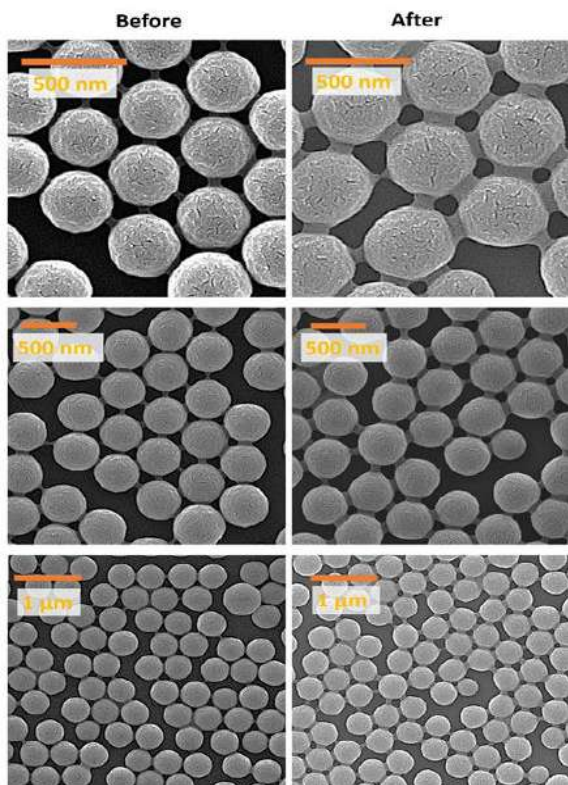
sample	t (min)	T (°C)
1	10	100
2	5	100
3	5	90
4	5	110
5	5	120
6	5	80

طیف جذب از بلور کلئیدی دو بعدی قبل و بعد حرارت دهی در کوره در دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد و زمان ۵ دقیقه حاکی از تغییراتی در فرآیند است. نتایج حاصل از تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی میکروکرات قبل و بعد

دقیقه، شستشو می دهیم. برای ساخت بلور کلئیدی دو بعدی ابتدا زیر لایه‌های مورد استفاده که از نوع لام شیشه‌ای بوده با آب و صابون سپس با آب مقطر شست و شو داده می‌شوند. برای آبدوستی، لام‌های شیشه‌ای به مدت ۱ ساعت در محلول پیرانه‌ها ($H_2SO_4:H_2O_2=3:1$) در دمای ۹۰ درجه سانتی‌گراد قرار داده می‌شوند سپس با آب دو بار تقطیر شسته و داخل آب مقطر قرار می‌دهیم. سپس لام شیشه‌ای را توسط دستگاه لایه نشانی غوطه‌وری زاویه‌دار، داخل تشت فرو برده و پس از پایدار بودن همه شرایط، ۴ میکرو لیتر از محلول پلیمری با غلظت 3wt% با حلال اتانول را بر روی لام شیشه‌ای چکانده و صبر می‌کنیم تا محلول بر روی سطح آب پخش شود. در نهایت، یک لایه از میکرو ذرات پلیمری به هم فشرده، با شبکه‌ی شش وجهی، بر روی لام شیشه‌ای تشکیل می‌شوند. در مرحله آخر، پلیمر تشکیل شده بر روی شیشه‌ی لام را به مدت ۵ دقیقه در دمای 100°C در کوره قرار دادیم.

بحث و نتایج

خود آرایی کره‌های کلئیدی در فصل مشترک آب-هوا یک روش موثر برای ساخت بلورهای کلئیدی دو بعدی است. با تزریق سوسپانسیون کلئیدی همراه اتانول به اسلاید شیشه ای آبدوست که تا نیمه در مایع غوطه ور شده است ذرات کلئیدی آزادانه بر روی سطح آب پخش می‌شوند. ذرات کلئیدی شناور به دلیل رقابت نیروهای متعدد از جمله نیروی الکترواستاتیکی بر روی سطح مایع به تعادل رسیده و قادر به تشکیل بلور کلئیدی دو بعدی می‌شوند. برای اطمینان از یکنواخت بودن توزیع اندازه‌ی نانوذرات در سوسپانسیون کلئیدی پراکندگی نور دینامیکی (DLS) گرفته شده که دارای چند پخشی (PDI) ۰/۱ می‌باشد و در شکل ۲ نشان داده شده است. برای نمونه‌ی کاملاً یکنواخت بایستی عدد بدست آمده کمتر از ۱ باشد، پس یکنواخت

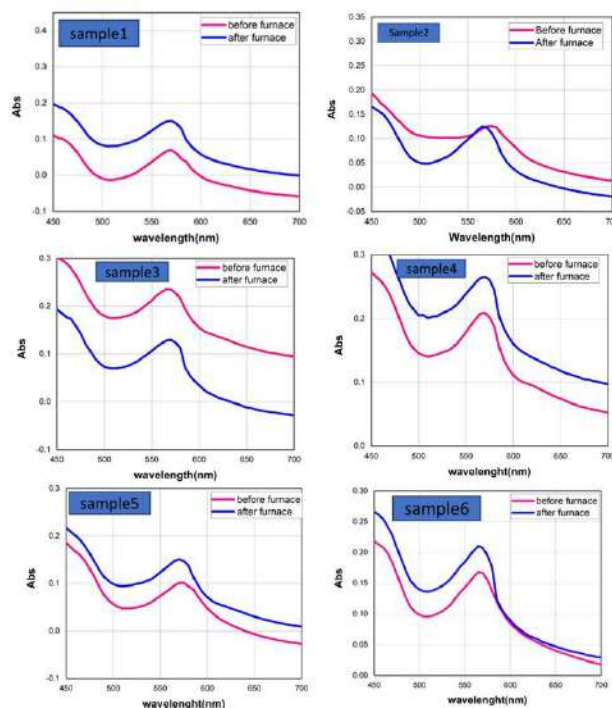


شکل ۴: تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از بلور کلوئیدی دو بعدی قبل و بعد حرارت دهی در کوره در دما ۱۰۰ درجه سانتی گراد و زمان ۵ دقیقه.

مرجع‌ها

- M. H. Kim, S. H. Im, and O. O. Park, "Fabrication and Structural Analysis of Binary Colloidal Crystals with Two-Dimensional Superlattices," *Advanced Materials*, vol. 17, no. 20, pp. 2501–2505, Sep. 2005, Materials, 17, no. 20, (2005) 2501-2505.
- H. Li, J. Robichaud, and Y. Djaued, "New routes for the fabrication of TiO₂ inverse opal films and their application in photocatalysis and intelligent devices," *Biocompatible Hybrid Oxide Nanoparticles for Human Health*, pp. 209–231, 2019.
- E. Armstrong, M. Osiak, H. Geaney, C. Glynn, and C. O'Dwyer, "2D and 3D vanadium oxide inverse opals and hollow sphere arrays," *CrystEngComm*, vol. 16, no. 47, pp. 10804–10815, Oct. 2014.

از حرارت دهی کوره (شکل ۴) حاکی از آن است که اتصال بین میکرو کرات بیشتر شده است.



شکل ۳: طیف جذب بلور کلوئیدی دو بعدی ساخته شده قبل و بعد از حرارت دهی در کوره.

نتیجه‌گیری

در این کار، میکرو کرات پلیمری PMMA با قطر ۴۲۰ نانومتر با استفاده از روش پلیمریزاسیون امولسیون آزاد با چند پخشی ۱/۰ سنتز شد. سپس، به ساخت بلور کلوئیدی دو بعدی از کرات پلیمری پلی متیل متاکریلات توسط دستگاه لانگمویر- بلاجت پرداختیم. در ادامه، بلورهای کلوئیدی در مدت زمان‌ها و دمای مختلف در کوره حرارت داده شد. نتایج آنالیز طیف سنجی فرابنفش-مرئی نشان که نمونه‌ی حرارت دیده به مدت ۵ دقیقه در دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد طیف جذبی تیزتری داشته و همچنین شدت جذب افزایش یافته است. نتایج تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی حاکی از این بود که در این نمونه اتصال بین کرات به مقدار قابل توجهی افزایش یافت.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



طراحی و بهینه‌سازی یک بازتابنده اپتیکی هشت لایه‌ای با استفاده از الگوریتم ژنتیک

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

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان

anahitazbh@gmail.com

hfallah@sci.ui.ac.ir

m.hajimahmoodzadeh@sci.ui.ac.ir

zabolian.hh@gmail.com

چکیده - در این کار از الگوریتم ژنتیک به منظور بهینه‌سازی ضخامت لایه‌های یک چندلایه‌ای استفاده شده است. در طراحی اولیه، ضخامت تمام لایه‌ها یکسان در نظر گرفته شده است. با استفاده از معادلات انتشار نور در چندلایه‌ای‌ها و نیز در نظر گرفتن معیاری برای اتمام مراحل تکرار الگوریتم، ضخامت‌های نهایی لایه‌ها توسط الگوریتم ژنتیک تعیین می‌شود. مراحل تکرار این الگوریتم برای تمام طول موج‌های بین ۴۰۰ تا ۱۲۰۰ نانومتر با گام ۱nm انجام می‌شود و بهترین ضخامت‌ها پس از اجرای الگوریتم بهینه‌سازی به دست می‌آید.

کلید واژه - چندلایه‌ای اپتیکی، بازتاب نوری، مساله بهینه‌سازی، الگوریتم ژنتیک.

Design and optimization of an eight-layer optical reflector using genetic algorithm

Anahita Zabihi Samani, (anahitazbh@gmail.com)

Hamidreza Fallah, (hfallah@sci.ui.ac.ir)

Morteza Hajimahmoodzadeh, (m.hajimahmoodzadeh@sci.ui.ac.ir)

Hossein Zabolian, (zabolian.hh@gmail.com)

Department of Physics, University of Isfahan,

Abstract- In this work, genetic algorithm is utilized to optimize the thicknesses the layers of a multilayer. In the initial design, the thickness of all layers is assumed equal. Using the equations of light propagation in multilayers and considering a criterion for completing the steps of repeating the algorithm, the final thicknesses of the layers are determined by the genetic algorithm. Repeat steps of this algorithm are performed for all wavelengths between 400 and 1200 nm with a step of 1nm, and the best thicknesses are determined after the optimization procedure.

Keywords: Optical Multi-layers, Optical Reflectance, Optimization problem, Genetic algorithm.

مقدمه

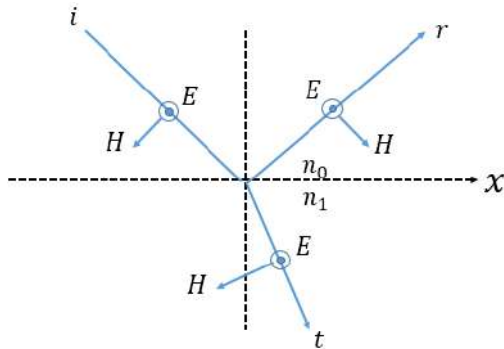
افزایش عملکرد نوری مواد و دستگاه‌ها برای قرن‌ها یک نیاز در علوم مرتبط با اپتیک بوده است و توانایی کنترل و دستکاری عبور و بازتاب نور، همواره از اهمیت بالایی برخوردار بوده است. در سال‌های اخیر ثابت شده است که پوشش‌های چند لایه‌ای ابزارهای موثری برای کاهش تلفات ناخواسته و افزایش خواص نوری هستند. از سوی دیگر، وجود روش‌های محاسباتی و الگوریتم‌های بهینه‌سازی، در طراحی این لایه‌ها مفید هستند. الگوریتم ژنتیک یکی از این موارد است که با الهام از اصول تکامل بیولوژیکی، یک رویکرد قدرتمند و نوآورانه برای حل مسائل پیچیده بهینه‌سازی ارائه می‌دهد. این الگوریتم می‌تواند فضاهای راه‌حل را کاوش کند، طرح‌های جدید را کشف کند و روی راه‌حل‌های بهینه همگرا شود. این مقاله به بررسی کاربرد الگوریتم ژنتیک در طراحی و بهینه‌سازی پوشش‌های چند لایه بازتابنده نوری می‌پردازد. این الگوریتم به قدری کاربردی بوده است که در سال‌های اخیر، تحقیقات زیادی در رابطه با استفاده از الگوریتم‌های بهینه‌سازی و مخصوصاً ژنتیک در لایه‌های نازک اپتیکی انجام شده است [۱-۳].

الف - انتشار نور در لایه‌های نازک

در این بخش، ابتدا مبانی نظری پوشش‌های چندلایه و اصول الگوریتم ژنتیک بحث می‌شود. در این مقاله، انتشار نور با قطبش S از یک چند لایه‌ای شبیه‌سازی شده است. در این شبیه‌سازی، جذب نور توسط لایه‌ها و محیط نادیده گرفته شده است. شکل (۱) نشان دهنده نحوه تابش مایل با این قطبش به یک لایه نوعی است. در حالت کلی برای این نوع تابش رابطه زیر را برای میزان بازتاب و عبور نور بیان می‌کنند [۴].

$$R = \left(\frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1} \right)^2, \quad T = \frac{4\eta_0\eta_1}{(\eta_0 + \eta_1)^2}.$$

که، η ادمیتانس نوری و برابر با $\eta = n\xi \cos\theta$ است. n ضریب شکست، ξ ادمیتانس خلا و θ زاویه در هر محیط نسبت به خط عمود بر لایه است. همچنین R و T به ترتیب ضرایب بازتاب و عبور هستند.



شکل ۴۷: بازتاب و عبور در مرز دو محیط.

برای انتشار نور از میان مجموعه‌ای از لایه‌ها (n لایه) از روابط ماتریسی استفاده می‌شود [۴]:

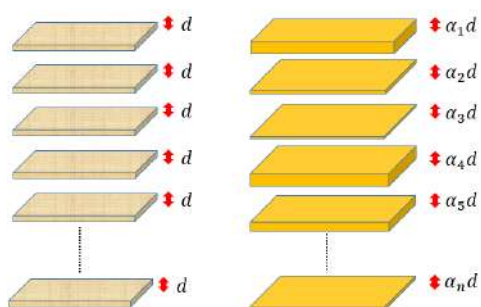
$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \prod_{r=1}^n \begin{bmatrix} \cos \delta_r & i \frac{\sin \delta_r}{\eta_r} \\ i \eta_r \sin \delta_r & \cos \delta_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_m \end{bmatrix}$$

که در آن، $\delta_r = (2\pi N_r d_r \cos \theta_r) / \lambda$ ، در این رابطه، η_r و η_m به ترتیب، ادمیتانس هر لایه و بستره است. همچنین θ زاویه فرودی، d ضخامت هر لایه و N ضریب شکست مختلط هر لایه است.

ب - الگوریتم ژنتیک

این الگوریتم که به عنوان بخشی از محاسبات تکاملی توسعه یافته است از اصول تکامل بیولوژیکی برای یافتن راه‌حلی برای مسائل پیچیده تقلید می‌کنند. ایده اساسی پشت این الگوریتم این است که جمعیتی از راه‌حل‌های بالقوه را در طول نسل‌های متوالی با تقلید از فرآیندهای انتخاب طبیعی، تقاطع (cross-over) و جهش (mutation) تکامل دهد. هر راه‌حل بالقوه در جمعیت بر اساس میزان مناسب بودن آن در حل مسئله مورد نظر ارزیابی می‌شود. راه‌حلی با تناسب بالاتر بیشتر برای تولید مثل انتخاب

این لایه‌ها (α) به عنوان متغیر مساله می‌توانند در نظر گرفته شوند.



شکل ۴۸: ضخامت‌های اولیه و ضرایب متغیر در الگوریتم ژنتیک.

بنابراین، هدف این مساله یافتن بهترین مجموعه این ضرایب است.

نتایج

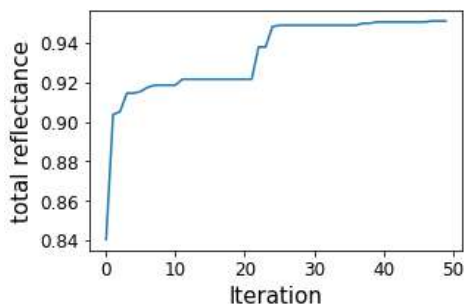
در این مقاله، هشت لایه چارک موجی با ضریب شکست‌های درج شده در جدول (۱) با ضخامت‌های اولیه ثابت در نظر گرفته شده است. این ضخامت‌ها با استفاده از یک تابع شایستگی و الگوریتم ژنتیک به نحوی تغییر خواهند کرد که بیشترین میزان بازتاب را در یک بازه طول موجی داشته باشند. تابع شایستگی در این مقاله مساحت زیر منحنی بازتاب در نظر گرفته شده است. همچنین ۱۰ پاسخ اولیه به عنوان مجموعه‌ای از پاسخ‌ها در الگوریتم ژنتیک در نظر گرفته شده است. میزان بیشینه و کمینه تغییرات مجاز ضخامت لایه‌ها به عنوان قید، نیز با ضرایب ۰.۵ و ۲ تعیین شده است. پارامترهای ورودی الگوریتم در جدول (۱) آورده شده است.

جدول ۱۶: پارامترهای ورودی محاسبات بازتاب و الگوریتم ژنتیک

کمیت	λ_0	n_{inc}	n_H	n_L	n_{sub}
مقدار	1064nm	1	2.3	1.42	1.52

لایه‌ها از دو جنس با ضریب شکست‌های بالا (n_H) و پایین (n_L) هستند که به صورت $(LH)^2 (HL)^2$ در کنار یکدیگر قرار می‌گیرند. در واقع می‌توان گفت که چیدمان

می‌شوند و ژن آنها از طریق تقاطع و بازترکیب برای ایجاد فرزندان جدید ترکیب می‌شود. علاوه بر این، برخی از اعضای جمعیت ممکن است دچار جهش شوند و تغییرات تصادفی کوچکی در ساختار ژنتیکی خود ایجاد کنند. این فرآیند تکراری در طول نسل‌های مختلف ادامه می‌یابد و به تدریج کیفیت کلی جمعیت را بهبود می‌بخشد و به سمت راه‌حل‌های بهینه یا نزدیک به بهینه همگرا می‌شود. سازگاری الگوریتم ژنتیک، آن را برای مسائلی که فضای جستجوی بزرگ دارند و راه حل بهینه بلافاصله یافت نمی‌شود مناسب می‌کند و به آنها اجازه می‌دهد فضاهای راه حل متنوع را کشف کنند و در طول زمان به سمت راه حل‌های رضایت بخش همگرا شوند. در مساله‌ی لایه‌های نازک نوری نیز فضای جستجو گسترده است و برای دستیابی به بهترین چیدمان با ویژگی موردنظر، نیاز به استفاده از چنین الگوریتمی حس می‌شود. اگر مجموعه‌ای از لایه‌های نازک در اختیار داشته باشیم، همانند آنچه که در شکل (۱) آمده است، بخشی از نور از هر لایه عبور می‌کند و بخشی از آن بازتاب می‌کند. اگر جذب نور توسط این لایه‌ها نیز در نظر گرفته شود، بخش دیگر آن هم جذب می‌شود. نور عبوری از هر لایه به عنوان نور ورودی به لایه بعد در نظر گرفته می‌شود و همچنین نور بازتابی امکان برگشت از لایه و انتشار در محیط لایه‌ها را دارد. این امر در تمام لایه‌ها تکرار می‌شود و همین عامل باعث پیچیدگی مساله به منظور دستیابی به بهترین عبور یا بازتاب می‌شود. در الگوریتم ژنتیک باید یک یا چند کمیت مساله به عنوان متغیر در نظر گرفته شوند. در این مقاله، ضخامت لایه‌ها به عنوان متغیر در نظر گرفته شده است. در شکل (۲) می‌توان مشاهده کرد که اگر در ابتدا یک n لایه‌ای نازک با ضخامت یکسان (d) داشته باشیم، آنگاه در الگوریتم ژنتیک ضرایب



شکل ۵۰: روند افزایشی تابع شایستگی.

برای الگوریتم ژنتیک، ۵۰ مرحله تکرار برای انجام روند بهینه‌سازی در نظر گرفته شده است.

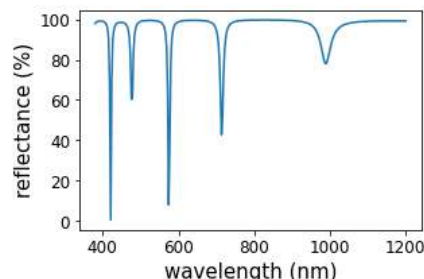
نتیجه‌گیری

در این مقاله، مبانی نظری انتشار نور در لایه‌های نازک اپتیکی و الگوریتم بهینه‌سازی ژنتیک بیان شد. با طراحی اولیه چیدمانی از دو نوع لایه نازک چارک موجی با ضریب شکست‌های متفاوت، ضرایبی برای این لایه‌ها به عنوان متغیر در نظر گرفته شد. با تعریف یک تابع شایستگی که مساحت زیر منحنی بازتاب است، روند بهینه‌سازی انجام شد و ضخامت‌های بهینه یافت شد.

مرجع‌ها

- Vincent, Premkumar, Gwenaelle Cunha Sergio, Jaewon Jang, In Man Kang, Jaehoon Park, Hyeok Kim, Minho Lee, and Jin-Hyuk Bae. "Application of genetic algorithm for more efficient multi-layer thickness optimization in solar cells." *Energies* 13, no. 7 (2020): 1726.
- Wang, Y., Wu, J., Wang, Z., Huang, C., Fu, H.Y. and Li, Q., 2021. Optimization of epsilon-near-zero multilayers for near-perfect light absorption using an enhanced genetic algorithm. *IEEE Photonics Journal*, 13(5), pp.1-10.
- Qiu, C., Luo, Z., Wu, X., Yang, H. and Huang, B., 2020. Inverse design of multilayer nanoparticles using artificial neural networks and genetic algorithm. *arXiv preprint arXiv:2003.08356*.
- Macleod, H.A. and Macleod, H.A., 2010. *Thin-film optical filters*. CRC press.

لایه‌ها به صورت HLHLLHLH است. نتیجه اعمال الگوریتم ژنتیک پس از تغییر ضخامت لایه‌های این چیدمان در شکل (۳) آورده شده است.



شکل ۴۹: منحنی بازتاب پس از اعمال الگوریتم ژنتیک.

منحنی تغییرات سطح زیر منحنی در شکل (۳) مشاهده می‌شود. مقدار ضریب ضخامت لایه‌ها قبل از الگوریتم ژنتیک (n_L و n_H) و پس از آن در جدول (۲) مشخص است.

جدول ۱۷: ضرایب ضخامت لایه‌ها قبل و پس از الگوریتم ژنتیک.

قبل	1	1	1	1	1	1	1	
بعد	0.94	1.96	1.53	1.01	0.95	0.9	0.93	1.4

در شکل (۳) مشخص است که هر چه سطح زیر منحنی افزایش یابد میزان کلی بازتاب در تمام بازه طول موجی افزایش می‌یابد. به عبارت دیگر، چیدمان چندلایه‌ای به یک سامانه آینه‌ای میل می‌کند. در این مقاله، انتگرال ضریب بازتاب در همه طول موج‌ها به عنوان تابع شایستگی در نظر گرفته شده است که با روش دوزنقه محاسبه شده است:

$$\text{cost function} = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} R(\lambda) d\lambda$$

می‌توان شرایط الگوریتم را به گونه‌ای تنظیم کرد که برای طول موج خاصی میزان بازتاب یا عبور بیشینه یا کمینه شود. دلیل وجود دره‌هایی در شکل (۳) این است که در الگوریتم ژنتیک از اعداد تصادفی استفاده می‌شود. این عامل باعث می‌شود که هیچ‌گاه به مقدار صددرصد برای تمام طول موج‌ها دست نیابیم. نمونه‌ای از منحنی نهایی تابع شایستگی نیز در شکل (۴) نشان داده شده است.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



بررسی و مقایسه پایداری شدت نور خروجی از تشدیدگر لیزری فیبری حلقه‌ای و خطی

مهدی کریمی^۱، آتوسا سادات عربانیان^۲ و رضا مسعودی^۳

mahdi.karimi1@Mail.sbu.ac.ir^۱ , a_arabianian@sbu.ac.ir^۲ , R-Massudi@sbu.ac.ir^{۳*}

چکیده - در این مقاله با پیاده سازی چیدمان تشدیدگر لیزری فیبری خطی و حلقه‌ای پایداری شدت نور خروجی در این دو آرایش با یکدیگر مقایسه شده است. نتایج تجربی نشان می‌دهد شدت نور پیوسته خروجی از تشدیدگر لیزری حلقه‌ای با توان ۱۲ میلی وات، دارای نویزهایی با پهنایی نزدیک به ۲ میکروثانیه و دامنه بزرگی حدود ۶۰ میلی وات است در حالی که شدت نور پیوسته خروجی از تشدیدگر لیزری خطی با همان توان، با نویزهایی با پهنای نزدیک به ۲ نانوثانیه و دامنه حدود ۳ میلی وات است. این آزمایش پایداری کمتر نور خروجی از تشدیدگر حلقه‌ای را نسبت به تشدیدگر خطی نشان می‌دهد.

کلید واژه - تشدیدگر لیزری حلقه‌ای، تشدیدگر لیزری خطی، پایداری لیزر موج پیوسته

Investigating and comparing the stability of output light intensity from ring and linear fiber laser resonator

Mahdi Karimi, Atoosa Sadat Arabanian, Reza Massudi

mahdi.karimi1@Mail.sbu.ac.ir^۱ , a_arabianian@sbu.ac.ir^۲ , R-Massudi@sbu.ac.ir^{۳*}

Abstract- In this article, a system of linear and ring fiber laser resonator was arranged. formation and stability of the output light in these two arrangements are compared. The experimental results show that continuous ring laser resonator with a power of 12 milliwatts, has noises with a width of nearly 2 microseconds and an amplitude of about 60 mW, while continuous light output intensity from a linear laser resonator with same power, has noises with a width of nearly 2 nanoseconds and an amplitude of about 3 milliwatts. This experiment shows the lower intensity stability of the output light from the ring resonator compared to the linear resonator.

Keywords: Ring laser resonator, linear laser resonator, continuous wave laser stability

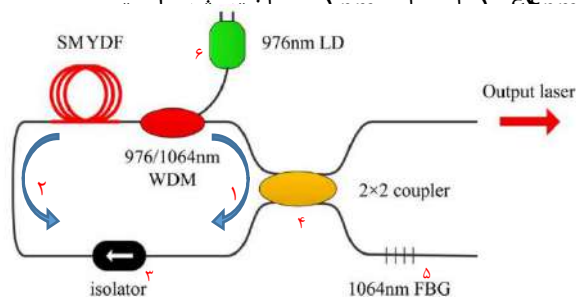
مقدمه

در سال‌های اخیر، لیزرهای فیبری به دلیل فشرده بودن، راندمان بالا و عملکرد قوی، حوزه فناوری لیزر را متحول کرده‌اند. در این میان لیزرهای فیبری با آلاییدگی ایتربوم، به واسطه ویژگی‌های منحصربه‌فرد، جایگاه خاصی دارند. اگرچه تولید خروجی پیوسته و پایدار از لیزرهای فیبری با آلاییدگی ایتربیم، با دمش پیوسته، ممکن است در نگاه اول ساده به نظر برسد، اما پیکربندی تشدید کننده لیزری و هندسه دمش باعث، مدولاسیون و خود پالسی در شدت نور پیوسته خروجی می‌گردد. [۱]

تشدید کننده لیزرهای فیبری به دو نوع حلقه‌ای و خطی دسته بندی می‌شوند. در این مقاله ابتدا چیدمان دو تشدیدگر لیزر فیبری پیوسته حلقه‌ای و خطی ساخته شده را شرح داده و سپس به بررسی پایداری شدت نور خروجی از نظر زمانی و طیفی پرداخته شده است.

چیدمان و نتایج تجربی

شمایی از چیدمان تشدید کننده لیزری حلقه‌ای مورد بررسی در شکل ۱ نمایش داده شده است. این چیدمان از یک کوپلر 2×2 (۵۰:۵۰)، چندگانه ساز تقسیم طول موج های ۹۷۶ و ۱۰۶۴ نانومتر، لیزر دیود با طول موج ۹۷۶nm، فیبر تک مد با آلاییدگی ایتربیم به طول ۱.۲ متر، یکسوساز نوری و توری براگ فیبری با ضریب بازتاب ۹۰٪ برای طول موج



شکل ۵۱. شماتیک چیدمان تشدید کننده لیزری حلقه‌ای

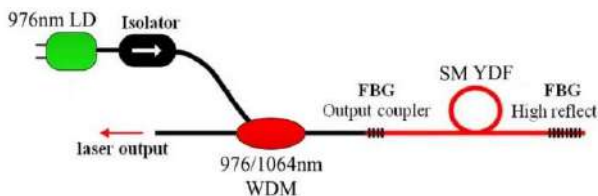
با روشن کردن لیزر دیود گسیل خودبه‌خودی با پهنای طیفی وسیع، در فیبر بهره رخ می‌دهد. پرتوهای گسیل شده در دو

جهت ساعت‌گرد (شماره ۱) و پاد ساعت‌گرد (شماره ۲) شروع به انتشار داخل فیبر می‌کنند. پرتو هایی که در جهت پاد ساعت‌گرد منتشر می‌شوند توسط یکسوساز نوری (شماره ۳) دچار تضعیف شدید می‌شوند. پرتوهای ساعت‌گرد بعد از عبور از کوپلر (شماره ۴) ۵۰٪ شدت نور عبوری آن در شاخه بالا از لیزر خارج شده و ۵۰٪ دیگر در شاخه پایین به سمت توری براگ فیبری (شماره ۵) انتشار می‌یابد. توری براگ ۹۰٪ شدت نور تابیده شده در طول موج ۱۰۶۴nm با پهنای ۰.۱nm را بازتاب می‌کند و بقیه طیف را عبور می‌دهد. پرتو بازتابی بعد از عبور مجدد از کوپلر به دو پرتو با شدت مساوی تقسیم می‌شود که یکی ساعت‌گرد (شماره ۱) و دیگری پاد ساعت‌گرد (شماره ۲) انتشار پیدا می‌کند. پرتو پاد ساعت‌گرد با عبور از محیط فعال به واسطه گسیل القایی تقویت می‌شود؛ اما بعد از رسیدن به یکسوساز نوری مجدد تضعیف می‌شود. پرتو ساعت‌گرد ابتدا به یکسوساز نوری می‌رسد و پس از عبور از آن به محیط فعال می‌رسد و تقویت می‌شود. در ادامه بعد از عبور از کوپلر (شماره ۴) مسیر قبل را ادامه می‌دهد. این گونه یک چرخه کامل داریم که تشدید کننده حلقه-ای را تشکیل می‌دهد.

در این چیدمان لیزر در توان دمش ۹۴mW شروع به تابش لیزری کرد و در توان ۱۵۰mW خروجی ۱۲mW به دست آمد. در این توان، شدت خروجی لیزر از لحاظ طیف و تغییرات زمانی شدت بررسی شد. نمودار مشخصات طیف خروجی در شکل ۲ نشان داده شده است. با توجه به شکل طیف نور خروجی از لیزر با طول موج مرکزی ۱۰۶۴nm دارای پهنای ۰.۲nm است. در قله این طیف نوسانات شدیدی در شدت دیده می‌شود که این نوسانات با گذشت زمان تغییرات شدیدی دارند. برای بررسی دقیق این نوسانات نیاز به بررسی شدت خروجی در طی زمان داریم.

دامنه نوسانات با گذشت زمان ثابت نبوده و تغییرات شدید آن مشاهده شد.

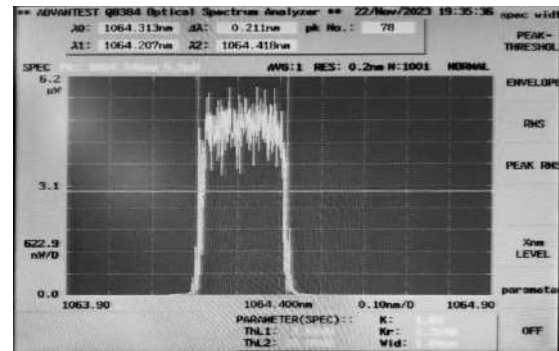
حال به بررسی چیدمان تشدیدکننده لیزری خطی می‌پردازیم. شماتیک این چیدمان در شکل ۵ نشان داده شده است. در این چیدمان همانند قبل از چندگانه ساز تقسیم طول موج $1064/976\text{nm}$ برای طول موج دمشی 976nm ، لیزر دیود با طول موج 976nm ، فیبر تک مد با آلائیجی ایتربیوم به طول 0.5 متر، یکسوساز نوری، توری براگ فیبری با ضریب بازتاب 90% و پهنای 0.1nm و توری براگ دیگر با ضریب بازتاب 99.9% با پهنای 0.3nm برای طول موج 1064nm استفاده شده است.



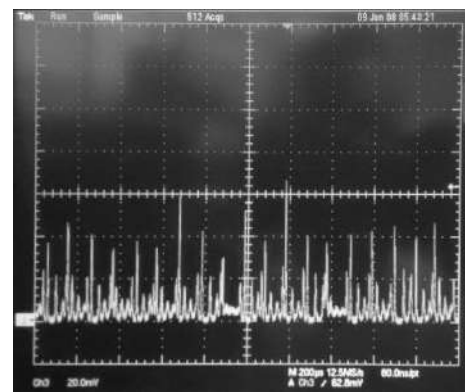
شکل ۵۵. شماتیک چیدمان تشدیدکننده لیزری خطی

با روشن کردن لیزر دیود گسیل خود به خودی با پهنای طیفی وسیع آغاز و آن دسته پرتوهای گسیل شده که امکان انتشار درون فیبر را دارند به سمت توری‌های براگ فیبری انتشار پیدا می‌کنند. پرتو درون تشدیدگر لیزری در هر بار فرود به توری‌های براگ با ضرایب بازتاب 90% و 99.9% پرتو در طول موج مرکزی 1064nm به ترتیب با پهنای 0.1nm و 0.3nm بازتاب شده و مجدد از محیط فعال عبور کرده که به واسطه گسیل القایی تقویت می‌شود. در هر گردش نور داخل تشدیدگر لیزری میزان 10% شدت نور گردش، از توری براگ خروجی، خارج می‌شود.

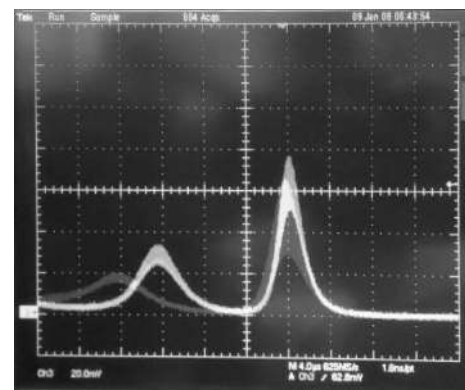
شکل ۶ طیف خروجی برای این چیدمان را نشان می‌دهد که پهنای طیفی آن مشابه با تشدیدگر لیزری حلقه‌ای با پهنای 0.2nm در طول موج مرکزی 1064nm است.



شکل ۵۲. نمودار مشخصات طیف بر حسب لیزر خروجی تشدیدکننده حلقه‌ای

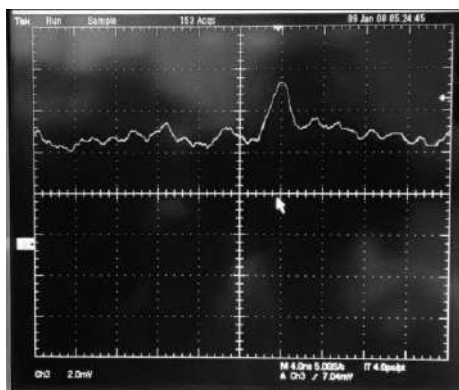


شکل ۵۳. نمودار شدت لیزر خروجی بر حسب زمان تشدیدکننده حلقه‌ای



شکل ۵۴. نمودار پهنای نوین شدت خروجی بر حسب زمان تشدیدکننده حلقه‌ای

شکل ۳ شدت نور خروجی از لیزر بر حسب زمان با استفاده از یک آشکارساز نوری با زمان خیزش و افت 1 نانوثانیه برای ناحیه طیفی 350nm تا 1100nm را نشان می‌دهد که نوساناتی به اندازه بیشینه 60mW با پهنای نوین حدود 0.2 میکروثانیه (شکل ۴) در شدت خروجی را نمایش می‌دهد.



شکل ۵۸. نمودار پهنای نویز لیزر خروجی بر حسب زمان تشدید کننده خطی

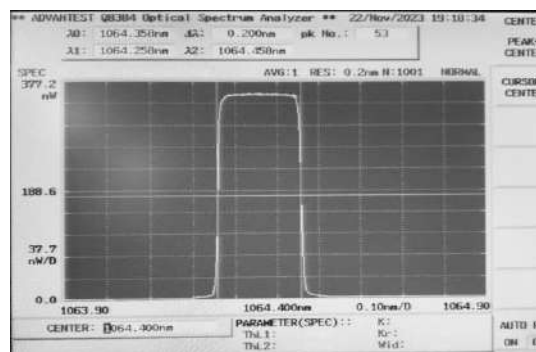
نتیجه‌گیری

با مقایسه دو چیدمان لیزر فیبری پیوسته خطی و حلقه‌ای مشاهده شد که شدت طیفی باریکه خروجی از تشدید کننده لیزری حلقه‌ای بسیار ناپایدار بوده و در محور زمان نیز با نویزهایی با پهنای حدود ۲ میکرو ثانیه و دامنه بیشینه ۶۰ mW همراه است؛ اما در چیدمان تشدید کننده لیزری خطی پایداری بالایی در شدت طیفی باریکه خروجی مشاهده شد. در محدوده زمان نیز بیشترین پهنای نویزهای شدت خروجی نزدیک به ۲ نانوثانیه با بیشینه دامنه ۳ mW می‌باشد. نتایج تجربی به دست آمده پایداری بسیار بالاتر شدت خروجی تشدیدگرهای لیزری خطی را در مقایسه با تشدیدگرهای لیزری حلقه‌ای نشان می‌دهد.

مرجع‌ها

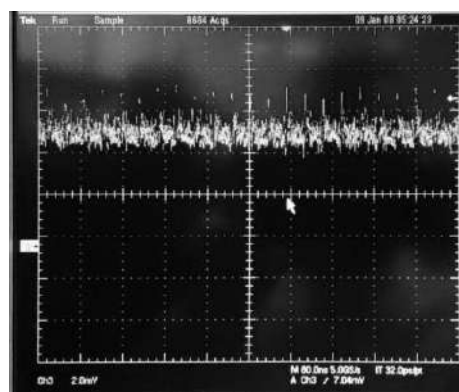
1. Upadhyaya, B., *Self-pulsing dynamics in Yb-doped fiber lasers*, in *Fiber Laser*. 2016, IntechOpen.
2. Hideur, A., et al., *Dynamics and stabilization of a high power side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser*. *Optics Communications*, 2000. **186**(4-6): p. 311-317.

همانطور که دیده می‌شود در مقایسه با طیف قبل، در قله طیف نوسانات بسیار کمتر است.



شکل ۵۶. نمودار مشخصات طیف بر حسب شدت لیزر خروجی تشدید کننده خطی

مجدد برای بررسی دقیق شدت از آشکار ساز نانوثانیه استفاده شد. نوسانات شدت خروجی با بیشینه دامنه به میزان ۳ mW (شکل ۷) با پهنای نویز حدود ۲ نانوثانیه (شکل ۸) مشاهده شد. این نوسانات دارای دامنه ثابت نبوده و در طی زمان تغییر می‌کند. همان طور که مشاهده می‌شود دامنه نوسانات و پهنای زمانی آن‌ها بسیار کمتر از تشدید گر لیزری حلقه‌ای می‌باشد، که علت آن بالاتر بودن نسبت انرژی ذخیره شده به انرژی تلف شده در تشدید گر لیزری حلقه‌ای نسبت به تشدیدگر لیزری خطی است [۲].



شکل ۵۷. نمودار شدت لیزر خروجی بر حسب زمان تشدید کننده خطی



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



طراحی برد HV برای عملیات سوئیچ الکترواپتیک

مهدی کیخا، رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

m.keikhah@mail.sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

چکیده - مدولاتورهای الکترواپتیک یکی از اجزای حیاتی در بسیاری از سیستم‌های اپتیکی از جمله سیستم‌های تقویت کننده لیزری، سوئیچینگ Q برای لیزرهای پالسی، جمع کننده پالس برای سیستم‌های لیزر فوق سریع و همچنین در شکل دهی مجدد پالس‌ها و ... مورد استفاده قرار می‌گیرند. سلول‌های پاکلز به عنوان جزء فعال یک مدولاتور الکترواپتیک به مدار الکترونیکی که قادر به سوئیچ سریع و تمیز ولتاژ چند کیلوولت باشد، نیاز دارند. در این مقاله یک مدار الکترونیکی مناسب شامل مجموعه ای از ترانزیستورهای ماسفت را گزارش می‌کنیم و عملکرد آنها را از نظر سرعت و دقت سوئیچینگ، ارزیابی می‌کنیم. این مدار می‌تواند پالس‌های ولتاژ بالا را با توان تلفاتی کم و زمان صعود از مرتبه نانوثانیه و زمان سقوط از مرتبه میکروثانیه تولید کند. ما مزایا و معایب این مدار را مورد بحث قرار می‌دهیم و برخی از کاربردهای آن را پیشنهاد می‌کنیم.

کلید واژه- ترانزیستور های ماسفت، سلول پاکلز، سوئیچینگ سریع ولتاژ بالا، مدولاتور الکترواپتیک

HV board design for electro-optic switch operation

Mehdi Keikha, Reza Masoudi

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

m.keikhah@mail.sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

Abstract - Electro-optic modulators are one of the vital components in many optical systems, including laser amplifier systems, Q-switching for pulsed lasers, pulse collector for ultra-fast laser systems, and also are used in reshaping pulses. As the active component of an electro-optical modulator, Pockels cells require an electronic circuit capable of fast and clean switching of voltages of several kilovolts. In this article, we report a suitable electronic circuit including a set of MOSFET transistors and evaluate their performance in terms of switching speed and accuracy. This circuit can generate high voltage pulses with low power loss and rise time of nanosecond order and fall time of microsecond order. We discuss the advantages and disadvantages of this circuit and suggest some of its applications.

Keywords: Mosfet Transistor, Pockels cell, HV Fast Switching, Electro-Optic Modulator

مقدمه

مدولاتورهای الکترواپتیک دستگاه‌هایی هستند که می‌توانند ویژگی‌های نور مانند فاز، دامنه یا قطبش را با اعمال میدان الکتریکی به کریستال الکترواپتیک تغییر دهند. هر کریستال بسته به ضریب الکترواپتیک خاص خود، ولتاژ نیم موج، آستانه آسیب، محدوده انتقال، پایداری دما، مزایا و معایب خود را دارد [۱]. هر یک از این کریستال‌ها را می‌توان برای کاربردهای مختلفی مانند سوئیچ Q، انتخاب پالس، مدولاسیون دامنه و فاز و چرخش قطبش مورد استفاده قرار داد. برای راه اندازی یک سلول پاکلز، یک مدار الکترونیکی مناسب مورد نیاز است که بتواند پالس‌های ولتاژ بالا را از مرتبه کیلوولت با زمان‌های صعود و سقوط سریع تولید کند. مقدار ولتاژ مورد نیاز به نوع و طول کریستال و همچنین کاربرد مورد نظر بستگی دارد. تولید و سوئیچ اینگونه پالس‌ها به المان‌های الکترونیکی توان بالا و سریع مانند ترانزیستورهای بهمنی، IGBT، power MOSFET، تریاود مایکروویو و ... نیازمند است. ترانزیستورهای power MOSFET قادر به تولید سیگنال‌هایی با دامنه در محدوده صدها ولت و زمان صعود و سقوط در مرتبه نانوثانیه می‌باشند. تا همین اواخر در مدارات الکترونیکی ولتاژ بالا برای انجام عملیات سوئیچینگ سریع از لوله‌های خلاء یا تریاود مایکروویو استفاده می‌کردند. اما از آنجایی که این المان‌ها حجیم بوده و استفاده از آن‌ها در فرکانس‌های بالا امکان پذیر نیست، ماسفت‌ها جایگزین آن‌ها در مدارات الکترونیکی شدند. از مزایای استفاده از ماسفت می‌توان به طول عمر بالا، اتلاف توان کمتر و سرعت سوئیچینگ سریعتر آن اشاره کرد [۲]. همچنین ماسفت‌ها سرعت روشن شدن سریع تری نسبت به IGBT و آستانه تحمل ولتاژ بالاتر نسبت به ترانزیستورهای بهمنی دارند. با این حال، در کاربردهای ولتاژ بالا برای افزایش آستانه تحمل ولتاژ میبایست تعداد مشخصی از ماسفت‌ها سری شوند. بنابراین ماسفت‌های

قدرت را می‌توان به صورت سری برای سوئیچینگ سریع بین ولتاژهای بالا که در آزمایش‌هایی مانند مدولاسیون پرتو در یک مدولاتور الکترواپتیک مورد نیاز است، استفاده کرد. در این مقاله عملکرد سری ترانزیستورهای power MOSFET برای افزایش ولتاژ نگهدارنده موثر آنها شرح داده شده است. روش طراحی ارائه شده اصلاحیه ای از رویکرد گزارش شده در مرجع [۲] است.

تئوری و مبانی نظری

سلول‌های پاکلز نوعی مدولاتور الکترواپتیک هستند که از اثر الکترواپتیک خطی استفاده می‌کنند، طبق رابطه (۱) ضریب شکست کریستال به صورت خطی با میدان الکتریکی اعمال شده تغییر می‌کند و صفحات موج کنترل شده ای ایجاد می‌کند.

$$n(E) = n + \frac{1}{2} r n^3 E \quad (1)$$

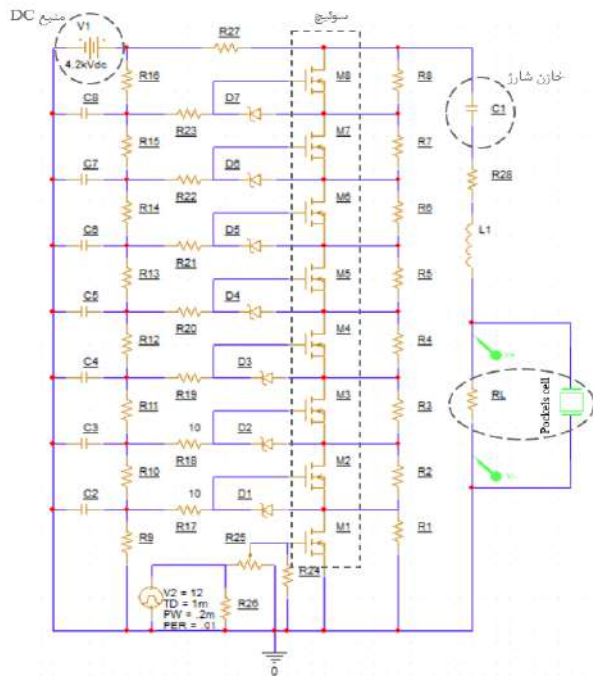
که n ضریب شکست، r ثابت الکترواپتیک خطی کریستال یا ثابت پاکلز و E دامنه میدان الکتریکی اعمال شده به کریستال می‌باشد. پرتو نور در طی انتشار از کریستال دارای دو مد عمود بر هم با قطبش خطی است که با سرعت‌های متفاوت c_0/n_1 و c_0/n_2 در راستای مشخص انتشار می‌یابند. اگر محیط، اثر پاکلز ایجاد کند آنگاه در حضور یک میدان الکتریکی ایستا E ، دو ضریب شکست مطابق با رابطه (۱) برای دو مولفه پرتو نور داریم:

$$n_1(E) = n_1 + \frac{1}{2} r_1 n_1^3 E, n_2(E) = n_2 + \frac{1}{2} r_2 n_2^3 E \quad (2)$$

که r_1 و r_2 ثوابت پاکلز متناسب با جهتگیری در راستای مشخص از کریستال هستند. پس از انتشار در طول L کریستال دو مد تحت تاخیر فاز نسبی زیر قرار می‌گیرند:

$$\phi = \Delta n(E) k_0 L = \phi_0 - \frac{1}{2} k_0 (r_1 n_1^3 - r_2 n_2^3) E L \quad (3)$$

کند. زمانی که سوئیچ روشن شود شارژ ذخیره شده در خازن به شکل یک پالس ولتاژ بالا روی کریستال تخلیه می‌شود (یک کریستال KD*P دارای مقاومت داخلی حدود $10\text{ M}\Omega$ و ظرفیت خازنی تقریباً 6 pF می‌باشد).



شکل ۱: مدار شبیه سازی شده

بنابراین مدار دارای دو مرحله عملیاتی است: حالت خاموش و حالت روشن. در حالت خاموش، یعنی زمانی که هنوز پالس فرمان V2 از درایور به مدار نرسیده است، همه ماسفت‌های M1 تا M8 خاموش هستند و پتانسیل منبع روی مقاومت‌های R1 تا R8 (برای تامین ولتاژ V_{DS} ماسفت-ها) و R9 تا R16 (برای شارژ خازن C2 تا C8) توزیع می‌شود. خازن C1 نیز از طریق مقاومت R27 شارژ می‌شود. خازن‌های C2 تا C8 نقش تثبیت‌کننده ولتاژ بخش سوئیچ را دارند؛ به این منظور که در صورت اتلاف ولتاژ در این بخش، شارژ ذخیره شده در خازن‌ها، افت ولتاژ را تامین کنند. همچنین ظرفیت این خازن‌ها به گونه ای تعیین می‌شود که به ترتیب سرعت اعمال ولتاژ V_{GS} ترانزیستور M2 سریعتر از M3 و M3 سریعتر از M4 و ... باشد. دیودهای زبر موجود بین پایه‌های گیت و سورس ترانزیستورهای M2 تا M8 جهت محافظت از ترانزیستورها و تامین ولتاژ V_{GS} لازم

که $\phi_0 = k_0(n_1 - n_2)L$ تاخیر فاز در غیاب میدان الکتریکی است. حال اگر E با اعمال ولتاژ V بین دو سطح کریستال که به فاصله d از یکدیگر قرار گرفته اند، حاصل شود می‌توان فاز یک موج نوری را با تغییر ولتاژ اعمالی تغییر داد. چنین محیطی به صورت یک تاخیردهنده موج دینامیک با قابلیت تنظیم پذیری الکتریکی عمل می‌کند. طبق رابطه (۳) ولتاژ لازم برای ایجاد یک تاخیر فاز π :

$$V_{\pi/2} = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{r_1 n_1^3 - r_2 n_2^3} \quad (4)$$

خواهد بود [۳]. پارامتر $V_{\pi/2}$ تحت عنوان ولتاژ نیم موج شناخته می‌شود. میدان الکتریکی می‌تواند از دو جهت طولی، که در آن میدان الکتریکی موازی با جهت انتشار نور است و عرضی، که در آن میدان الکتریکی عمود بر جهت انتشار نور است ($d=L$)، به کریستال اعمال شود. سلول‌های پاکلز طولی تلفات و پراکندگی کمتری نسبت به سلول‌های پاکلز عرضی دارند اما به ولتاژ بالاتری نیاز دارند. برای استفاده از کریستال KD*P به عنوان یک صفحه تاخیرگر نیم‌موج که در حالت طولی بایاس شده است ($n_1 = n_2 = 1.5417$ و $r_2 = -r_1 = 25\text{ pm/V}$) ولتاژ لازم در طول موج 546nm طبق رابطه (۴)، 2.98KV خواهد بود. زمانبندی، سرعت و دقت اعمال این ولتاژ تعیین‌کننده کیفیت مدولاتور بوده که نیازمند یک مدار الکترونیکی با قابلیت سوئیچ زنی سریع ولتاژهای بالا می‌باشد.

شبیه سازی مدار

مدار طراحی شده در محیط Capture نرم افزار PSpice شبیه سازی شده است. مطابق شکل ۱ این مدار به چهار بخش اصلی تقسیم می‌شود: منبع DC، خازن شارژ (C1)، سوئیچ (شامل مجموعه ای سری از ترانزیستورهای ماسفت IRFAF52) و بار خروجی (R_L و کریستال KD*P). زمانی که سوئیچ خاموش است، منبع DC خازن C1 را شارژ می‌

این مدار قادر به سوئیچ زنی ولتاژهای بالا در زمان‌های کوتاه بوده و متناسب با کاربرد مدنظر، می‌توان دامنه ولتاژ خروجی را با تغییر المان‌های داخل مدار تعیین کرد. برای مثال با اعمال خروجی مدار شکل ۱ روی یک کریستال KD^*P که به صورت طولی بایاس شده است، می‌توان از کریستال به عنوان یک تاخیرگر نیم‌موج در سیستم‌های اپتیکی مانند سوئیچ Q لیزر پالسی یا یک انتخابگر پالس که نرخ تکرار پالس نور عبوری از مدولاتور کمتر از 100Hz باشد، استفاده کرد. مشخص شد که خازن $C1$ از طریق مقاومت $R27$ شارژ می‌شود؛ یعنی در زمان پنج ثابت زمانی $\tau = R27 * \tau$ $(C1 = 2 * 10^{-3})$ ، خازن کامل شارژ می‌شود. با این وجود در زمان‌های کمتر از 10ms بازدهی سوئیچ، بالا نیست. بنابراین نرخ تکرار پالس‌ها باید کمتر از 100Hz باشد. با این وجود می‌توان از این مدار برای اعمال سوئیچ در کاواک تقویت‌کننده‌های بازتولیدی با نرخ تکرار پایین استفاده کرد. از دیگر مزایای این مدار می‌توان به عدم نیاز قطعات مدار (به ویژه ماسفت‌ها) به هیت سینک یا روش‌های خنک‌سازی دیگر اشاره کرد.

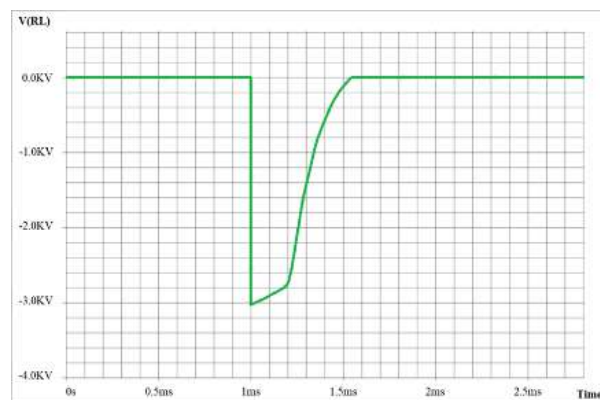
مرجع‌ها

Paschotta, Rüdiger. "Encyclopedia of laser physics and technology." (No Title) (2008).

Baker, R. J., and B. P. Johnson. "Series operation of power MOSFETs for high-speed, high-voltage switching applications." Review of scientific instruments 64, no. 6 (1993): 1655-1656.

Saleh, Bahaa EA, and Malvin Carl Teich. Fundamentals of photonics. John Wiley & sons, 2019

(کمتر از 20V) در زمان اعمال سوئیچ در مدار قرار گرفته اند. مجموعه مقاومت‌های $R24$ تا $R26$ برای تنظیم امپدانس کابل فرمان که از درایور به مدار وصل شده منظور شده است. در حالت روشن، یعنی به محض اینکه پالس فرمان $V2$ به سطح بالایی (12+ ولت) برسد، ابتدا $M1$ روشن می‌شود ($V_{GS} > 0$)؛ جریان درین به سورس برقرار می‌شود و ولتاژ V_{DS} آن به سرعت کاهش می‌یابد، یعنی پایه درین زمین می‌شود و به دنبال آن پتانسیل سورس ترانزیستور $M2$ کاهش می‌یابد. به طور مشابه ترانزیستورهای $M2$ و $M3$ و ... به ترتیب در فاصله‌های زمانی نانو ثانیه روشن می‌شوند. با روشن شدن تمام ماسفت‌ها، بخش سوئیچ زمین شده و شارژ ذخیره شده در خازن $C1$ به صورت یک پالس ولتاژ بالای منفی به سمت R_L حرکت می‌کند که پهنای زمانی این پالس متناسب با پهنای زمانی پالس فرمان $V2$ است. با استفاده از یک پروب ولتاژ، پالس ولتاژ بالا مشاهده شده در



شکل ۲: پالس ولتاژ بالای حاصل از مدار که روی کریستال اعمال می‌شود

همانطور که مشاهده می‌شود این پالس دارای زمان صعود از مرتبه نانو ثانیه و زمان سقوط از مرتبه میکرو ثانیه، پیک ولتاژ تقریباً 3KV با نرخ تکرار 100Hz می‌باشد. ماکسیمم توان مصرفی کل مدار نیز $P = V_1 * I = 4.2 * 10^3 * 1.8 * 10^{-3} = 7.56W$ می‌باشد.

نتیجه‌گیری



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



شبیه سازی تارهای بلور فوتونی دایروی حامل بارهای توپولوژیکی تا مرتبه هفت

سبا میرزایی، مهدی بهادران* و حسن پاکرزاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران.

چکیده – تار بلور فوتونی دایروی حامل تکانه زاویه‌ای مداری نور تا بار توپولوژیکی $l=7$ برای ناحیه مخابراتی طراحی و شبیه سازی شد. تار بلور فوتونی طراحی شده دارای سه ردیف از حفرهای دایروی هوا در بستری از سیلیکا است. طراحی در نرم افزار لومریکال ماژول مد و حل به روش عددی حل کننده ویژه مد تفاضل محدود (FDE) انجام شد. تار طراحی شده دارای مزیت اتلاف کم در حدود 1.468 dB/cm و قادر به پشتیبانی تعدادی از مدهای تکانه زاویه ای مداری شامل $EH_{6,1}$, $HE_{8,1}$ تا مرتبه بار توپولوژیکی ۷ است. نتایج پژوهش حاضر در ارتباطات نوری کلاسیک و کوانتومی، همچنین افزایش ظرفیت انتقال اطلاعات در سیستم های مخابرات نوری مبتنی بر تسهیم فضایی کاربرد دارد.

کلید واژه‌ها: تکانه‌ی زاویه‌ای مداری، تار بلور فوتونی دایروی، بار توپولوژیکی.

Simulation of circular photonic crystal fibers carrying topological charges up to seven order

Saba Mirzaee, Mahdi Bahadoran* and Hassan Pakarzadeh

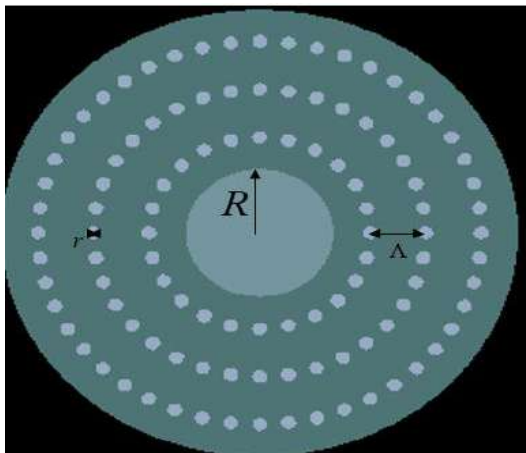
Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran.

Abstract- The circular photonic crystal fiber (C-PCF) carrying the orbital angular momentum (OAM) of light with topological charges up to $l=7$ was designed and simulated for the telecommunication region. The designed photonic crystal fiber has three rings of circular air holes in the silica background. The C-PCF was designed in Lumerical software in mode module using the numerical method of Finite-Difference Eigenmode (FDE) solver. The introduced C-PCF takes advantage of a low loss of 1.468 dB/cm that supports a number of OAM modes, including $EH_{6,1}$, $HE_{8,1}$ until topological charges up to $l=7$. The results of the present research are applicable to classical and quantum optical communication, as well as increasing the capacity of information transmission in optical communication systems based on spatial-division multiplexing.

Keywords: Orbital angular momentum, Circular photonic crystal fibers, Topological charge.

مقدمه

مد های HE و EH ویژه مد می‌باشند و مدهای تکانه‌ی زاویه‌ای مداری در تار نوری از ترکیب خطی مدهای زوج و فرد یک ویژه مد برداری $EH_{l-1,m}$ و یا $HE_{l+1,m}$ تشکیل می‌شوند که در فرمول های ۱ و ۲ نیز آورده شده‌اند. این دو ویژه مد دارای اختلاف فاز $\pi/2$ هستند که در اینجا که m و l به ترتیب معرف مرتبه شعاعی و بار توپولوژیکی مدهای OAM هستند. مدهای پایه TE_{01} و TM_{01} چون دارای ثابت های انتشار غیریکسانی هستند، نمی‌توان این دو مد را با هم ترکیب کرد [۹]. در طول موج های خاصی از یک بازه طول موجی در تار نوری، با مدهایی که دارای مرتبه‌ی بار توپولوژیکی بزرگتر از ۱ که ثابت انتشار یکسان (تبهگن) دارند، ترکیب دو ویژه مد را می‌بینیم. در مخابرات نوری برای l های مرتبه بالاتر، ظرفیت بالاتری برای انتقال اطلاعات و توزیع چند کانال داده مستقل مهیا می‌شود. در این پژوهش به طراحی ساختار دایروی C-PCF با توزیع حفره های دایروی پرداخته شد که توزیع مداری حفره ها بصورت یک درمیان حذف شده است. پیکربندی C-PCF طراحی شده در شکل ۱ نمایش داده شده است.



شکل ۱: سطح مقطع C-PCF طراحی شده برای پشتیبانی مدهای OAM تا مرتبه هفت.

در این ساختار شبیه‌سازی شده، ماده زمینه از جنس silica 7980 coring است و درون حفره ها هوا است. شعاع حفره مرکزی را برابر $R=8\mu\text{m}$ در نظر گرفتیم و ردیف اول، دوم و سوم حفره ها همگی دارای شعاعهای $r=0.8\mu\text{m}$ هستند. گام شبکه بین حفره ها $\Lambda=3\mu\text{m}$ در شرایط مرزی لایه‌ی کاملاً منطبق PML و در طول موج $1.55\mu\text{m}$ در نظر گرفته شد. شبیه سازی در نرم افزار لومریکال-ماژول mode و به روش حل کننده ویژه مد تفاضل محدود (FDE) انجام شد. برای ماده زمینه تار نوری از رابطه سلمایر استفاده شد [۱۰]:

امروزه رسیدن به ظرفیت بالای انتقال اطلاعات و توزیع چندین کانال داده مستقل از علایق دانشمندی است که در حوزه‌ی مخابرات نوری فعالیت می‌کنند. تکانه زاویه ای مداری OAM نور را می‌تواند با پرتوهای نوری با جبهه فاز مارپیچی $e^{il\phi}$ معرفی کند که l بار توپولوژیکی است و می‌تواند مقدارهای صحیح مثبت و یا منفی را به خود بگیرد، بزرگی l تعداد مارپیچ‌های در هم پیچیده و علامت آن جهت چرخش مارپیچ ها و ϕ زاویه سمتی پرتو نور را نشان می‌دهد [۱]. امروزه تکانه زاویه‌ای نور کاربردهای فراوانی در تحقق میکرو پمپ ها [۲]، تصویر برداری با وضوح فوق العاده، تله گذاری های نوری و ارتباطات نوری کلاسیک و کوانتومی [۳] و همچنین پایه های متعامد موجود در OAM درجه آزادی بیشتری را برای کد گذاری ارتباطات فراهم می‌کند. در سال های اخیر، حالت های مرتبه بالاتر یعنی مرتبه‌ی بار توپولوژیکی بالاتر، در تارهای نوری کاربردهای قابل توجهی در زمینه های مختلف فوتونیک مانند ارتباطات نوری نشان داده اند [۴]. بعلاوه این امر، موجب افزایش ظرفیت انتقال اطلاعات در سیستمهای مخابرات نوری شده است که در این راستا طرح‌های جدیدی از تارهای نوری برای انتقال مدهای حامل OAM ایجاد شده است [۵]. OAM همچنین دارای طیف وسیعی از کاربردها در زمینه کوانتومی است [۶]. ایجاد جبهه‌ی موج با فاز مارپیچ، بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۷]. در این مقاله، به طراحی و شبیه سازی تار بلور فوتونی دایروی برای هدایت و کنترل OAM تا $l=7$ براساس تغییر در پارامترهای هندسی، پرداخته شد.

مبانی نظری

در این تحقیق سعی کردیم با شبیه سازی PCF در نرم افزار لومریکال به ساختاری دست پیدا کنیم که حامل مدهای مرتبه بالای OAM باشد. مدهای OAM می‌بایست از $l \geq 2$ حمایت کند و طبق فرمول زیر می‌توانیم عدد l را پیدا کنیم [۸]

$$l=1 \begin{cases} OAM_{\pm j,m}^{\pm} = HE_{2,m}^{even} \pm iEH_{2,m}^{odd} \\ OAM_{\pm j,m}^{\mp} = TM_{0,m} \pm iTE_{0,m} \end{cases} \quad (1)$$

و همچنین برای l های بزرگتر از یک داریم:

$$l>1 \begin{cases} OAM_{\pm l,m}^{\pm} = HE_{l+1,m}^{even} \pm iHE_{l+1,m}^{odd} \\ OAM_{\pm l,m}^{\mp} = EH_{l-1,m}^{even} \pm iEH_{l-1,m}^{odd} \end{cases} \quad (2)$$

HE ₃₁ EH ₁₁			۲	۰.۴۵۶
HE ₄₁ EH ₂₁			۳	۰.۷۵۸
HE ₅₁ EH ₃₁			۴	۰.۱۷۸
HE ₆₁ EH ₄₁			۵	۱.۱۶۸
HE ₇₁ EH ₅₁			۶	۱.۳۰۹
HE ₈₁ EH ₆₁			۷	۱.۴۶۸

باتوجه به جدول ۲ برای مد با بالاترین مرتبه‌ی بار توپولوژیکی ۷ توزیع شدت و خطوط میدان الکتریکی به ترتیب در شکل ۲ (الف) و (ب) با وضوح بیشتری آمده است.

$$n^2(\lambda) - 1 = \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (3)$$

که ضرایب سلمایر برای coring 7980 silica در جدول ۱ ارایه شده است.

جدول ۱. ضرایب سلمایر استفاده در نرم افزار لومریکال جهت تعیین ضریب شکست ماده‌ی زمینه.

A0	1
B1	0.68374
C1(μm ²)	0.00460353
B2	0.420324
C2(μm ²)	0.0133969
B3	0.585027
C3(μm ²)	64.4933

نتایج شبیه سازی و بحث

نتایج مدهای حامل مراتب مختلف بار توپولوژیکی l شبیه سازی شده در جدول ۲ ارایه شده است. در جدول شماره‌ی ۲ در ابتدا بالاترین مرتبه‌ی ویژه مد که شامل مدهای HE_{l+1,m} و EH_{l-} نوشته شده است و سپس تصویر توزیع میدان مد و توزیع میدان الکتریکی مدهای OAM نشان داده شده است. بعلاوه برای هر مد مرتبه‌ی بار توپولوژیکی که پشتیبانی می‌شود نیز نوشته شده است و در نهایت مقدار اتلاف برای هر مد در جدول شماره‌ی ۲ ارایه شده است.

مطابق داده‌های جدول شماره‌ی ۲ مدهای حامل تکانه‌ی زاویه‌ای مداری تا مرتبه l برابر ۲، ۳، ۴، ۵، ۶ و ۷ پشتیبانی می‌شود. برای تشخیص مرتبه‌ی l می‌توان با استفاده از خطوط میدان الکتریکی هر مد به مرتبه‌ی l پی برد. مقدار اتلاف در مخابرات نوری بسیار حائز اهمیت است و همواره به دنبال رسیدن به حداقل اتلاف هستیم.

مطابق جدول ۲، حداکثر اتلاف برای تار طراحی شده ۱.۶۴۸ dB/cm است. بیشترین و کمترین اتلاف نیز مربوط به مد هایی

با بار توپولوژیکی $l=2$ و $l=7$ می‌باشند

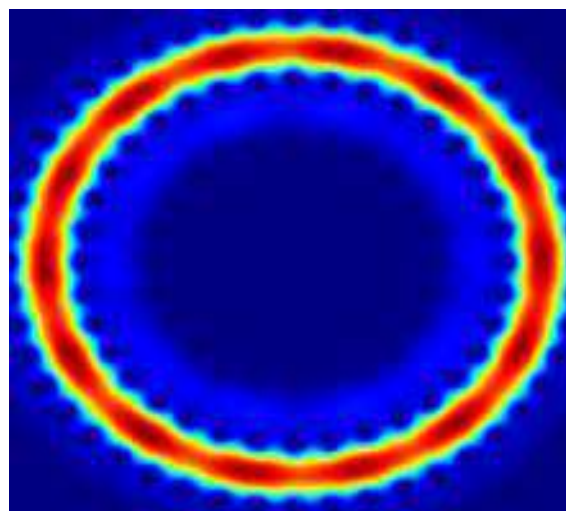
جدول ۲. مدهای حامل مراتب مختلف بار توپولوژیکی l .

اتلاف مد (dB/cm)	مرتبه بار هندسی	توزیع میدان الکتریکی	توزیع شدت میدان OAM	بالاترین مرتبه ویژه مد برداری

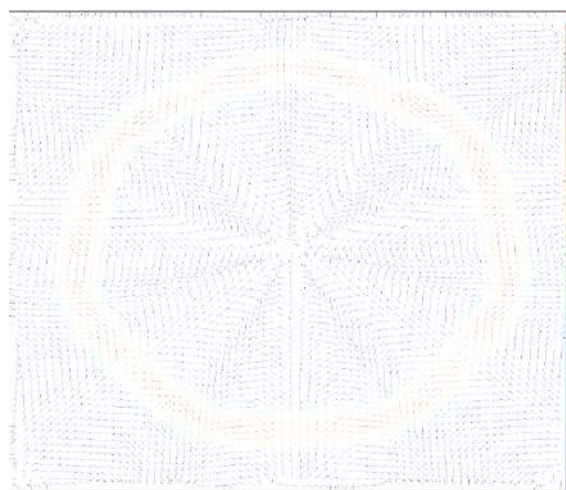
شبه سازی با استفاده از حل کننده ویژه مد تفاضل محدود (FDE) انجام شد. تار بلور فوتونی پیشنهاد شده با اتلاف مدی کمتر از 1.468 dB/cm برای افزایش ظرفیت ارسال اطلاعات در سیستم های مخابرات نوری مبتنی بر تسهیم فضایی کاربرد دارد.

مراجع

- [1] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. Spreeuw, and J. Woerdman, "Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes," *Physical review A*, vol. 45, no. 11, p. 8185, 1992.
- [2] K. Ladavac and D. G. Grier, "Microoptomechanical pumps assembled and driven by holographic optical vortex arrays," *Optics express*, vol. 12, no. 6, pp. 1144-1149, 2004.
- [3] B. E. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*. Wiley New York, 2008.
- [4] V. Sharif and H. Pakarzadeh, "High-performance surface plasmon resonance fiber sensor based on cylindrical vector modes," *Scientific Reports*, vol. 13, no. 1, p. 4563, 2023.
- [5] H. Pakarzadeh and V. Sharif, "Control of orbital angular momentum of light in optofluidic infiltrated circular photonic crystal fibers," *Optics Communications*, vol. 438, pp. 18-24, 2019.
- [6] L.-Y. Li, T.-J. Wang, and C. Wang, "The analysis of high-capacity quantum secure direct communication using polarization and orbital angular momentum of photons," *Modern Physics Letters B*, vol. 34, no. 02, p. 2050017, 2020.
- [7] T. Bauer *et al.*, "Ultrafast Time Dynamics of Plasmonic Fractional Orbital Angular Momentum," *ACS Photonics*, 2023.
- [8] P. Gregg, P. Kristensen, and S. Ramachandran, "Conservation of orbital angular momentum in air-core optical fibers," *Optica*, vol. 2, no. 3, pp. 267-270, 2015.
- [9] پاکارزاده، حسن؛ شریف، وحید و بهادران، مهدی؛ "طراحی تارهای بلور فوتونی دایروی برای هدایت و کنترل تکانه زاویه ای مداری نور"، پژوهش سیستم های بس ذره ای، ۱۰، ۱-۱۴ (۱۳۹۹)
- [10] G. Ghosh, "Sellmeier coefficients and dispersion of thermo-optic coefficients for some optical glasses," *Applied optics*, vol. 36, no. 7, pp. 1540-1546, 1997.



(الف)



(ب)

شکل ۲: (الف) توزیع شدت میدان OAM با بار توپولوژیکی مرتبه ۷ و (ب) توزیع میدان الکتریکی متناظر که تعداد پره های خروجی مساوی با ۷ است.

بنابراین با توجه به توزیع خطوط میدان الکتریکی در شکل ۲ (ب)، می توان از طریق تعداد پیکان های (پره ها) خروجی، مرتبه ی بار توپولوژیکی $l=7$ را مشخص کرد.

نتیجه گیری

در این پژوهش با تغییرات چند عامل موثر در طراحی تار بلور فوتونی شامل تغییرات در ابعاد مغزی تا $8 \mu\text{m}$ و برخی تغییرات در پیکربندی به مدهای حامل بار توپولوژیکی l دست یافتیم. در این مقاله، یک تار بلور فوتونی دایروی شامل سه ردیف از حفره های هوا در ماده ی زمینه سیلیکا مدل کورنینگ ۷۹۸۰ طراحی شد که توانایی پشتیبانی تکانه زاویه ای مداری نور با بار توپولوژیکی تا $l = 7$ برای ناحیه مخابراتی در طول موج $1.55 \mu\text{m}$ را دارد.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



همجوشی سلول‌های میلوما‌ی نوع B موشی توسط پالس‌های لیزری فمتوثانیه

نسترن کهراریان^۱، آتوسا سادات عربانیان^۲، رضا مسعودی^۳

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

n.kahrarian@Mail.sbu.ac.ir¹, a-arabnian@sbu.ac.ir², r-massudi@sbu.ac.ir³

چکیده- همجوشی سلولی یک فرآیند بیولوژیکی اساسی است که می‌تواند بطور مصنوعی با روش‌های مختلف انجام شود. یکی از چالش‌های فرآیند همجوشی سلولی، بهبود کارایی آن بدون نیاز به افزودن مواد شیمیایی می‌باشد. با پیدایش لیزرهای فمتوثانیه با قله توان بالا در محدوده‌ی مادون قرمز نزدیک، همجوشی سلولی با عوارض جانبی بسیار کم ممکن شده است. در این مقاله به بررسی تجربی همجوشی سلول‌های میلوما‌ی موشی، توسط لیزر پالسی فمتوثانیه با طول موج 1040nm، پرداخته می‌شود. نتایج نشان داد سلول‌ها پس از ۲ دقیقه شروع به همجوشی کرده و پس از گذشت ۲۰ دقیقه کاملاً ادغام شدند. میزان توان لازم جهت همجوشی سلول‌ها 57mW و انرژی هر پالس 2.4nj می‌باشد.

کلید واژه- سلول لنفوسیت موشی، عدسی شیئی، لیزر فمتوثانیه، همجوشی سلولی.

Fusion of type B mouse myeloma cells by femtosecond laser pulses

Nastaran Kahrarian¹, Atoosa Sadat Arabanian², Reza Massudi³

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.

n.kahrarian@Mail.sbu.ac.ir¹, a-arabnian@sbu.ac.ir², r-massudi@sbu.ac.ir³

Abstract- Cell fusion is a basic biological process that can be done artificially by different methods. One of the challenges of the cell fusion process is to improve its efficiency without adding chemicals. With the advent of high-power peak femtosecond lasers in the near-infrared region, cell fusion has become possible with very few side effects. In this article, the fusion of murine myeloma cells by femtosecond pulsed laser with the wavelength of 1040nm is experimentally investigated. The results showed that the cells started to fuse after 2 minutes and completely merged after 20 minutes. The amount of power required to fuse the cells is 57mW and the energy of each pulse was 2.4nj.

Keywords: Mouse lymphocyte cell, objective lens, femtosecond laser, cell fusion.

مقدمه

کاملاً جایگزیده و قابل کنترل بوده و آثار مخربی بر سلول‌ها ندارند. در نتیجه گونگ و همکارانش در سال ۲۰۰۸ از لیزر فمتوثانیه با طول موج 1554nm به منظور همجوشی سلول-های HepG2 استفاده کردند [۴]. پس از آن بهبود بازدهی همجوشی سلولی توسط پالس‌های لیزری فمتوثانیه همواره مورد توجه و بررسی قرار داشته است. به طور مثال به منظور تنظیم زمان تابش نور لیزر بر نمونه در سال ۲۰۲۰ از یک چاپر نوری در مسیر لیزر استفاده شد، که همجوشی سلول-های سوماتیک را به خوبی نشان داد [۵].

در این مقاله، با برپایی یک چیدمان تجربی، همجوشی سلول میلومای موش به یکدیگر توسط پالس‌های لیزر فمتوثانیه مورد بررسی قرار می‌گیرد و توان و زمان نوردهی مورد نیاز برای انجام این فرآیند تعیین می‌گردد.

مبانی نظری

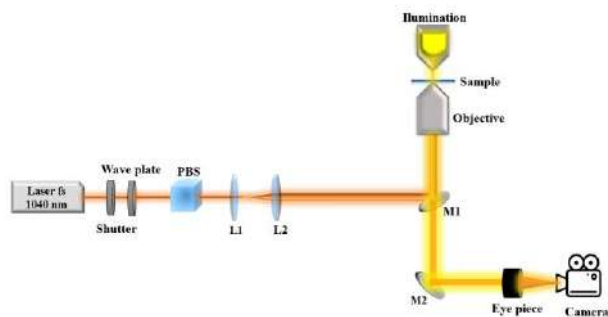
به منظور ایجاد فرآیند همجوشی سلول-سلول، نیاز است که پالس‌های لیزر فمتوثانیه در مرز بین دو سلول که در محیط سوسپانسیون قرار دارند، متمرکز شوند. با کانونی کردن باریکه لیزر فمتوثانیه توسط یک عدسی شیئی با روزنه عددی (NA) بالا بر روی نمونه‌ی زیستی، شدت باریکه در قله پالس به بیش از 10^{12} W/cm^2 می‌رسد و باعث ایجاد جذب غیرخطی در ناحیه‌ی کانونی شود.

پالس‌های لیزر فمتوثانیه با شدت بالا، زمانیکه به محیط آبی سوسپانسیون، متمرکز می‌شوند، به دلیل داشتن فوتون‌هایی با انرژی بالا، موجب فروشکست نوری در این محیط می‌گردند. بطوریکه الکترون توسط جذب غیرخطی همزمان چندین فوتون و غلبه کردن بر انرژی شکاف بانندی، بواسطه‌ی یونیزاسیون چندفوتونی از اتم جدا می‌شود. افزایش الکترون‌های آزاد شده و رشد بهمینی آنها بواسطه یونیزاسیون برخوردی در محیط، منجر به رخ دادن

در سال‌های گذشته، لیزرهای فمتوثانیه (fs)، کاربردهای گسترده‌ای در زمینه‌های مختلف زیست‌شناسی از جمله مطالعه و دستکاری سلول‌ها و تک مولکول‌ها تا بافت‌ها نشان داده‌اند. این لیزرها در مقایسه با لیزر CW یا پالس‌های با پهنای پالس طویل، می‌توانند بدون ایجاد آسیب حرارتی، ساختار (مورفولوژی) سلول را تغییر دهند. مزیت دیگر این لیزرها این است که اثرات لیزر فمتوثانیه به حجم محل کانونی پرتو محدود می‌شود و سایر نواحی سلولی خارج از کانون لیزر در برابر آسیب فوتون‌ها محافظت می‌شوند. همچنین لیزرهای فمتوثانیه در ناحیه طیف مادون قرمز نزدیک دارای ویژگی‌های مهمی از جمله عدم جذب نور توسط آب و بافت‌های زیستی هستند. یکی از کاربردهای این لیزرها استفاده آن در همجوشی سلولی است. ترکیب شدن محتویات سیتوپلاسمی دو سلول از طریق تخریب جزئی لایه‌ی غشایی با یکدیگر همجوشی سلولی بوده و از آن به منظور تجزیه و تحلیل بیان ژن، نقشه برداری کروموزومی، تولید آنتی‌بادی و ایمونوتراپی سرطان [۱]، استفاده می‌شود. تا پیش از حضور پالس‌های لیزری، همجوشی سلولی توسط ویروس‌ها و مواد شیمیایی صورت می‌گرفت [۲]. این روش‌ها علاوه بر نیاز به مقدار قابل توجهی از نمونه‌ی اولیه، غیرقابل کنترل بوده و باعث ایجاد همجوشی‌های ناخواسته و حتی مضر در حین فرآیند می‌شوند.

اولین همجوشی توسط پالس‌های لیزری، در سال ۱۹۹۱ توسط استیوینگ و همکارانش به کمک یک لیزر پالسی نانو ثانیه برای همجوشی دو سلول میلوما انجام شد. در این مطالعه بدلیل استفاده از لیزر UV با انرژی پالس میکروژول، آسیب حرارتی در حجم بزرگتر از ناحیه کانونی به نمونه وارد شد [۳]. در حالی که پالس‌های لیزری فمتوثانیه کانونی شده با انرژی تک پالس از مرتبه انرژی نانوژول در مرز دو سلول،

با پهنای پالس 200fs و طول موج 1040nm با نرخ تکرار 23MHz، (Vira-fs-1040 ساخت شرکت نور آبی لیزر) استفاده شده است.



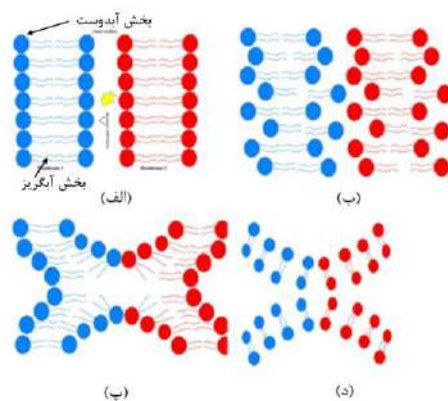
شکل ۲: شمایی از چیدمان فرآیند همجوشی سلولی

به منظور متمرکز کردن باریکه‌ی لیزر بر روی نمونه و تصویربرداری، یک میکروسکوپ وارون ساخته شد، که متشکل از یک عدسی شیئی با روزنه‌ی عددی ۱.۲۵ و بزرگنمایی 100x جهت متمرکز کردن باریکه بر نمونه، یک ال ای دی به منظور روشن سازی نمونه جهت تصویربرداری آن و یک جایگاه برای قرار گرفتن نمونه بر روی عدسی شیئی می‌باشد.

به منظور کنترل زمان تابش لیزر بر روی نمونه از یک شاتر مکانیکی استفاده شد و جهت تنظیم توان باریکه تابشی بر سطح نمونه، از یک صفحه‌ی تاخیرساز نیم‌موج و یک تقسیم‌گر پرتو استفاده شد. همچنین برای تنظیم قطر لکه باریکه متناسب با قطر دهانه عدسی شیئی از یک تلسکوپ گالیله‌ای با دو عدسی L_1 و L_2 و فواصل کانونی (250mm) و (-50mm) استفاده شده است.

یونیزاسیون بهمنی شده و به دنبال آن، پلاسما تشکیل می‌شود.

پس از یونیزه شدن محیط و تشکیل پلاسما، مطابق شکل ۱ الکترون‌های آزاد بر روی برگچه‌ها^{۴۱} نشسته و منجر به فعال شدن ملکول‌های فسفولیپید غشا و بهم ریختن برگچه‌های بیرونی می‌شوند (ب). به دنبال آن بعد از گذشت زمان کوتاهی ساختاری ساقه مانند تشکیل شده (پ)، و راه انتقال محتویات دو سلول را فراهم می‌سازد. پس از آن، از آنجایی که فسفولیپیدها دارای یک بخش آب دوست و یک بخش آب گریز هستند، از سمت آب‌گریز خود پیوند برقرار کرده و مجدد شکل سلولی خود را مطابق (د)، تشکیل می‌دهند. در نتیجه همجوشی میان دو سلول، شکل می‌گیرد.



شکل ۱: روند فرآیند همجوشی سلولی توسط پالس لیزری

چیدمان تجربی

شمایی از چیدمان فرآیند همجوشی سلولی در شکل ۲ نشان داده شده است. در این چیدمان از یک لیزر پالسی فمتوثانیه

⁴¹ phospholipids

لیزر توسط آینه‌ی M_1 با ۹۰٪ عبور در طول موج 1040nm، به سمت سیستم میکروسکوپ هدایت شد. نور بازگشتی از نمونه از طریق آینه‌ی M_2 وارد چشمی شده و در نهایت تصاویر توسط دوربین ثبت می‌گردد.

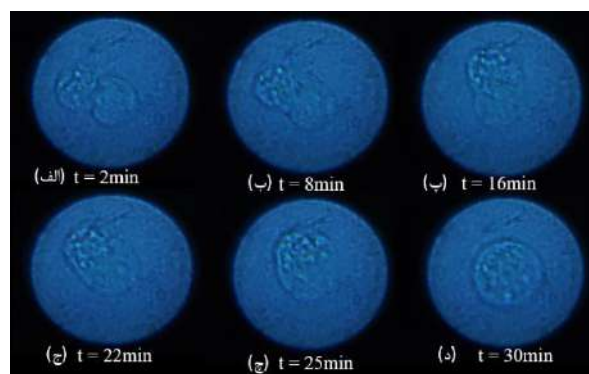
نتایج تجربی

در بخش تجربی ابتدا دو سلول میلومای نوع B موش مجاور هم را مورد مطالعه قرار دادیم. در این آزمایش محل تماس دو سلول به مدت 100ms تحت تابش پالس لیزر با توان متوسط 57mW و انرژی هر تک پالس 2.4nj قرار گرفت (شکل ۳).



شکل ۳: جفت سلول لنفوسیت موش تحت تابش پالس‌های لیزر

شکل ۴ مراحل همجوشی سلول‌های لنفوست نوع B موش را که تحت تابش لیزر فمتوثانیه قرار گرفته‌اند، نشان می‌دهد. فرایند همجوشی سلول‌ها پس از گذشت ۲ دقیقه شروع می‌شود (شکل ۴ قسمت الف)) با گذشت زمان به تدریج محتویات دو سلول به یکدیگر راه پیدا می‌کنند و پس از گذشت زمان حدود ۲۸ دقیقه دو سلول کاملاً با یکدیگر ادغام شده و یک سلول واحد را تشکیل می‌دهند.



شکل ۴- مراحل همجوشی دو سلول لنفوسیت موشی

با توجه به آزمایشات انجام شده مشخص شد که یک توان آستانه برای القای همجوشی سلولی وجود دارد، که در این نوع از سلول‌ها برابر 57mw به ازای زمان نوردهی 100ms می‌باشد.

همجوشی سلولی ناشی از پالس‌های فمتوثانیه می‌تواند با استفاده از توان‌های آستانه و کمی بالاتر از آن حاصل شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله با برپایی یک چیدمان اپتیکی و به کمک پالس‌های لیزرفمتوثانیه دو سلول میلومای نوع B موش را با یکدیگر ادغام کردیم. مرز سلول‌ها به مدت 100ms تحت تابش پالس لیزر با توان متوسط 57mW و انرژی هر تک پالس 2.4nj قرار گرفت. نتایج تجربی بدست آمده ادغام موفقیت آمیز دو سلول و پایداری و زنده مانی سلول بعد از ادغام را به خوبی نشان می‌دهد.

مرجع‌ها

- E. Chen and E. Olson, "Unveiling the mechanisms of cell-cell fusion," *Science*, 308 369 373 (2005).
- Q. Ahkong, F. Cramp, D. Fisher, J. Howell, and J. Lucy, "Studies on chemically induced cell fusion," *J. Cell Sci.*, 10 769_787(1972).
- Steubing, Rosemarie Wiegand, et al. "Laser induced cell fusion in combination with optical tweezers: the laser cell fusion trap." *Cytometry: The Journal of the International Society for Analytical Cytology* 12.6 (1991): 505-510
- He, Hao, et al. "All-optical human cell fusion by a fiber femtosecond laser." *Applied Physics Letters* 93.16 (2008).
- Osychenko, A. A., et al. "The use of optical chopper increases the efficiency of femtosecond laser-induced cell fusion." *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 1695. No. 1. IOP Publishing, 2020.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



ارائه طرحواره نظری برای بهبود چلانگی و پادگروهگی میدان با استفاده از تقویت‌کننده پارامتری تبهگن

آزاده نوری، محمد کاظم توسلی

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

a.noury@stu.yazd.ac.ir, mktavassoly@yazd.ac.ir

چکیده: در این مقاله پاسخ یک تقویت‌کننده پارامتری تبهگن به تابش‌های همدوس استاندارد و غیرخطی بررسی و مقایسه می‌شود. با فرض این که پرتوهای فرودی در حالت عددی آماده‌سازی شده‌اند ویژگی‌های غیر کلاسیکی پرتوهای خروجی نظیر چلانگی مرتبه اول و دوم و پادگروهگی با رهیافت حالت همدوس غیرخطی بررسی و با حالت خطی مقایسه می‌شود. محاسبات نشان می‌دهد که در هر دو رهیافت، این پرتوهای خروجی دارای چلانگی مرتبه اول در کوادراتور مکان، چلانگی مرتبه دوم در کوادراتور تکانه و دارای پادگروهگی هستند. با جایگزین کردن حالت همدوس غیرخطی به جای خطی، چلانگی و پادگروهگی به مراتب قوی‌تر می‌شوند.

کلید واژه: پادگروهگی، تقویت‌کننده پارامتری تبهگن، چلانگی، رهیافت حالت همدوس غیرخطی.

Presentation of a theoretical schema for improvement of squeezing and anti-bunching of the field using the degenerate parametric amplifier

Azadeh Noury, Mohammad Kazem Tavassoly

Optics and Laser Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd

a.noury@stu.yazd.ac.ir, mktavassoly@yazd.ac.ir

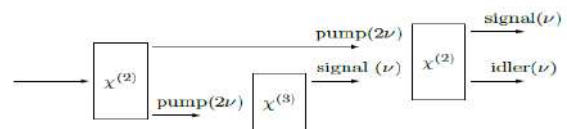
Abstract: In this paper the response of a degenerate parametric amplifier to the standard and nonlinear coherent lights is investigated and compared. Assuming that the incident beams are initially prepared in number states, nonclassical properties of the output beams such as the first- and second-order squeezing and anti-bunching have been investigated based on the linear and nonlinear coherent state approaches and compared with each other. The results show that the output beams possess the first-order squeezing in the position quadrature, the second-order squeezing in the momentum quadrature of the field and anti-bunching. The squeezing and anti-bunching become stronger by substituting the nonlinear coherent states with the linear ones.

Keywords: Anti-bunching, Degenerate parametric amplifier, Squeezing, Nonlinear coherent state approach.

مقدمه

کشف لیزر منجر به پیدایش شاخه جدیدی از دانش فیزیک به نام اپتیک غیرخطی شد که در آن پاسخ یک محیط غیرخطی به پرتوهایی با شدت بالا مورد بررسی قرار می‌گیرد [۱]. این برهم‌کنش‌ها منجر به تولید حالت‌های غیرکلاسیکی تابش الکترومغناطیسی می‌شوند که اهمیت بسزایی در زمینه محاسبات و اطلاعات کوانتومی [2]، رمزنگاری کوانتومی [3]، و تقویت بدون نویز [4] دارند. به منظور یافتن راهی برای تقویت این حالت‌های غیرکلاسیکی میدان، اخیراً پرتوهای خروجی یک تقویت‌کننده پارامتری تبهگن را با در نظر گرفتن پرتو فرودی در "حالت اولیه خلا"، در دو حالت همدوس خطی و غیرخطی بررسی و مقایسه کرده‌ایم [۵]. در این مقاله چلانگی و پادگروهگی این پرتوها را با در نظر گرفتن پرتو فرودی در "حالت اولیه عددی"، به همان روش بررسی کرده‌ایم.

توصیف سامانه: در یک تقویت‌کننده پارامتری تبهگن یک موج پمپ به یک محیط غیرخطی برخورد کرده و منجر به تولید پرتوهای سیگنال (قوی) و آیدلر (ضعیف) با بسامدهای یکسان می‌شود. در طرحواره ارائه شده در شکل ۱ ابتدا موج پمپ با محیط غیرخطی مرتبه دوم برهم‌کنش کرده و دو پرتوی سیگنال و آیدلر تولید می‌کند که این پرتوها نقش موج پمپ را برای محیط غیرخطی مرتبه سوم و محیط غیرخطی مرتبه دوم بعدی بازی می‌کنند.



شکل ۱: سامانه اپتیکی غیرخطی که ویژگی‌های غیرکلاسیکی پرتوهای خروجی سیگنال و آیدلر را تقویت می‌کند.

هامیلتونی این برهم‌کنش به صورت
 $V = \hbar\kappa_2(a^{\dagger}b + a^2b^{\dagger})$
 است که در آن b و a و b^{\dagger} و a^{\dagger} به ترتیب عملگر نابودی (خلق) پرتوهای پمپ و سیگنال هستند و κ_2 ثابت جفت‌شدگی وابسته به پذیرفتاری

غیرخطی مرتبه دو است. در تقریب پارامتری با موج پمپ به صورت کلاسیکی برخورد می‌شود ($b = \beta_p e^{-i\phi}$)، بنابراین هامیلتونی برهم‌کنش به صورت
 $V = \hbar\kappa_2(a^{\dagger 2}\beta_p e^{-i\phi} + a^2\beta_p e^{i\phi})$
 فاز و دامنه موج پمپ است. پاسخ معادله حرکت هایزنبرگ به صورت
 $a(t) = a_0 \cosh(\Omega_p t) - ia_0^{\dagger} \sinh(\Omega_p t)e^{-i\phi}$
 است که در آن $\Omega_p = 2\kappa_2\beta_p$ ، فرکانس رابی و $a_0 = a(t=0)$ تعریف شده است. کوادراتورهای تکانه و مکان به ترتیب به صورت
 $x_1 = (a + a^{\dagger})/2$ و $x_2 = (a - a^{\dagger})/2i$
 و بنابراین شرط چلانگی مرتبه اول به صورت زیر تعریف می‌شود [۶]:

$$s_{x_i} = \frac{2\langle(\Delta x_i)^2\rangle - \langle[x_1, x_2]\rangle}{\langle[x_1, x_2]\rangle}, \quad (i=1,2), \quad -1 \leq s_{x_i} < 0. \quad (1)$$

با فرض این که $\phi = \frac{\pi}{2}$ و میدان در "حالت عددی" آماده‌سازی شده باشد داریم:

$$S_{x_1} = (2n_0 + 1)\exp(-2\Omega_p t) - 1, \quad (2)$$

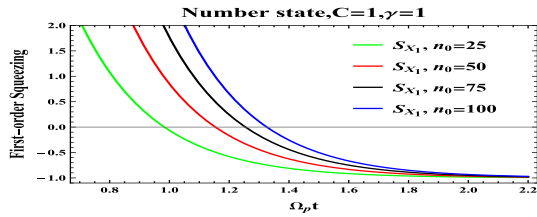
$$S_{x_2} = (2n_0 + 1)\exp(2\Omega_p t) - 1. \quad (3)$$

اگر عملگر بوزونی تغییرشکل یافته $A = a\sqrt{1 + \frac{\kappa_1}{2\omega_a}n_b}$ را (که در آن κ_1 ثابت جفت‌شدگی، بسامد پرتو سیگنال، ω_a بسامد پرتو سیگنال، $n_b = b^{\dagger}b$ عملگر عددی موج پمپ است و برای سادگی فرض می‌کنیم $\gamma = \frac{\kappa_1}{2\omega_a}$ است [۷]) جایگزین عملگر بوزونی a کنیم، هامیلتونی به صورت زیر می‌شود:

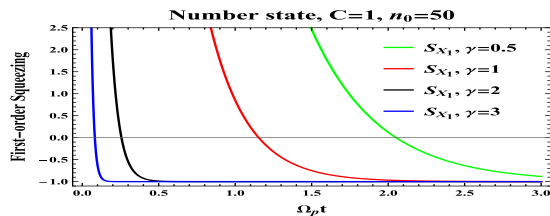
$$V = \frac{i\hbar\Omega_p}{2}(A^2 - A^{\dagger 2}). \quad (4)$$

پاسخ معادله حرکت هایزنبرگ به صورت زیر است:

$$A(t) = A_0 \cosh[\Omega_p t(1 + \gamma n_b)] - A_0^{\dagger} \sinh[\Omega_p t(1 + \gamma n_b)], \quad (5)$$

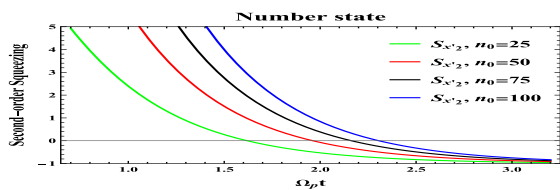


شکل ۳: چلانگی مرتبه اول در کوادراتور مکان در حالت غیرخطی به ازای $C=1$ و $\gamma=1$.

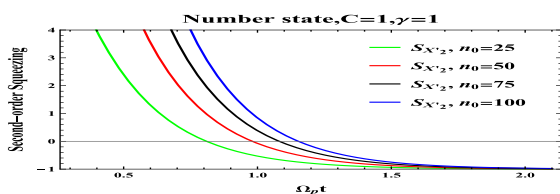


شکل ۴: چلانگی مرتبه اول در کوادراتور مکان در حالت غیرخطی به ازای $C=1$ و $n_0=50$.

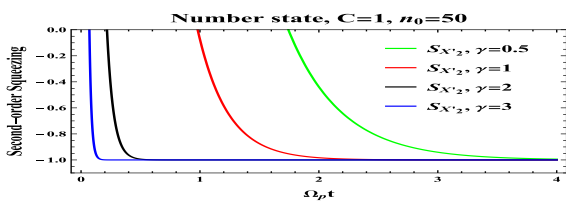
از شکل‌های ۲ و ۳ و ۴ مشخص است که برای هر دو حالت خطی و غیرخطی چلانگی مرتبه اول در کوادراتور مکان رخ می‌دهد و با غیرخطی‌تر شدن محیط، چلانگی تقویت می‌شود.



شکل ۵: چلانگی مرتبه دوم در کوادراتور مکان در حالت خطی.



شکل ۶: چلانگی مرتبه دوم در کوادراتور مکان در حالت غیرخطی به ازای $C=1$ و $\gamma=1$.



شکل ۷: چلانگی مرتبه دوم در کوادراتور مکان در حالت غیرخطی به ازای $C=1$ و $n_0=50$.

که در آن $A_0 = A(t=0)$ است. کوادراتورهای مکان و تکانه برای عملگر بوزونی تغییرشکل یافته به صورت $X_1 = (A + A^\dagger)/2$ و $X_2 = (A - A^\dagger)/2i$ و بنابراین پارامتر چلانگی مرتبه اول به صورت زیر به دست می‌آید:

$$S_{X_1} = (2n_0 + 1) \exp[-2\Omega_p t(1 + \gamma\beta_p^2)] - 1. \quad (6)$$

چلانگی مرتبه دوم: با تعریف کوادراتورهای مکان و تکانه برای حالت خطی به صورت $x'_1 = (a^2 + a^{\dagger 2})/2$ و $x'_2 = (a^2 - a^{\dagger 2})/2i$ پارامتر چلانگی مرتبه دوم به این صورت است:

$$S_{x'_1} = \left(\frac{n_0^2 + n_0 + 1}{2n_0 + 1} \right) \cosh(2\Omega_p t) - 1, \quad (7)$$

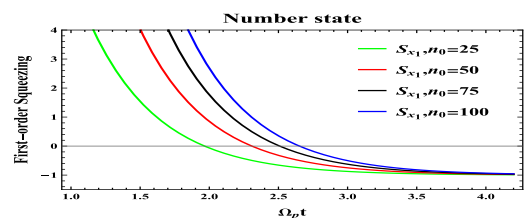
$$S_{x'_2} = \left(\frac{n_0^2 + n_0 + 1}{2n_0 + 1} \right) \operatorname{sech}(2\Omega_p t) - 1. \quad (8)$$

اگر کوادراتورهای مکان و تکانه تعمیم یافته را به صورت $X'_1 = (A^2 + A^{\dagger 2})/2$ و $X'_2 = (A^2 - A^{\dagger 2})/2i$ تعریف کنیم، با انجام محاسبات بر اساس رابطه (۱) برای پارامترهای چلانگی متناظر داریم:

$$S_{X'_1} = \left(\frac{n_0^2 + n_0 + 1}{2n_0 + 1} \right) \cosh[2\Omega_p t(1 + \gamma\beta_p^2)] - 1, \quad (9)$$

$$S_{X'_2} = \left(\frac{n_0^2 + n_0 + 1}{2n_0 + 1} \right) \operatorname{sech}[2\Omega_p t(1 + \gamma\beta_p^2)] - 1. \quad (10)$$

در ادامه نمودارهای مربوطه را با در نظر گرفتن $C = \frac{\beta_p}{\gamma}$ و n_0 به عنوان تعداد فوتون‌های اولیه رسم کرده‌ایم.



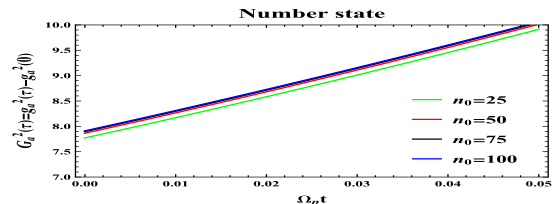
شکل ۸: چلانگی مرتبه اول در کوادراتور مکان در حالت خطی.

نتیجه‌گیری: برای هر دو حالت خطی و غیرخطی چلانندگی مرتبه اول در کوادراتور مکان و چلانندگی مرتبه دوم در کوادراتور تکانه رخ می‌دهد و با افزایش γ (غیرخطی بودن محیط) چلانندگی به بیشترین مقدار خود نزدیک می‌شود، بنابراین با جایگزین کردن عملگر بوزونی با عملگر بوزونی تغییرشکل یافته چلانندگی تقویت می‌شود. از آن جا که برای هر دو حالت خطی و غیرخطی مثبت است $G_{a(A)}^2(\tau)$ پرتوهای خروجی دارای پادگروهگی هستند و با غیرخطی‌تر شدن محیط، پادگروهگی تقویت می‌شود. زمانی که این محاسبات با در نظر گرفتن میدان در "حالت خلا" انجام شد چلانندگی مرتبه اول در مکان و مرتبه دوم در تکانه در تمام بازه‌های زمانی رخ می‌داد اما با در نظر گرفتن "حالت اولیه عددی" پس از گذشت یک مدت زمانی شاهد وقوع چلانندگی بودیم.

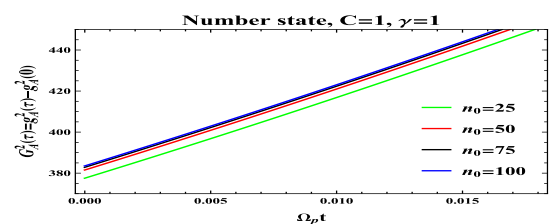
مرجع‌ها

1. R. W. Boyd, *Nonlinear optics*, Forth ed. (Academic press 2020).
2. M. A. Nielsen, and I. L. Chuang, *Quantum computation and quantum information* (Cambridge university press 2010).
3. M. Hillary, *Physical Review A*, **61**(2), p. 022309 (2000).
4. H. Huang, S.Y.Z., and M. S. Zubairy, *Physical Review A*, **52** (1995).
۵. نوری، آزاده، توسلی، محمدکاظم، تقویت چلانندگی در پرتوهای خروجی یک تقویت‌کننده پارامتری تبهگن با رهیافت حالت‌های همدوس غیرخطی، هفتمین کنفرانس فیزیک ریاضی ایران، ۲۰۲۳.
6. M. S. Zubairy and M. O. Scully, *Quantum optics* (Cambridge University Press 1997).
7. M. Momeni-Demneh, A. Mahdifar and R. Roknizadeh, *JOSA B*, **39**(5), p. 1353-1363 (2022).

شکل‌های ۵ و ۶ و ۷ نشان می‌دهند که چلانندگی مرتبه دوم برای هر دو حالت خطی و غیرخطی در کوادراتور تکانه رخ می‌دهد و به خصوص طبق شکل ۷ با افزایش γ (غیرخطی بودن محیط) چلانندگی تقویت می‌شود.



شکل ۸: پارامتر $G_A^2(\tau)$ برای حالت خطی.



شکل ۹: پارامتر $G_A^2(\tau)$ برای حالت غیرخطی به ازای $C=1$ و $\gamma=1$.

پادگروهگی: برای بررسی پادگروهگی تابع همبستگی مرتبه دوم را از رابطه $g^2(\tau) = \frac{\langle \hat{c}^\dagger(t_1)\hat{c}^\dagger(t_2)\hat{c}(t_2)\hat{c}(t_1) \rangle}{\langle \hat{c}^\dagger\hat{c} \rangle^2}$ در آن $\hat{c} = \hat{a}$ ، $\hat{A} = \hat{A}$ و $t_2 = t + \tau$ و $t_1 = t$ است محاسبه می‌کنیم. شرط لازم برای پادگروهگی به صورت $g^2(\tau) > g^2(0)$ است [۶]. پارامتر پادگروهگی $G_{a(A)}^2(\tau)$ را برای دو رهیافت خطی و غیرخطی به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$G_{a(A)}^2(\tau) = g_{a(A)}^2(\tau) - g_{a(A)}^2(0). \quad (11)$$

بنابراین، مثبت بودن نشان‌دهنده پادگروهگی است. طبق شکل‌های ۸ و ۹، $G_{a(A)}^2(\tau)$ مثبت است، بنابراین پادگروهگی برای این پرتوها رخ می‌دهد و از آن جا که مقادیر این پارامتر در شکل ۹ بسیار بزرگتر از این مقادیر در شکل ۸ هستند، با جایگزین کردن عملگر بوزونی (حالت همدوس) با عملگر بوزونی تغییرشکل یافته (حالت همدوس غیرخطی) پادگروهگی تقویت می‌شود.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



شبیه‌سازی محیط متلاطم میان‌ستاره‌ای چندگانه با استفاده از مدل تلاطمی تاتارسکی

مریم زمانی، یاسر رجبی، خداداد کوبی

دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان، سمنان.

maryamzamani1370@gmail.com, y.rajabi@du.ac.ir, kokabi@du.ac.ir

چکیده - تلاطم یکی از مباحث مهم در علم است. تلاطم تقریباً بر ساختار و حرکات تمام مناطق دمای و چگالی در گاز بین ستاره‌ای تأثیر گذار است. تلاطم باعث نوسانات فاز جبهه‌ی موج پارا الکترومغناطیسی عبوری از محیط متلاطم می‌شود که تأثیر زیادی روی کیفیت تصاویر نجومی می‌گذارد و باعث تغییر در توزیع شدت باریکه‌ی لیزر می‌شود. برای توصیف محیط‌های متلاطم مدل‌های مختلفی تاکنون ارائه شده است، این مدل‌ها بر اساس همگن یا همسانگرد بودن محیط دسته‌بندی می‌شوند. مدل تاتارسکی، برای محیط‌های با شرایط ناهمگنی و ناهمسانگردی توسعه داده شده است. در این مقاله با استفاده از مدل تلاطمی تاتارسکی رفتار محیط برای محیط‌های میان‌ستاره‌ای گوناگون شبیه‌سازی شد. سپس برای بررسی رفتار انتشار باریکه‌ی لیزر از درون محیط متلاطم چیدمان آزمایشگاهی ایجاد گردید. همچنین با استفاده از آشکارساز شدت، افت و خیز شدت باریکه‌ی لیزر در اثر انتشار از درون مدل تلاطمی تاتارسکی شبیه‌سازی شده، بررسی شد و در نهایت این تغییر توزیع شدت باریکه در اثر انتشار از درون مدل تاتارسکی به طور همزمان برای محیط‌های گوناگون میان‌ستاره‌ای نیز بررسی و نتایج بدست آمد.

کلید واژه- انتشار باریکه لیزر، فضای میان‌ستاره‌ای چند گانه، محیط متلاطم، مدل تلاطمی تاتارسکی.

Simulation of multiple interstellar turbulent environment using Tatareski turbulence model

Maryam Zamani, Yasser Rajabi, Khodadad Kokabi

Department of Physics, Damghan university, Damghan, Semnan, Iran.

Abstract- Turbulence is one of the important topics of science. Turbulence almost affects the structure and motions of all temperature and density regions in the interstellar gas. Turbulence causes phase fluctuations of the par electromagnetic wave front passing through the turbulent environment, which greatly affects the quality of astronomical images and causes a change in the laser beam intensity distribution. Various models have been proposed to describe turbulent environments. These models are classified based on whether the environment is homogeneous or isotropic. Tatareski model have been developed for environments with heterogeneous and anisotropic conditions. In this article, the behavior of the environment for various interstellar environments is simulated using the Tatareski turbulence model. Then, a laboratory setup was created to investigate the propagation behavior of the laser beam within the turbulent environment. Using the intensity detector, the drop and rise of the laser beam intensity due to propagation from within the simulated Tatareski turbulence model was investigated, and finally, this change in beam intensity distribution due to propagation from within the Tatareski environment simultaneously for different interstellar environments was checked and the results were obtained.

Keywords: Simulation, Multiple interstellar space, Tatareski turbulence model, turbulent medium.

۱- مقدمه

ستارگان از ماده‌ی فضای میان ستاره‌ای متولد می‌شوند و در طول دوره‌ی زندگی خود بخشی از آن ماده را به فضای میان ستاره‌ای برمی‌گردانند.

ستارگان به گونه‌ای پراکنده هستند که فضای بین ستاره‌ای در حقیقت بسیار سرد است و دمای میانگین آن تنها چند درجه بالاتر از صفر مطلق است. بنابراین چگالی میانگین فقط یک اتم هیدروژن در هر سانتیمتر مکعب است. با این حال، بسته به مکان در فضا، چگالی محیط بین ستاره‌ای با مرتبه‌های مختلفی متفاوت است [1].

در سراسر محیط بین ستاره‌ای، هیدروژن اتمی میزان ۵۰ درصد حجم را اشغال می‌کند. بخش عمده این هیدروژن در ابرهای سرد و گاز پراکنده گرم وجود دارد. ابرهای سرد به طور مقایسه‌ای کوچک هستند با اندازه حدود ۱۰ پارسک و جرمی حدود ۱۰۰۰ برابر جرم خورشید. فاصله متوسط بین این ابرها حدود ۱۵۰ پارسک است. هیدروژن، هلیوم، عناصر کمیاب (از جمله یون‌ها)، مولکول‌ها، گردوخاک، ذرات پرتو کیهانی، میدان‌های مغناطیسی و میدان‌های تابشی از جمله اجزای محیط میان ستاره‌ای هستند [1].

تلاطم حرکت سیال غیرخطی است که منجر به تحریک طیف وسیعی از مقیاس‌های زمانی و مکانی مرتبط می‌شود. هیچ تفکیک مقیاس مشخصی برای تقریب تلاطم وجود ندارد، تلاطم قطعی و غیرقابل پیش‌بینی است و در سیستم‌هایی رخ می‌دهد که تحت تأثیر فعل و انفعالات غیرخطی موج هستند [2].

جریان تلاطم یکی از مباحث مهم در علم است، فهم درست جریان تلاطم به مهندس‌ها در طراحی دستگاه‌ها و شناخت پدیده‌های حاکم بر آن‌ها کمک می‌کند، به عنوان مثال فهم تلاطم کمک می‌کند که چگونه سوخت در موتور خودرو بهتر احتراق کند و باعث کاهش آلودگی هوا شود یا در پزشکی برای درک حرکت خون در عروق و قلب ضروری است. اغلب جریان‌ها در طبیعت مانند حرکت باد تلاطم هستند [3].

رینولدز شخصی بود که یک عدد بی‌بعد را (عدد رینولدز) برای تشخیص جریان آرام از تلاطم در لوله ارائه داد. او

اولین محقق بود که شرایط جریان آرام به جریان متلاطم را به طور مفصل ارائه نمود، رینولدز کشف کرد تبدیل جریان آرام به متلاطم تقریباً همیشه در عدد رینولدز یکسان اتفاق می‌افتد. وقتی عدد رینولدز خیلی زیاد باشد، جریان از حالت آرام به حالت ناپایدار می‌رسد و با افزایش عدد رینولدز جریان خطی به جریان متلاطم تبدیل می‌شود [3].

منابع انرژی تلاطم در فضای میان ستاره‌ای به شرح زیر می‌باشد.

جدول 1- Error! No text of specified style in document.

منابع انرژی تلاطم در فضای میان ستاره‌ای [4]

مکانیسم هدایتی	$\dot{E}_V, \text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
انفجارهای ابرنواختری	3×10^{-26}
بادهای ستاره‌ای	3×10^{-27}
جریان‌های خارجی پیش ستاره‌ای	2×10^{-28}
تابش یونیز شده‌ی ستاره‌ای	5×10^{-29}
شوک‌های مارپیچی کهکشانی	4×10^{-29}
ناپایداری مغناطیسی چرخشی	3×10^{-29}
مناطق H II	3×10^{-30}

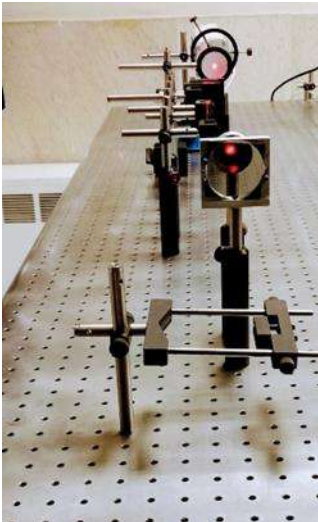
۲- شبیه‌سازی محیط‌های متلاطم میان ستاره‌ای

یکی از مدل‌های ارائه شده مدل تلاطمی تاتارسکی است. برای مدل چگالی طیفی، تاتارسکی با تعمیم مدل‌های تلاطمی گذشته توانست مدل جدیدی برای محیط متلاطم در ناحیه فرکانسی $K > \frac{1}{L_0}$ بیان کند [5].

$$\phi_n^T(K) = 0.033 C_n^2 K^{-11/3} \exp(-k^2 / k_m^2) \quad (1)$$

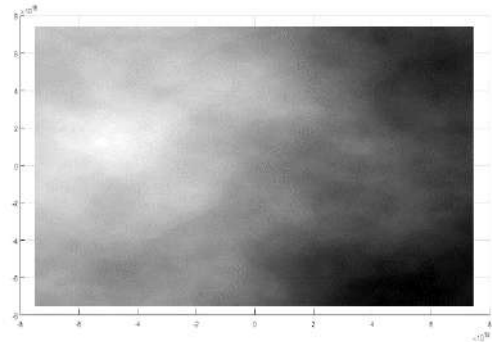
در معادله‌ی فوق $K_m = \frac{5/92}{\ell_0}$ است. تصویر

شبیه‌سازی شده از محیط میان ستاره‌ای کهکشانی راه‌شیری با ابعاد (PC) ۳۰۰۰۰ و مقیاس درونی $\ell_0 (PC) 3 \times 10^{-9}$ و مقیاس بیرونی $L_0 (PC) 20$ به صورت دو بعدی در نرم افزار متلب در شکل (۱) نمایش داده شده است.



شکل ۳: چیدمان آزمایشگاهی انتشار باریکه‌ی لیزر از درون محیط‌های متلاطم میان‌ستاره‌ای چندگانه

در ابتدا فاز موج در فضای دو بعدی (X-Y) با عنوان صفحه‌ی فازی در ابعاد 10×10 سانتی متر مربع بر روی صفحه شفاف به ضخامت نیم میلی‌متر برای شبیه‌سازی کپکشان راه‌شیری چاپ شده است؛ آن در اولین نگهدارنده قرار گرفت، سپس باریکه لیزر را از این صفحه‌ی فازی عبور داده و تصویر آن با دوربین ثبت شده‌است. در مرحله‌ی دوم صفحه فازی شبیه‌سازی شده‌ی کپکشان راه‌شیری روی نگهدارنده‌ی اول و روی نگهدارنده‌ی دوم ابر مولکولی قرار داده شد و تصویر حاصل از عبور باریکه لیزر از این دو محیط میان‌ستاره‌ای ثبت شده‌است. در مرحله سوم مقابل صفحه فازی ابر مولکولی روی نگهدارنده سوم مقابل صفحه سازی شده از رشته‌ها قرار داده شد و باریکه لیزر از این سه صفحه‌فازی عبور داده و تصویر نهایی با دوربین ثبت شده‌است. در مرحله چهارم مقابل صفحه‌فازی رشته‌ها روی نگهدارنده چهارم صفحه فازی شبیه‌سازی شده از هسته‌ها قرار داده شد و باریکه لیزر از این چهار صفحه فازی عبور داده و تصویر نهایی با دوربین ثبت شده است. در آخرین و پنجمین مرحله، در مقابل نگهدارنده‌ی صفحه فازی هسته‌ها، روی پنجمین نگهدارنده، صفحه فازی شبیه سازی شده از توده‌های بزرگ ستاره‌ای قرار داده و تصویر باریکه لیزر گذرنده از این پنج محیط مختلف ستاره‌ای ثبت شده است.

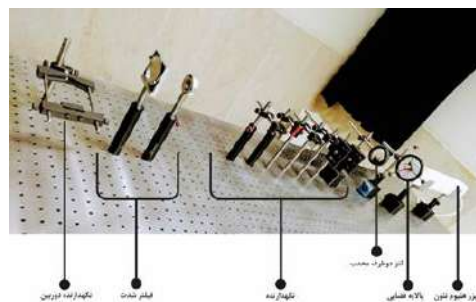


شکل ۱: تصویر شبیه‌سازی‌شده دوبعدی از محیط میان‌ستاره‌ای

۳- چیدمان آزمایشگاهی

در آزمایشگاه لیزر دانشگاه دامغان برای بررسی رفتار انتشار باریکه‌ی لیزر از درون محیط متلاطم چیدمان آزمایشگاهی ایجاد گردید. فرآیند شبیه‌سازی بر اساس فرمول بندی مدل تلاطمی تاتارسکی برای محیط‌های مختلف میان‌ستاره‌ای بررسی شد؛ در این روش صفحات فازی به ترتیب ۱- کپکشان راه‌شیری ۲- ابرهای مولکولی ۳- رشته‌ها ۴- هسته‌ها و ۵- توده‌های بزرگ ستاره‌ای روی نگهدارنده‌ها قرار داده شدند.

همچنین با استفاده از آشکارساز شدت، افت و خیز شدت باریکه‌ی لیزر در اثر انتشار از درون مدل تلاطمی تاتارسکی شبیه سازی شده، بررسی شد و در نهایت این تغییر توزیع شدت باریکه در اثر انتشار از درون مدل تاتارسکی به طور همزمان برای محیط‌های گوناگون میان‌ستاره‌ای نیز بررسی و نتایج بدست آمد.

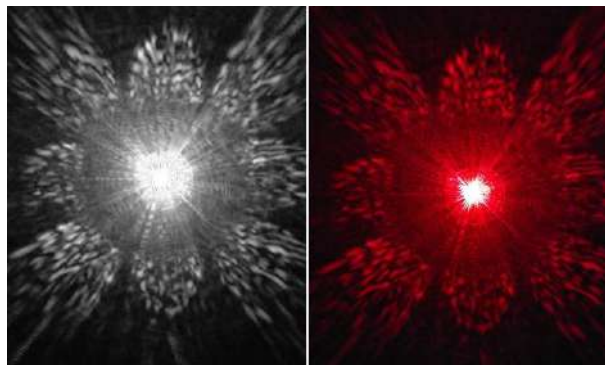


شکل ۲: چیدمان آزمایشگاهی انتشار باریکه‌ی لیزر از درون محیط‌های متلاطم میان‌ستاره‌ای چندگانه

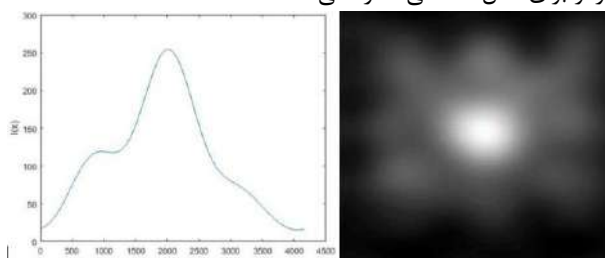
چیدمان آزمایشگاهی و انتشار نور لیزر از درون محیط های میان ستاره‌ای شبیه سازی شده افت و خیز باریکه تعیین گردید و در نهایت با استفاده از نرم افزار متلب به تجزیه و تحلیل داده‌ها پرداخته شد.

مراجع

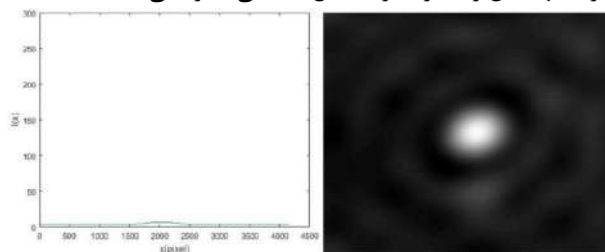
- [1] N. S. Schulz, *From Dust to Stars. in Springer Praxis Books. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2006.*
- [2] B. G. Elmegreen and J. Scalo, "Interstellar turbulence I: Observations and processes," *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 42, pp. 211–273, 2004,
- [3] K Ferrière *Plasma Phys. Control. Fusion* 62 14 (2020).
- [4] A. Shukurov, *Introduction to Interstellar Turbulence. Cosmic Magnetic Fields, Schloss Rinberg.* [Online]. Available: https://www.mpifr-bonn.mpg.de/1295102/Shukurov_I.pdf
- [5] Steven R. Coe, *Deep Sky Observing: An Astronomical Tour (The Patrick Moore Practical Astronomy Series).* Springer; 2nd ed. 2016 edition (December 2, 2015), 2016.
- [6] V. I Tatarski *Wave Propagation in a Turbulent Medium (New York: Academic) McGraw-Hill 1 (1961)*



شکل ۴ سمت راست: باریکه‌ی لیزر هلیوم نئون عبوری از صفحه‌ی فازی کهکشان راه‌شیری برای مدل تلاطمی تاتارسکی، سمت چپ: باریکه‌ی لیزر هلیوم نئون عبوری از صفحه‌ی فازی کهکشان راه‌شیری با فیلتر قرمز برای مدل تلاطمی تاتارسکی.



شکل ۵ سمت راست: شدت باریکه‌ی لیزر هلیوم نئون عبوری از صفحه فازی کهکشان راه‌شیری برای مدل تلاطمی تاتارسکی، سمت چپ: بردار شدت در راستای X باریکه‌ی لیزر هلیوم نئون عبوری از صفحه فازی کهکشان راه‌شیری برای مدل تلاطمی تاتارسکی.



شکل ۶ سمت راست: شدت باریکه‌ی لیزر هلیوم نئون عبوری از صفحات فازی کهکشان راه‌شیری، ابرمولکولی، رشته‌ها، هسته‌ها و توده‌های بزرگ ستاره‌ای برای مدل تلاطمی تاتارسکی، سمت چپ: بردار شدت در راستای X باریکه‌ی لیزر هلیوم نئون عبوری از صفحات فازی کهکشان راه‌شیری، ابرمولکولی، رشته‌ها، هسته‌ها و توده‌های بزرگ ستاره‌ای برای مدل تلاطمی تاتارسکی.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله، بعد از معرفی فضای میان ستاره ای، مدل تلاطمی تاتارسکی برای توصیف محیط‌های متلاطم معرفی شد. در ادامه با استفاده از این مدل محیط میان ستاره‌ای کهکشان راه شیری شبیه‌سازی شد. سپس با استفاده از

سی‌امین

کنفرانس اپتیک و فوتونیک

و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران

دانشگاه دامغان

۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



مطالعه ضریب شکست غیرخطی پیش‌ماده پروسکایت متیل آمونیوم سرب یدید

المیرا مشتعل^۱، محمود برهانی زرنندی^۱، الهام حیدری زفره^۱، حجت امراللهی بیوکی^۱، محمدعلی حداد^{۱،۲}

^۱ دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی: ۷۴۱-۸۹۱۹۵

^۲ گروه پژوهشی فوتونیک، آزمایشگاه تحقیقاتی بیناب‌نگاری لیزری، دانشگاه یزد، یزد

elmiramoshrael@stu.yazd.ac.ir, mborhani@yazd.ac.ir, elhamh0520@gmail.com,
hojjat.amrollahi@gmail.com, mahaddad@yazd.ac.ir

چکیده - پروسکایت آلی فلزی به دلیل داشتن خواص منحصربه‌فرد فوتوفیزیکی برای طیف گسترده‌ای از کاربردها در دستگاه‌های الکترونیکی نوری بکار می‌روند. اخیراً مشخص شد که پروسکایت سرب آلی خواص نوری غیرخطی قابل توجه‌ای را از خود نشان می‌دهند. در این پژوهش، پیش‌ماده پروسکایت متیل آمونیوم سرب یدید با غلظت ۰/۵ مولار در دمای پایین، بدون خلأ و به صورت محلول تهیه شد. ضریب شکست غیرخطی محلول $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ به روش جاروب محوری روزنه بسته و با استفاده از لیزر پیوسته دیودی با طول موج ۵۳۲ نانومتر در توان‌های مختلف مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج حاکی از آن است که با افزایش توان فرودی، ضریب شکست غیرخطی افزایش یافته و از مرتبه $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$ است.

کلید واژه - اپتیک غیرخطی، پروسکایت آلی فلزی، روش جاروب محوری، ضریب شکست غیرخطی

Study of nonlinear refractive index of methylammonium lead iodide ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$) perovskite precursor

E. Moshtael¹, M. Borhani Zarandi¹, E. Heidari Zefre¹, H. Amrollahi Bioki¹, M. A. Haddad^{1,2}

¹ Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran, PO Box 89195-741

² Photonic Research Group, Laser Spectroscopy Research Laboratory, Yazd University, Yazd
elmiramoshrael@stu.yazd.ac.ir, mborhani@yazd.ac.ir, elhamh0520@gmail.com,
hojjat.amrollahi@gmail.com, mahaddad@yazd.ac.ir

Abstract- Lead halide perovskite is used for a wide range of applications in optoelectronic devices due to its unique photophysical properties. Recently, it was found that organic lead perovskite exhibits good nonlinear optical properties. In this research, a Methylammonium Lead Iodide perovskite precursor with a concentration of 0.5 M was prepared at low temperature and room pressure in solution. The nonlinear refractive index of $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ was studied using the closed aperture Z-scan method. A continuous diode laser with a wavelength of 532 nm was used at various power levels. The results indicate that as the incident power increases, the nonlinear refractive index also increases and reaches a value of approximately $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$.

Keywords: Nonlinear Optics, Lead Halide Perovskite, Z-Scan Method, Nonlinear Refractive Index

مقدمه

در دهه‌های گذشته، تلاش قابل توجهی برای تحقیق پیرامون مواد محدودکننده نوری به منظور دستیابی به حفاظت در برابر پرتوهای لیزری صورت گرفته است. راهکارهای متعددی نیز برای کنترل و بهینه‌سازی ویژگی‌های محدودکننده نوری مواد نوری غیرخطی جهت حفاظت لیزری به کار گرفته شده‌اند. با این حال، تهیه مواد نوری غیرخطی با پایداری حرارتی عالی، مقدار آستانه محدودکننده کوچک، مقدار آستانه آسیب لیزری بزرگ، زمان پاسخ در محدوده پیکوثانیه یا نانوثانیه و دامنه طیفی گسترده، همچنان چالش قابل توجهی را مطرح می‌کند [۱].

گروهی از پروسکایت سرب فلزی آلی-معدنی، $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbX}_3$ ($X = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$)، اخیراً به عنوان نیمه‌هادی‌های نوری در دستگاه‌های فتولتائیک با کارایی بالا توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند [۲]. پروسکایت‌ها به دلیل هزینه آماده‌سازی کم، راندمان نوری بالا، شکاف باند قابل تنظیم ($2/3\text{eV}-1/17$)، طول انتشار زیاد (1000nm)، ضریب جذب بالا ($1/5 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$) و تحرک حامل بالا ($66-2300 \text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) به مواد منحصربه‌فردی برای نیمه‌هادی‌ها تبدیل شده‌اند و در دستگاه‌های الکترونیکی نوری مختلف مانند سلول‌های خورشیدی، دیودها، آشکارسازهای نوری و لیزر استفاده می‌شوند [۱،۳].

فرایند فیزیکی اصلی حاکم بر عملکرد چنین دستگاه‌های الکترونیکی نوری، ناشی از تغییرات ضریب شکست نور است. این تغییرات می‌تواند ناشی از اثر لحظه‌ای کر باشد، این پدیده در زمانی رخ می‌دهد که بارهای الکتریکی محدود ماده توسط انرژی فوتون‌هایی که زیر شکاف نواری هستند برانگیخته می‌شوند. در لایه‌های نازک، اثر کر به‌طور کلی ضعیف است. تحریک الکترون‌ها از طریق فرایندهای جذب مستقیم تک فوتون یا چند فوتونی می‌تواند تغییری در ضریب شکست ایجاد کند که به طور قابل توجهی بزرگ‌تر از اثر کر است. تغییر ضریب شکست ناشی از حامل، مستقل

از قطبش و طول موج است و به طور بالقوه برای کاربردهای سوئیچ نوری مفیدتر است [۴].

طبق پژوهش سال‌های اخیر، پروسکایت‌های سرب فلزی رفتار نوری غیرخطی خوبی دارند، بدین جهت از کارایی بالای فتولومینسانس (PL) و خواص انتقال الکتریکی خوب آن‌ها بهره می‌برند [۴].

در این پژوهش، هدف اصلی بررسی تغییر ضریب شکست در پیش‌ماده پروسکایت متیل آمونیوم سرب یدید ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ (MAPbI₃)) به عنوان تابعی از شدت نور است. در این جهت، رفتار نوری غیرخطی آن‌ها از طریق روش جاروب محوری با استفاده از لیزر پیوسته Nd:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر در توان‌های مختلف مطالعه شده است.

روش تجربی

(۱) آماده‌سازی مواد

برای تهیه محلول $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ با غلظت ۰/۵ مولار، مخلوطی که از ۷۱ میکرولیتر دی متیل سولفوکسید (DMSO) و ۶۳۵ میکرولیتر دی متیل فرم آمید (DMF) تشکیل شده بود، با ۲۳۱ میلی‌گرم سرب یدید (PbI_2) ترکیب شد. برای حل کردن سرب یدید، این محلول به مدت دو ساعت در دمای ۷۰ درجه سانتی‌گراد حرارت داده شد و سپس تا دمای آزمایشگاه سرد شد. در ادامه، محلول سرب یدید به یک ویال شیشه‌ای حاوی ۷۹/۵ میلی‌گرم متیل آمونیوم یدید (MAI) اضافه گردید تا محلول پیش‌ماده برای پروسکایت ایجاد شود.

(۲) اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی

نخستین بار در سال ۱۹۸۹ منصور شیخ بهایی و همکاران روش جاروب محوری را پیشنهاد کردند. به کمک این روش می‌توان ضرایب شکست و جذب غیرخطی را به صورت کاملاً ساده و دقیق اندازه‌گیری کرد [۵]. شکل ۱ چیدمان اپتیکی روش جاروب محوری روزنه بسته را نشان می‌دهد که جهت

اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی به‌طور مستقیم به‌کار می‌رود [۶].

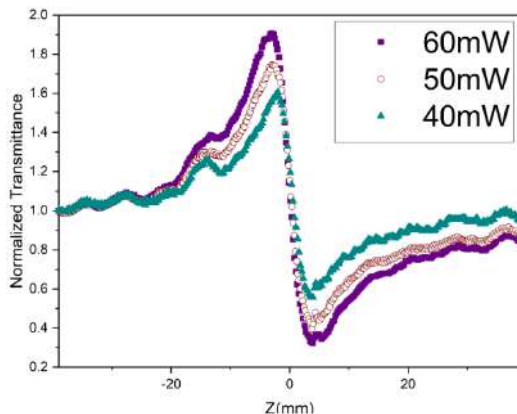
بدرست می‌آید. در رابطه (۲)، n_2 ضریب شکست غیرخطی، $exp\left(\frac{-2r_a^2}{w_a^2}\right)$ شعاع روزنه و w_a شعاع پرتو در روزنه) $\Delta\varphi_0$ تغییر فاز ناشی از شکست غیرخطی، $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج، $I_0 = \frac{2P_0}{\pi w_0^2}$ بیانگر شدت پرتو در کانون با توان ورودی P_0 ، شعاع کمر پرتو w_0 و $L_{eff} = \frac{1-e^{-\alpha_0 L}}{\alpha_0}$ طول موثر نمونه بوده که در آن $\alpha_0 = -\frac{1}{L} \ln\left[\frac{I}{I_0}\right]$ ضریب جذب خطی است. داده‌های تجربی با استفاده از رابطه

$$T = 1 - \frac{4\Delta\varphi_0 x}{(x^2+1)(x^2+9)} \quad (3)$$

برازش می‌شوند که در آن $x = \frac{z}{z_0}$ ، $z_0 = \frac{kw_0}{2}$ طول رایلی پرتو می‌باشد. با محاسبه k ، I_0 و L_{eff} از روابط تعریف شده و همچنین محاسبه $\Delta\varphi_0$ از معادله برازش، می‌توان ضریب شکست غیرخطی را اندازه‌گیری کرد [۵،۶].

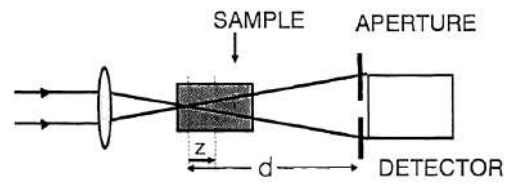
نتایج و بحث

این پژوهش، به‌منظور بررسی تأثیر تغییر توان ورودی بر ضریب شکست غیرخطی نمونه $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ انجام شده است. شکل ۲ نمودار تراگسیلندگی بهنجار روزنه بسته را برای نمونه موردنظر در سه توان ۴۰، ۵۰ و ۶۰ میلی‌وات نشان می‌دهد.



شکل ۲: نمودار تراگسیلندگی بهنجار روزنه بسته در سه توان ۴۰، ۵۰ و ۶۰ میلی‌وات

باتوجهبه نمودارها و همچنین مقادیر به‌دست‌آمده از روابط، ضریب شکست غیرخطی محلول $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ در سه توان ۴۰، ۵۰ و ۶۰ میلی‌وات در جدول ۱ درج شده است.



شکل ۱: چیدمان اپتیکی جاروب محوری روزنه بسته [۶]

در این چیدمان، لیزر پیوسته Nd:YAG با طول‌موج ۵۳۲ نانومتر مورد‌استفاده قرار گرفته است. پرتو لیزر با عبور از روزنه و عدسی (با فاصله کانونی ۵ سانتی‌متر) به یک سل کوارتزی ۱ میلی‌متر حاوی نمونه $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ تابیده شده و پس از گذر از روزنه، شدت پرتو عبوری توسط آشکارساز سنجش می‌شود. به‌منظور اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی، روش جاروب محوری روزنه بسته مورد‌استفاده قرار می‌گیرد. در این روش، یک روزنه در مقابل آشکارساز قرار گرفته و تنها مرکز پرتو وارد آشکارساز می‌شود. هنگامی که نمونه در طی حرکت در جهت انتشار پرتو فرودی اسکن می‌شود، شدت متفاوتی را تجربه می‌کند و از این‌رو، پاسخ غیرخطی متفاوتی را به‌عنوان تابعی از موقعیت از خود نشان می‌دهد. مقدار تراگسیلندگی عبوری به موقعیت نمونه وابسته است و با تغییر موقعیت نمونه تراگسیلندگی نیز تغییر می‌کند. اگر نمودار تراگسیلندگی بهنجار دارای یک قله و پس از آن یک دره باشد، در این حالت علامت ضریب شکست غیرخطی منفی بوده و هنگامی که در نمودار تراگسیلندگی بهنجار ابتدا یک دره و سپس یک قله وجود داشته باشد، علامت ضریب شکست غیرخطی مثبت است. به کمک روابط

$$\Delta T_{p-v} = 0.406(1 - S)^{0.25} \Delta\varphi_0 \quad (1)$$

$$n_2 = \frac{\Delta\varphi_0}{kl_0 L_{eff}} \quad (2)$$

ضریب شکست غیرخطی محاسبه می‌گردد. در رابطه (۱)، ΔT_{p-v} فاصله بین قله و دره در نمودار تراگسیلندگی بهنجار است و S پارامتر انتقال خطی بوده که از رابطه $S =$

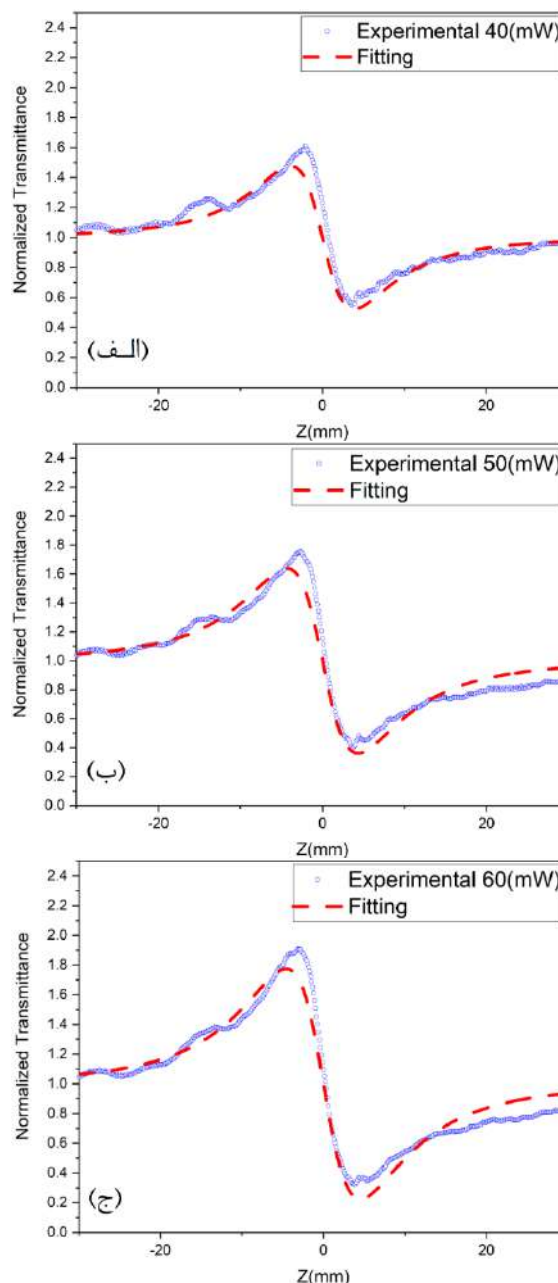
علامت ضریب شکست غیرخطی در این حالت منفی و از مرتبه $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$ است.

جدول ۱: مقادیر ضریب شکست غیرخطی پیش‌ماده پروسکایت $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ در توان‌های مختلف

نمونه	توان فرودی (mW)	n_2 (cm^2/W)
$\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$	۴۰	$(1/136 \pm 0.03670) \times 10^{-6}$
	۵۰	$(1/213 \pm 0.03673) \times 10^{-6}$
	۶۰	$(1/227 \pm 0.03596) \times 10^{-6}$

مرجع‌ها

- T.Bai, N. Dong, H. Cheng, Q.Cheng, J. Wang, and Y. Chen. , “CH 3 NH 3 PbI 3 perovskite: Poly (N-vinylcarbazole) blends for broadband optical limiting” RSC Advances, Vol. 7, No. 4, pp. 1809-1813, 2017.
- J. Yi, L. Miao, J. Li, W. Hu, C. Zhao, and Sh. Wen “Third-order nonlinear optical response of CH 3 NH 3 PbI 3 perovskite in the mid-infrared regime ” Optical Materials Express ,Vol. 7, No. 11, pp. 3894-3901, 2017.
- W. Shen, J. Chen, J. Wu, X. Li, and H. Zeng, “Nonlinear optics in lead halide perovskites: mechanisms and applications ”, Acs Photonics, Vol. 8, No. 1, pp. 113-124, 2020.
- B. S. Kalanoor, L. Gouda, R. Gottesman, S. Tirosh, E. Haltzi, A. Zaban, and Y. R. Tischler, “Third-order optical nonlinearities in organometallic methylammonium lead iodide perovskite thin films”, Acs Photonics, Vol. 3, No. 3, 361-370, 2016.
- E. W. Van Stryland, and M. Sheik-Bahae. “Z-scan technique for nonlinear materials characterization, ” In Materials characterization and optical probe techniques: a critical review, Vol. 10291, pp. 488-511, SPIE, 1997.
- M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan, M. J. Soileau, and E. W. Van Stryland. “Nonlinear refraction and optical limiting in”, Optical engineering, Vol. 30, No. 8, pp. 1228-1235, 1991.



شکل ۳: نمودار تراگسیلندگی بهنجار روزه بسته همراه با برازش در توان‌های (الف) ۴۰ (ب) ۵۰ (ج) ۶۰ میلی‌وات

نتایج حاکی از آن است که محلول $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ در طول موج ۵۳۲ نانومتر رفتار نوری غیرخطی از خود نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود با افزایش توان فرودی، اختلاف قله و دره در نمودارهای تراگسیلندگی بهنجار روزه بسته افزایش یافته و ضریب شکست غیرخطی افزایش می‌یابد. پدیدارشدن قله و پس از آن دره در نمودار تراگسیلندگی بهنجار، بیانگر پدیده خودواکانونی بوده و



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



تأثیر لایه پلی(متیل متاکریلات) در عملکرد دیود نورگسیل پروسکایتی

علی اکبر رستمی، محمدرضا صادقی قیری و عزالدین مهاجرانی

پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

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

چکیده - در این مقاله به بررسی تأثیر لایه پلی(متیل متاکریلات) (PMMA) بر عملکرد دیود نورگسیل پروسکایتی پرداخته‌ایم. در افزاره نورگسیلی که از لایه عایق PMMA در ساختار آن استفاده شده است، میزان تزریق الکترون‌ها به لایه نورگسیل پروسکایتی و نرخ تشکیل اکسایتون‌ها اصلاح گردیده است و احتمال بازترکیب نوری اکسایتون‌ها افزایش و جریان گذرنده از افزاره و گرمای تولید شده کاهش می‌یابد. همچنین لایه PMMA از پروسکایت در برابر عوامل مخربی همچون رطوبت و اکسیژن محافظت می‌کند. در نتیجه با استفاده از لایه PMMA توانستیم شدت نورتابی، پایداری و طول عمر دیود نورگسیل پروسکایتی را افزایش دهیم.

کلید واژه- پایداری، پروسکایت، پلی(متیل متاکریلات)، دیود نورگسیل، نورتابی

The effect of poly(methyl methacrylate) layer on the performance of perovskite light emitting diode

Ali Akbar Rostami, Mohammadreza Sadeghi Ghiri, Ezeddin Mohajerani

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

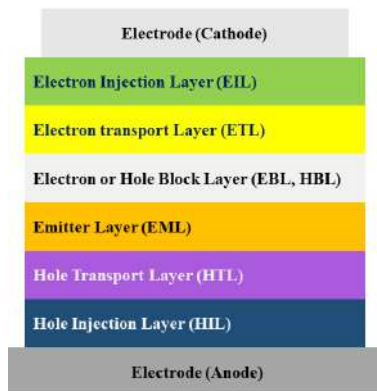
photronics.alia@gmail.com, mrezasadeghi5@gmail.com, e-mohajerani@sbu.ac.ir

Abstract- This paper investigates the effect of the Poly(methyl methacrylate) (PMMA) layer on the performance of perovskite light-emitting diodes (PeLEDs). In the PeLED structure with insulating PMMA layer the rate of electron injection into the perovskite layer and the rate of exciton formation have been modified and probability of photorecombination is increased, while the current passing through the device and the generated heat decrease. Additionally, the PMMA layer serves as a protective layer for perovskite against deleterious factors such as moisture and oxygen. Consequently, the utilization of the PMMA layer has led to an enhancement in the luminance intensity, stability, and lifetime of perovskite light-emitting diodes.

Keywords: stability, perovskite, poly(methyl methacrylate), light emitting diode, luminescence

مقدمه

(EBL, HBL)، لایه انتقال دهنده الکترون (ETL) و لایه تزریق کننده الکترون (EIL) تشکیل شده‌اند که لزوماً تمامی این لایه‌ها در ساختارهای گوناگون مورد استفاده قرار نمی‌گیرند. به عبارتی ممکن است برخی از این لایه‌ها حذف و یا با یکدیگر ترکیب می‌شوند [۲].



شکل ۱: ساختار کلی دیود نورگسیل پروسکایتی

اساس کار در دیودهای نورگسیل، تشکیل اکسایتون (زوج الکترون و حفره) و بازترکیب آن‌ها می‌باشد. حامل‌های بار باید به راحتی و بدون مواجهه با سد یا چاه پتانسیلی به لایه نورگسیل برسند، سپس در لایه نورگسیل بازترکیب شده و فوتونی متناسب با شکاف باند لایه نورگسیل آزاد کنند. برای افزایش شدت نور خروجی و جلوگیری از بازترکیب‌های غیرتابشی و جریان نشتی، کنترل نرخ تزریق حامل‌های بار به لایه نورگسیل امری ضروری است. در انتها ایجاد لایه‌هایی با سطوح و ضخامت مناسب و عاری از نقص به منظور جلوگیری از جذب دوباره نور گسیل شده و جریان نشتی، از نکات حائز اهمیت خواهد بود. بنابراین انتخاب درست لایه‌ها با سطوح انرژی (هومو و لومو) مناسب و روش لایه نشانی برای رسیدن به ساختار نهایی مورد نظر، فاکتورهای تعیین کننده خواهند بود. در دیودهای نورگسیل پروسکایتی معمولاً تحرک الکترون‌ها از حفره‌ها بیشتر است لذا الکترون‌ها سریع‌تر و با تعداد بیشتری به لایه نورگسیل پروسکایتی رسیده و در لایه نورگسیل تجمع الکترونی بسیار بیشتری نسبت به حفره‌ها خواهیم داشت. این موضوع باعث عدم تعادل بار در لایه نورگسیل برای تشکیل اکسایتون‌ها

پروسکایت به دسته‌ای از مواد با ساختار کریستالی خاص گفته می‌شود که اولین بار در اوایل قرن نوزدهم در کوه‌های اورال روسیه کشف شد. در حال حاضر، اصطلاح پروسکایت برای توصیف طیف گسترده‌ای از ترکیبات که ساختار بلوری مشابه و فرمول شیمیایی ABX_3 دارند استفاده می‌شود. این مواد در سال‌های اخیر به واسطه‌ی ویژگی‌های اپتوالکترونیکی برجسته‌ای که دارند، مورد توجه محققان قرار گرفته‌اند. از جمله مهمترین این ویژگی‌ها می‌توان به شکاف باند تنظیم پذیر، پایه محلول بودن، بازدهی کوانتومی بالا، خلوص رنگ، انعطاف پذیری و فناوری ساخت ارزان اشاره کرد. با توجه به این قابلیت‌ها، استفاده از ساختارهای پروسکایتی به عنوان لایه فعال در دیودهای نورگسیل، سلول‌های خورشیدی، نمایشگرها و حسگرها در سال‌های اخیر به شدت سرعت گرفته است. دیودهای نورگسیل پروسکایتی می‌توانند گزینه‌ی امیدوارکننده‌ای برای منابع نوری جدید باشند [۲]. از این رو، مطالعه و بررسی ساختار این افزاره‌ها به جهت افزایش بازدهی، طول عمر، پایداری، کاهش هزینه‌های ساخت و مهندسی ساختار متناسب با نیاز کاربر، حائز اهمیت است. در این پژوهش، با استفاده از لایه پلی(متیل متاکریلات) (PMMA)، با اصلاح نرخ بازترکیب به واسطه‌ی کنترل جمعیت الکترون‌های تزریق شده به لایه نورگسیل، ایجاد یک لایه عایق به منظور محافظت از لایه نورگسیل پروسکایتی در برابر عوامل مخرب خارجی از جمله اکسیژن و رطوبت و جلوگیری از اتصال کوتاه شدن افزاره توانستیم بازدهی، پایداری، طول عمر و شدت نور خروجی دیود نورگسیل پروسکایتی را بهبود دهیم [۱].

مبانی نظری

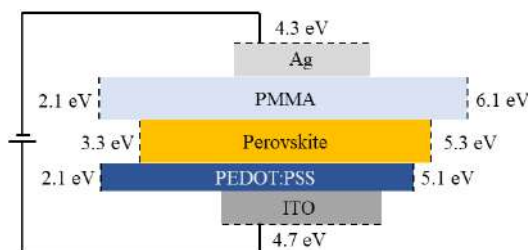
بطور کلی دیودهای نورگسیل پروسکایتی مطابق شکل ۱ از دو الکتروود و شش لایه اصلی شامل: لایه تزریق کننده حفره (HIL)، لایه انتقال دهنده حفره (HTL)، لایه نورگسیل پروسکایتی (EML)، لایه سد کننده الکترون یا حفره

کوانتومی از این لایه عبور می‌کنند [۱]. الکترون‌ها و حفره‌هایی که تشکیل اکسایتون داده‌اند، با رسیدن به لایه پروسکایت، در آنجا بازترکیب شده و فوتونی با طول موج ۵۴۰ نانومتر گسیل می‌کنند.

مبانی تجربی و نتایج

در ابتدا زیرلایه ITO که بر روی شیشه شفاف لایه نشانی شده است را با حلال ایزوپروپانول شسته تا از آلودگی‌های سطحی آن زداییده شوند. سپس در دستگاه UV-Ozone Treatment سطح ITO را مجدداً تمیز و آبدوست می‌کنیم. سپس لایه PEDOT:PSS را به روش لایه نشانی چرخشی با دور ۳۵۰۰ دور در دقیقه به مدت ۳۰ ثانیه روی ITO لایه نشانی کرده و به مدت بیست دقیقه در دمای ۱۲۰ درجه سانتی‌گراد پخت می‌کنیم. حال پروسکایت $MAPbBr_3$ را که به صورت ۳۰٪ وزنی در حلال دی‌متیل فرم‌امید (DMF) حل شده است را به روش لایه نشانی چرخشی روی لایه PEDOT:PSS با دور ۳۰۰۰ دور در دقیقه به مدت ۳۰ ثانیه لایه نشانی کرده و پس از آن در دمای ۸۵ درجه سانتی‌گراد به مدت ۲۰ دقیقه پخت می‌کنیم. پس از آن، ۱۰ میلی‌گرم PMMA را در ۱ سی‌سی کلروبنزن (Chlorobenzene) حل کرده و محلول بدست آمده را به روش چرخشی بر روی زیر لایه‌های قبلی با سرعت ۳۰۰۰ دور در دقیقه لایه نشانی کرده و در دمای ۷۵ درجه سانتی‌گراد پخت می‌کنیم. در پایان چسب نقره را به عنوان کاتد به روش دکتر بلید روی PMMA کشیده و در دمای محیط خشک می‌کنیم. یک افزاره دیگر نیز به همین ترتیب بدون لایه PMMA ساخته و عملکرد آن‌ها را با یکدیگر مقایسه می‌کنیم. با اتصال افزاره‌ها به دستگاه Keithley 2400 و اعمال بایاس مستقیم مطابق شکل ۳ مشاهده می‌شود که با حضور لایه نارسای PMMA جریان گذرنده از افزاره به دلیل کاهش مهاجرت الکترون‌ها به لایه نورگسیل و ایجاد یک مقاومت در ساختار کاهش یافته است. با کاهش جریان، گرمای ایجاد شده در ساختار که یک عامل مخرب در دیودهای نورگسیل

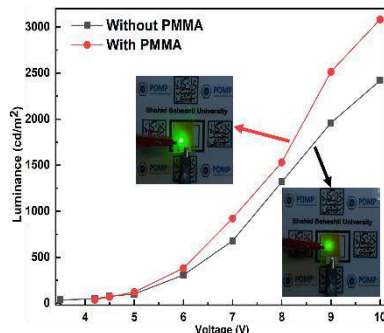
می‌شود که نتیجه این امر کاهش بازده نوری افزاره است. برای رفع این مشکل باید سدی در جلوی حرکت الکترون‌ها قرارگیرد تا مانع تریزیک بیش از حد الکترون به لایه نورگسیل شود. برای رفع این مشکل ما با استفاده از لایه پلی‌متیل متاکریلات (PMMA) سد پتانسیلی در جلوی حرکت الکترون‌ها قرار دادیم تا بتوانیم عدم تعادل در تریزیک بار به لایه نورگسیل پروسکایتی را کنترل کنیم. از عوامل تخریب اغلب پروسکایت‌ها می‌توان به رطوبت و اکسیژن اشاره کرد که این دو عامل باعث تخریب ساختار پروسکایت و کاهش کارایی افزاره می‌شوند. لایه PMMA یک لایه عایق و مقاوم در برابر رطوبت و اکسیژن است که مانع تخریب پروسکایت شده و به پایداری و افزایش طول عمر افزاره کمک می‌کند [۱].



شکل ۲: ساختار دیود نورگسیل پروسکایتی ساخته شده به همراه سطوح انرژی لایه‌های استفاده شده بر حسب الکترون‌ولت

مطابق شکل ۲، از اکسید قلع ایندیم (ITO) روی زیرلایه شفاف شیشه‌ای به عنوان الکترود آند، از پلی (۳،۴-تیلن دی اکسی تیوفن)-پلی (استایرن سولفونات) (PEDOT:PSS) به عنوان لایه انتقال دهنده حفره، از پروسکایت هیبریدی متیل آمونیوم سرب برمایید ($MAPbBr_3$) به عنوان لایه نورگسیل، از PMMA به عنوان لایه سد کننده الکترون و از نقره (Ag) به عنوان الکترود کاتد استفاده شده است. با اعمال بایاس مستقیم به افزاره، حفره‌ها واسطه وجود لایه انتقال دهنده حفره PEDOT:PSS از سمت آند و به و الکترون‌ها از طریق کاتد به ساختار تریزیک می‌شوند. لازم به ذکر است که الکترون‌ها در مسیر خود با سد پتانسیلی که لایه PMMA ایجاد کرده است مواجه شده و طبق پدیده تونل‌زنی

افزایش تعداد اکسایتون‌ها با سطح انرژی مناسب و باز ترکیب تابشی آن‌ها شده و نورگسیلی را در هر ولتاژ به میزان قابل توجهی افزایش داده است که این مسئله هم در نمودار الکترو لومینسانس و هم در شکل ۵ به وضوح قابل مشاهده است.



شکل ۵: نمودار نورتابی بر حسب ولتاژ اعمالی

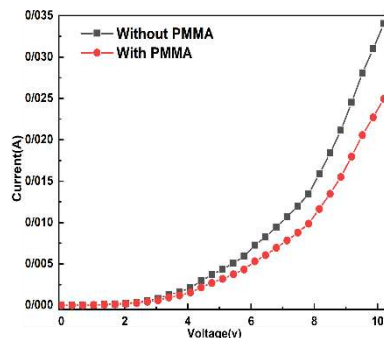
نتیجه‌گیری

با اضافه کردن لایه PMMA جریان گذرنده از افزاره و در نتیجه آن گرمای تولید شده کاهش می‌یابد که باعث افزایش طول عمر و پایداری افزاره می‌شود. همچنین با اصلاح نرخ تولید اکسایتون‌ها و افزایش باز ترکیب‌های نوری سبب بهبود نورتابی دیود نورگسیل پروسکایتی ساخته شده می‌شود.

مرجع‌ها

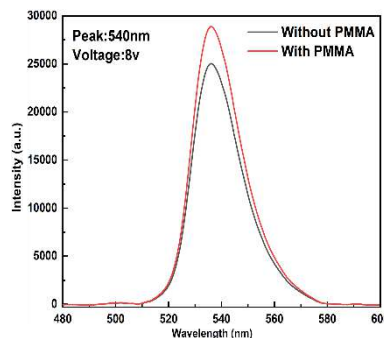
- [45] Lai, Jingya, Zichao Zhao, Yanfeng Miao, Saixue Wang, Dawei Liu, Zhiyuan Kuang, Lei Xu et al. "High-brightness perovskite microcrystalline light-emitting diodes." *The Journal of Physical Chemistry Letters* 13, no. 13 (2022): 2963-2968.
- [46] Quan, Li Na, Barry P. Rand, Richard H. Friend, Subodh Gautam Mhaisalkar, Tae-Woo Lee, and Edward H. Sargent. "Perovskites for next-generation optical sources." *Chemical reviews* 119, no. 12 (2019): 7444-7477

پروسکایتی است نیز کاهش یافته که این امر سبب افزایش پایداری و طول عمر افزاره می‌شود.



شکل ۳: نمودار جریان بر حسب ولتاژ اعمالی

شکل ۴ افزایش قله نمودار الکترو لومینسانس (EL) افزاره در ۵۴۰ نانومتر با حضور لایه PMMA را نشان می‌دهد که این مسئله حاکی از اصلاح نرخ تزریق الکترون به لایه نورگسیل و افزایش احتمال باز ترکیب نوری اکسایتون‌ها می‌باشد.



شکل ۴: نمودار الکترو لومینسانس

شکل ۵ نمایانگر میزان روشنایی دیود نورگسیل پروسکایتی ساخته شده در هر ولتاژ است. با توجه به نمودار مشاهده می‌شود که حداقل ولتاژ مورد نیاز برای شروع نورگسیلی افزاره، با وجود لایه عایق PMMA از ۳.۶ ولت به ۴.۲ ولت افزایش یافته است. علت این امر نارسا بودن لایه PMMA است که مانع عبور جریان از افزاره می‌شود و ولتاژ بالاتری برای غلبه بر مقاومت الکتریکی PMMA و برقراری جریان مورد نیاز است. این لایه از تزریق بیش از حد الکترون به لایه نورگسیل پروسکایتی ممانعت کرده و از باز ترکیب‌های غیرتابشی که نتیجه آن گرم شدن افزاره و کاهش کارایی و نورگسیلی آن است جلوگیری می‌کند. از طرفی لایه PMMA با کنترل تزریق الکترون‌ها به لایه نورگسیل موجب



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



شفافیت القایی پلاسمونیک در مشددهای حلقوی شکافدار هیبریدی دوگانه بر

بستر فیبرهای مدار چاپی در حوزه تراهرتز با کاربرد حسگری

عبدالرسول قرائتی^۱، محمدرضا فروزش فرد^۲، مریم سالاری^{۳*}

۱-استاد بخش فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران، agharaati@pnu.ac.ir

۲-دانشیار بخش فیزیک، دانشگاه ولی عصر(عج)، رفسنجان، ایران، m.forouzesfard@vru.ac.ir

۳-دانشجوی دکتری بخش فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران، laser.salari@yahoo.com

چکیده - در این مقاله شفافیت القایی پلاسمونیک در یک ساختار متشکل از دو جفت مشدد حلقوی شکاف دار هیبریدی با استفاده از شبیه سازی های کامپیوتری مورد بررسی قرار گرفته است. از مهمترین مزایای این ساختار طراحی آن بر بستری از فیبرهای مدار چاپی مرسوم و در دسترس با عملکردی در حوزه تراهرتز است. با چرخش مشددهای حلقوی درونی شفافیت القایی در ساختار به وجود می آید. نشان داده شده است که ساختار می تواند به عنوان حسگر ضریب شکست مورد استفاده قرار گیرد. مقدار حساسیت $240 \frac{GHz}{RIU}$ برای ساختار گزارش شده است.

کلید واژه - شفافیت القایی پلاسمونیک، مشددهای حلقوی شکاف دار دوگانه، فیبر مدار چاپی، حسگر

Plasmonic induced transparency in hybridized double split ring resonators using PCB in terahertz region with sensing application

Abdolrasoul Gharaati¹, Mohammad Reza Forouzesfard², Maryam Salari^{3*}

1-Professor, Physics Department, Payame Noor University, Tehran, Iran, agharaati@pnu.ac.ir

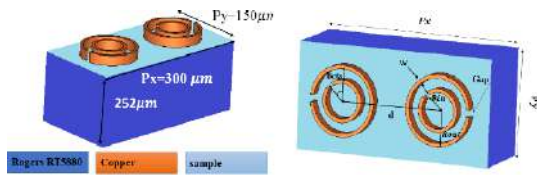
2-Associate Professor, Vali-e-Asr University, Rafsanjan, Iran, m.forouzesfard@vru.ac.ir

3*-PhD Student, Physics Department, Payame Noor University, Tehran, Iran, laser.salari@yahoo.com

Abstract- In this paper, plasmonic induced transparency in a structure composed of hybrid split ring resonator using computer simulation is studied. One of the most advantages of the structure is its design based on available PCBs and operation on the THz regime as well. Rotating inner SRRs create PIT effect on the structure. It is shown that the structure can be applied as a refractive index sensor. The sensitivity value of $240 \frac{GHz}{RIU}$ is reported for the structure. It is also shown that, the structure is a good candidate for detecting the H9N2 avian flu virus.

Keywords : plasmonic induced transparency, Double Split Ring Resonators (DSRRs), Printed Circuit Board, Sensor, Avian flu virus

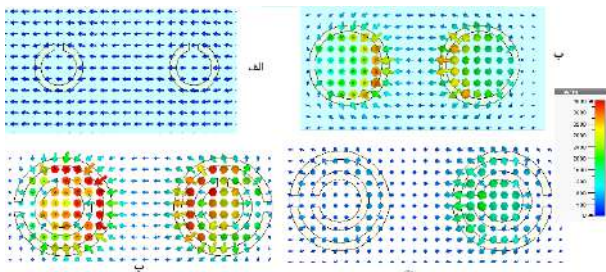
راجرز ۲۵۲ میکرومتر و ضخامت مس ۳۵ میکرومتر در نظر گرفته شده است.



شکل ۱: نمای سه بعدی ساختار پیشنهادی با مشخصات
 $P_y=150\mu\text{m}$, $P_x=300\mu\text{m}$, $R_{out}=46\mu\text{m}$, $R_{in}=27\mu\text{m}$, $w=7.5\mu\text{m}$,
 $d=75\mu\text{m}$, $\text{Gap}=10\mu\text{m}$, $t_{cu}=35\mu\text{m}$, $t_{Rogers}=252\mu\text{m}$

شفافیت القایی پلاسمونیک

در ساختار پیشنهادی جفت حلقه داخلی (خارجی) نقش آنتن تاریک (روشن) را ایفا می‌کنند. به این معنی که این آنتن، مستقیماً با نور فرودی برهم کنش نمی‌کند (می‌کند). این مهم در شکل ۲ الف و ب و شکل ۳ نشان داده شده است. ترکیب آنتن تاریک و روشن و چرخش پادساعتگرد حلقه های داخلی می تواند باعث شکستن تقارن و مشاهده شفافیت القایی گردد.



شکل ۲: توزیع میدان‌های مغناطیسی مربوط به الف) آنتن تاریک،
 ب) آنتن روشن، پ) ترکیب آنتن‌های تاریک و روشن در زاویه $\beta=0$ ،
 ت) $\beta=90$

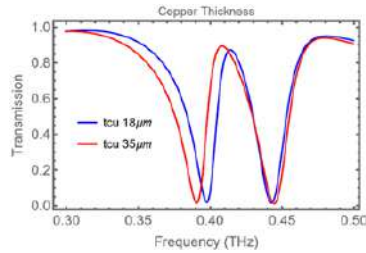
زاویه β همانطور که در شکل ۱ نمایش داده شد زاویه بین محور Y ها با شکاف حلقه داخلی است. در $\beta=0$ مطابق شکل

مقدمه

امروزه پدیده شفافیت القایی پلاسمونیک^{۴۲} به عنوان مدل کلاسیکی شفافیت القایی الکترومغناطیسی^{۴۳} مورد توجه خاص قرار گرفته است. زیرا فقط با تغییر در ساختار فیزیکی و یا حتی شکستن تقارن می‌تواند موجب ایجاد شفافیت القایی شود. در این تحقیق شفافیت القایی پلاسمونیک در مشددهای حلقوی مورد بررسی قرار می‌گیرند.

معرفی ساختار پیشنهادی:

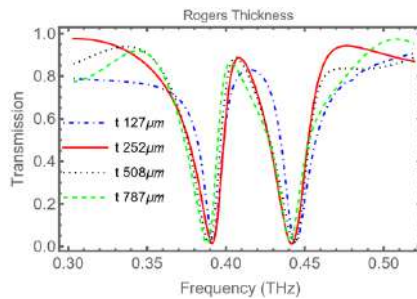
این مشددهای حلقوی^{۴۴} که از جنس مس هست [۱] بر روی بستری از راجرز ۵۸۸۰^{۴۵} قرار می‌گیرند. به طوری که حلقه‌های بزرگ ثابت و تصاویر آینه‌ای از یکدیگر هستند، و مشددهای کوچک حلقوی حول محورهای مرکزی خود می‌چرخند. همچنین چرخش خلاف جهت حلقه‌های کوچک منجر به جابجایی تشدید می‌شود. ساختار پیشنهادی در شکل ۱ نشان داده شده است. در این ساختار مشددهای حلقوی در فاصله نزدیکی کنار یکدیگر قرار گرفته‌اند به گونه‌ای که آنتن تاریک قادر است بطور غیرمستقیم، به وسیله میدان نزدیک آنتن روشن با نور فرودی اندرکنش کند [۲]. در حقیقت مد تاریک با مد روشن جفت می‌شوند و این جفت شدگی باعث تحریک مد تاریک می‌شود. از این رو سلول واحد پیشنهادی شامل دو مد رزونانسی تاریک و روشن می‌باشد [۳]. در این نانو ساختار چرخش هم‌جهت حلقه‌ها منجر به ظهور شفافیت القایی پلاسمونیک خواهد شد. در شکل ۱ پارامترهای هندسی و جنس مواد مورد استفاده آورده شده است. ضخامت



شکل ۵: بررسی طیف عبوری با تغییر ضخامت حلقه‌های مس

۲- تغییر ضخامت زیر لایه

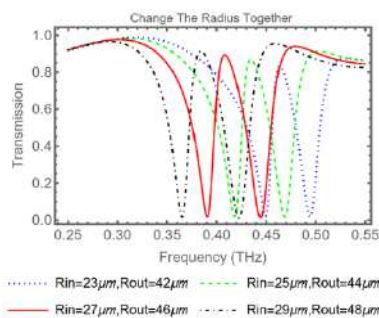
با در نظر گرفتن برخی ضخامت‌های موجود در بازار برای زیرلایه راجرز ۵۸۸۰ در شکل ۶ با توجه به شفافیت بهتر، ضخامت $252 \mu\text{m}$ مناسب‌تر تشخیص داده شده است.



شکل ۶: بررسی طیف عبوری با تغییر ضخامت زیرلایه

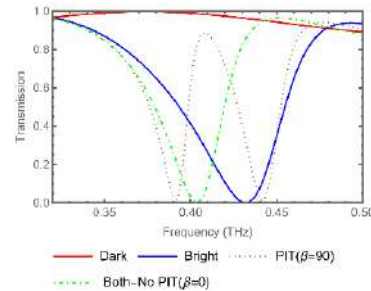
۳- تغییر شعاع داخلی و خارجی

با تغییر شعاع حلقه‌های کوچک و بزرگ مسی تاثیر آنها در شفافیت به وسیله نمودار ۷ مورد بررسی قرار گرفته است. در اینجا فاصله شعاعی بین دو حلقه ثابت در نظر گرفته شده و با بررسی شعاع‌های مختلف در جهت رسیدن به شفافیت القایی بهتر شعاع‌های داخلی و خارجی $27 \mu\text{m}$ و $46 \mu\text{m}$ انتخاب شدند. تغییر شعاع یکی از حلقه به تنهایی منجر به جابجایی دره سمت چپ خواهد شد.

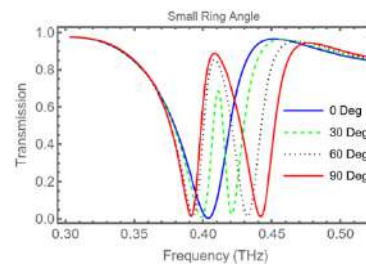


شکل ۷: بررسی طیف عبوری با تغییر شعاع حلقه‌ها

۲ میدان‌های مغناطیسی متقارن هستند و هیچ‌گونه شفافیتی مشاهده نمی‌شود (شکل ۲-پ). با تغییر زاویه β از صفر تا 90° درجه تقارن به تدریج از بین رفته و شفافیت قابل مشاهده خواهد بود (شکل ۲-ت). مراحل مختلف شکست تقارن هندسی در شکل ۴ نشان داده شده است.



شکل ۳: طیف عبور در حضور آنتن روشن (آبی) آنتن تاریک (قرمز) دو آنتن تاریک و روشن ($\beta=90^\circ$ (نقطه چین قهوه‌ای) $\beta=0^\circ$ (خط نقطه سبز))



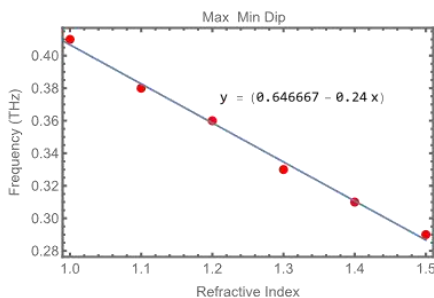
نمودار ۴: تغییر زاویه حلقه داخلی از صفر درجه تا 90° درجه

تنظیم پذیری ساختار با تغییر برخی پارامترهای

فیزیکی و هندسی

۱- تغییر ضخامت مس

دو ضخامت متفاوت مس موجود در بازار $18 \mu\text{m}$ و $35 \mu\text{m}$ میکرومتر در شکل ۵ مورد بررسی قرار گرفتند. با توجه به اینکه ضخامت $35 \mu\text{m}$ شفافیت القایی بهتری ایجاد می‌کند این ضخامت مورد استفاده قرار گرفت. منظور از شفافیت القایی بهتر این است که فرکانس شفافیت در محل قله PIT و در زاویه $\beta=90^\circ$ و فرکانس تاریکی در محل دره $\beta=0^\circ$ هر چه به هم نزدیکتر باشند و همچنین اختلاف میزان عبور در دره و قله عدد بزرگتری باشد.



شکل ۱۰: نمودار تغییرات فرکانس قله تشدید بر حسب ضریب شکست‌های مختلف

نتیجه‌گیری

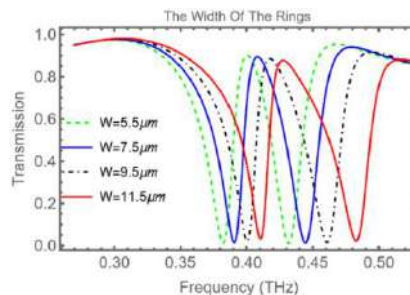
تغییر هندسه ساختار از جمله تغییر زاویه تقارن می‌تواند باعث برهم‌کنش نامتقارن مدهای تاریک و روشن در نتیجه ظهور شفافیت القایی شود. همچنین با تغییر ضخامت فیبر تغییر چشمگیری در نمودارها مشاهده نشد. با افزایش همزمان شعاع داخلی و خارجی حلقه‌ها جابجایی قرمز در نمودار مشاهده شد. همچنین افزایش پهنای حلقه‌ها منجر به جابجایی آبی در نمودارها شد و فقط تا پهنای قبل از $9/5 \mu\text{m}$ اهداف مورد نظر مقاله محقق می‌شد. این ساختار با توجه به استفاده از فیبرهای مدار چاپی در دسترس و موجود در بازار می‌تواند کاندیدای مناسبی برای انواع حسگرها به ویژه حسگرهای زیستی باشد.

مرجع‌ها

- [1]. Parvinnezhad Hokmabadi M, Philip E, Rivera E, Kung P, Kim SM. Plasmon-induced transparency by hybridizing concentric-twisted double split ring resonators. Sci. rep. 2015;5(1):15735.
- [2]. Forouzesfard MR, Ghafari S, Vafapour Z. Solute concentration sensing in two aqueous solution using an optical metamaterial sensor. J. Luminescence. 2021;230:117734.
- [3]. Ghafari S, Forouzesfard MR, Vafapour Z. Thermo optical switching and sensing applications of an infrared metamaterial. IEEE Sensors Journal. 2019;20(6):3235-41.
- [4]. Vafapour, Z., E.S. Lari, and M.R. Forouzesfard, Breast cancer detection capability of a tunable perfect semiconductor absorber: Analytical and numerical evaluation. Optical Engineering, 2021. 60(10): p. 107101-107101

۴- بررسی پهنای حلقه‌ها w

با بررسی تاثیر پهنای حلقه‌ها بر شفافیت، در شکل ۸ مشاهده می‌شود که به طور کلی بر اثر افزایش پهنای حلقه‌ها، نمودار سمت فرکانس‌های بیشتر جابه‌جا می‌شود. همچنین از پهنای $9/5 \mu\text{m}$ به بعد تقارن نمودار به هم می‌ریزد. در نتیجه پهنای $7/5 \mu\text{m}$ برای محاسبات بعدی انتخاب شد.

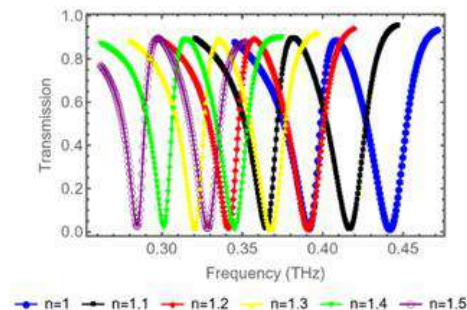


شکل ۸: بررسی طیف عبوری با تغییر پهنای حلقه‌ها

کاربرد حسگری ساختار

به جهت امکان سنجی کاربرد حسگری ساختار حساسیت ساختار به تغییر ضریب شکست محیط پیرامون مورد مطالعه قرار می‌گیرد [۴]. ضریب شکست محیط پیرامون از مقدار $n=1$ یعنی هوا تا ضریب شکست $1/5$ با پله های $0/1$ تغییر می‌دهیم و هر بار نمودار عبور را در شکل ۹ رسم کرده‌ایم.

با توجه به محل قله تشدید در ضریب شکستهای مختلف میزان حساسیت مطابق شکل ۱۰ برابر $240 \frac{\text{GHz}}{\text{RIU}}$ به دست آمد.



شکل ۹: بررسی طیف عبوری با تغییر ضریب شکست



The 30th Iranian Conference on
Optics and Photonics (ICOP 2024),
and the 16th Iranian Conference on
Photonics Engineering and
Technology (ICPET 2024).
Damghan University,
Damghan, Iran,
Jan. 29-Jan. 31, 2024



مشاهده حالت تشدید در بلورهای فوتونیک توپولوژیکی

محمدرضا معینی^{۱,۲} و وحید احمدی^۱ *

(۱) دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

(۲) آدرس ایمیل: pmoeini.11@gmail.com

* آدرس ایمیل: v_ahmadi@modares.ac.ir

چکیده- در این مقاله، مدهای تشدید در داخل بلورهای فوتونی دو بعدی هنگامی که در فاز غیربدیهی توپولوژیکی قرار دارند بررسی شده است. با اعمال یک میدان مغناطیسی خارجی برای شکستن تقارن معکوس زمانی، یک شکاف باند توپولوژیکی باز می شود که از حالت های لبه یک طرفه پشتیبانی می کند. نقص های معرفی شده در این فاز توپولوژیکی باعث ایجاد حالت های تشدید با فاکتور با کیفیت بالا در شکاف باند می شوند که می توانند با میدان مغناطیسی روشن یا خاموش شوند. علاوه بر این، توزیع میدان الکتریکی و پاسخ انتقال این حالت های تشدید توپولوژیکی را تجزیه و تحلیل می کنیم.

کلید واژه- بلورهای فوتونیک توپولوژیکی، مدهای تشدید

Observation of the Resonant Mode in Topological Photonic Crystals

Mohammadreza Moeini^{1,2} and Vahid Ahmadi^{1,*}

(1) Faculty of Electrical and Computer Engineering Tarbiat Modares University, Tehran, Iran

(2) Email address: pmoeini.11@gmail.com

*Corresponding email address: v_ahmadi@modares.ac.ir

Abstract- We investigate the resonant modes that arise from local defects introduced in non-trivial topological states of two-dimensional photonic crystals. By applying an external magnetic field to break time-reversal symmetry, a topological bandgap is opened, supporting one-way edge states. Defects introduced in this topology give rise to high-quality factor ($Q \sim 10^5$) resonant modes within the bandgap that can be switched on/off with the magnetic field. We analyze the electric field distribution and transmission response of these topological resonant modes.

Keywords- Topological Photonic Crystals, Resonant Modes

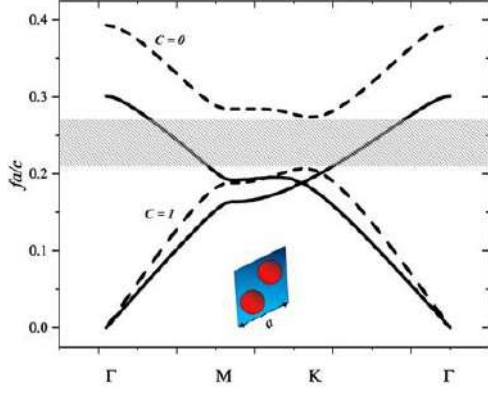


Fig. 1. Band structure of the lattice (solid line represents normal state; dashed line represents bands in a magnetic field) and C is Chern number for non-trivial topological states. Also, a two-dimensional honeycomb photonic crystal unit cell with dielectric rods ($\epsilon_r = 15$, $a = 10 \text{ mm}$, $r = 0.2a$) is depicted.

The magnetic permeability tensor of ferrite which is defined by:

$$\mu = \begin{pmatrix} \mu_r & i\kappa & 0 \\ -i\kappa & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1)$$

is calculated when it is fully magnetized. The tensor elements are $\kappa = 0.680$ and $\mu_r = 0.850$ for the YIG with an applied field of 500 Oe (or 0.05 T) at 7.5 GHz [9]. Since this system exhibits magnetic

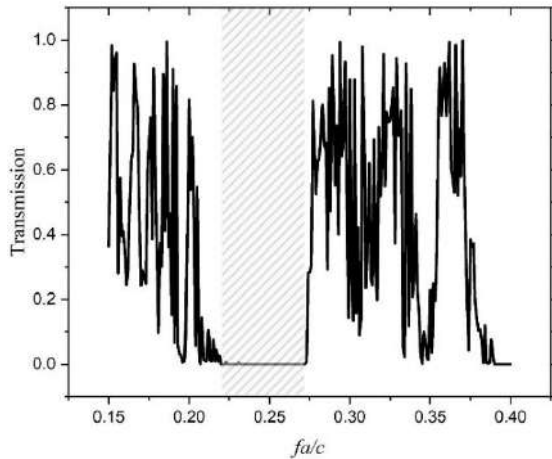


Fig. 2. The transmission spectrum of a zigzag ribbon within a magnetic field with ten zigzag chains. A topological gap can be seen in the grey domain.

1. Introduction

Topological photonics is a relatively new area of investigation that employs the principles of topological phases to explore, design, and control the behaviour of light [1]. Since 1980, when the quantum Hall effect has been discovered, the field has developed significantly [2]. By predicting one-way electromagnetic modes similar to the integer quantum Hall (QH) effect, Raghu and Haldane in 2008 extended this analogy in a new direction [3]. The first simulation of photonic topological insulators for gyromagnetic square photonic crystals was presented by Wang et al. in 2009 [4], and Ao developed the idea for a honeycomb photonic crystal [5]. Topological photonic crystals with one-way edge modes are promising for light waveguides and manipulating light directions when there is no absorption [6], [7]. In another work, Villeneuve et al studied two-dimensional photonic crystals in 1996 to investigate resonant modes arising from local defects [8]. This study investigates a topological honeycomb photonic crystal with local defects, revealing resonant modes with high-quality factors.

2. Results and discussion

We first examine the band structure of a two-dimensional honeycomb photonic crystal based on dielectric cylinders in the air (shown in Fig. 1) with $a = 10$ millimeters (mm) and $r = 0.2a$ for TM polarization. Dielectric cylinders have a relative permittivity of $\epsilon_r = 15$. To calculate the band structure, finite element approach is performed. The results are presented in Fig. 1 (solid lines). According to Fig. 1, there is a degeneracy in the K point before breaking the time-reversal symmetry (solid lines). As a result of breaking time-reversal symmetry, the degeneracy at the K point is lifted and a gap is created (Fig. 1 dashed lines). Ferrite rods (i.e. YIG, Yttrium Iron Garnet) can be used to implement gyromagnetic anisotropy to break time-reversal symmetry. The magnetic anisotropy of ferrimagnetic materials is induced when a DC magnetic field is applied along the rod axis (z-axis).

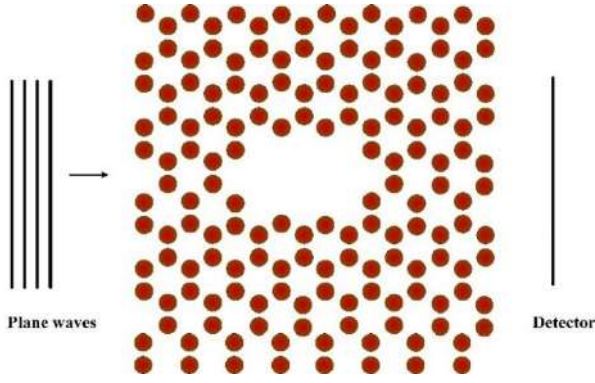


Fig. 3. Local defects in a non-trivial structure.
 There are ten rods removed.

spectrum displayed in Fig. 2 is obtained by sweeping the frequency. As anticipated by the band diagram, a gap (depicted by the grey area) is observed in the transmission spectrum due to the disruption of time-reversal symmetry. It is important to note that edge state propagation cannot be observed in the transmission spectrum since the observation port is outside the structure. Modes can be generated in photonic crystals when a small defect is introduced [11]. Essentially, the defect is a microcavity surrounded by reflecting walls. When defects are of an appropriate size, they can support states in the band gap, and in this case, the gap can be topological. Therefore, a resonant mode is introduced inside a structure through a local defect [8]. As a result of removing ten rods, defects are created in the structure (Fig. 3). Fig. 4(a) shows the electric field distribution for the resonant mode for a specific case where the radius of rods is $0.2a$. Electric field lines are polarized along rod axes and decay away from defects rapidly. The mode's frequency is $f \approx 0.258 \frac{c}{a}$. The transmission spectrum in Fig. 4(b) is also shown when a local defect is present within the photonic crystal while time-reversal symmetry is broken. This leads to sharp transmission in the resonance mode with a transmission of 0.6. According to this definition, the resonant mode in the non-trivial phase has a very high-quality factor of 1.07484×10^5 . There is a further advantage to this resonance mode, namely its ability to be switched on and off through an

anisotropy, Maxwell's equations are modified to account for this anisotropy: the magnetic field is removed from Maxwell's equations:

$$\nabla \times (\mu^{-1} \nabla \times E) = \varepsilon(r) \omega^2 E \quad (2)$$

Here, μ^{-1} , the inverse permeability tensor, and $\varepsilon(r)$, the scalar permittivity, are both functions of position, and ω is the mode frequency. The Hermitian inner product can be expressed in Hamiltonian form as:

$$\langle E_1 | E_2 \rangle = \int \varepsilon(r) E_1^* E_2 d^2 r \quad (3)$$

Time-reversal breaking in magneto-optic crystals is crucial to the emergence of non-trivial one-way edge modes. As a result of this effect, the Chern number is determined. Each band of two-dimensional photonic crystal is characterized by a Chern number, a topological invariant that vanishes identically unless time-reversal symmetry is broken [10]. The Chern number of the n_{th} photonic band is expressed by:

$$C_n = \frac{1}{2\pi i} \int_{BZ} \Omega_n(k_x, k_y) d^2 k \quad (4)$$

$$\Omega_n(k) = \nabla_k \times A_n(k) \quad (5)$$

$$A_n(k) = \langle E_{nk} | \nabla_k | E_{nk} \rangle \quad (6)$$

where $\Omega_n(k_x, k_y)$, $A_n(k)$, and E_{nk} represent the Berry curvature, Berry connection, and n_{th} normalized eigenmode of the Hamiltonian of the system, respectively. Chern number is always an integer. When the time-reversal symmetry is broken the band could be topologically nontrivial. Additionally, a gap is nontrivial if the sum of its corresponding Chern numbers is not zero, which means it has edge states. According to Fig. 1, the Chern number of the broken time-reversal symmetry is not zero, and the created gap is non-trivial. The purpose of this study is to find a resonant mode within a photonic crystal through the introduction of a defect, specifically in a non-trivial topological state. Therefore, light propagates only through edge states. In addition, the transmission

externally to a photonic crystal with anisotropy in permeability. Therefore, we observed a sharp transmission with a very high-quality factor of 1.07484×10^5 in the topological gap. Besides its high-quality factor, this resonant mode can also be controlled by a magnetic field, providing a wide range of applications.

References

- H. Price, Y. Chong, A. Khanikaev, H. Schomerus, "Roadmap on topological photonics", *Journal of Physics: Photonics*, vol. 4, no. 3, p. 032501, 2022/06/27 2022
- K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, "New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, no. 6, pp. 494-497, 1980
- S. Raghu and F. D. M. Haldane, "Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry", *Phys. Rev. Lett.* 100, 013904, 2008
- Z. Wang, Y. D. Chong, J. D. Joannopoulos, and M. Soljagic, "Reflection-free one-way edge modes in a gyromagnetic photonic crystal", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, no. 1, p. 013905, 2008
- X. Ao, Z. Lin, and C. T. Chan, "One-way edge mode in a magneto-optical honeycomb photonic crystal", *Phys. Rev. B.*, vol. 80, no. 3, p. 033105, 2009
- L. Lu, J. D. Joannopoulos, and M. Soljagic, "Topological states in photonic systems", *Nat. Phys.*, vol. 12, no. 7, pp. 626-629, 2016
- T. Ozawa, Hannah M. Price, A. Amo, N. Goldman, M. Hafezi, "Topological photonics.", *Reviews of Modern Physics*, vol. 91, no. 1, p. 015006, 2019
- P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, "Microcavities in photonic crystals: Mode symmetry, tunability, and coupling efficiency", *Phys. Rev. B.*, vol. 54, no. 11, pp. 7837-7842, 1996
- D. M. Pozar, *Microwave engineering*, 2nd ed. Wiley, New York, 1998, pp. 497-517
- B. Simon, "Holonomy, the quantum adiabatic theorem, and Berry's phase", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 51, no. 24, pp. 2167-2170, 1983
- J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic crystals: molding the flow of light* (Princeton University Press, Princeton, NJ, 1995)

external DC magnetic field due to the non-trivial phase of the photonic crystal. As a result, optical switches or modulators can be designed based on this proposal and the transmission peak can be actively switched on and off by applying an external DC magnetic field.

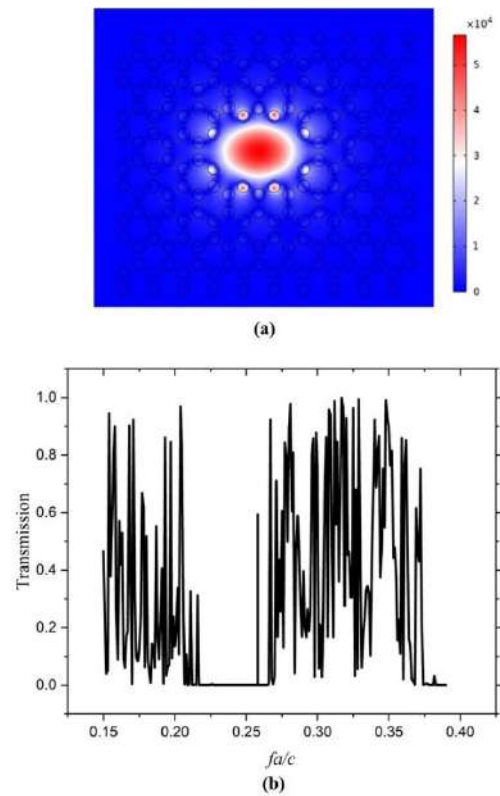


Fig. 4. (a). Electric-field distribution of TM polarization in honeycomb dielectric rods. The resonant frequency lies inside the topological gap. Inside the cavity, the electric field can reach $5.5 \times 10^4 V/m$ (b). Transmission spectrum of the structure with local defects.

In addition, resonant modes can be used to design power-splitters. As a last point, the strong electric field confinement in defect cavities may allow for nonlinear optical effects, opening up new research avenues.

3. Conclusion

We have shown that a resonant mode appears when a local defect is inserted into a photonic crystal with broken time-reversal symmetry. To obtain a non-trivial phase, we applied a DC magnetic field



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



تأثیر تغییر هالوژن در متمرکزکننده‌های خورشیدی بر پایه‌ی پروسکایت

هیبریدی آلی-معدنی

علی مهدی پورثریائی^۱، فاطمه ارشادی^۱، فرهاد ستاری^۱ و صغری میرارشادی^۲

^۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل

^۲ گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوریهای نوین، دانشگاه محقق اردبیلی، نمین

Email: alisorayai64@gmail.com, fatemehershadi733@gmail.com, f_sattari@uma.ac.ir,
s.mirershadi@uma.ac.ir

چکیده- در این مطالعه تأثیر تغییر هالوژن بر روی متمرکزکننده‌های خورشیدی بر پایه‌ی پروسکایت‌های هیبریدی آلی-معدنی $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ ، $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBrCl}_2$ ، $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbIBr}_2$ بررسی شده است. نتایج حاصل از نمودارهای چگالی جریان-ولتاژ و بازده کوانتومی خارجی نشان می‌دهد که متمرکزکننده‌های خورشیدی بر پایه پروسکایت هیبریدی آلی-معدنی $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBrCl}_2$ دارای بالاترین بهره نسبی به سایر نمونه‌های مورد استفاده در این بررسی می‌باشد.

کلیدواژه- بازده کوانتومی خارجی، پروسکایت هیبریدی آلی-معدنی، چگالی جریان-ولتاژ

The effect of changing halogen in solar concentrators based on organic-inorganic hybrid perovskite

Ali Mehdipoor Sorayaei¹, Fatemeh Ershadi¹, Farhad Sattari¹, Soghra Mirershadi²

¹Department of physics, Faculty of science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil

²Department of Engineering Science, Faculty of Advanced Technologies, University of Mohaghegh Ardabili, Namin

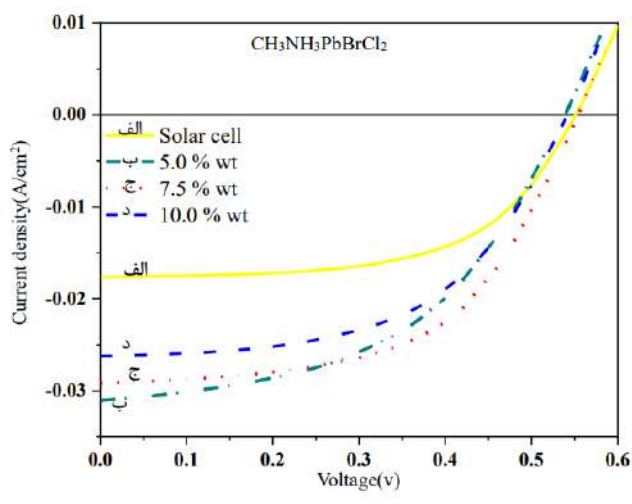
Email: alisorayai64@gmail.com, fatemehershadi733@gmail.com, f_sattari@uma.ac.ir,
s.mirershadi@uma.ac.ir

Abstract- In this study, the effect of halogen changes on solar variables based on organic-inorganic hybrid perovskites $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ ، $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBrCl}_2$ ، $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbIBr}_2$ has been investigated. The results of the current-voltage density and external quantum efficiency diagrams show that solar providers based on organic-mineral hybrid perovskite $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBrCl}_2$ have the highest relative gain compared to other samples used in this study.

Keywords: external quantum efficiency, organic-inorganic hybrid perovskite, voltage current density.

مقدمه

در شکل ۱ چگالی جریان-ولتاژ سلول خورشیدی به همراه متمرکزکننده خورشیدی نورزا بر پایه‌ی پروسکایت هالید $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBrCl}_2$ با درصد وزنی مختلف (۵/۰٪، ۷/۵٪ و ۱۰/۰٪) و نیز چگالی جریان-ولتاژ سلول خورشیدی سیلیکونی نمایش داده شده است. همانطور که پیدا است با بکارگیری ۷/۵٪ از ساختار پروسکایتی مذکور تاثیر قابل توجهی بر روی افزایش جریان اتصال کوتاه (I_{sc}) و چگالی جریان اتصال کوتاه (J_{sc}) رخ داده است. اما ولتاژ مدار باز (V_{oc}) تغییر چندانی نکرده است. با افزایش غلظت پروسکایت به ۱۰٪ مشاهده می‌شود که چگالی جریان اتصال کوتاه و در نتیجه راندمان نسبی کاهش می‌یابد. این امر بدلیل تجمع ماده نورزا در پلیمر رخ می‌دهد که می‌توان گفت خاموشی فلورسانس اتفاق افتاده است.



شکل ۱: چگالی-جریان ولتاژ الف) سلول خورشیدی سیلیکونی و متمرکزکننده‌های خورشیدی بر پایه‌ی پروسکایت هیبریدی آلی-معدنی $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBrCl}_2$ با ۳ درصد وزنی ب) (۵/۰٪، ج) (۷/۵٪ و د) (۱۰/۰٪ وزنی

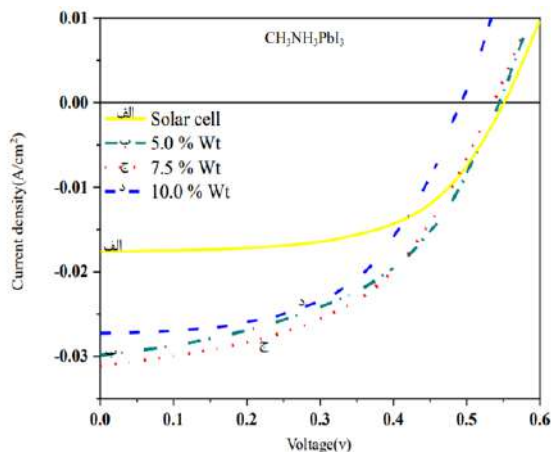
شکل ۲ چگالی جریان-ولتاژ سلول خورشیدی به همراه متمرکزکننده خورشیدی نورزا بر پایه‌ی پروسکایت هالید $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbIBr}_2$ را نشان می‌دهد. بازده نسبی برای غلظت ۷/۵٪ وزنی ماده نورزا، نسبت به سایر درصدهای وزنی بیشتر بوده و سلول خورشیدی دارای بازده نسبی ۱/۵۷ می-

طی دهه‌های اخیر، سلول‌های خورشیدی بر پایه‌ی پروسکایت هیبریدی آلی-معدنی که به عنوان نسل سوم سلول‌های خورشیدی شناخته شده‌اند، بدلیل خواص منحصر به فرد الکتریکی، نوری و نوری غیرخطی مورد توجه قرار گرفته‌اند [۱-۳]. سلول‌های خورشیدی بر پایه‌ی پروسکایت هیبریدی آلی-معدنی بدلیل طول انتشار حامل بزرگ، موبیلیتی بالا و طول عمر بالای حامل‌های بار، به مواد جالبی تبدیل شده‌اند [۲-۵]. ساختارهای هیبریدی آلی-معدنی با داشتن همزمان مزایای بخش آلی (از جمله انعطاف‌پذیری و فرآیندپذیری آسان) و مزایای بخش معدنی (مانند استحکام مکانیکی و مقاومت در برابر حرارت) بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. به این ترتیب، خواص مطلوب مواد معدنی و آلی با غلبه بر محدودیت‌های هر یک، بطور مشترک مورد بهره‌برداری قرار می‌گیرند [۳].

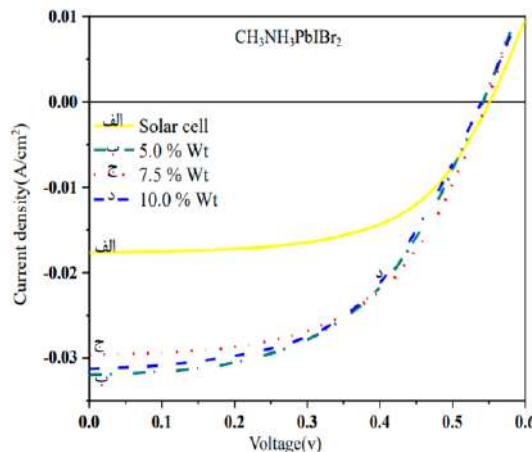
روش آزمایش

ابتدا ساختارهای هیبریدی آلی-معدنی دوبعدی $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ ، $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBrCl}_2$ ، $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbIBr}_2$ را سنتز کرده و پس از سنتز نمونه‌ی مورد نظر به مدت ۲۴ ساعت در دمای اتاق باقی می‌ماند سپس نمونه سنتز شده به مدت ۱۶۸ ساعت در دمای ۵۵ درجه داخل آون باقی می‌ماند تا نمونه خشک شود. پس از مرحله خشک شدن، نمونه را با هاون پودر کرده و آنالیزهای مربوطه را انجام می‌دهیم. پس از آن متمرکزکننده‌های مورد نظر را درست می‌کنیم. برای لایه نشانی قطره‌ای ساختارهای پروسکایت هیبریدی آلی-معدنی بر روی سلول خورشیدی سیلیکونی، از پلیمر پلی وینیل الکل استفاده می‌کنیم. پس از خشک شدن آنالیزهای مربوط به چگالی جریان-ولتاژ و بازده کوانتومی خارجی را انجام می‌دهیم.

بحث و بررسی



شکل ۳: چگالی جریان-ولتاژ (الف) سلول خورشیدی سیلیکونی و متمرکزکننده‌های خورشیدی بر پایه‌ی پروسکایت هیبریدی آلی-معدنی $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ با ۳ درصد وزنی (ب)، ۵/۱۰٪ (ج)، ۷/۵٪ (د) و ۱۰/۱۰٪ وزنی



شکل ۴: چگالی جریان-ولتاژ (الف) سلول خورشیدی سیلیکونی و متمرکزکننده‌های خورشیدی بر پایه‌ی پروسکایت هیبریدی آلی-معدنی $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbIBr}_2$ با ۳ درصد وزنی مختلف (ب)، ۵/۱۰٪ (ج)، ۷/۵٪ (د) و ۱۰/۱۰٪ وزنی

جدول ۱: نتایج بدست آمده از آنالیز جریان-ولتاژ سلول خورشیدی با متمرکز کننده‌های خورشیدی مختلف

Samples concentration	I_{sc} (A)	V_{oc} (V)	FF	P_{MAX} (mW)	η relative	
Solar Cell	0.21	0.55	0.588	68	1	
$\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBrCl}_2$	5.0 %	0.37	0.53	0.499	98	1.44
	7.5 %	0.34	0.55	0.577	108	1.58
	10.0 %	0.31	0.54	0.549	92	1.35
$\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbIBr}_2$	5.0 %	0.38	0.54	0.521	107	1.57
	7.5 %	0.35	0.54	0.566	107	1.57
	10.0 %	0.37	0.54	0.525	105	1.54
$\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$	5.0 %	0.35	0.54	0.502	95	1.39
	7.5 %	0.37	0.53	0.499	98	1.44
	10.0 %	0.32	0.49	0.554	87	1.27

در جدول شماره ۱ نتایج بدست آمده از نمودار جریان-ولتاژ سلول خورشیدی سیلیکونی خام و سلول‌های خورشیدی به همراه متمرکزکننده خورشیدی پروسکایتی، با مقادیر I_{sc} (جریان اتصال کوتاه)، V_{oc} (ولتاژ مدار باز)، FF (ضریب پرشدگی)، P_{MAX} (توان ماکسیمم) و η (بازده نسبی) آورده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود با بکارگیری ساختارهای پروسکایتی با ترکیب اتم‌های مختلف هالوژن، جریان اتصال کوتاه، توان ماکسیمم و بازده نسبی بطور چشم‌گیری افزایش یافته است. همچنین متمرکزکننده

شکل ۳ چگالی جریان ولتاژ سلول خورشیدی به همراه متمرکزکننده خورشیدی نورزای ساخته شده توسط ساختار پروسکایتی $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ به عنوان ماده نورزا با ۳ درصد وزنی مختلف و نیز سلول خورشیدی سیلیکونی به منظور مقایسه را نشان می‌دهد. در این نمودار نیز مشاهده می‌شود که نمونه‌ی ۷/۵٪ وزنی دارای بازده نسبی بالایی است. با استفاده از داده‌های جدول شماره ۱ می‌توان مشاهده کرد که متمرکزکننده‌های خورشیدی پروسکایت $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ بازده نسبی پایین‌تری نسبت به دو مورد دیگر دارند.

مخلوط هالید بعنوان ماده نورزا یک رویکرد امیدوارکننده برای بهبود کارایی سلول خورشیدی است.

نتیجه‌گیری

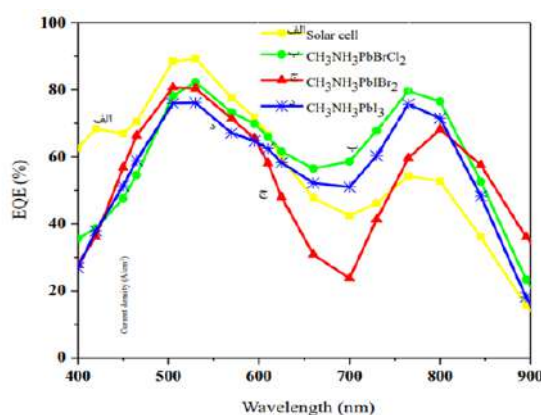
بطور خلاصه ما از ساختارهای پروسکایتی هیبریدی با اتم-های هالوژن ترکیبی برای ساخت متمرکزکننده‌های خورشیدی نورزا استفاده کردیم. پروسکایت‌های مذکور با چندین ویژگی مطلوب: پایداری بالا، بزرگ بودن جابجایی بین نوارهای جذب و انتشار، اتلاف خود جذبی را کاهش می‌دهند و توانایی تنظیم موثر جذب را دارد. با جایگزینی اتم‌های هالوژن و تغییر غلظت هیبریدها در یک بستر پلیمری مانند پلی وینیل الکل، عملکرد متمرکزکننده‌های خورشیدی بهینه شد. بنابراین این ساختارها با اتم‌های هالید مخلوط به عنوان ماده‌ی نورزای مناسب در متمرکزکننده-های خورشیدی نورزا قابل استفاده است. این مواد، نور ماورای بنفش خورشید را جذب کرده و نور مرئی شدید ساطع می‌کنند.

مرجع‌ها

- [1] M. M. Lee, J. Teuscher, T. Miyasaka, T. N. Murakami, H. J. Snaith, "Efficient Hybrid Solar Cells Based on Meso-Superstructured Organometal Halide Perovskites", *Science*, vol. 338, no. 6107, pp. 643-647, 2012.
- [2] A. Ramasubramaniam, D. Naveh, and E. Towe, "Tunable band gaps in bilayer transition-metal dichalcogenides", *Phys. Rev B*, vol. 84, no. 20, p. 205325, 2011
- [3] J. Calabrese, N. L. Jones, R. L. Harlow, N. Herron, D. L. Thorn, Y. Wang, "Preparation and characterization of layered lead halide compounds", *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 113, no. 6, pp. 2328-2330, 1991.
- [4] Y. Niu et al., "Aggregation-Induced Emission Features of Organometal Halide Perovskites and Their Fluorescence Probe Applications", *Adv. Opt. Mater.*, vol. 3, no. 1, pp. 112-119, 2015.
- [5] F. Wang, M. G. Ju, and L. Ma, "Metal-cation-mixed lead-less two-dimensional hybrid perovskites with high carrier mobility and promoted light adsorption", *Mater. Today Phys.*, vol. 27, p. 100769, 2022.
- [6] S. mirershad, F. sattari, "Effect of organic cation composition and halogen atom type on 2D-layered organic-inorganic hybrids for

ساخته شده توسط غلظت $7/5\%$ پروسکایت $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBrCl}_2$ بازده نسبی $1/58$ را از خود نشان داد. که بازده بالایی نسبت به سایر پروسکایت‌های استفاده شده در این تحقیق می‌باشد. علاوه بر این، این نمونه در برابر حرارت و گذر زمان، پایداری بالایی را از خود نشان می‌دهد. نتایج بدست آمده از این پژوهش با سایر کارهای تجربی در مقالات متعدد قابل مقایسه می‌باشد [۶].

شکل ۴ بازده کوانتومی خارجی (EQE) نمونه‌های مورد نظر را نشان می‌دهد.



شکل ۴: طیف بازده کوانتومی خارجی (الف) سلول خورشیدی سیلیکونی و متمرکزکننده‌های خورشیدی بر پایه‌ی پروسکایت هیبریدی آلی-معدنی (ب) $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBrCl}_2$ (ج)، $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_2$ (د) و $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$

طبق شکل ۴ دلیل برتری ساختار پروسکایت $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBrCl}_2$ بخاطر این است که نور را در طول موج‌های کمتری نسبت به سایر ساختارهای مورد مطالعه جذب می‌کند و بین طیف جذبی و فلورسانس آن همپوشانی وجود ندارد. استفاده از پروسکایت مخلوط هالید به عنوان ماده نورزا، برای افزایش کارایی و توان خروجی یک سلول خورشیدی موثر است. بدلیل اینکه مواد پروسکایت مخلوط هالید در هر فوتون فرودی، جفت الکترون-حفره بیشتری نسبت به سایر ترکیبات ایجاد می‌کند. که در نهایت منجر به افزایش راندمان و توان خروجی می‌شود. بنابراین ساخت متمرکزکننده‌های خورشیدی با استفاده از پروسکایت

سی‌امین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و شانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،

دانشگاه دامغان، دامغان، ایران، ۹-۱۱ بهمن ۱۴۰۲

luminescent solar concentrator."Journal of
Materials Science: Materials in Electronics 32
(2021): 12939-12950.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



بررسی تاثیر یون بر رفتار اپتیکی غیرخطی نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید

الهام حیدری زفره^۱، محمدعلی حداد^{۱،۲}، حکیمه زارع^۱، احد امیری^۱

^۱دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد

^۲ گروه پژوهشی فوتونیک، آزمایشگاه تحقیقاتی بیناب نگاری لیزری، دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد
mahaddad@yazd.ac.ir, hzare@yazd.ac.ir, elhamh0520@gmail.com, ahadamiri6991@gmail.com

چکیده - نقاط کوانتومی به دلیل داشتن خواص نوری منحصر به فرد مورد توجه پژوهشگران قرار گرفته‌اند. در این پژوهش تاثیر افزودن یون به محلول نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید در رفتار اپتیکی غیرخطی آن‌ها بررسی شد. ضریب شکست غیرخطی با استفاده از روش جاروب محوری روزنه بسته مورد مطالعه قرار گرفت. در این پژوهش از لیزر پیوسته دیودی با طول موج ۵۳۲ نانومتر در توان ۶۰ میلی‌وات استفاده شد. نتایج بدست آمده حاکی از آن است که ضریب شکست غیرخطی نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید با اضافه شدن یون تغییر می‌کند. همچنین پدید آمدن قله و سپس دره در نمودار تراگسیلندگی بهنجار نشان دهنده پدیده خود واکانونی بوده و علامت ضریب شکست غیرخطی در این حالت منفی می‌باشد.

کلید واژه - اپتیک غیرخطی، بیناب نگاری جاروب محوری، ضریب شکست غیرخطی، نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید.

Investigating the effect of ions on the nonlinear optical behavior of quantum dots CdTe

Elham Heidari Zefre¹, Mohammad Ali Haddad^{1,2}, Hakimeh Zare², Ahad Amiri¹

¹ Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

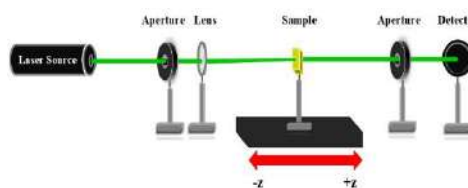
² Photonic Research Group, Laser Spectroscopy Research Laboratory, Yazd University, Yazd, Iran

Abstract Quantum dots have attracted the attention of researchers due to their unique optical properties. In this research, the effect of adding ions to the solution of cadmium telluride quantum dots on their nonlinear optical behavior was investigated. The nonlinear refractive index was studied using the closed aperture z scan method. In this research, a continuous wave diode laser with a wavelength at 532 nm and a power of 60 mW was used. The obtained results indicate that the nonlinear refractive index of CdTe quantum dots changes with the addition of ions. Also, the appearance of a peak and then a valley in the normal transmission diagram indicates the phenomenon of self-defocusing and the sign of the nonlinear refractive index is negative in this case.

Keywords: Nonlinear optics, Nonlinear refractive index, Quantum dots CdTe, Z-Scan technique.

مقدمه

نقاط کوانتومی در واقع نسل جدیدی از بلورهای معدنی نیمه رسانا هستند که اندازه آن‌ها در ابعاد نانومتر می‌باشد. از خواص منحصر به فرد نقاط کوانتومی می‌توان پایداری نوری بالا، پهنای باریک بیناب نشری، دامنه جذبی گسترده و بازده کوانتومی بالا را نام برد [۱ و ۲]. نقاط کوانتومی ساخته شده به روش شیمیایی از لحاظ نوع ساختار به دو دسته تقسیم می‌شوند، که دسته اول حاوی هسته و لیگاند و دسته دوم حاوی ساختارهای هسته پوسته می‌باشند که در بردارنده یک هسته که در اطراف آن پوسته‌ای تک لایه یا چند لایه از مواد معدنی قرار گرفته است [۳]. نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید به دلیل داشتن شعاع اکسایتون بزرگ، شکاف انرژی مستقیم، امکان ساخت نقاط کوانتومی نورتاب به روش آبی با بازدهی بالا و خواص نوری غیرخطی در کاربردهای متعددی مانند سلول‌های خورشیدی، زیست فناوری، دیودهای نورگسیل و حسگرهای فلورسانس به کار گرفته شده‌اند [۲]. با تغییر شرایط محیط اطراف نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید، خواص نوری آن‌ها تغییر می‌کند و تاکنون از آن‌ها به عنوان حسگرهای فلورسانس جهت حسگری ترکیبات مختلف مانند: یون‌ها، ملکول‌های زیستی، Ph محلول و گازها استفاده شده‌اند. در این مقاله ضریب شکست غیرخطی نقاط کوانتومی CdTe، CdTe: Cd ion، CdTe: Zn ion و CdTe: Cu ion مورد مطالعه قرار گرفتند. بدین منظور برای مطالعه رفتار اپتیکی غیرخطی نمونه‌های یاد شده از روش جاروب محوری که روشی حساس و دقیق است استفاده شد.



شکل ۱: چیدمان آزمایشگاهی روش جاروب محوری

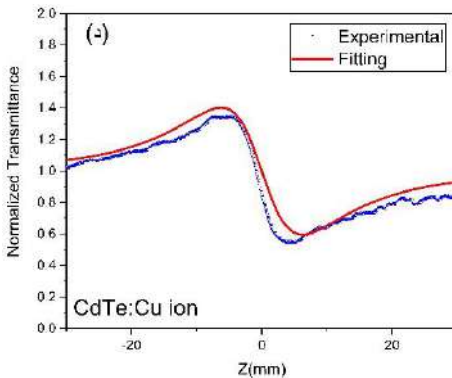
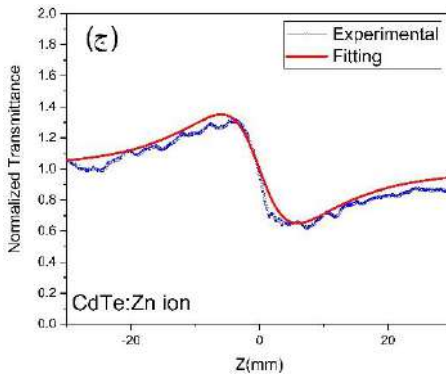
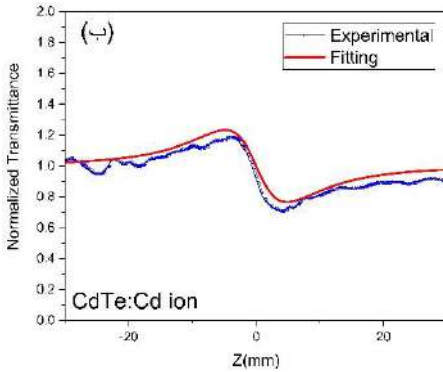
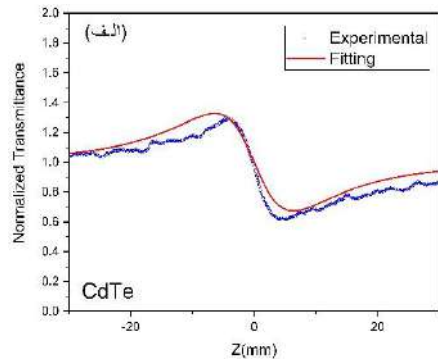
روش تجربی

(۱) تهیه محلول‌ها شامل نقاط کوانتومی و یون‌ها

در این مقاله، در ابتدا نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید ساخته شد [۴]. سپس ۱۰ میلی لیتر محلول ۱۰ میلی مولار از محلول‌های نمک کادمیم سولفات، زینک کلراید و مس تهیه شدند. در ادامه ۱ میلی لیتر از محلول کادمیم تلوراید با ۱ میلی لیتر از محلول‌های نمک کادمیم سولفات، زینک کلراید و مس ترکیب شده و محلول‌های CdTe: Cd ion، CdTe: Zn ion و CdTe: Cu ion آماده شدند.

(۲) اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی

روش جاروب محوری روشی حساس و دقیق است که در سال ۱۹۸۹ توسط منصور شیخ بهایی و همکاران ارائه شد. این روش برای مطالعه و بررسی ضرایب شکست و جذب اپتیکی مورد استفاده قرار می‌گیرد. شکل (۱) آرایه اپتیکی نوعی این روش را نشان می‌دهد. در این چیدمان از لیزر پیوسته دیودی با طول موج ۵۳۲ نانومتر استفاده شد. پرتو لیزر در راستای محور اپتیکی پس از عبور از عدسی (به فاصله کانونی ۵ سانتی‌متر) به یک سل کوارتز حاوی نمونه به ضخامت یک میلی‌متر تابیده می‌شود. در مدل جاروب محوری روزنه بسته که برای اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی استفاده می‌شود یک روزنه در مقابل آشکارساز قرار می‌گیرد و فقط به مرکز پرتو اجازه ورود به آشکارساز را می‌دهد. مقدار انرژی که از روزنه عبور کرده و به آشکارساز می‌رسد به موقعیت نمونه در راستای z و علامت ضریب شکست غیرخطی ماده بستگی دارد. برای موادی که نمودار تراگسیلندگی بهنجار آن‌ها با افزایش z، ابتدا یک قله و بعد یک دره مشاهده می‌شود، علامت ضریب شکست غیرخطی نمونه منفی و برای موادی که نمودار تراگسیلندگی بهنجار آن‌ها ابتدا دارای یک دره و سپس یک قله باشد علامت ضریب شکست غیرخطی مثبت است.



شکل ۲: نمودارهای تراگسیلندگی بهنجار روزنه بسته همراه با برازش در توان ۶۰ میلی وات را برای الف) CdTe (ب) CdTe: Cd ion (ج) CdTe: Zn ion (د) CdTe: Cu ion

مقدار ضریب شکست غیرخطی با استفاده از روابط زیر قابل اندازه‌گیری است:

$$\Delta T_{P-V} = 0.406(1 - S)^{0.25} \Delta \varphi_0 \quad (1)$$

$$n_2 = \frac{\Delta \varphi_0}{k I_0 l_{eff}} \quad (2)$$

در رابطه (۱) ΔT_{P-V} فاصله بین قله و دره در نمودار، $\Delta \varphi_0$ تغییرات فاز ناشی از شکست غیرخطی و S پارامتر انتقال خطی است که از رابطه $S = \exp\left(\frac{-2r_a^2}{w_a^2}\right)$ شعاع روزنه r_a و شعاع پرتو در روزنه w_a حاصل می‌شود. در رابطه (۲)، n_2 ضریب شکست غیرخطی، $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج، I_0 شدت پرتو در کانون که برابر است با $I_0 = \frac{2P_0}{\pi W_0^2}$ توان ورودی و w_0 شعاع پرتو در کانون و $l_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha_0 l}}{\alpha_0}$ ضخامت موثر بوده که $\alpha_0 = -\frac{1}{l} \ln\left[\frac{I}{I_0}\right]$ ضریب جذب خطی می‌باشد. برای برازش داده‌های تجربی در آرایش روزنه بسته از رابطه زیر استفاده شده است:

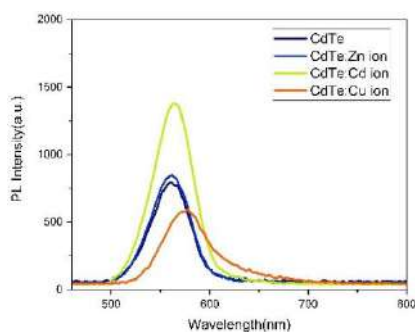
$$T = 1 - \frac{4\Delta\varphi_0 x}{(x^2+1)(x^2+9)} \quad (3)$$

که $x = \frac{z}{z_0}$ بوده و $z_0 = \frac{kw_0}{2}$ طول رایلی می‌باشد. پس از محاسبه $\Delta \varphi_0$ از رابطه (۱) و همچنین از معادله برازش شده و محاسبه k ، I_0 و l_{eff} از روابط تعریف شده، ضریب شکست غیرخطی از رابطه (۲) حاصل می‌شود [۵].

نتایج و بحث

شکل (۲) نمودارهای تراگسیلندگی بهنجار روزنه بسته را برای نقاط کوانتومی CdTe، CdTe: Cd ion، CdTe: Zn ion و CdTe: Cu ion همراه با برازش در توان بهینه ۶۰ میلی‌وات نشان می‌دهد. با توجه به نمودارهای نشان داده شده و مقادیر بدست آمده از روابط، مقادیر ضریب شکست غیرخطی برای نقاط کوانتومی CdTe، CdTe: Cd ion، CdTe: Zn ion و CdTe: Cu ion در توان ۶۰ میلی‌وات در جدول ۱ درج شده است.

ضریب شکست غیرخطی کاهش و با کاهش شدت فلورسانس، ضریب شکست غیرخطی افزایش می‌یابد. قرارگرفتن نقاط کوانتومی در حضور یون‌های مختلف باعث ایجاد پوسته نازکی از یون‌ها بر روی سطح نقاط کوانتومی شده و سبب تشکیل نقاط کوانتومی هسته پوسته که جنس پوسته‌ها با یکدیگر متفاوت است می‌گردد. همین امر سبب تغییر در ضریب شکست ماده می‌شود. از این پدیده می‌توان در جهت ساخت حسگرهای یون‌های فلزات بر مبنای نقاط کوانتومی استفاده نمود.



شکل ۳: طیف‌های فوتولومینسانس CdTe، CdTe: Cd ion، CdTe: Zn ion و CdTe: Cu ion

مرجع‌ها

- V. G. Reshma and P. V. Mohanan, "Quantum dots: Applications and safety consequences", *Journal of Luminescence*, Vol. 205, pp. 287-298, 2019.
- K. E. Jasim, "Third-order nonlinear optical properties of quantum dots", *Standards, methods and solutions of metrology*, 2019.
- چارلزبی، فرانک جی، مقدمه‌ای بر نانو فناوری، موسسه انتشارات علمی دانشگاه صنعتی شریف.
- H. Zare, M. Marandi, S. Fardindoost, V. Kumar Sharma, A. Yeltik, O. Akhavan, H. Volkan Demir, and N. Taghavinia, "High-efficiency CdTe/CdS core/shell nanocrystals in water enabled by photo-induced colloidal hetero-epitaxy of CdS shelling at room temperature", *Nano research*, Vol 8, pp. 2317-232, 2015.
- E. W. Van Stryland and M. Sheik-Bahae, "Z-scan technique for nonlinear materials characterization", *Materials characterization and optical probe techniques: a critical review*, Vol. 10291, 1997.

جدول ۱: مقادیر ضریب شکست غیرخطی در توان ۶۰ میلی‌وات

نمونه	n_2 (W/Cm ²)
CdTe	$(4/85 \pm 1/73) \times 10^{-7}$
CdTe: Cd ion	$(3/47 \pm 1/38) \times 10^{-7}$
CdTe: Zn ion	$(4/81 \pm 1/50) \times 10^{-7}$
CdTe: Cu ion	$(5/96 \pm 1/83) \times 10^{-7}$

همانطور که مشاهده می‌شود نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید با افزودن یون‌های کادمیم، روی و مس خواص نوری غیرخطی از خود نشان می‌دهند. نمودارهای تراگسیلندگی بهنجار روزنه بسته برای تمامی نمونه‌ها رسم شد. با توجه به ترتیب قرارگیری قله و سپس دره در نمودار تراگسیلندگی بهنجار روزنه بسته مشاهده می‌شود که ضریب شکست غیرخطی برای تمامی نمونه‌ها منفی است. همان‌طور که مشاهده می‌شود اضافه شدن یون سبب تغییر در ضریب شکست غیرخطی نقاط کوانتومی CdTe می‌گردد. به طوری که در محلول CdTe: Zn ion و CdTe: Cd ion ضریب شکست غیرخطی نسبت به CdTe کمتر شده ولی در محلول CdTe: Cu ion ضریب شکست غیرخطی بیشتر می‌شود. شکل (۳) طیف‌های فوتولومینسانس برای CdTe، CdTe: Cd ion، CdTe: Zn ion و CdTe: Cu ion را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود، اضافه شدن یون سبب تغییرات نمودار فوتولومینسانس کادمیم تلوراید می‌گردد. با اضافه شدن یون کادمیم، شدت قله‌ی فلورسانس تقریباً ۱.۷ برابر شد. ولی اضافه شدن یون مس سبب کاهش شدت قله‌ی فلورسانس می‌شود و هم‌چنین در این حالت نمودار به سمت طول موج‌های بیشتر جابجا شد. با افزودن یون روی نیز شدت فلورسانس به صورت جزئی افزایش یافت. بنابراین بر طبق نتایج، با افزایش شدت فلورسانس،



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



تأثیر تابش UV در گذار p-n برای حسگر گاز آمونیاک بر پایه نانو کامپوزیت ZnO/SnO₂

الهه افشارمنش، فاطمه باقری، حمید هرانی زاده

دانشگاه صنعتی شاهرود،

elaheafshar91@gmail.com, f.bagheri.8@gmail.com, hamid.haratzadeh@gmail.com

چکیده - در این پژوهش، نانو ساختارهای نامتجانس ZnO-SnO₂ با هدف ساخت حسگر گازی سنتز شد. آنالیزهای ساختاری و اپتیکی به خوبی نشان دهنده آن است که ساختار ZnO-SnO₂ با کیفیت مناسبی سنتز شده است. حسگرهای گازی مبتنی بر این مواد، برای سنجش گازهای مختلف تحت تحریک دمایی و تابش فرابنفش مورد بررسی قرار گرفتند. نتایج حاصل از مشخصه‌یابی پارامترهای گازی بیان‌گر رفتار متفاوتی نسبت به گاز آمونیاک ناشی از انتقال p-n را نشان داد. این رفتار غیرعادی می‌تواند به عنوان یک گزینه مناسب برای گزینش‌گری گاز آمونیاک به کار گرفته شود. علاوه بر این، دیگر پارامترهای حسگری نسبت به گاز آمونیاک بیان‌گر آن است که این حسگر پتانسیل تجاری سازی و شرایط به کارگیری برای شناسایی گاز آمونیاک در محیط‌های صنعتی را دارد.

کلید واژه- تابش UV، حسگرهای گاز، گزینش‌گری، نانو ساختارهای نامتجانس، نیم رساناهای اکسید فلزی

Effect of UV Radiation on p-n Transition for Ammonia Gas Sensor Based on ZnO/SnO₂ Nanocomposite

Elahe Afsharmanesh, Hamid Haratzadeh, Fateme Bagheri

Physics Department, Shahrood University of Technology, 3619995161, Shahrood, Iran

Abstract- In this research, nano-hetrostructures of ZnO-SnO₂ were synthesized with the aim of making gas sensors. Structural and optical analyses demonstrate that the ZnO-SnO₂ structure has been synthesized with a satisfactory quality. Gas sensors based on these materials were examined to detect various gases under thermal and UV irradiation. The results indicate a different behavior concerning ammonia gas due to the p-n transition behavior. This unusual behavior can be considered as a suitable option for ammonia gas selectivity. Furthermore, other parameters related to ammonia sensing indicate has the potential for commercialization and application conditions for identifying ammonia gas in industrial environments.

Keywords: UV Irradiation, Gas Sensors, Selectivity, Nano Hetrostructures, Metal Oxide Semiconductors

مقدمه

حسگرهای گازی از جمله حسگرهای مهم و پر کاربرد در صنایع گوناگون و در حوزه پزشکی هستند. در موارد متعددی نیاز به حسگرهای گازی با حساسیت بالا به علت کاربردهای ویژه، بیش از پیش افزایش یافته است. اما به دلیل حضور همزمان گازهای مختلف در محیط‌های کاری و یا وجود رطوبت و یا گازهای آلاینده، گزینش‌گری حسگرهای گازی به عنوان یک پارامتر مهم مورد توجه خاص قرار گرفته است، زیرا شناسایی گاز هدف بویژه در حضور گازهای محیطی بسیار مهم است.

در حال حاضر تحقیقات وسیعی برای بهبود عملکرد حسگرها، کاهش هزینه‌های تولید، سادگی ساخت، افزایش پایداری، تکرار پذیری و کارایی این حسگرها در جریان است. اخیراً حسگرهای گازی مبتنی بر نیمرساناهای اکسید فلزی به دلیل ویژگی‌های منحصربفرد این مواد، توسط بسیاری از پژوهش‌گران مورد مطالعه قرار گرفته است. از میان اکسیدهای فلزی، اکسید قلع و اکسید روی بیشترین سهم حوزه تحقیقاتی حسگرهای گازی را به خود اختصاص داده اند [۱]. اگر چه که این حسگرها حساسیت و سرعت پاسخ-دهی مناسب، پایداری و تا حدودی گزینش‌گری خوبی را در تشخیص گازها از خود نشان می‌دهند اما هنوز برای دستیابی به حسگرهایی که قابلیت تجاری سازی داشته باشند، با چالش‌های اساسی مواجه هستند. به عنوان مثال بهبود عملکرد این حسگرها و یا کاهش دمای عملکرد آنها، افزایش پایداری، تسریع زمان پاسخ دهی و بازیافت و بویژه بهبود گزینش‌گری این حسگرها کماکان موضوع تحقیقات گسترده‌ای می‌باشد. برای غلبه بر این چالش‌ها راه‌حل‌های متعددی مانند استفاده از آلیش، کاتالیست، نانو ساختارهای نامتجانس، استفاده از اتصالات شاتکی و تحریک تابشی حسگر پیشنهاد شده است. در این تحقیق حسگر مبتنی بر نانوساختار نامتجانس ZnO/SnO_2 با نسبت مولی ۴۰٪ ZnO به ۶۰٪ SnO_2 ساخته شده و برای حسگری گاز آمونیاک تحت تابش UV مورد مطالعه قرار گرفته است.

سنتز نانو مواد و ساخت قطعه حسگری

برای سنتز ساختار نامتجانس $ZnO-SnO_2$ سنتز دو مرحله‌ای به کار گرفته شد. در مرحله اول، نانوساختارهای ZnO به روش هیدروترمال سنتز شدند. سپس، در مرحله بعد، محلول‌سازی با پیش ماده‌های کلرید قلع دو آبه $(SnCl_2 \cdot 2H_2O)$ ، هیدروکسید سدیم $(NaOH)$ ، CTAB و اتانول با میزان مشخص انجام شد. بعد از اینکه محلول فوق، به مدت یک ساعت بر روی همزن مغناطیسی قرار گرفت، برای حذف ناخالصی‌ها چندین بار با آب مقطر و اتانول سانتیفریوژ و شست و شو داده شد. مواد حاصل از این مرحله، ابتدا در دمای ۷۰ خشک و سپس در دمای $200^\circ C$ بازپخت شد.

برای تهیه قطعات حسگری مواد سنتز شده به روش قطره چکانی بر روی زیر لایه شیشه‌ای لایه نشانی شدند. قبل از لایه نشانی، الکترودهای شانه‌ای از جنس پلاتین با روش اسپاترینگ بر روی زیرلایه لایه نشانی شده بود. تصویری از قطعه ساخته شده در شکل ۱، قابل مشاهده است.

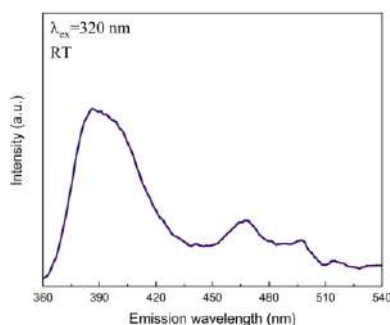


و قطعه ساخته drop casting شکل ۱: ساخت قطعه حسگری روش شده

بررسی نتایج آنالیزهای ساختاری و اپتیکی

ابتدا از نانو ذرات ZnO/SnO_2 آنالیزهای ساختاری و اپتیکی XRD, SEM و PL گرفته شد. نتایج طیف سنجی پراش پرتو ایکس نشان دهنده تشکیل ساختار کریستالی شش وجهی ورتزایت اکسید روی و ساختار روتایل اکسید قلع با بلورینگی مناسب می باشد (شکل ۲).

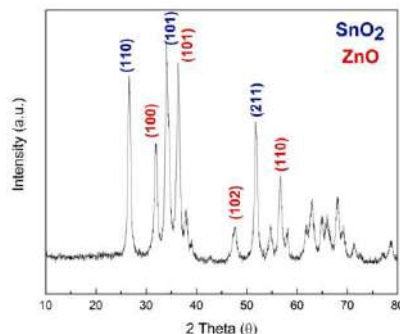
های گسیلی ۳۹۰ و ۴۶۸ نانومتر به ترتیب معرف گسیل اکسیتون آزاد ZnO و گسیل ترازهای عمیق مربوط به تهی جای Zn در ZnO می باشد [۳]. علاوه بر آن، SnO₂ نیز گذاری در لبه باند نواری در حدود ۳۸۸ نانومتر دارد و گذار ۴۹۸ نانومتر نیز به تهی جای اکسیژن در SnO₂ نسبت داده می شود.



شکل ۴: طیف فتولومینسانس نمونه ZnO/SnO₂ در دمای اتاق.

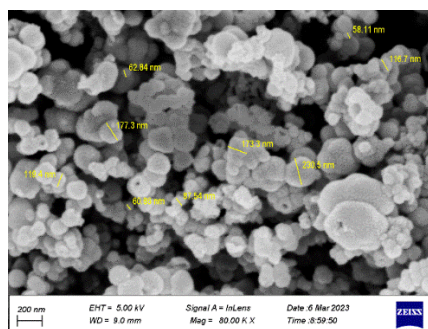
بررسی نتایج آنالیز حسگری گاز

حسگر ساخته شده برای گازهای مختلفی مانند استون، اتانول، منو اکسید کربن، متان و آمونیاک در شرایط تحریک حرارتی و تحریک تابشی و برای غلظت‌های مختلف گاز مورد تست قرار گرفت. مهمترین رفتار حسگر، برای حسگری گاز آمونیاک در دو حالت تحریک حرارتی و تحریک نوری با تابش UV رخ داد (شکل ۵). با توجه به کاهش بودن گاز آمونیاک، رفتار مواد نیم‌رسانای نانو ساختار نامتجانس ZnO/SnO₂ بکار رفته در حسگر برای حالت تحریک حرارتی بصورت n-type و در حالت تحریک تابشی بصورت p-type می باشد. به عبارت دیگر تابش یا عدم تابش نور فرابنفش به این حسگر فقط در هنگام حسگری گاز آمونیاک، منجر به گذار از حالت n-type به p-type و برعکس می گردد که این یک روش سریع و قابل اطمینان برای گزینش گری گاز آمونیاک هست. این پدیده تاثیر قابل ملاحظه ای در تجاری سازی حسگر فوق برای گاز آمونیاک خواهد داشت.



شکل ۲: طیف پراش پرتو ایکس از نمونه ZnO/SnO₂

در طیف پراش پرتو ایکس صفحات بلوری (۱۰۱)، (۱۰۰)، (۱۰۲) و (۱۱۰) اکسید روی با ساختار شش وجهی و رتزیات، بر اساس طیف مرجع (JCPDS-36-1451) و برای اکسید قلع با ساختار روتایل، صفحات بلوری (۱۱۰)، (۱۰۱)، (۲۱۱) بر اساس طیف مرجع (JCPDS-41-1445) مشاهده می گردد [۲].

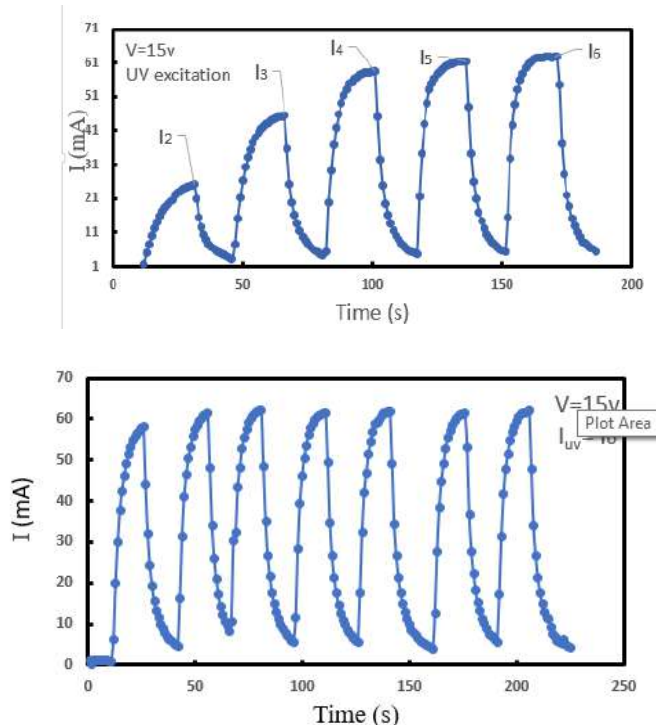


شکل ۳: تصویر SEM نمونه ZnO/SnO₂

تصاویر SEM و EDX نمونه ها نشان میدهد که نانو ذرات تشکیل شده دارای توزیع یکنواختی از ذرات با اشکال هندسی تا حدودی یکسان و میانگین ابعادی حدود ۱۰۰ nm ، ساختار خوبی را تشکیل داده‌اند (شکل ۳). نتایج EDX نانو ذرات تشکیل شده، تایید کننده تناسب ترکیب ZnO/SnO₂ با نسبت مولی تقریبی ۴۰٪ از ZnO به ۶۰٪ SnO₂ می باشد.

آنالیز فتولومینسانس نمونه در دمای اتاق و با تابش تحریکی ۳۲۰ nm در شکل ۴ نشان داده شده است. بر اساس این طیف سنجی، قله‌هایی در طول موج‌های ۳۸۸، ۳۹۰، ۴۶۸ و ۴۹۸ نانومتر مشاهده می‌گردد. در این میان طول موج-

type بصورت موثر و قابل اطمینان قادر به گزینش گری گاز آمونیاک است و پتانسیل خوبی برای تجاری سازی و کاربردهای صنعتی و پزشکی دارد.



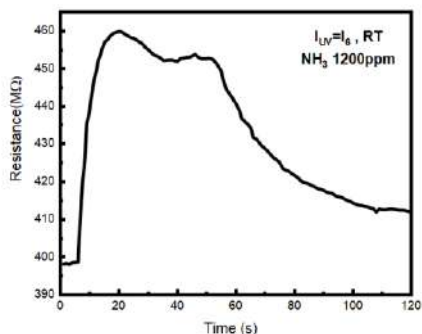
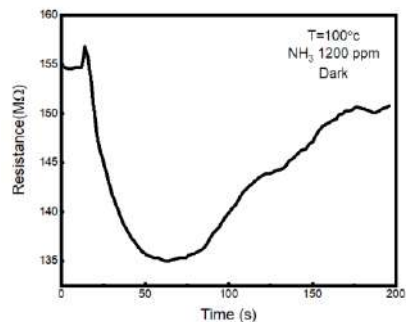
شکل ۶: بالا: نمودار تغییرات جریان بر حسب زمان برای حسگر ZnO/SnO₂ تحت تابش UV با شدت های مختلف. شکل پایین: تکرار پذیری پاسخ حسگر تحت تابش یک شدت ثابت

مرجع‌ها

Maria Vesna Nikolic, Vladimir Milovanovic, Zorka Z. Vasiljevic and Zoran Stamenkovic, "Semiconductor Gas Sensors: Materials, Technology, Design, and Application"; Sensors, Vol. 20, pp. 6694, 2020.

Kim, T.Y., Kim, J.Y., Kumar, M.S., Suh, E-K. and Nahm, K.S. (2004) 'Influence of ambient gases on the morphology and photoluminescence of ZnO nanostructures synthesized with nickel oxide catalyst', J. Crystal Growth, Vol. 270, pp.491-497.

K. Lim, M. Azmi Abdul Hamid, R. Shamsudin, N.H. Al-Hardan, I. Mansor, W. Chiu "Temperature driven structural and morphological evolution of zinc oxide nano-coalesced micro-structures and its defect-related photo-luminescence properties", Materials, 2016.



شکل ۵: حسگری گاز آمونیاک در دو حالت تحریکی. شکل بالا: تحریک حرارتی (رفتار n-type) و شکل پایین: تحریک نوری به کمک تابش UV (رفتار p-type)

از دیگر ویژگی های ضروری برای تجاری سازی حسگرهای گازی، حساسیت و تکرار پذیری است. بر همین اساس حسگر مورد آزمایش با شدت های تابشی I₂, I₃, I₄, I₅, I₆ به ترتیب معادل با شدت های 0.26, 0.34, 0.44, 0.55, 0.65 mW/cm² تحت تحریک قرار گرفت، نتایج بدست آمده معرف حساسیت مناسب حسگر و تکرار پذیر بودن عملکرد حسگر بود (شکل ۶). رفتار این حسگر تحت تابش UV با حضور یا عدم حضور گاز آمونیاک نشان دهنده آن است که نه تنها این حسگر پتانسیل تجاری سازی برای حسگری گاز آمونیاک را دارد بلکه امکان استفاده از آن برای حسگری تابش UV نیز وجود دارد.

نتیجه گیری

نتایج این تحقیق نشان می دهد که حسگر گازی مبتنی بر نانو ذرات نامتجانس ZnO/SnO₂ علاوه بر این که دارای حساسیت و تکرارپذیری مناسب می باشد، با استفاده از تابش UV با مکانیزم گذار نیمرسانا از حالت n-type به p-



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک
ایران
دانشگاه دامغان



۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲

بررسی طول موج تشدید نانو حلقه دندان‌های پلاسمونیک به روش تفاضل محدود

حوزه زمان

فائزه برموده، امین قادری و نرجس نوری

Barmodefaeze@gmail.com, a.ghadi@umz.ac.ir and n.nouri6163@gmail.com

گروه اتمی و مولکولی فیزیک دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر، ایران

چکیده - در این مقاله یک نانوحلقه پلاسمونیک دندان‌های با استفاده از ساختار فلز-عایق-فلز (MIM) طراحی و شبیه‌سازی شده است. این ساختار با استفاده از یک حلقه دندان‌دار، که در بستری از جنس نقره قرار می‌گیرد، با مدل درود شبیه‌سازی شده است. با استفاده از روش تفاضل محدود به حوزه‌ی زمان (FDTD)، با تغییر ابعاد دندان‌ها، تغییرات طول موج را بررسی کرده ایم. نتایج نشان می‌دهند با افزایش تعداد دندان‌های حلقه پلاسمونی، طول موج تشدید بزرگتر می‌شود و میزان جابجایی برای مد مرتبه سوم بیشتر از مدهای مرتبه اول و دوم است. این نانو حلقه دندان‌های می‌تواند کاربردهای مفیدی در طراحی نانو حسگرها و فیلترها داشته باشد.

کلید واژه- «نانو حلقه دندان‌های»، «پلاسمونیک»، «نانوساختار»، «پلاسمون پلاریتون‌های سطحی»، «طول موج تشدید»

Investigation of resonance wavelength of plasmonic teeth nano ring with finite difference time domain method

Faeze Barmode, Amin Ghadi and Narjes Nori

Barmodefaeze@gmail.com, a.ghadi@umz.ac.ir and n.nouri6163@gmail.com

Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Basic Sciences, University of Mazandaran

Abstract- In this paper, a plasmonic teeth nano ring with using of metal isolator metal (MIM) structure is designed and simulated. This structure is simulated with using a teeth nano ring that is placed in Ag substrate with Drude model. With using finite difference time domain (FDTD) method the resonance shift wavelength is investigated. The results show that with increasing the number of teeth the resonance wavelength shifts to higher values and the shift for the third mode is more than the first and second modes. This Nano ring can find useful applications in designing Nano sensors and filters.

Keywords: Teeth Nano ring; plasmonic; nanostructure; Surface Plasmon Polariton; resonance wavelength.

مقدمه

با رویکرد تکنولوژی به سمت تجمع مدارات الکترونیک نوری، باعث شد تا استفاده از ساختارها و امواج پلاسمونیک مورد توجه قرار گیرد. پلاسمون پلاریتون‌های سطحی امواج الکترومغناطیسی هستند که به شکل یک موج محوشونده در سطح مشترک بین فلز و دی‌الکتریک منتشر می‌شوند. پلاسمون پلاریتون‌های سطحی به دلیل قابلیت‌های بالایی که دارند مورد توجه محققان قرار گرفته‌اند [۱]. برهمکنش بین امواج الکترومغناطیسی و الکترون‌های آزاد در سطح فلزات امواج الکترونی را ایجاد می‌کند که آن را پلاسمونیک گویند. یکی از ابزارهای نانو پلاسمونیک که کاربرد وسیعی در طراحی مدارهای مجتمع فوق ریز دارد، نانو حلقه‌های پلاسمونیک است. نانو حلقه‌های پلاسمونی بدلیل داشتن خواص تشدیدی با قابلیت طول موجی انتخابی و وابستگی شرایط تشدیدی به ابعاد هندسی آن می‌تواند بعنوان فیلترهای باند توقف، باند گذر و انواع سنسورها مورد استفاده قرار گیرند [۲]. در این مقاله با پیشنهاد ساختاری متفاوت از حلقه‌های معمول استفاده شده به مطالعه شرایط تشدید آن می‌پردازیم. ایجاد دندان‌ها بر روی بدنه نانو حلقه پلاسمونیک منجر جابجایی شرایط تشدید آن می‌شود. همچنین با مطالعه طیفی شرایط تشدید نانو حلقه دندان‌ها به روش تفاضل محدود حوزه زمان، جابجایی طول موج تشدید را با تغییر ابعاد دندان‌ها مورد مطالعه قرار می‌دهیم [۳].

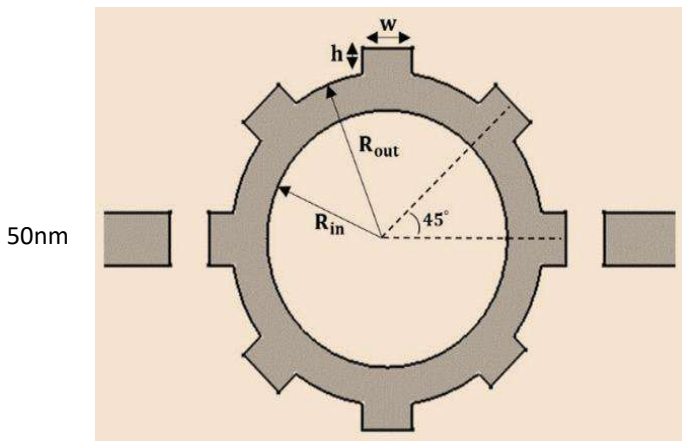
ساختار و تحلیل نظری

ساختار نانو حلقه دندان‌ها ای شکل پیشنهادی به صورت شماتیک در شکل ۱ و ۲ نشان داده شده است. محیط تشدیدگر و موجبرها از هوا و ضریب شکست آنها $n = 1$ در نظر گرفته شده است. ماده زمینه از جنس فلز نقره در نظر گرفته و ضریب شکست آن را با مدل درود در نظر می‌گیریم [۴]:

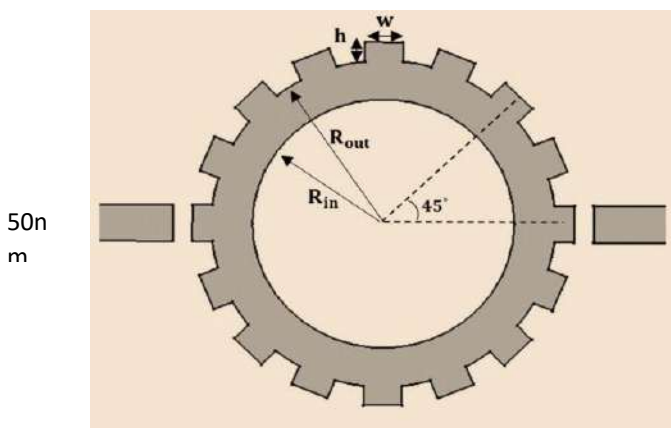
$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (1)$$

که ω فرکانس زاویه‌ای، $\epsilon_{\infty} = 3.7$ ثابت دی‌الکتریک در فرکانس بی‌نهایت، $\omega_p = 1.38 \times 10^{16} \text{ (rad/s)}$ فرکانس پلازما و $\gamma = 2.73 \times 10^{13} \text{ (rad/s)}$ فرکانس

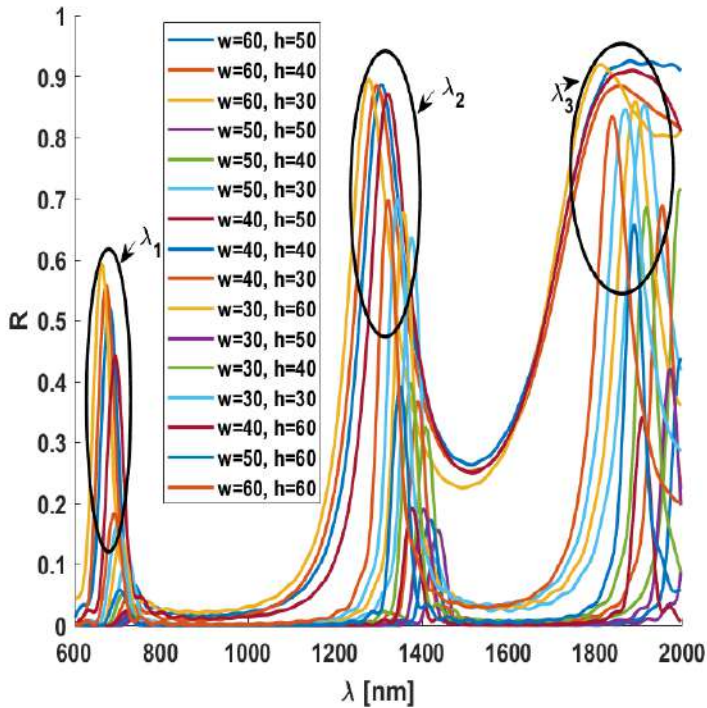
نوسان الکترون است. در شبیه سازی ساختار پیشنهادی از مدل درود و از روش FDTD استفاده شده است. شکل ۱ شماتیک یک نانو حلقه دندان‌ها ای متشکل از ۸ دندان‌ها را با ابعاد $w=40$, $h=30$, $r_{in} = 150$ و $r_{out} = 200$ برحسب نانومتر نشان می‌دهد. که ضریب شکست داخل حلقه و موجبرها از هوا و ضریب شکست محیط اطراف از مدل درود در نظر گرفته شده است. بطور مشابه، شکل ۲ نیز شماتیک یک نانو حلقه دندان‌ها ای متشکل از ۱۶ دندان‌ها را با ابعاد ساختاری مشابه برحسب نانومتر نشان می‌دهد که ضریب شکست داخل حلقه و موجبرها از هوا و ضریب شکست محیط اطراف از مدل درود در نظر گرفته شده است.



شکل ۱: تشدیدگر حلقوی هشت دندان‌ها با مشخصه‌ی ساختاری $w=40$, $h=30$, $r_{in} = 150$ و $r_{out} = 200$ برحسب نانومتر.



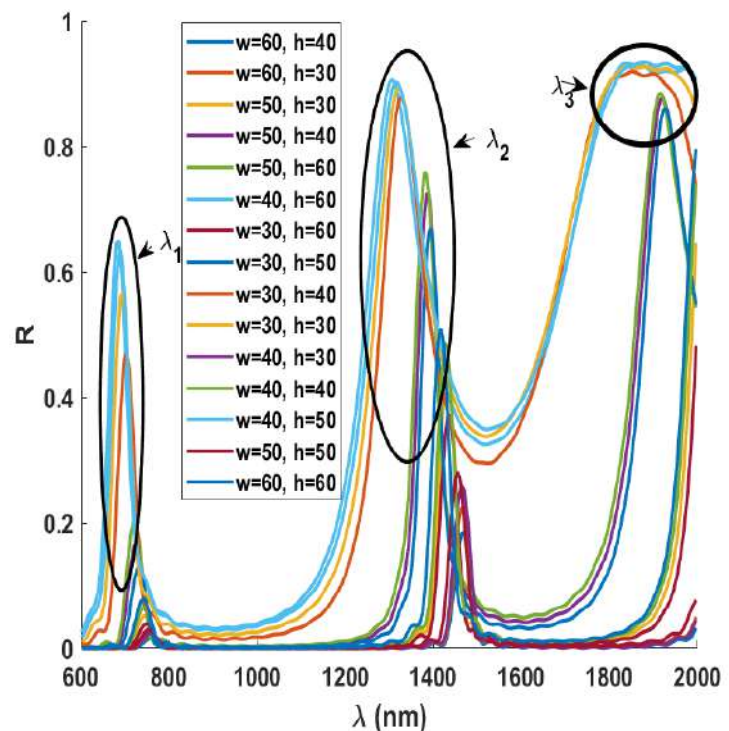
شکل ۲: تشدیدگر حلقوی شانزده دندان‌ها با مشخصه‌ی ساختاری $w=40$, $h=30$, $r_{in} = 150$ و $r_{out} = 200$ برحسب نانومتر.



شکل ۴: طیف عبوری بر اساس طول موج های مختلف براساس تغییر ارتفاع h و پهنای w موجبر شانزده دندانه ای.

همچنین رابطه بین طول موج تشدید و ارتفاع دندانه ها را به ازای w های ثابت برای سه پیک نمودار شکل ۳ برای نانوحلقه ۸ دندانه ای را نشان داده‌ایم. نمودار تغییرات طول موج تشدید موجبر هشت دندانه ای برای $w=40\text{nm}$ بر اساس h های مختلف در شکل ۵ ترسیم شده است. در این شکل مشاهده می‌شود در حالت پهنای ثابت $w=40\text{nm}$ افزایش ارتفاع h منجر به جابجایی کوچک چند نانومتری در طول موج تشدید می‌گردد. همچنین از نمودار می‌توان مشاهده نمود جابجایی طول موج تشدید λ_3 بیشتر از λ_2 و λ_1 است. نتایج مشابهی در شکل های ۵ و ۶ دیده می‌شود. شکل ۵ نمودار تغییرات طول موج تشدید مدهای اول، دوم و سوم نانو حلقه ۸ دندانه ای برحسب ارتفاع دندانه ها برای سه حالت پهنای دندانه ها $w=40\text{nm}$ ، $w=50\text{nm}$ و $w=60\text{nm}$ را نشان می‌دهد. همانطور در نمودار مشاهده می‌شود با تغییر ارتفاع h میزان تغییرات طول موج تشدید مد اول بیشتر از بقیه مدهاست. تحلیل مشابهی برای نانو حلقه ۱۶ دندانه ای در شکل ۶ مشاهده می‌شود.

در ابتدا ما تاثیر تغییرات سایز و تعداد دندانه های نانو حلقه پلاسمونی را روی طیف های عبوری و سپس تغییرات پیک های نمودار را بررسی می‌کنیم. شکل ۳ نمودار طیف عبوری نانو حلقه پلاسمونیک ۸ دندانه ای را به ازای ابعاد $w=30,40,50,60$ و $h=30,40,50,60$ نشان می‌دهد. در این شکل سه تا از پیک های طول موج های تشدید را مشاهده می‌کنیم. واضح است که با تغییر ابعاد دندانه ها طول موج تشدید نانو حلقه جابجا می‌شود. با تغییر ابعاد هندسی طول راه نوری تغییر می‌یابد و با تغییر طول راه نوری طول موج تشدید تغییر می‌کند و در نتیجه این امر منجر به شیفت طول موج تشدید نانوحلقه دندانه ای می‌شود.



شکل ۳: طیف عبوری بر اساس طول موج های مختلف به ازای h و w های مختلف موجبر نانوحلقه هشت دندانه ای.

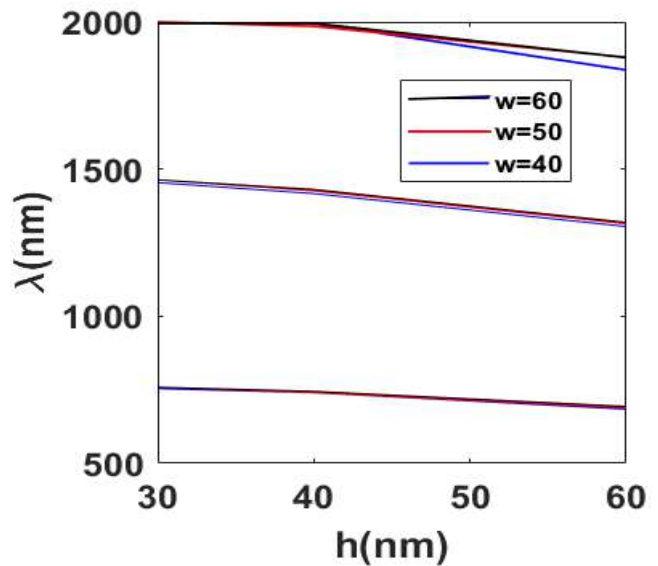
شکل ۴ نمودار طیف عبوری نانو حلقه پلاسمونیک ۱۶ دندانه‌ای را به ازای ابعاد $(w=30,40,50,60, h=30,40,50,60)$ نشان می‌دهد. در این شکل سه تا از پیک های طول موج های تشدید را مشاهده می‌کنیم. واضح است با افزایش تعداد دندانه های حلقه پلاسمونی، طول موج تشدید بزرگتر می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله طیف طول موج تشدیدی نانوحلقه پلاسمونی با ابعاد دندانه‌های مختلف مورد مطالعه قرار گرفته است. و تاثیر تعداد دندانه‌ها و ارتفاع و پهنا آن را بر طول موج تشدید بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهند در حالتی که پهناي دندانه‌ها ثابت باشد، با کاهش ارتفاع چند نانومتری دندانه‌ها طول موج‌های تشدید کوچکتر می‌گردد. همچنین تغییرات طول موج تشدید مد سوم در اثر تغییر ابعاد دندانه‌ها بیشتر از بقیه مدهاست. این ابزار نوری می‌تواند کاربردهای مفیدی در طراحی نانو سنسورها و فیلترها داشته باشد.

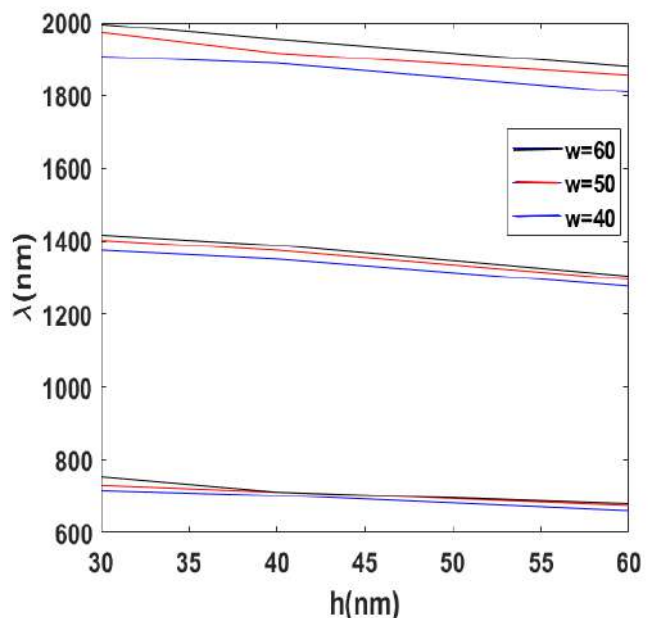
مرجع‌ها

- J. Chen, Y. Li, Z. Chen and et. al, "Tunable Resonances in the Plasmonic Split-Ring Resonator", IEEE Photonics. Journal., Vol. 6, No. 3, pp. 1943-0655, 2014.
- N. Idil, M. Hedström, A. Denizli, B. Mattiasson, "Whole cell based microcontact imprinted capacitive biosensor for the detection of Escherichiacoli", BiosensorsandBioelectronics, 87 807-815, 2017.
- A. Deinega, S. Belousov, I. Valuev, "Hybrid transfer-matrix FDTD method for layered periodic structures", Opt. Lett. 34 (6): 860-2, 2009.
- S. A. Maier, "Plasmonics: Fundamentals and applications", Springer, Berlin, 2007.



شکل ۵: نمودار تغییرات طول موج تشدید موجبر هشت دندانه ای برای $w=40\text{nm}, 50\text{nm}, 60\text{nm}$ بر اساس h های مختلف.

در ادامه طول موج تشدید نانو حلقه ۱۶ دندانه ای بر حسب h و به ازای w های ثابت برای سه پیک نمودار شکل ۴ را در شکل ۶ ترسیم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، با افزایش h طول موج‌های تشدید به سمت مقادیر کمتر یعنی blueshift میل می‌کنند.



شکل ۶: نمودار تغییرات طول موج تشدید موجبر شانزده دندانه ای برای $w=40\text{nm}, 50\text{nm}, 60\text{nm}$ بر اساس h های مختلف.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



تله‌اندازی خطی میکروذرات با امواج صوتی

مهدی رامه^۱، احسان احدی اخلاقی^۱، فائقه حاجی‌زاده^۲

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان، ایران.

^۲مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان، ایران.

(m.rameh@iasbs.ac.ir)

چکیده- مطالعه موجودات زنده همیشه مورد توجه بوده است به همین منظور به دام‌لنداختن و کنترل ارگانیسم‌های منفرد با اندازه‌های مختلف در دهه‌های اخیر مورد توجه و کاربردهای زیادی قرار گرفته است. یک روش غیر تماسی شناخته شده برای دستکاری میکروسکوپی، انبرک نوری است. با این حال، مطالعات اخیر نشان داده است که پتانسیل به دام‌لنداختن را با استفاده از امواج صوتی ایستاده فرکانس بالا، به نام انبرک صوتی، افزایش داد. در این پژوهش، ما توانستیم با طراحی و ساخت یک محفظه تله صوتی، ذرات چند ده میکرونی پلی‌استایرن و ذرات چند میکرونی سیلیکا را تله‌اندازی کنیم. همچنین سلول‌های سرطانی پستان را در محیط کشت با امواج صوتی ایستاده تله‌اندازی کنیم. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که با تنظیم دقیق پارامترهای امواج، موقعیت تله‌اندازی میکروذرات را تعیین کرد. برای کنترل دقیق‌تر عمق ذرات از انبرک نوری استفاده شد و با قرار دادن میکروذره در موقعیت‌های مشخص و ردگیری آن‌ها، مکان گره‌های فشار مشخص شد.

کلید واژه- تله صوتی، امواج ایستاده، انبرک نوری، میکروسکوپ نوری، میکروذرات.

Linear trapping micro-particles by acoustic waves

Mahdi Rameh¹, Ehsan A. Akhlaghi^{1,2}, Faegheh Hajizadeh^{1,2}

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

²Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran.

Abstract- The study of living organisms has always been of interest. To this end, trapping and controlling individual organisms of different sizes has received much attention and applications in recent decades. A well-known non-contact method for microscopic manipulation is optical tweezers. However, recent studies have shown that the trapping potential can be expanded by using high-frequency standing sound waves, called acoustic tweezers. Acoustic tweezers are biocompatible and can trap larger particles compared to optical tweezers while the heat-damaging effect is much less. In this study, we characterize acoustic traps produced by a homemade acoustic device. We trap polystyrene particles of several tens of microns and silica particles of several microns. Also, we trap breast cancer cells in the culture medium. By adjusting the parameters of two waves, the position of the traps could be shifted or their stiffness can be adjusted. By using optical tweezers, we track microparticles to find pressure nodal.

Keywords: Acoustic trap, standing waves, optical tweezers, optical microscopy, micro-particles.

مقدمه

بررسی موجودات زنده در ابعاد نانومتری و میکرومتری به منظور دارورسانی و مطالعات زیستی، همیشه مورد توجه است. برای تحقق این مهم به روش‌های کنترل بدون تماس این موجودات نیاز است. یکی از این روش‌های شناخته شده، انبرک نوری است. انبرک نوری معمولاً برای تله‌اندازی ذراتی از مرتبه‌ی ده نانومتر تا چند ده میکرومتر ابزار بسیار کارآمدی است. در سال ۱۹۸۶ اشکین و همکارانش برای اولین بار انبرک نوری را معرفی کردند. با استفاده از لیزر کاملاً متمرکز، ذرات میکروسکوپی را به دام انداختن، نگه داشتن و حرکت دادن، به شرط آن که ضریب شکست آن بزرگ‌تر از محیط اطراف آن باشد [۱]. انبرک نوری با وجود تمام نقاط قوت و کارایی، محدودیت‌هایی هم دارد. انبرک نوری برای ذرات با اندازه بزرگتر، تله قدرتمند ایجاد نمی‌کند. همچنین هزینه چیدمان انبرک نوری نسبتاً گران است. انبرک صوتی می‌تواند ذرات بزرگ‌تر را در مقایسه با انبرک نوری به دام بیندازد در حالی که اثر مخرب ناشی از جذب نور و گرم شدن ذرات تله‌اندازی شده در انبرک صوتی بسیار کمتر است.

انبرک صوتی، روش علمی است که می‌تواند با نیروی تابش صوتی ذرات با اندازه‌ی متناسب با طول موج صوتی را تله‌اندازی کند. در صوت، وو اصطلاح انبرک صوتی را معرفی کرد و نشان داد که خوشه‌های تخم قورباغه را می‌توان با استفاده از دو موج صوتی مخالف در ۳.۵ مگاهرتز به دام انداخت [2]. در تله‌اندازی صوتی اندازه ذرات، تراکم‌پذیری و چگالی ذرات و محیط اهمیت دارد. تله صوتی قابلیت جداسازی و مرتب کردن ذرات را دارد. با موج صوتی ایستاده، سلول‌های سرطانی پستان از کلوسیت‌های غیر بدخیم، با حفظ یکپارچگی سلول‌های جدا شده، جدا و مرتب شد [3]. با استفاده از موج صوتی حجمی نمونه زنده را نگه داشته شد و پاسخ ضربان و عملکرد قلب و عروق بررسی شد [4].

در این پژوهش، هدف تله‌اندازی خطی میکروذرات با موج فراصوتی ایستاده برای مطالعات میکروسکوپی است، که برای این منظور یک محفظه تله صوتی طراحی و ساخته

شد. در این مطالعه، جنس و اندازه‌های مختلف میکروذرات برای بررسی کیفیت تله مورد استفاده قرار گرفت. تله صوتی ساخته شده، قابلیت تله‌اندازی گروهی ذرات و تک ذره را دارد. در این مطالعه، ذرات چند ده میکرونی پلی‌استایرن و ذرات چند میکرونی سیلیکا به صورت خطی تله‌اندازی شدند. سلول‌های سرطانی پستان را در محیط کشت در خطوط گره‌ای فشار محدود شدند. برای این که کنترل دقیق‌تر روی عمق ذرات داشته باشیم، با استفاده از انبرک نوری میکروذره را در موقعیت مشخص قرار گرفت و با ردگیری میکروذره، مکان گره‌های فشار را مشخص شدند.

مبانی نظری

اگر دو موج متحرک در خلاف جهت یکدیگر منتشر شوند، موج ایستاده تشکیل می‌شود. مطابق شکل ۱، موج ایستاده در نقاطی دامنه بیشینه و دامنه کمینه دارد که به ترتیب شکم و گره می‌نامیم. ذراتی از محیط متراکم‌تر هستند و در نقاط گره‌ای، تله‌اندازی می‌شوند [5]. پارامتر تعیین کننده در تله‌اندازی صوتی، امپدانس صوتی است (رابطه (1)). اگر امپدانس صوتی نمونه از امپدانس صوتی محیط بیشتر باشد، نمونه در گره فشار تله‌اندازی می‌شود. در رابطه (1)، v_{ac} و ρ به ترتیب سرعت صوت و چگالی جسم است. Z_{ac} امپدانس صوتی جسم تعریف می‌شود.

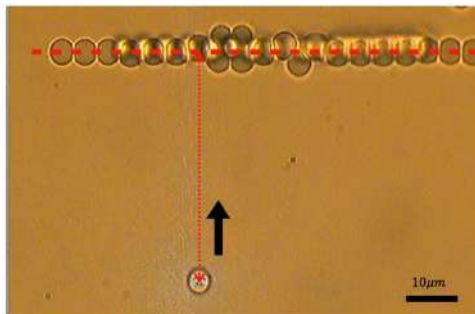
$$Z_{ac} = v_{ac}\rho \quad (1)$$

اندازه نمونه‌های زیستی و ذراتی که می‌شود توسط موج صوتی تله‌اندازی کرد در حدود طول موج صوتی است. مطابق رابطه (2) با توجه به فرکانس داده شده به منبع صوتی و همچنین سرعت صوت در محیط، می‌توانیم ذرات با اندازه‌های متفاوت را تله کرد. در رابطه (2)، λ و f به ترتیب طول موج و فرکانس موج صوتی هستند و v_{ac} سرعت صوت در محیط است. با تنظیم فرکانس و اختلاف فاز نسبی دو موج می‌توان گره‌های فشار را جابه‌جا کرد. با تنظیم دامنه موج اعمالی، می‌توان قدرت تله خطی صوتی را تنظیم کرد.

$$v_{ac} = \lambda f \quad (2)$$

یکدیگر قرار گرفت و موج ایستاده تشکیل شد. قالب آلومینیومی متناسب با اندازه پیزوترانسدیوسرها و اندازه ذرات مناسب برای تله‌اندازی خطی به صورتی ساخته شد. در وسط این قالب، چمبری با ابعاد ۳ میلی‌متر در ۳ میلی‌متر به ضخامت ۱ میلی‌متر به منظور تزریق نمونه طراحی شد. بالا و پایین چمبر به وسیله لامل و لام محصور شد، شکل ۲ نمایی طرح‌واره از محفظه تله صوتی را نشان می‌دهد.

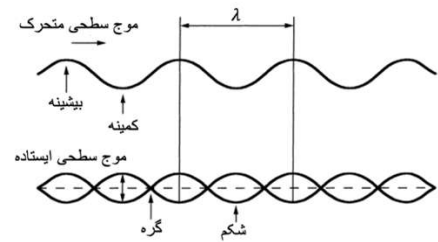
به منظور انتقال موج صوتی به سمت نمونه، گوه‌هایی روی قالب طراحی شد. به پیزوترانسدیوسرها توسط دستگاه فانکشن ژنراتور موج الکتریکی با فرکانس و دامنه و فاز مشخص اعمال شد. تمام اتصالات توسط مولتی‌متر بررسی شد. برای دیدن ذرات و نمونه‌ها در تله صوتی چیدمان میکروسکوپی چیده شد. شکل ۳، نمایی کلی از چیدمان آزمایش را نشان می‌دهد.



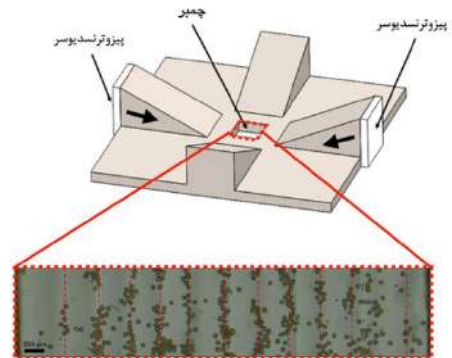
شکل ۴: ذره سیلیکا با قطر ۴/۷۴ میکرون در فاصله ۵۰ میکرون از گره فشار صوتی با انبرک نوری در عمق ۷ میکرون از سطح لامل قرار دارد. به دلیل بیشتر بودن امپدانس صوتی ذره با محیط، طبق فلش سیاه به سمت خطوط گره‌ای فشار حرکت کردند و تله‌اندازی شدند.

نتایج و بحث

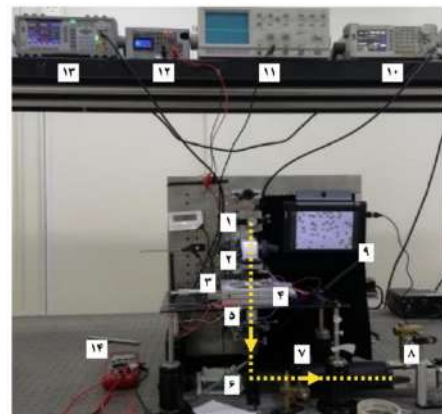
با دو پیزوترانسدیوسر که مقابل یکدیگر قرار دارند، درون نمونه موج ایستاده تشکیل شد. برای اعمال بیشینه فشار، در نزدیکی فرکانس تشدید پیزوترانسدیوسر موج صوتی منتشر شد. در این فرکانس، حدود ۲/۸ مگاهرتز، فاصله گره‌های فشار از یکدیگر حدود ۲۷۰ میکرون (نصف طول موج) است. با توجه به ابعاد چمبر، مطابق انتظار یازده گره فشار در نمونه تشکیل شد، که میکروذرات پلی‌استایرن با قطر ۴۰ میکرون در این گره‌ها تله‌اندازی شدند (شکل ۲). میکروذرات پلی‌استایرن در محلول آب و گلیسرین در عمق‌های مختلف نمونه در تله خطی قرار



شکل ۱: موج متحرک و موج ایستاده. در موج ایستاده، فاصله بین دو گره نصف طول موج است. نقاط شکم و گره به ترتیب دارای فشار تابش صوتی بیشینه و کمینه هستند.



شکل ۲: تصویر بالا طرح‌واره محفظه تله صوتی است. تصویر پایین، یازده گره خطی فشار در نمونه را نشان می‌دهد. ذرات پلی‌استایرن با قطر ۴۰ میکرون در این خطوط گره‌ای فشار تله‌اندازی شدند. فلش‌های سیاه جهت اعمال موج صوتی را نشان می‌دهند.



شکل ۳: چیدمان آزمایش. به ترتیب: منبع نور، عدسی چگالنده، محفظه تله صوتی، جابه‌جاگر، عدسی شیئی، آینه، عدسی، دوربین، صفحه نمایش، فانکشن ژنراتور، اسیلوسکوپ، درایور منبع نور، فانکشن ژنراتور، مولتی‌متر.

مبانی تجربی

برای تله‌اندازی میکروذرات، محفظه تله صوتی که طراحی و ساخته شد [6]. در این محفظه دو پیزوترانسدیوسر (۵ میلی‌متر در ۵ میلی‌متر در ۷۵۰ میکرون با فرکانس تشدید ۲/۸ مگاهرتز از شرکت STEMINC خریداری شد) در مقابل

سرطانی پستان در محیط کشت را به صورت خطی تله‌اندازی شدند. با توجه به هزینه پایین تله صوتی نسبت به تله نوری، اهمیت آن را چند برابر می‌کند و در مطالعات زیستی اثر مخرب ناشی از گرما را ندارد.

مرجع‌ها

Ashkin, Arthur, Dziedzic, James M, Bjorkholm, John E, and Chu, Steven. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics letters*, 11(5):288-290, 1986.

Wu, Junru. Acoustical tweezers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, .89(5):2140-2143, 1991.

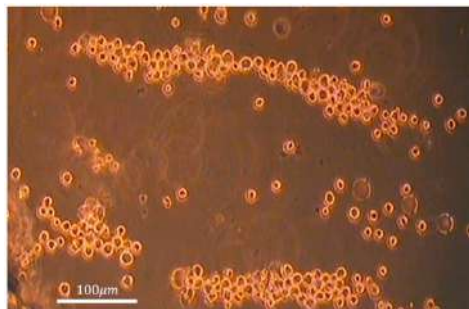
Ding, X., Peng, Z., Lin, S. C. S., Geri, M., Li, S., Li, P., ... & Huang, T. J. (2014). Cell separation using tilted-angle standing surface acoustic waves. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 111(36), 12992-12997.

Yang, Z., Cole, K. L., Qiu, Y., Somorjai, I. M., Wijesinghe, P., Nyk, J., ... & Dholakia, K. (2019). Light sheet microscopy with acoustic sample confinement. *Nature communications*, 10(1), 669.

Ding, X., Lin, S. C. S., Kiraly, B., Yue, H., Li, S., Chiang, I. K., ... & Huang, T. J. (2012). On-chip manipulation of single microparticles, cells, and organisms using surface acoustic waves. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109(28), 11105-11109.

Løvmo, M. K., Pressl, B., Thalhammer, G., & Ritsch-Marte, M. (2021). Controlled orientation and sustained rotation of biological samples in a sono-optical microfluidic device. *Lab on a Chip*, 21(8), 1563-1578.

گرفتند که نشان می‌دهد تله خطی در عمق‌های مختلف نمونه نیز وجود دارد.



شکل ۵: تله‌اندازی خطی سلول‌های سرطانی در محیط کشت به وسیله موج صوتی ایستاده. امواج صوتی از بالا و پایین منتشر شدند.

برای مشخص کردن نواحی گره و شکم در نمونه در موقعیت‌های مختلف و در عمق‌های مختلف با انبرک نوری، ذره را در موقعیت مشخص قرار گرفت و به سمت خطوط گره‌ای فشار حرکت کرد. از لیزر با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر با توان ۶۰ میلی‌وات که به وسیله عدسی شیء با بزرگ‌نمایی ۱۰۰ شرکت OLYMPUS کانونی شد، برای نگاه‌داشتن میکروذره سیلیکا با قطر ۴/۷۴ میکرون در فاصله ۵۰ میکرون از گره فشار صوتی در عمق ۷ میکرون از سطح لامل استفاده شد (شکل ۴). تله صوتی، نمونه‌های زیستی را نیز می‌تواند با حداقل آسیب زیستی تله‌اندازی کند. شکل ۵، سلول‌های سرطانی پستان در محیط کشت که در خطوط گره‌ای فشار تله شده است را نشان می‌دهد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، محفظه تله صوتی که طراحی کردیم و ساختیم، ذرات با جنس‌های متفاوت در اندازه‌های مختلف را به صورت خطی تله‌اندازی کردیم. تله صوتی ساخته شده قابلیت تله‌اندازی گروهی ذرات و تک ذره را دارد. با تنظیم دقیق پارامترهای امواج، موقعیت تله‌اندازی میکروذرات را تعیین کرد. برای کنترل دقیق‌تر روی عمق ذرات، با انبرک نوری میکروذره را در موقعیت مشخص قرار گرفت و با ردگیری میکروذره، مکان‌های گره‌ای فشار مشخص شدند. ذرات چند ده میکرونی پلی‌استایرن و ذرات چند میکرونی سیلیکا را به صورت خطی تله‌اندازی شدند. میکروذرات چند ده میکرونی پلی‌استایرن در محلول آب و گلیسیرین در عمق‌های مختلف نمونه در تله خطی قرار گرفتند. سلول‌های



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



طراحی و شبیه‌سازی تار نوری تراهرتز مارپیچی با پهنای باند بالا و پاشندگی مسطح

هانا صابری، وحید شریف و حسن پاکارزاده

دانشکده فوتونیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران، hana.saberii78@gmail.com،
v.sharif93@gmail.com، pakarzadeh@sutech.ac.ir

چکیده - محدوده تراهرتز در طیف الکترومغناطیسی حد فاصل $0.1 - 30$ تراهرتز یا طول موج‌های بین 10 میکرومتر تا 3 میلی‌متر را پوشش می‌دهد. در این مقاله، برای اولین بار یک ساختار ساده و عملی از تار بلور فوتونی پیچشی با ماده‌ی زمینه‌ی Topas به عنوان ماده پلیمری معرفی می‌گردد. ماده پس‌زمینه مغزی تار، هوا است که شفاف‌ترین ماده برای انتشار امواج تراهرتز است و غلاف آن از یک حلقه آرایه حفره هوا با تقارن دایره‌ای کامل پیشنهاد می‌شود. عملکرد کارآمد تار نوری از نظر مشخصات پاشندگی و میزان افت مد مورد بررسی قرار می‌گیرد. یک پیچش کامل در 50 سانتی‌متر از طول تار سه باند انتقال بسیار کم افت را در محدوده‌ی $0.83 - 1.24$ ، $1.42 - 1.8$ و $2 - 2.35$ تراهرتز نشان می‌دهد. همچنین پاشندگی مسطح و نزدیک به صفر در سراسر سه باند انتقال از مشخصات منحصر به فرد تار پیشنهادی است که می‌تواند نقش کلیدی در بسیاری از کاربردها، به ویژه ارتباطات کوتاه برد تراهرتز داشته باشد. هدف این طراحی از تار نوری، پیشنهاد ساختاری ساده و در عین حال کارآمد از تارهای نوری در محدوده‌ی تراهرتز است.

کلید واژه: تار نوری مارپیچی، تراهرتز، پهنای باند، پاشندگی.

Design and simulation of a helically twisted optical fiber with broad bandwidth and flat dispersion in terahertz region

Hana Saberi, Vahid Sharif and Hassan Pakarzadeh

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran. hana.saberii78@gmail.com،
v.sharif93@gmail.com، pakarzadeh@sutech.ac.ir

Abstract- The terahertz range in the electromagnetic spectrum covers the frequencies of $0.1-30$ THz or equivalent wavelengths between 10 micrometers and 3 millimeters. In this paper, for the first time, a simple and practical structure of helically twisted photonic crystal fibers with Topas material, as a polymer material, is introduced. The background material of core of the fiber is air, which is the most transparent material for transmitting terahertz waves, and cladding of the fiber is proposed with a single ring of air holes that is circularly symmetric. The efficient performance of the proposed fiber is investigated in terms of dispersion and loss mode characteristics. A complete twist of 50 cm along the fiber shows triple very low loss transmission bands in the range of $1.24-0.83$, $1.8-1.42$ and $2.35-2$ terahertz. Also, the flat and near-zero dispersion of triple transmission bands is a unique characteristic of the proposed fiber, which could be extremely important in many applications, especially short-range terahertz communications. Proposing the practical and simple structure of optical fiber in the terahertz region is the main aim of this research.

Keywords: helically twisted optical fiber, terahertz, band width, dispersion.

قابل دسترس و دارای افت بسیار کمتری نسبت به سایر مواد پلیمری در ناحیه تراهرتز هستند.

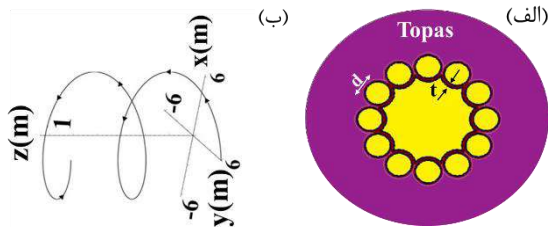
مقدمه

محدوده تراهرتز (THz) در طیف الکترومغناطیسی در حد فاصل بین امواج میکروویو و نور مرئی قرار دارد [۱، ۲] و تقریباً محدوده فرکانسی ۰/۱ - ۳۰ تراهرتز یا طول موج‌های بین ۱۰ میکرومتر تا ۳ میلی‌متر را پوشش می‌دهد. پیشرفت فناوری تراهرتز و علاقه روزافزون به کاربردهای آن، تقاضا برای توسعه منابع جدید، آشکارسازها، موجبرها و سایر اجزا برای کنترل کارآمد امواج تراهرتز را افزایش داده است. موجبرهای کم تلفات و با پاشندگی کم، یکی از نیازهای حیاتی برای نسل جدید فناوری‌های تراهرتز است [۳]. در طراحی و ساخت موجبرهای تراهرتز دو چالش وجود دارد: اول این که سطح مقطع موجبرهای تراهرتز باید از مرتبه میلی‌متر تا سانتی‌متر باشد که انعطاف‌پذیری آن‌ها را کاهش می‌دهد. دوم، تقریباً هیچ ماده‌ای با افت کم برای انتقال امواج تراهرتز وجود ندارد. با این وجود، موجبرهای مغزی جامد و متخلخل مانند تارهای نوری بلور فوتونیک پلاستیکی و تارهای نوری پلیمری متخلخل در کنار موجبرهای مغزی توخالی مانند تارهای نوری براگ مغزی توخالی و تارهای نوری بلور فوتونی مغزی تهی Kagome برای هدایت امواج THz گزارش شده است [۴].

تار نوری یک موجبر استوانه‌ای است که نور را در مغزی تار بر اساس پدیده بازتاب داخلی کل هدایت می‌کند [۵]. اگرچه تاکنون ساختارهای مختلفی از تارهای نوری رونمایی شده است، اما تعداد اندکی از آن‌ها قابل ساخت و استفاده بوده است. در حالی که قابلیت ساخت و انعطاف‌پذیری بودن آن‌ها به عنوان مهندسی دستیابی به این تارها حائز اهمیت است. امید است که نتیجه این پژوهش، دستیابی به یک ساختار ساده از تار نوری پیچشی تراهرتز که افت بسیار پایین و مشخصات مطلوب دارد، باشد. در این ساختار ساده و قابل ساخت، مواد پلیمری مورد استفاده قرار می‌گیرد، از جمله؛ Teflon، Topas و Zeonex قابل ذکر است که این مواد،

طراحی و شبیه‌سازی

شکل ۱: (الف) سطح مقطع تار پیشنهادی. t ضخامت بین ناحیه‌ی

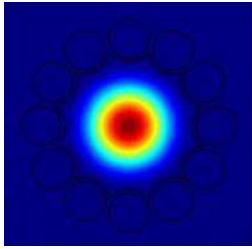


مغزی و حفره‌های هوا در غلاف و d قطر حفره‌های هوا در غلاف را نشان می‌دهد. (ب) دو پیچش کامل تار در امتداد یک متر از طول تار.

تار نوری پیچشی پیشنهادی برای انتشار مد در محدوده تراهرتز در شکل ۱ نشان داده شده است. ایده این است که حلقه‌های آرایه حفره هوا را روی دایره‌های متحدالمرکز قرار دهیم. به طوری که موقعیت هر حفره‌ی هوا طبق رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned} x &= \Lambda N \cos\left(\frac{2N\pi}{6n}\right), \\ y &= \Lambda N \sin\left(\frac{2N\pi}{6n}\right), \\ n &= 1 \sim 6 \end{aligned} \quad (1)$$

که در آن Λ و N به ترتیب نشان دهنده فاصله متحدالمرکز و تعداد حلقه‌های آرایه حفره هوا هستند و n شامل اعداد صحیح از ۱ تا $6N$ است. ضخامت و قطر داخلی هر سلول از سازه به ترتیب برابر با t و d است. تار نوری پیشنهادی در شکل ۱ (الف) تنها دارای یک حلقه آرایه حفره هوا با $N=2$ است که در آن حلقه‌های داخلی مرتبط با $N=0$ و $N=1$ حذف شده‌اند. در این طراحی، مقادیر Λ ، t و d به ترتیب ۲/۲، ۰/۲ و ۲ میلی‌متر تعیین می‌شوند؛ که در آن قطر مغزی مرکزی هوا تقریباً ۶/۴ میلی‌متر است. Topas به عنوان ماده پلیمری تار استفاده می‌شود و ضریب شکست هوا ۱ در نظر گرفته می‌شود [۶].



شکل ۲: توزیع شدت مد پایه.

همان‌طور که در شکل ۲ مشخص است، تار نوری پیشنهادی، مد اصلی در مغزی به خوبی متمرکز شده است.

نتایج شبیه‌سازی

نتایج حاصل از این مطالعه، طراحی یک تار نوری تراهرتز بر اساس تارهای بلور فوتونی ماریچی است که فضای داخل تار نوری همگن‌تر می‌شود و منجر به افزایش باندهای کم‌افت و در نتیجه کاهش افت می‌گردد.

در شکل ۳، سه باند فرکانسی برای افت تار پیچشی بدست آمده است. مقدار افت در باند اول در محدوده‌ی فرکانسی ۰/۸۳ - ۱/۲۴ تراهرتز از ۰/۰۰۳ تا ۰/۰۰۸ دسی‌بل بر سانتی‌متر، باند دوم با محدوده‌ی فرکانسی ۱/۴۲ - ۱/۸ تراهرتز از ۰/۰۰۴۳ تا ۰/۰۰۲۲ دسی‌بل بر سانتی‌متر و در باند سوم با محدوده‌ی فرکانسی ۲ - ۲/۳۵ تراهرتز از ۰/۰۰۳۷ تا ۰/۰۰۱۹ دسی‌بل بر سانتی‌متر متغیر است.

با توجه به نمودار شکل ۲، باند فرکانسی ۰/۴۱ - ۰/۶۴ تراهرتز علیرغم افت به دلیل تشدیدهای کوتاه در باند، می‌تواند چالش‌های عملی را در این باند فرکانسی ایجاد کند و از این رو به عنوان یک باند بالقوه در نظر گرفته نشده است. اما سه باند اصلی مشخص شده قابل قبول و مطلوب هستند که می‌تواند متناسب با منابع نوری و آشکارسازها در محیط آزمایشگاهی و یا کاربردهای عملی در نظر گرفته شود. بنابراین تار پیچشی پیشنهادی کاربردهای متفاوتی در فناوری‌های مختلف مانند انتقال اطلاعات، حسگر، اسکن در پزشکی و فرودگاه‌ها می‌تواند داشته باشد. نتایج نشان می‌دهد که تار پیچشی برای فرکانس بیشتر از ۲/۵ تراهرتز پاسخگو نیست.

با شبیه‌سازی‌های مختلف، نتایج نشان می‌دهد که پیچش تار نوری در طول فیبر (راستای محور z) می‌تواند مغزی یکنواخت‌تر و همچنین بستر مناسب‌تری را برای انتشار مدهای متقارن پیشنهاد دهد. از این رو همان‌طور که در شکل ۱(ب) نشان داده شده است، ساختار پیشنهادی در هر ۵۰ سانتی‌متر یک پیچش به صورت مارپیچی دارد. این مقدار پیچش در این تار نوری بهترین نتایج شبیه‌سازی را به ما می‌دهد.

تکنیک تفاضل محدود در حوزه زمانی (FDTD) برای به دست آوردن ویژگی‌های مد استفاده شده است [۷]. برای استفاده از این تکنیک برای شبیه‌سازی از نرم‌افزار mode solution از ماژول‌های نرم‌افزار Lumerical استفاده شده است. برای مش‌بندی از شبکه مستطیلی یکنواخت با سلول‌های مستطیلی استفاده شده است. یک شبکه مشبک دو بعدی 300×300 برای کل ساختار استفاده شده است که اندازه سلول تقریباً 0.04×0.04 میلی‌متر را با دقت کافی تأیید شده ایجاد می‌کند. لایه کاملاً منطبق (PML) به عنوان شرایط مرزی جذب‌کننده (ABCs) در صفحات برش شبکه بیرونی تنظیم می‌شود. با استفاده از تقریب تفاضل محدود، معادلات ماکسول را می‌توان به یک مسئله مقدار ویژه عددی تبدیل کرد که در آن ثابت انتشار مد β به دست می‌آید. با انجام شبیه‌سازی عددی تار نوری در شکل ۱، ضریب شکست مؤثر ($n_{eff} = \beta/k_0$) برای مد اصلی که در مغزی هوای مرکزی محدود شده است، به دست می‌آید. همچنین افت α_c و پاشندگی D به ترتیب از قسمت‌های موهومی و حقیقی n_{eff} با استفاده از روابط زیر بدست می‌آیند:

$$\alpha_c = 8.686k_0 \text{Im}(n_{eff}) \quad (2)$$

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 \text{Re}(n_{eff})}{\partial \lambda^2} \quad (3)$$

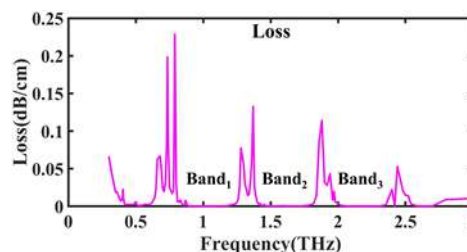
که در آن k_0 عدد موج خلاء و c سرعت نور است [۷].

پایه تار نوری پیشنهادی تعیین شد و عملکرد کارآمد تار نوری از نظر ویژگی‌های پاشندگی و میزان افت مورد بررسی قرار گرفت. سه باند انتقال کم افت در بازه‌ی فرکانسی ۰/۵ تا ۲/۵ تراهرتز مشاهده شد که در سه باند انتقالی نتایج پاشندگی مسطح و نزدیک به صفر را نشان می‌دهد که می‌تواند نقش کلیدی در بسیاری از کاربردها، به ویژه ارتباطات کوتاه برد تراهرتز داشته باشد.

مرجع‌ها

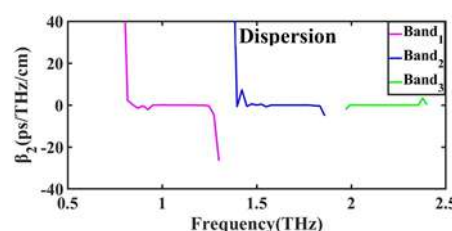
- [1] H. Liu *et al.*, "T-RAY IMAGING, SENSING, AND RETECTION," *Proceedings of the IEEE*, vol. 95, no. 8, 2007.
- [2] M. Tonouchi, "Cutting-edge terahertz technology," *Nature photonics*, vol. 1, no. 2, pp. 97-105, 2007.
- [3] G. Gallot, S. Jamison, R. McGowan, and D. Grisckowsky, "Terahertz waveguides," *JOSA B*, vol. 17, no. 5, pp. 851-863, 2000.
- [4] V. Sharif and H. Pakarzadeh, "Terahertz hollow-core optical fibers for efficient transmission of orbital angular momentum modes," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 39, no. 13, pp. 4462-4468, 2021.
- [5] R. H. Jibon, M. Ahmed, M. Abd-Elnaby, A. N. Z. Rashed, and M. M. Eid, "Design mechanism and performance evaluation of photonic crystal fiber (PCF)-based sensor in the THz regime for sensing noxious chemical substrates of poultry feed," *Applied Physics A*, vol. 128, no. 2, p. 169, 2022.
- [6] P. D. Cunningham *et al.*, "Broadband terahertz characterization of the refractive index and absorption of some important polymeric and organic electro-optic materials," *Journal of applied physics*, vol. 109, no. 4, pp. 043505-043505-5, 2011.
- [7] W. K. Chen, *The electrical engineering handbook*. Elsevier, 2004.

پاشندگی سه باند فرکانسی کم افت در شکل ۳ نشان داده شده است. در این سه باند که میزان افت کمترین مقدار خود را دارد، پاشندگی نقش مهمی در کاربرد انتقال اطلاعات تار نوری پیشنهادی می‌تواند داشته باشد.



شکل ۳: نمودار افت در بازه فرکانسی ۰/۳ تا ۳ تراهرتز.

در فرکانس‌های تشدید تغییرات پاشندگی بسیار زیاد است، اما در سراسر باندهای کم افت تغییرات پاشندگی بسیار کم و نزدیک به صفر است. برای مثال مقدار پاشندگی در باند اول از ۰/۰۰۰۹۳- تا ۰/۹۴، در باند دوم از ۰/۰۰۰۸۸- تا ۰/۳۷ و در باند سوم از ۰/۰۰۰۹۸- تا ۰/۰۰۰۶ پیکوواتی بر تراهرتز بر سانتی‌متر متغیر است.



شکل ۴: نمودار پاشندگی در بازه فرکانسی ۰/۸ تا ۲/۴ تراهرتز. پاشندگی مسطح نزدیک به صفر در ۰/۸ - ۱/۳ تراهرتز (باند ۱)، ۱/۳۷ - ۱/۸۶ تراهرتز (باند ۲) و ۱/۹۷ - ۲/۴ تراهرتز (باند ۳) مشاهده می‌شود.

بنابراین پاشندگی نزدیک به صفر در سراسر باندهای ساختار پیشنهادی برای فناوری‌های متناسب با فوتونیک به خصوص ارتباطات نوری کوتاه برد بر پایه تراهرتز و حسگرها را بسیار مناسب می‌کند. چرا که پاشندگی نزدیک به صفر از مشخصات ایده‌آل مد در تارهای نوری محسوب می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک تار نوری پیچشی مارپیچی متشکل از یک حلقه آرایه حفره هوا با تقارن دایروی کامل در غلاف پیشنهاد و شبیه‌سازی شد. باندهای انتقال کم افت برای مد



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



تأثیر طیف منبع در وضوح تصاویر توموگرافی همدوس نوری

حسن، پاکارزاده؛ معصومه، غریب‌شاهی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران.

pakarzadeh@sutech.ac.ir, m.gharibshahi@sutech.ac.ir

چکیده - توموگرافی همدوس نوری (OCT) یک تکنیک تصویربرداری نوری غیر تهاجمی است که قادر به تولید تصاویر دو بعدی یا بازسازی های سه بعدی از نمونه های غیر همگن است. OCT عمدتاً در چشم پزشکی به عنوان یک ابزار قدرتمند برای تشخیص زودهنگام بیماری های چشمی استفاده می شود. هدف اصلی این مقاله، بررسی تأثیر طیف منبع در وضوح تصاویر توموگرافی همدوس نوری است. برای دستیابی به این هدف، با استفاده از کدنویسی در نرم افزار MATLAB وضوح محوری را برای چند منبع نوری با طیف های گاوسی و سوپر گاوسی تعیین می کنیم. نتایج نشان می دهد با افزایش مرتبه سوپر گاوسی، منبع نوری پهن تر و در نتیجه وضوح OCT بیشتر می شود.

کلید واژه - توموگرافی همدوس نوری، طیف منبع، چشم پزشکی، سوپر گاوسی.

Impact of source spectrum on the image resolution of optical coherence tomography

Hassan Pakarzadeh, Masoume Gharibshahi

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

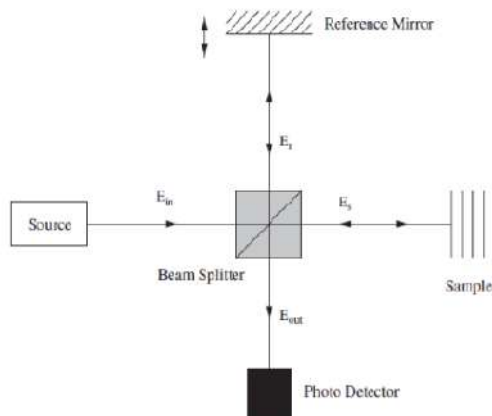
pakarzadeh@sutech.ac.ir, m.gharibshahi@sutech.ac.ir

Abstract - Optical coherence tomography (OCT) is a non-invasive optical imaging technique capable of producing two-dimensional images or three-dimensional reconstructions of inhomogeneous samples. OCT is mainly used in ophthalmology as a powerful tool for early detection of eye diseases. The main purpose of this article is to investigate the impact of source spectrum on the resolution of optical coherence tomography images. To achieve this goal, by using the MATLAB code, we determine the axial resolution for several light sources with Gaussian and super-Gaussian spectra. The results show that by increasing the super-Gaussian order, the light source becomes wider and hence the OCT resolution increases.

Keywords: Optical coherence tomography, source spectrum, ophthalmology, super-Gaussian.

دو پرتو نور، معمولاً با طول موج در محدوده مادون قرمز بستگی دارد. در شکل ۱ طرح کلی از چیدمان OCT، نشان داده شده است.

یک پرتو نور که از منبع نور ساطع می‌شود، روی یک پرتوشکاف تقسیم می‌شود. پرتو تقسیم شده به یک مسیر مرجع و به یک مسیر نمونه فرستاده می‌شود. اولی توسط یک آینه مرجع منعکس می‌شود و دومی از لایه‌های مختلف داخل یک نمونه منعکس می‌شود [۳]. پرتوهای بازتاب شده مجدداً ترکیب می‌شوند و توسط یک آشکارساز نوری شناسایی می‌شوند، جایی که یک الگوی تداخل به دست می‌آید. در آن، امکان شناسایی قله‌های شدت به دلیل تغییرات شدید ضریب شکست بین لایه‌های نمونه وجود دارد. بدین ترتیب می‌توان در مورد ساختار نمونه مورد مطالعه استنباط کرد.



شکل ۱. طرح کلی چیدمان یک سیستم توموگرافی هم‌دوس نوری [۳].

در این کار، اولین مرحله برای شبیه‌سازی یک سیستم OCT تعریف یک طیف سوپرگوسی بصورت $E = \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega - \omega_c}{\sigma}\right)^2\right)^{2m}$ برای منبع نوری است. این تابع با تغییر در مقدار m چند منحنی با پهنای مختلف همچنین

مقدمه

توموگرافی هم‌دوس نور (OCT⁴⁶)، اولین بار در سال ۱۹۹۱ نشان داده شد [۱]. در دهه‌های گذشته، پیشرفت‌های فناوری بی‌شماری در تصویربرداری زیست‌پزشکی رخ داده است که تأثیر زیادی بر تشخیص پزشکی داشته است. OCT یک فناوری و تکنیک تصویربرداری غیرتهاجمی نسبتاً جدید است برای انجام تصویربرداری مقطعی با وضوح بالا است [۲].

OCT مشابه تصویربرداری فراصوت است اما با این تفاوت که به جای صوت از نور جهت تصویربرداری استفاده می‌کند. OCT به ساختار داخلی بافت‌های پراکنده اجازه می‌دهد تا با وضوح میکرومتر تصویربرداری شود. OCT عمدتاً در بخش پزشکی استفاده می‌شود زیرا نمونه برداری بافت نوری را امکان پذیر می‌کند و امکان تجسم ساختارهای بافت داخلی را بدون آماده‌سازی قبلی نمونه فراهم می‌کند. مهمترین کاربرد OCT در حال حاضر در چشم پزشکی است [۳]. بصورتی که به وسیله OCT تشخیص بیماری‌های چشمی مانند گلوکوم و نظارت بر درمان‌ها و روش‌های جراحی غیرتهاجمی امکان پذیر است.

OCT انواع مختلفی دارد یک: حوزه زمانی (TD-OCT) دو: حوزه فوریه (FD-OCT) دو-یک: OCT دامنه طیفی دو-دو: OCT منبع جاروبی که در این مقاله به روش FD-OCT برای چند منبع نوری با طیف‌های گاوسی و سوپرگوسی مختلف وضوح طولی تصویر برداری را شبیه‌سازی می‌کنیم [۴].

مبانی فیزیکی OCT

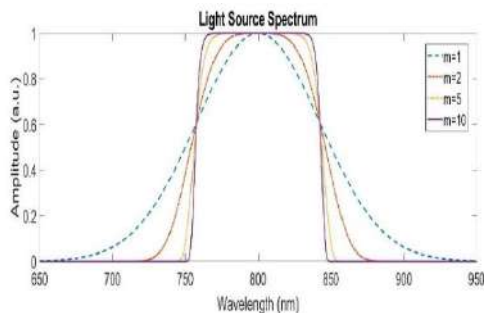
OCT یک فناوری جدید برای تصاویر مقطعی با وضوح بالا از بافت‌های بیولوژیکی، بخصوص چشم پزشکی است [۵]. OCT یک تکنیک تداخل سنجی است که به تداخل بین

۲، که با تابع $H[\omega]$ تعریف شده است، در نظر گرفته شدند. سیگنال OCT از طریق معادله (۴) محاسبه شد که منجر به نمودار دامنه برحسب فرکانس نوری می‌شود که در شکل ۳ نشان داده شده است.

$$I_{FD} = \frac{1}{4}S[\omega]H(\omega) + \frac{1}{4}S[\omega] + \frac{1}{2}\Re\{S[\omega]H[\omega]\} \quad (4)$$

برای نتیجه‌گیری شبیه‌سازی، یک الگوریتم تبدیل فوریه گسسته (DFT^{47}) با استفاده از تابع fft محاسبه شد. این تابع DFT وارون بردار ورودی، یعنی سیگنال OCT_{IFD} را برمی‌گرداند. نتیجه پیاده‌سازی تبدیل فوریه وارون $ifft$ یک نمایش گرافیکی از یک A-اسکن OCT بود که در شکل ۴ نشان داده شده است. همانطور که در شکل دیده می‌شود با افزایش مرتبه سوپراگوسی، مقدار قله‌های دامنه در عمق‌های مختلف نمونه افزایش می‌یابد که به منزله دستیابی به وضوح بیشتر طولی است. نتایج شبیه‌سازی حوزه FD_OCT با نتایج به‌دست‌آمده برای شبیه‌سازی TD_OCT ، بدون در نظر گرفتن برخی انحرافات جزئی در موقعیت قله‌ها، مطابقت دارد.

نتایج شبیه‌سازی و بحث



شکل ۲. طیف شبیه‌سازی شده یک منبع نوری سوپراگوسی با مرتبه‌های مختلف $m=1,2,5,10$ برای $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ و $\Delta\lambda = 100 \text{ nm}$.

با پارامترهای ورودی ω ، σ و ω_c ایجاد می‌کند. ω یک بردار حاوی مقادیر فرکانس نوری است، σ انحراف معیار تابع است که بر حسب ω تعریف شده است، و ω_c فرکانس مرکزی مورد نظر است [۶].

$$\sigma = \frac{2\pi C \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}}{\sqrt{8 \ln 2}} \quad (1)$$

برای هدف شبیه‌سازی $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ و $\Delta\lambda = 100 \text{ nm}$ تنظیم شد. با استفاده از رابطه $\omega = \frac{2\pi C}{\lambda}$ بین طول موج و فرکانس، فرکانس مرکزی طیف سوپراگوسی تعریف شده $\omega_c = 2.356 \times 10^{15} \text{ rad/s}$ است. بردار ω به عنوان یک آرایه با فاصله خطی از 10^{24} عنصر تعریف شد که از $\omega_c - \frac{\omega_c}{3}$ تا $\omega_c + \frac{\omega_c}{3}$ را شامل می‌شود. طیف منبع شبیه‌سازی شده برای مرتبه‌های مختلف سوپراگوسی $m=1,2,5,10$ در شکل ۲ نشان داده شده است. سپس، تابعی که نمونه را توصیف می‌کند ($H[\omega]$)، به شکل زیر است.

$$H(\omega) = \sum_{K=1}^{j-1} r_j \exp[2i \frac{\omega}{c} n_k z_k] \quad (2)$$

$$r_j = \frac{n_{k+1} - n_k}{n_{k+1} + n_k} \quad (3)$$

که در آن F_j بازتاب هر لایه j نمونه است که از ضریب شکست لایه‌های مجاور محاسبه می‌شود و Z_k ضخامت هر لایه j است. ماتریس ضریب شکست و ضخامت لایه‌ها به ترتیب به صورت $n = [1, 1.3, 1.5, 1]$ و $z = [5 \times 10^{-6}, 15 \times 10^{-6}, 30 \times 10^{-6}, 0 \times 10^{-6}]$ برای $H[\omega]$ هر مقدار آرایه فرکانس نوری (ω) محاسبه می‌شود.

برای شبیه‌سازی توموگرافی همدوس نوری در FD_OCT ، طیف منبع $S[\omega]$ و نمونه نظری شرح داده شده در شکل

نتیجه‌گیری

با توجه به هدف اصلی این مقاله، تاثیر طیف منبع در وضوح محوری تصاویر توموگرافی هم‌دوس نوری بررسی شد. با استفاده از کدنویسی در نرم افزار MATLAB وضوح محوری برای چند منبع نوری با طیف های گاوسی و سوپرگاوسی شبیه سازی گردید. نتایج نشان می‌دهد برای یک پهنای طیفی ثابت $FWHM=100nm$ با افزایش مرتبه سوپرگاوسی m ، منبع نوری پهن تر و در نتیجه وضوح OCT بیشتر می‌شود. همچنین مطابق شکل ۵ با افزایش بیشتر پهنای طیفی به $200nm$ و $m=10$ ، وضوح طولی بسیار زیاد حاصل شد.

مرجع‌ها

Huang D et al. Optical coherence tomography. science 254, 1178–1181 (1991).

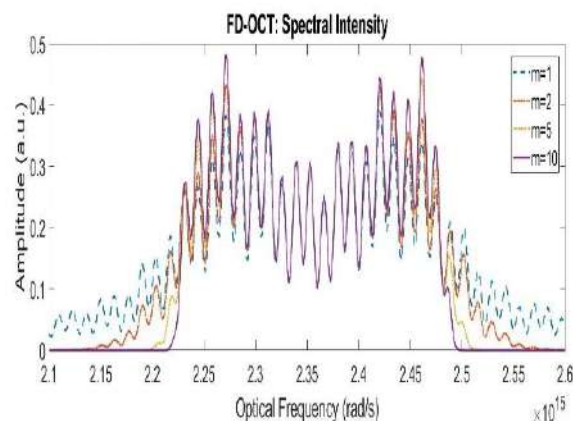
P. H. Tomlins and R. K. Wang, “Theory, developments and applications of optical coherence tomography,” J. Phys. D. Appl. Phys., vol. 38, no. 15, pp.2519–2535, Aug. 2005.

A. Keksel, G. Bulun, M Eifler, A. Idrizovic, J. Seewig, Physical Modeling of Full-Field Time-Domain Optical Coherence Tomography, 2nd International Conference of the DFG International Research, 2021.

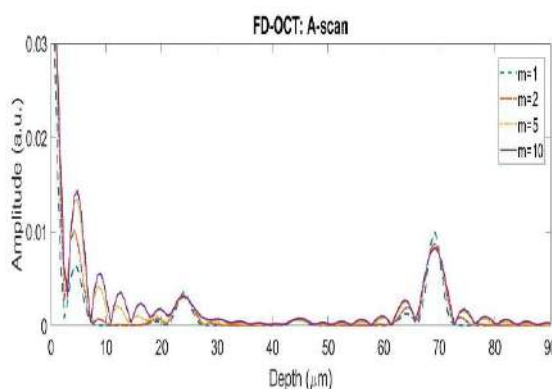
Yogesh Raoa., Dr. N. P. Sarwadeb, Roshan Makkarc, Modeling and Simulation of Optical Coherence Tomography on Virtual OCT, International Conference on Advanced Computing Technologies and Applications (ICACTA-2015).

H. Pakarzadeh, Z. Fatemipناه, U. Arun Kumar. Super-continuum Generation in Silica-Based Photonic Crystal Fibers for High-Resolution Ophthalmic Optical Coherence Tomography. *Silicon* 15, 6655–6661 (2023).

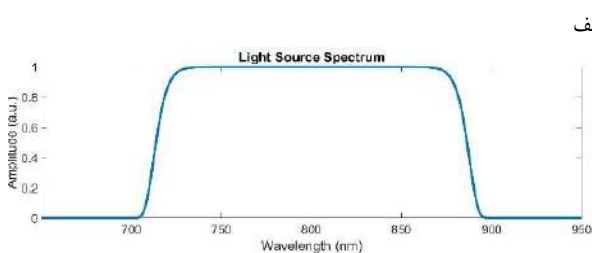
Carvalho, Patrícia Miguelda Silva, Optical coherence tomography Layout Simulation Using MATLAB, PMS Carvalho-2016-estudogeral.uc.pt, March 2016.



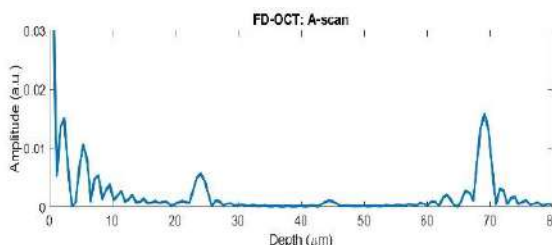
شکل ۳. شدت طیفی شبیه سازی شده در FD_OCT برای منابع نوری مختلف متناظر با شکل ۲.



شکل ۴. یک نمایش گرافیکی از یک A-اسکن FD-OCT.



الف



ب

شکل ۵. الف) طیف سوپرگاوسی با $m=10$ و $FWHM=200nm$. ب) A-اسکن، هرچه پهنای طیفی بیشتر باشد وضوح تصویر قابل توجهی بالا می‌رود.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



تاثیر زمان تابش دهی ماکروویو بر ویژگی‌های فیزیکی نانو ذرات اکسید روی حدیثه منوچهری^۱، محمد رضا فدوی اسلام^۱

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان، hadismanochehri17@gmail.com
m.r.fadavieslam@du.ac.ir

چکیده - در این پژوهش نانوذرات اکسیدروی به روش مایکروویو سنتز شدند و تاثیر مدت زمان تابش دهی بر ویژگی‌های فیزیکی آنها مطالعه شد. نتایج آنالیز XRD نشان می‌دهد که تمام نمونه‌ها دارای ساختار بس بلوری فاز هگزاگونال اکسیدروی با قله ارجح در راستای صفحه (۱۰۱) می‌باشند. تصاویر FESEM نشان می‌دهند که افزایش زمان تابش ماکروویو بر ریختار نانوذرات تاثیر دارد. در طیف سنجی FT-IR نمونه‌ها نوار جذبی مربوط به پیوند Zn-O مشاهده می‌شود. گاف اپتیکی نمونه‌ها در گستره ۲/۴ تا ۲/۸ الکترون ولت می‌باشد. افزایش زمان تابش ماکروویو باعث کاهش گاف اپتیکی می‌شود.

کلید واژه- نانوذرات اکسید روی، ماکروویو، زمان تابش دهی.

Effect of microwave irradiation time on physical properties of zinc oxide nanoparticles

H. Manochehri¹, M. R. Fadavieslam¹

¹School of physics, Damghan University, Damghan, hadismanochehri17@gmail.com,
m.r.fadavieslam@du.ac.ir

Abstract- In this research, zinc oxide nanoparticles were synthesized by microwave method and the effect of irradiation time on their physical properties was studied. The results of XRD analysis show that all the samples have polycrystal structure of hexagonal zinc oxide phase with a preferred peak along the (101) plane. FESEM images show that increasing the time of microwave irradiation has an effect on the morphology of nanoparticles. In the FTIR spectroscopy of the samples, the absorption band related to the Zn-O bond is observed. The optical gap of the samples is in the range of 2.4 to 2.8 eV. Increasing the microwave irradiation time cause to decreases the optical gap.

Keywords: Zinc oxide nanoparticles, Microwave, Irradiation time.

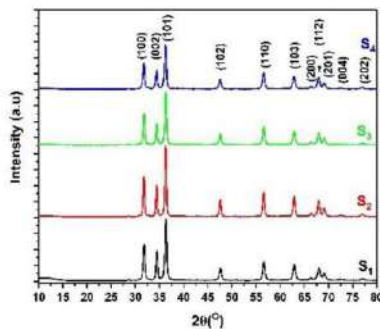
مقدمه

کوره در دمای ۶۰۰ درجه به مدت ۴ ساعت قرار گرفته شدند تا بازپخت انجام شود.

جهت تعیین ساختار بلوری از دستگاه پراش پرتو ایکس مدل D8 ADVANCE-BRUKER استفاده شد. بررسی خواص ریخت شناسی سطح نمونه‌ها با بکارگیری دستگاه میکروسکوپ الکترونی اثر میدان مدل MIRA3 TESCAN انجام شد. طیف سنجی فرسرخ (FT-IR) با دستگاه طیف سنج مادون قرمز مدل AVATAR 370 FT-IR انجام شد. ویژگی اپتیکی نمونه‌ها با دستگاه اسپکتروسکوپی مدل ۴۸۰۲ UV-vis double beam spectrophotometer اندازه‌گیری شد.

بحث و نتیجه گیری

طیف های مقایسه ای پراش پرتو ایکس نمونه‌ها در شکل (۱) نشان داده شده است.



شکل ۱ طیفهای مقایسه ای پراش پرتو ایکس نمونه‌ها

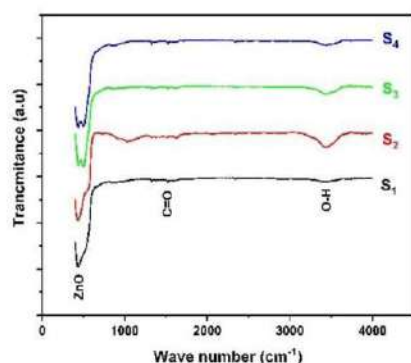
مطالعه این شکل نشان می‌دهد که آنها دارای ساختار پس-بلوری فاز هگزاگونال اکسید روی مطابق با کارت JCPDS ۱۴۵۱-۳۶ می‌باشند و قله ارجح آنها مربوط به صفحه بلوری (۱۰۱) است. وجود قله های قوی و تیز در طیفهای مقایسه‌ای XRD بیانگر درجه بالایی از بلورینگی است [۶]. ضمناً هیچ قله ای که معرف وجود ناخالصی‌ها باشد، آشکار نگردید. اندازه نانو بلورک‌ها برای راستای (۱۰۱) با استفاده از روش شرر (D_s) محاسبه و در جدول

اکسیدروی در زمینه های ساخت کامپوزیت‌های لاستیکی ضد سایش، پلیمرهای مقاوم به پیر شدن، جاذب قوی پرتو فرابنفش در لوازم آرایشی و ضد آفتاب-ها، الیاف افزودنی در صنایع نساجی برای مقاومت در برابر پرتو فرابنفش و نور مرئی، فوتوکاتالیزورها، بتن پر بازده، ابزار آلات الکترونیکی و نوری، ویژگی های ضد باکتریایی و غیره مورد استفاده قرار می‌گیرد [۱-۳]. روش سنتز ماکروویو به دلیل کوتاه بودن زمان واکنش، راندمان بالاتر واکنش، یکنواخت بودن اندازه ذرات و بهبود ویژگی فیزیکی و شیمیایی ذرات سنتز شده، نسبت به سایر روش‌ها مناسبتر است [۴، ۵]. در این پژوهش سنتز نانو ذرات اکسید روی به روش ماکروویو انجام شد و تاثیر زمان تابش دهی مایکروویو بر ویژگی فیزیکی آنها مورد مطالعه قرار گرفت. این گزارش بخشی از پژوهشی است که به منظور مطالعه ویژگی ضد سرطانی نانو ذرات اکسید روی انجام شده است.

بخش تجربی

برای تهیه نانوذرات اکسید روی از زینک استات دو آبه $(Zn(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O)$ به عنوان منبع روی، آب دیونیزه به عنوان حلال، اوره $(CO(NH_2)_2)$ و سدیم هیدروکسید (NaOH) استفاده شده است. محلول اولیه در توان ۳۰۰ وات و به مدت‌های ۲، ۳، ۴ و ۵ دقیقه تحت تابش قرار گرفتند و نمونه‌ها به ترتیب S_1 ، S_2 ، S_3 و S_4 نامگذاری شدند. پس از شستشو نانو ذرات با استفاده از دستگاه‌های حمام فراصوت و سانتریفیوژ، محلول حاوی ذرات را داخل کوره خشک کن تحت دمای ۷۰ درجه سانتیگراد به مدت ۱۸ ساعت قرار می‌دهیم تا کاملاً خشک شود. در نهایت نمونه‌ها را در درون

طیف FTIR نمونه‌ها در شکل (۳) نشان داده شده است. قله های جذب پهن در محدوده $3440-3480\text{ cm}^{-1}$ به دلیل ارتعاشات کششی O-H جذب شده ایجاد می‌شود [۸]. نوار جذبی موجود در محدوده $536-576\text{ cm}^{-1}$ مربوط به فرکانس جذب پیوند Zn-O می‌باشد، که این نوار جذبی از مشخصه های نانو ذرات اکسید روی است. قله‌های مشاهده شده با محوریت 430 cm^{-1} ارتعاشات کششی پیوند Zn-O در ساختار هگزاگونال و رتزیات مولکول ZnO را نشان می‌دهند، که حضور ZnO را به خوبی تایید می‌کند [۹]. قله‌های نشان داده شده در بازه $1500-1570\text{ cm}^{-1}$ مد های کششی نامتقارن C=O را نشان می‌دهد. طول موج‌های پایین با محوریت 500 cm^{-1} ارتعاشات ZnO را نشان می‌دهد که مطابق با نانساختار های ZnO است.



شکل ۳: طیفهای مقایسه ای FTIR نمونه ها

طیف جذب نمونه ها در شکل (۴) نشان داده شده است. قله جذب برای این نمونه ها نیز در حدود طول موج 375 nm نانومتر است که با جذب نانو ذرات اکسیدروی تطابق دارد [۱۰]. تفاوت در طیف های جذب را می توان به میزان بلورینگی اندازه ذرات نسبت داد [۱۱].

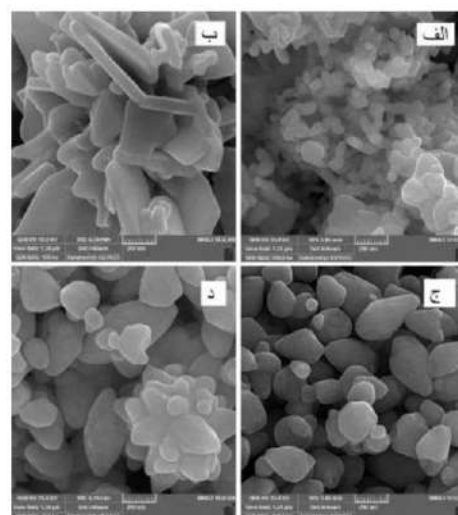
نمودارهای مقایسه ای تغییرات $(\alpha h\nu)^2$ بر حسب $h\nu$ نمونه ها در شکل (۵) ارائه شده است. گاف نمونه‌ها در گستره 2.4 تا 2.8 الکترون ولت می‌باشد. مشاهده می‌شود که با افزایش زمان تابش میکروویو گاف اپتیکی نمونه‌ها کاهش می‌یابد. کاهش گاف اپتیکی می‌تواند به دلیل تغییر ریختار آنها باشد [۱۲].

(۱) ارائه شده است. علاوه بر آن متوسط اندازه نانوبلورک‌ها (Dw-H) و میکروکرنش‌ها (E) برای صفحات (۱۰۰)، (۰۰۲)، (۱۰۱)، (۱۰۲)، (۱۱۰) و (۱۰۳) با روش ویلیامسون هال محاسبه گردید و نتایج آن در جدول (۱) ارائه شده است. متوسط نانوبلورک ها با افزایش زمان از S1 به S2 و همچنین از S3 به S4 کاهش یافته است.

جدول ۱: نتایج مشخصه یابی پراش پرتو ایکس نمونه‌ها

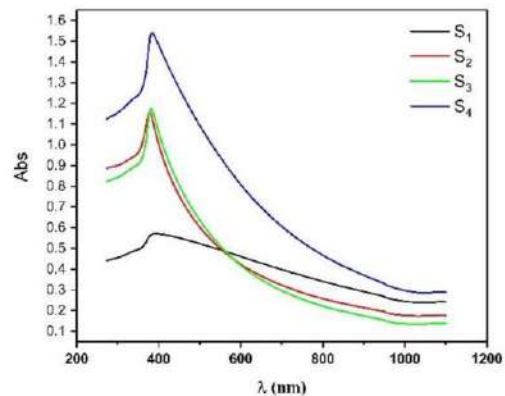
نمونه	2θ (°)	D_s (nm)	D_{w-H} (nm)	$\epsilon \times 10^{-4}$
S1	۳۶٫۳۲	۲۲٫۰۱	۳۲	۱۹٫۹
S2	۳۶٫۲۸	۲۵٫۸۷	۲۹٫۱۱	۷٫۵
S3	۳۶٫۳۲	۲۳٫۸۷	۳۲٫۳۸	۱۶٫۸
S4	۳۶٫۲	۲۱٫۰۹	۲۷٫۲۲	۱۶٫۴

به منظور مطالعه ریختار نمونه‌ها تصاویر FESEM آنها در شکل (۲) نشان داده شده است. مطالعه این شکل نشان می‌دهد که زمان تابش دهی بر ریختار نمونه ها تاثیر می‌گذارد و ساختار از ریختار ورقه ای به دانه ای تبدیل می‌شود. مشابه این ریختارها در گزارشهای پژوهشی مشاهده می‌شود [۷].

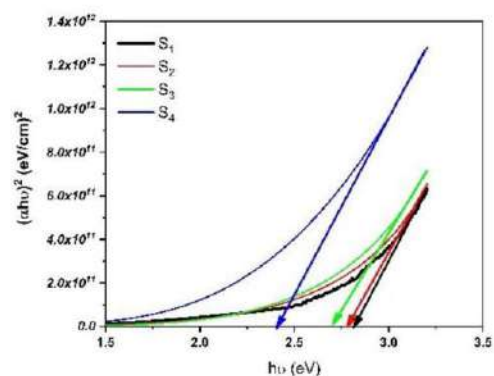


شکل ۲: تصاویر FESEM (الف) S1، (ب) S2، (ج) S3 و (د) S4

- [2] Z. Liu, R. Li, R. Jiang, X. Li, M. Zhang, Effects of Al addition on the structure and mechanical properties of Zn alloys, *Journal of Alloys and Compounds*, 687 (2016) 885-892.
- [3] M. Mirhosseini, F.B. Firouzabadi, Antibacterial activity of zinc oxide nanoparticle suspensions on food-borne pathogens, *International Journal of Dairy Technology*, 66 (2013) 291-295.
- [4] P. Lidström, J. Tierney, B. Wathey, J. Westman, Microwave assisted organic synthesis—a review, *Tetrahedron*, 57 (2001) 9225-9283.
- [5] B.R. Khanam, T. Manjunatha, B. Angadi, P. Kumar, B. Singh, U. Khadke, Gamma radiation-induced modifications in the physiochemical features of ZnO nanoparticles synthesized using microwave technique, *Ceramics International*, 50 (2024) 5552-5561.
- [6] D. Sharma, S. Sharma, B.S. Kaith, J. Rajput, M. Kaur, Synthesis of ZnO nanoparticles using surfactant free in-air and microwave method, *Applied Surface Science*, 257 (2011) 9661-9672.
- [7] A. Tymoszuk, J. Wojnarowicz, Zinc oxide and zinc oxide nanoparticles impact on in vitro germination and seedling growth in *Allium cepa* L, *Materials*, 13 (2020) 2784.
- [8] T. Prakash, R. Jayaprakash, D.S. Raj, S. Kumar, N. Donato, D. Spadaro, G. Neri, Sensing properties of ZnO nanoparticles synthesized by using albumen as a biotemplate for acetic acid monitoring in aqueous mixture, *Sensors and Actuators B: Chemical*, 176 (2013) 560-568.
- [9] T. Prakash, R. Jayaprakash, G. Neri, S. Kumar, Synthesis of ZnO nanostructures by microwave irradiation using albumen as a template, *Journal of Nanoparticles*, 2013 (2013).
- [10] N. Karimi, M. Behbahani, H. Mirzahosseini, G. Dini, A. Razmjou, Green synthesis of ZnO nanoparticles using extract of edible and medicinal plant (*Allium jesdianum*), *Razi J Med Sci*, 25 (2018) 1-7.
- [11] Y.-C. Chen, S.-L. Lo, Effects of operational conditions of microwave-assisted synthesis on morphology and photocatalytic capability of zinc oxide, *Chemical Engineering Journal*, 170 (2011) 411-418.
- [12] R. Al-Gaashani, S. Radiman, N. Tabet, A.R. Daud, Effect of microwave power on the morphology and optical property of zinc oxide nano-structures prepared via a microwave-assisted aqueous solution method, *Materials Chemistry and Physics*, 125 (2011) 846-852.



شکل ۴: طیفهای مقایسه‌ای جذب نمونه‌ها بر حسب طول موج



شکل ۵: نمودارهای مقایسه‌ای تغییرات $(\alpha h\nu)^2$ بر حسب $h\nu$ نمونه‌ها

نتیجه‌گیری

در این پژوهش نانو ذرات اکسیدروی به روش مایکروویو سنتز شد. نمونه‌ها ساختار بس بلوری فاز هگزاگونال اکسید روی دارند و اندازه نانو بلورک‌ها با افزایش زمان تابشی بطور کلی روند کاهشی دارد. تصاویر FESEM نشان می‌دهند که زمان تابش ماکروویو بر ریختار نمونه تاثیر دارد. نتایج طیف سنجی FT-IR تشکیل ساختار Zn-O را نشان می‌دهد. نتایج مشخصه‌یابی اپتیکی نشان داد که گاف انرژی نمونه‌ها با افزایش زمان تابش روند کاهشی دارد.

مرجع‌ها

- [1] R. Mendil, Z.B. Ayadi, K. Djessas, Effect of solvent medium on the structural, morphological and optical properties of ZnS nanoparticles synthesized by solvothermal route, *Journal of Alloys and Compounds*, 678 (2016) 87-92.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



تقویت پاسخ الکترواپتیکی بلور مایع نماتیک E7 آلائیده با نانوذرات اکسید قلع

مهسا خادم صدیق^۱، امیرحسین مویدنیا^۱

^۱مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، ایران

mahsa.sedigh@yahoo.com, Matinmoayednia1999@gmail.com

چکیده- در سالهای اخیر بلورهای مایع به دلیل کاربرد گسترده در صنایع مختلف به ویژه نمایشگرها توجه محققین زیادی را به خود جلب نموده اند. وابسته به نوع بلور مایع مورد مطالعه، دما، نوع ناخالصی افزوده شده و میدان های خارجی اعمالی می توانند نقش مهمی در طراحی ادوات الکترواپتیکی داشته باشند. از اینرو در این پژوهش، اثرات دما و نانو ذره اکسید قلع با درصدهای وزنی مختلف بر روی پاسخ الکترواپتیکی بلور مایع نماتیک E7 در دماهای مختلف مورد بررسی و مطالعه قرار می گیرد. مطابق نتایج بدست آمده، افزودن نانو ذره اکسید قلع با درصد وزنی مشخص می تواند منجر به تقویت پاسخ الکترواپتیکی بلور مایع مورد مطالعه گردد.

کلید واژه- اکسید فلزی، الکترو اپتیک ، بلور مایع، نانوذره.

Enhancement of the electro-optical response of doped E7 nematic liquid crystal with tin oxide nanoparticles

Mahsa khadem Sadigh*¹, Amirhossein moayednia¹

¹Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab, Iran

mahsa.sedigh@ubonab.ac.ir, Matinmoayednia1999@gmail.com

Abstract- In recent years, liquid crystals have attracted the attention of many researchers due to their wide application in physical, chemical and biological systems. Depending on the properties of the studied liquid crystal, the behavior and type of response of this type of material can be strongly influenced by external factors such as the properties of the material added to the pure liquid crystal, temperature and external fields applied to them. Therefore, in this research, the effects of a tin oxide nanoparticle with different weight percentage on the electro-optical response of E7 nematic liquid crystal was studied. According to the obtained results, the addition of tin oxide nanoparticles with a specific weight percentage can lead to the enhancement of the electro-optical response of the studied liquid crystal.

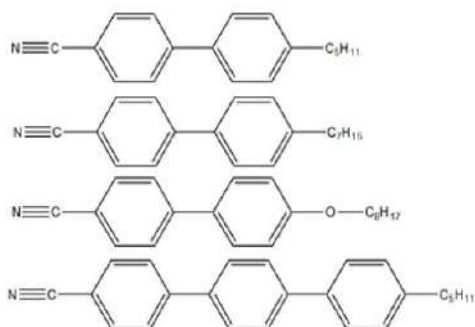
Keywords: Metal Oxide, Electro-Optics, Liquid Crystal, Nanoparticle.

مقدمه

رفتار الکترواپتیکی بلور مایع نماتیک E7 تحت تاثیر درصدهای وزنی مختلف نانوذره اکسید قلع می باشد. هدف از این پژوهش بهره گیری از برهم کنش های بین مولکولی با تغییر درصد وزنی نانوذرات اکسید قلع به منظور افزایش مقادیر ثابت کر می باشد.

مواد و روش ها

در این پژوهش یک چیدمان تجربی به منظور بررسی پاسخ الکترواپتیکی نمونه های مورد مطالعه استفاده شد. بلور مایع نماتیک E7 با ساختار شیمیایی نشان داده شده در شکل (۱) و نانوذره اکسید قلع مورد مطالعه از شرکت Merck خریداری و مورد استفاده قرار گرفت. در ابتدا محلول هایی با غلظت های ۰/۳ و ۰/۵ درصد وزنی از بلور مایع E7 و نانوذرات اکسید قلع تهیه شده و در چیدمان تجربی کر قرار گرفت. به همین منظور در ابتدا پودر نانو ذرات در یک حلال مشخص قرار گرفته و به مدت حدود ۵ ساعت در دستگاه آلتراسونیک قرار گرفت. سپس با توجه به درصد وزنی تعیین شده به بلور مایع اضافه شده و مجدد در دستگاه آلتراسونیک قرار گرفته و در نهایت حلال حذف گردیده و نمونه تهیه شده مورد بررسی قرار گرفت.



شکل ۱: ساختار شیمیایی بلور مایع مورد مطالعه

به منظور بررسی پاسخ الکترواپتیکی بلور مایع های خالص و آلانئیده به نانو ذره اکسید قلع، چیدمان تجربی مطابق با شکل (۲) طراحی شد.

در سالهای اخیر، بلور مایع ها به دلیل نظم مکانی و جهتی بطور گسترده مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته اند. تقویت پاسخ اپتیکی و الکترواپتیکی بلورهای مایع یکی از موضوعات قابل تامل می باشد. بررسی ها نشان داده است، به منظور بهبود ویژگی های اپتیکی و الکترواپتیکی در سیستم های مبتنی بر بلور مایع ها، انواع مختلفی از بلور مایع ها بطور خالص و آلانئیده شده با دیگر گروه های مواد نوری مورد استفاده و مطالعه قرار می گیرند. از نظر ویژگی های اپتیکی، آلانئیدن بلور مایع ها با انواع و غلظت های مختلف دوپانت ها و تحت تاثیر قرار گرفتن میدان های خارجی به وضوح توجهات خاصی را به خود جلب می کند. بدین ترتیب با بررسی ویژگی های بلور مایع های خالص و آلانئیده تحت تاثیر میدان های خارجی می توان روش مناسبی برای بهبود عملکرد ابزارهای اپتوالکترونیکی بر پایه بلور مایع ها ارائه نمود [۱-۲]. گذارهای فازی مختلف در بلور مایع ها به دلیل تغییر یک یا چند پارامتر ترمودینامیکی اعم از دما، غلظت و یا هر دو پارامتر به وجود می آید به همین دلیل بلور مایع های به سه دسته لیوتروپیک ها، پلیمریک ها و ترموتروپیک تقسیم می شوند [۲]. گروه سوم از بلور مایع ها که یکی از پرکاربردترین مواد اپتیکی به شمار می روند به سه گروه نماتیک ها، کلستریک ها و سمکتیک ها تقسیم می شوند. نماتیک ها به عنوان ساده ترین نوع کریستال مایع ها، بصورت مولکول هایی توصیف می شوند که دارای نظم جهتی ولی فاقد نظم مکانی می باشند. در این حالت افزودن هر نوع ناخالصی به بلور مایع نماتیک می تواند نظم ساختاری و در نهایت پاسخ نوری آن را تحت تاثیر قرار دهد. در سالهای اخیر، فناوری نانو و دستیابی به ذراتی با ابعاد نانو منجر به توسعه ای شگرفت در حوزه های مختلف علمی گردیده است. نانوذرات اکسید فلزی به دلیل خواص متنوع خود در سالهای اخیر توجه محققین زیادی را به خود جلب کرده اند. به همین منظور هدف از این کار تجربی، بررسی

$$I = I_0 \sin^2 \alpha \quad (1)$$

در رابطه فوق I_0 ، ماکزیمم شدت نور فرودی و α زاویه چرخش صفحه قطبش می باشد. با اعمال میدان الکتریکی والقا دوشکستی در نمونه های بلورمایع شدت نور برابر است با:

$$I = I_0 \sin^2 \left(\alpha + \frac{\delta}{2} \right) \quad (2)$$

که در آن δ نشان دهنده اختلاف فاز ایجاد شده در حضور میدان الکتریکی اعمالی می باشد و مطابق با رابطه (۳) به α (زاویه چرخش آنالیزور نسبت به حالت متعامد) مربوط می شود [۴۵-۵]:

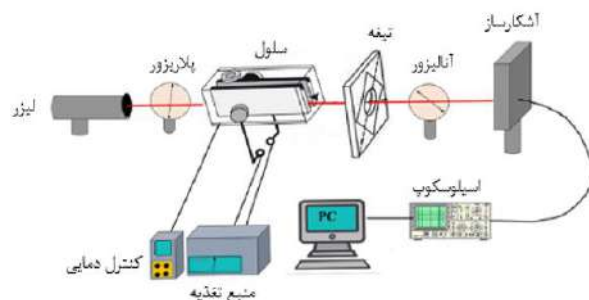
$$\alpha = \frac{\delta}{2} \quad (3)$$

بدین ترتیب دوشکستی القا شده تحت اعمال میدان الکتریکی خارجی مطابق با رابطه (۴) به ثابت δ مربوط می شود.

$$\Delta n = \lambda B |E^2| \quad (4)$$

در رابطه (۴)، ضرایب شکست موازی و عمود با در نظر گرفتن یک ضریب به ثابت δ مربوط می شوند. بدین ترتیب با اعمال میدان های الکتریکی مختلف و دوشکستی القایی می توان ثابت δ را از رابطه (۴) بدست آورد [۳-۶].

در حالت کلی، اعمال میدان های الکتریکی خارجی سبب جهتگیری مولکول های بلورمایع در فاز همسانگرد شده و به عبارتی یک حالت شبه نماتیکی با درجه ای از نظم جهتی ایجاد می نماید. به عبارت دیگر در حضور میدان خارجی، کمینه انرژی آزاد سیستم مربوط به حالت شبه نماتیکی و نه فاز همسانگرد خواهد بود. تأثیر اعمال این میدان خارجی در دماهای مختلف می تواند اطلاعات دقیقی از رفتار الکتروپتیکی بلورمایع نماتیک در نزدیکی دمای گذار دهد.



شکل ۲: چیدمان تجربی

در این حالت از یک لیزر کم توان با طول موج ۵۳۲ نانومتر به عنوان نور پروب استفاده شد. به همین منظور روش شدت صفر برای اندازه گیری ثابت δ در نمونه های مورد مطالعه استفاده شد. در این روش، نمونه های بلور مایع خالص و آلائیده با نانوذرات بین یک پلاریزور و آنالیزور به صورت عمود بر هم قرار گرفت. به منظور کنترل دما، نمونه ها متصل به یک کنترل دمایی با دقت ۰/۱ درجه سلسیوس شدند. بدون یک میدان الکتریکی AC مربعی با فرکانس بالا از طریق دو الکتروود فلزی به نمونه مورد مطالعه که درون سلول قرار دارد، اعمال می شود، شدت نور رسیده به آشکارساز صفر می باشد. با اعمال میدان الکتریکی با شدت های مختلف، نور رسیده شده به آشکارساز به دلیل ایجاد ناهمسانگردی در نمونه های مورد مطالعه شدت نور رسیده به آشکارساز تغییر خواهد کرد (قطبش نور فرودی زاویه ۴۵ درجه نسبت به میدان اعمالی دارد). در این حالت با استفاده از روش شدت صفر ناهمسانگردی القایی و ثابت δ اندازه گیری خواهد شد. قابل ذکر است تیغه ربع موج موجود در این چیدمان تجربی به منظور کنترل حالت قطبش نور خروجی از نمونه های بلور مایع مورد استفاده قرار می گیرد.

بررسی نتایج

در این پژوهش رفتار الکتروپتیکی بلور مایع نماتیک E7 خالص و آلائیده شده با نانو ذره اکسید قلع تحت تاثیر دماهای مختلف با استفاده از روش شدت صفر مورد بررسی قرار گرفت. در این حالت بدون اعمال میدان الکتریکی متناوب شدت میدان نور فرودی برابر است با [۳-۶]:

از اینرو برهم کنش مولکولی غالب می‌تواند منجر به تقویت پاسخ الکترواپتیکی بلور مایع نماتیک مورد مطالعه شود.

نتیجه گیری

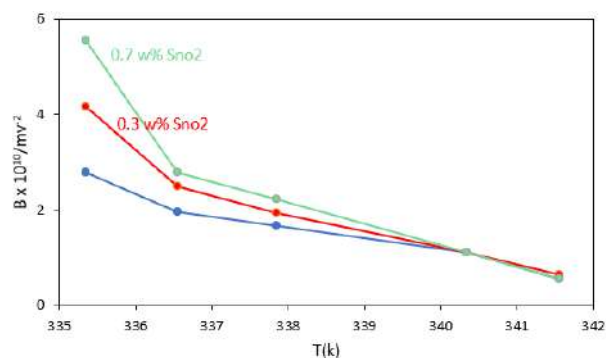
مطابق نتایج بدست آمده دما و درصد وزنی نانوذرات اکسید قلع تاثیر قابل توجهی در رفتار بلور مایع نماتیک مورد مطالعه تحت تاثیر اعمال میدان الکتریکی خارجی دارد. در این حالت با افزودن درصد وزنی مناسبی از نانوذره می‌توان پاسخ الکترواپتیکی آن را تقویت نمود.

مرجع ها

- [1] M. Khadem Sadigh, P. Naziri, M.S. Zakerhamidi, A. Ranjkesh, Tae-Hoon Yoon, "Temperature dependent features of polymer stabilized cholesteric liquid crystals based on selected liquid crystal characteristics", *Optik*, 230, 166354, 2021.
- [2] M. Khadem Sadigh, P. Naziri, A. Ranjkesh, M.S. Zakerhamidi, "Relationship of pitch length of cholesteric liquid crystals with order parameter and normalized polarizability", *Journal of Optical Materials*, 119, 111373, 2021.
- [3] M. Khadem Sadigha, M.S. Zakerhamidi, A. Ranjkesh, "Enhanced electro-optical nonlinear responses of doped nematic liquid crystals: Towards optoelectronic devices", *Optics and Lasers in Engineering*, 159, 107229, 2022.
- [4] H. Khoshshima, H. Tajalli, A. Ghanadzadeh Gilani, R. Dabrowski, Electro-optical kerr effect of two high birefringence nematic liquid crystals, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39, 1495, 2006.
- [5] R. Pizza, V. Degiorgio, T. Bellini, Kerr effect in binary liquid mixtures, *J. Opt. Am.B.* 3, 1642, 1986.

مطابق شکل (۳)، ثابت کر بلورهای مایع خالص و آلاییده وابسته به دما و درصد وزنی نانوذره افزوده شده به بلور مایع می‌باشد. با افزایش دما به تدریج ثابت کر و به عبارت دیگر پاسخ الکترواپتیکی بلورهای مایع خالص و آلاییده شده

شکل ۳: ثابت کر بلور مایع نماتیک خالص و آلاییده با نانو ذرات کسید قلع کاهش می‌یابد، بطوریکه در دماهای بالاتر مقادیر ثابت کر یکسانی برای تمامی نمونه‌ها بدست می‌آید. در حقیقت،



افزایش دما نظم کوتاه برد بلورهای مایع را مختل می‌کند. بعلاوه همانطوریکه در شکل (۳) نشان داده شده است افزودن نانو ذره اکسید قلع منجر به تغییرات در پاسخ الکترواپتیکی در بلور مایع مورد نظر می‌شود به طوری که میزان پارامتر ثابت کر حدود ۲ برابر بزرگ‌تر از بلور مایع خالص می‌شود. در واقع این رفتار غیر عادی را می‌توان به دلیل حضور برهم کنش‌های متفاوت مولکولی با تغییر در صد وزنی ماده کایرال افزوده شده در نظر گرفت. در حالت کلی انواع مختلف برهم کنش‌های مولکولی با تغییر درصد وزنی ماده کایرال چپگرد را می‌توان به شرح زیر تقسیم بندی نمود:

برهم کنش کل = برهم کنش‌های بین مولکول‌های بلور مایع + برهم کنش‌های بین مولکول‌های بلور مایع و نانوذرات + برهم کنش‌های بین مولکول‌های نانوذرات با یکدیگر.

سی‌امین

کنفرانس اپتیک و فوتونیک



و شانزدهمین کنفرانس مهندسی

و فناوری فوتونیک ایران

دانشگاه دامغان



۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲

بررسی خواص طیف بازتابی بلور فوتونی شامل شبه فلز وایل

اکرم آشنائی^۱، کاظم جمشیدی قلعه^۱، و رضا عبدی قلعه^۲

^۱گروه فیزیک، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز، ایران (k-jamshidi@azaruniv.ac.ir)

^۲گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، ایران (r.abdi@ubonab.ac.ir)

چکیده - ساختار بلور فوتونی شامل لایه نقص شبه فلز وایل برای دو آرایش متقارن و نامتقارن ارائه شده است. رفتار طیف بازتابی، با اعمال روش ماتریس انتقال بررسی شده است. برای این کار، با محاسبه ثابت گذردهی موثر برای لایه شبه فلز وایل، ماتریس انتقال آن استخراج شده است. با بهینه کردن تناوب ساختاری بلور فوتونی معرفی شده برای هر دو حالت متقارن و نامتقارن، اثر جایگزینی لایه نقص با مواد سازنده ساختار بررسی شده است. مشاهده شد که برای ساختار متقارن، مد نقص باریکی در محدوده گاف باند فوتونی ایجاد می‌شود که در ساختار نامتقارن وجود نداشت.

کلید واژه - بلور فوتونی، طیف انعکاسی، شبه فلز وایل

Investigating the Reflection Spectrum Properties of a Photonic Crystal Containing the Wyle Semimetals

Akram Ashenaei¹, Kazem Jamshidi-Ghaleh¹, and Reza Abdi-Ghaleh²

¹Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz, Iran

²Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab, Iran

Abstract- The photonic crystal structure including Weyl's semi-metal defect layer is presented for two symmetric and asymmetric arrangements. The behaviour of the reflection spectrum have been investigated by applying the transfer matrix method. For this, by calculating the effective permittivity constant for Weyl's semi-metal layer, its transfer matrix has been extracted. By optimizing the structural periodicity of the introduced photonic crystal for both symmetric and asymmetric configurations, the effect of defect layer replacement has been investigated. It was revealed that for the symmetric structure, a narrow defect mode is created in the photonic bandgap range, which did not exist in the asymmetric structure.

Keywords: Photonic Crystals, Reflection Spectrum, Wyle Semimetal



شکل ۱: طرحواره‌ی بلور فوتونی یک بعدی معرفی شده شامل شبه فلز وایل (لایه C). در محاسبات لایه‌های A منیزیم فلوراید (MgF_2), B سولفید روی (ZnS) و D دی‌اکسید سیلیسیم (SiO_2) انتخاب و اثر جایگزینی آن همگون با لایه‌های A و B بررسی شده است.

تانسور گذردهی نسبی شبه فلز وایل به صورت زیر می‌باشد:

$$\epsilon_C = \begin{pmatrix} \epsilon_d & 0 & i\epsilon_a \\ 0 & \epsilon_d & 0 \\ -i\epsilon_a & 0 & \epsilon_d \end{pmatrix} \quad (1)$$

عنصر غیرقطری ϵ_a به صورت زیر داده می‌شود:

$$\epsilon_a = \frac{be^2}{2\pi^2\hbar\omega} \quad (2)$$

که در آن $b=2 \times 10^9 m^{-1}$ است. عناصر قطری با استفاده از فرمولبندی Kubo-Greenwood در تقریب فاز تصادفی به این صورت داده می‌شود [۴]:

$$\epsilon_d = \epsilon_b + i\frac{\sigma}{\omega} \quad (3)$$

که در آن ϵ_b گذردهی نسبی زمینه و σ رسانندگی الکتریکی است و با رابطه زیر داده می‌شود [۵-۷]:

$$\sigma = \frac{e^2 g k_F \Omega G(\frac{\Omega}{2})}{24\pi\hbar} + \frac{ie^2 g k_F}{24\pi^2\hbar} \left[\frac{4}{\Omega} + \frac{4\pi^2}{3\Omega} \left(\frac{k_B T}{E_f} \right)^2 + \frac{ie^2 g k_F \Omega}{3\pi^2\hbar} \int_0^{\zeta_c} \left[\frac{G(\xi) - G(\frac{\Omega}{2})}{\Omega^2 - 4\xi^2} \right] \xi d\xi \right] \quad (4)$$

در رابطه فوق، k_B ثابت بولتزمن، T دما، E_f انرژی فرمی، $\Omega = \frac{\hbar(\omega + i\tau^{-1})}{E_f}$ فرکانس مختلط نرمال شده، τ آهنگ میرایی درود، $\xi_c = E_c/E_f$ ، $k_F = E_f/\hbar v_f$ تکانه فرمی، v_f سرعت فرمی و E_c انرژی قطع که بالاتر از آن پراکندگی نوار خطی نیست، هستند. تابع $G(\chi)$ به صورت زیر تعریف شده است:

$$G(\chi) \cong n(-\chi E_f) - n(\chi E_f) = \frac{\sinh(\frac{\chi E_f}{k_B T})}{\cosh(\frac{E_f}{k_B T}) + \cosh(\frac{\chi E_f}{k_B T})} \quad (5)$$

که در آن $n(E)$ تابع توزیع فرمی می‌باشد. در محاسبات عددی پارامترهای مورد نیاز به صورت زیر هستند ϵ_0 که از مرجع [۸] انتخاب شده‌اند:

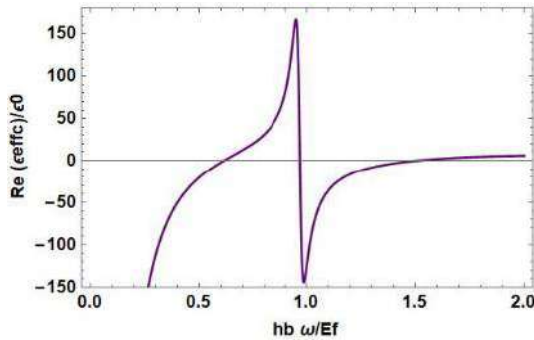
مقدمه

در سال‌های اخیر، مواد توپولوژیکی که شامل دو دسته‌ی عایق‌ها و شبه فلزات هستند، به واسطه خواص الکتریکی و اپتیکی خاص‌شان، توجه بسیاری را به خود جلب کرده است. یکی از این مواد، شبه فلز وایل است که به خاطر ویژگی ذاتی غیرمتقابل لورنتس، دارای اهمیت خاصی می‌باشد [۱-۲]. ویژگی عجیب و منحصر به فرد این نیمه فلز، مربوط به الکترون‌های آن می‌باشد که به شکل غیر قابل توضیح، رفتاری همچون اشعه‌های نور از خود نشان می‌دهند، گویی که هیچ جرمی را به خود اختصاص نمی‌دهند. به عبارت دیگر الکترون‌های این ماده، در عین حال فوتون‌هایی از نور می‌باشند. این ذره باعث افزایش سرعت و کارایی وسایل الکترونیک خواهد شد [۳].

از طرف دیگر، برای طراحی المان‌ها و ابزارهای نوری، نیاز مبرم به مهندسی خواص اپتیکی محیط انتشار نور وجود دارد. این کار، در سایه‌ی توانایی ساختارهای بلور فوتونی، بسیار سهل شده است. رفتار و خواص نوری یک ساختار بلور فوتونی به آرایش هندسی و خواص نوری مواد تشکیل دهنده‌ی آن بستگی دارد. در این کار، ساختار بلور فوتونی یک بعدی را معرفی می‌کنیم که شامل شبه فلز وایل است. با استفاده از روش ماتریس انتقال، خواص طیف بازتابی آن را بررسی خواهیم کرد.

مدل و تئوری

شکل ۱، ساختار بلور فوتونی پیشنهاد شده را نشان می‌دهد که از آرایش متناوب لایه‌های A (MgF_2) و B (ZnS) و یک لایه‌ی شبه فلز وایل (لایه‌ی C) به همراه یک لایه‌ی دی‌الکتریک (SiO_2)، D، به عنوان نقص تشکیل شده است. نوری با قطبش TM تحت زاویه θ به ساختار تابیده و پس از بازتاب‌های متعدد در مرز بین لایه‌ها مقداری از آن بازتاب و مقداری دیگر عبور خواهد کرد. با ضرب ماتریس انتقال تک تک لایه‌ها به هم، ماتریس انتقال کل ساختار حاصل شده و از روی آن ضریب بازتاب محاسبه می‌شود.

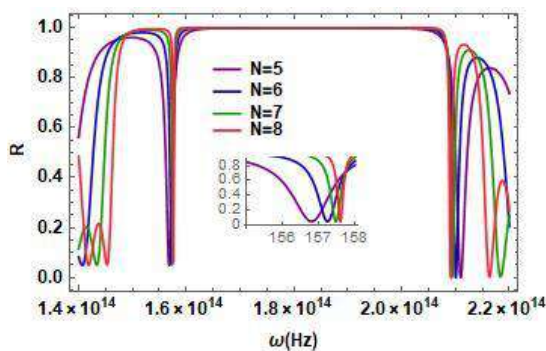


شکل ۲: رفتار قسمت حقیقی گذردهی موثر شبه فلز وایل بر حسب انرژی فوتون نرمال شده به انرژی فرمی $(\frac{\hbar\omega}{E_f})$.

در این شکل، ما محدوده‌ی فرکانس‌هایی را در نظر گرفتیم که در آن قسمت حقیقی گذردهی الکتریکی موثر مقداری مثبت و بزرگتر یا مساوی یک است $(\frac{\hbar\omega}{E_f} = .96 - .62)$. در این کار، تمامی محاسبات در این ناحیه فرکانسی انجام شده است. لایه‌های دی‌الکتریک با شرط ربع‌موج برای طول‌موج تابشی ۱۰.۴۶ میکرومتر در نظر گرفته شده‌اند. لذا، برای مواد ذکر شده، ضخامت لایه‌های متناظر به صورت زیر خواهند بود:

$$d_D = 3.21 \mu\text{m} \quad d_C = 100 \text{nm} \quad d_B = 1.16 \mu\text{m} \quad d_A = 1.89 \mu\text{m}$$

شکل ۳، ضریب بازتاب از ساختار را برای چهار تناوب مختلف نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که با تغییر تناوب تغییر محسوسی در محدوده گاف فوتونی و شدت و فرکانس مد نقص روی نمی‌دهد. برای بررسی اثر لایه‌ی D،



شکل ۳: رفتار ضریب بازتاب برای تعداد تناوب‌های ساختاری ۵، ۶، ۷ و ۸. شکل داخل بزرگ نمایی لبه اول گاف باند را نمایش می‌دهد.

با انتخاب تناوب ۶ برای ساختار، ضریب بازتاب را برای سه انتخاب مختلف برای لایه D (بر اساس مقادیر ضریب شکست‌های لایه‌های سازنده ساختار) که در داخل شکل ذکر شده‌اند، رسم کرده‌ایم. مشاهده می‌شود وقتی که لایه

$$\epsilon_b = 6.2 \epsilon_0 \quad \xi_c = 3. \tau = 1000 \text{ fs}. \quad g = 2. \nu_f = 8.3 \times 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad E_f = 0.15 \text{ eV}. \quad T = 300 \text{ K}$$

با به کارگیری معادلات ماکسول، گذردهی موثر شبه فلز وایل به صورت زیر بدست می‌آید (به خاطر محدودیت تعداد صفحات اثبات آن در این جا ارائه نشده است):

$$\epsilon_{eff}^2 = \frac{\epsilon_d^2 - \epsilon_a^2}{\epsilon_d}. \quad (6)$$

ماتریس انتقال برای لایه‌ی دی‌الکتریک [A]، با رابطه‌ی زیر داده می‌شود [۹]:

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos(k_{jz} d_j) & \frac{-i}{\eta_j} \sin(k_{jz} d_j) \\ -i \eta_j \sin(k_{jz} d_j) & \cos(k_{jz} d_j) \end{pmatrix} \quad (7)$$

که در آن $k_{jz} = k_j \cos \theta_j$ و $\eta_j^2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_j}{\mu_0 \cos^2 \theta_j}$ (j=A,B,D) و θ_j زاویه شکست می‌باشد. به همان صورت، ماتریس انتقال شبه فلز وایل یک ماتریس 2×2 است که عناصر آن با روابط زیر داده می‌شوند:

$$M_{11} = \cos(k_{cz} d_c) + \frac{k_{cx} \epsilon_a}{k_{cz} \epsilon_d} \sin(k_{cz} d_c) \quad (8a)$$

$$M_{12} = \frac{-i}{\eta_c} \left[1 + \left(\frac{k_{cx} \epsilon_a}{k_{cz} \epsilon_d} \right)^2 \right] \sin(k_{cz} d_c) \quad (8b)$$

$$M_{21} = -i \eta_c \sin(k_{cz} d_c) \quad (8c)$$

$$M_{22} = \cos(k_{cz} d_c) - \frac{k_{cx} \epsilon_a}{k_{cz} \epsilon_d} \sin(k_{cz} d_c) \quad (8d)$$

که در آن $K_{cx} = K_{cz} = K_c \cos \theta_c$ و $\eta_c^2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{eff}}{\mu_0 \cos^2 \theta_c}$ و $K_c \sin \theta_c$ و زاویه شکست در شبه فلز وایل است.

نتایج و بحث

شکل ۲، رفتار قسمت حقیقی گذردهی موثر شبه فلز وایل را بر انرژی فوتون نرمال شده $(\frac{\hbar\omega}{E_f})$ نشان می‌دهد.

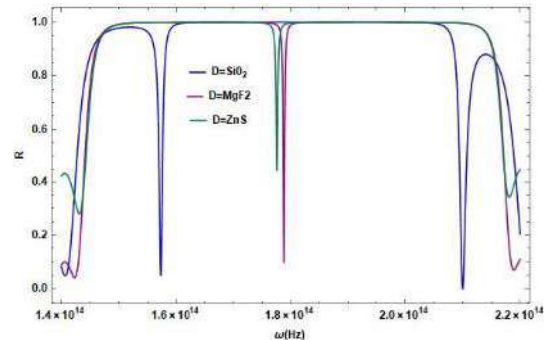
نتیجه‌گیری

ساختاری یک بعدی از بلور فوتونی شامل مد نقص شبه فلز وایل برای دو حالت متقارن و نامتقارن ارائه گردید. خواص طیف انعکاسی برای هر دو ساختار برحسب تناوب ساختار و همگونی و یا ناهمگونی لایه نقص با مواد سازنده ساختار بررسی گردید. مشاهده شد که گستره‌ی گاف باند به تناوب ساختار در محدوده ۵ تا ۸ زیاد حساس نیست. برای تناوب ۶، در جایگزینی مد نقص با مواد سازنده ساختار، در حالت‌های متقارن و نامتقارن کاملاً عکس هم رفتار می‌کنند.

مرجع‌ها

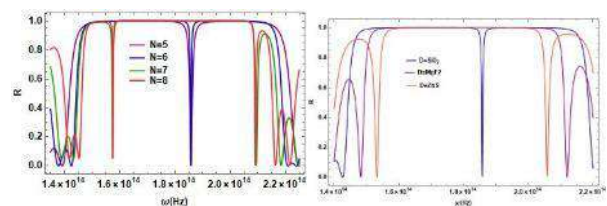
- B. Yan, C. Felser, "Topological materials: Weyl semimetals", *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, pp. 337-354, 2017.
- N.P. Armitage, E.J. Mele, A. Vishwanath, "Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids", *Rev. Mod. Phys.*, No. 90, pp. 015001, 2017.
- D.F. Liu, A.J. Liang, E.K. Liu, Q.N. Xu, Y.W. Li, C. Chen, D. Pei, W.J. Shi, S.K. Mo, P. Dudin, T. Kim, C. Cacho, G. Li, Y. Sun, L.X. Yang, Z.K. Liu, S.S.P. Parkin, C. Felser, Y.L. Chen, "Magnetic Weyl semimetal phase in a Kagom'e crystal", *Science*, No. 365, pp. 1282-1285, 2019.
- X. Wu, H. Yu, F. Wu, B. Wu, "Enhanced nonreciprocal radiation in Weyl semimetals by attenuated total reflection", *AIP Adv.*, No. 11, pp. 075106, 2021.
- J. Hofmann, S.D. Sarma, "Surface plasmon polaritons in topological Weyl semimetals", *Phys. Rev. B.*, No.24, pp. 241402, 2016.
- O.V. Kotov, YuE. Lozovik, "Giant tunable onreciprocity of light in Weyl semimetals", *Phys. Rev. B* No. 19, pp. 195446, 2018.
- O.V. Kotov, YuE. Lozovik, "Dielectric response and novel electromagnetic modes in three-dimensional Dirac semimetal films", *Phys. Rev. B.*, No. 23, pp. 235417, 2016.
- V.S. Asadchy, C. Guo, B. Zhao, S. Fan, "Sub-wavelength passive optical isolators using photonic structures based on Weyl semimetals", *Adv. Opt. Mater.*, No. 16, pp. 2000100, 2020.
- P. Yeh, "Optical Waves in Layered Media", Wiley, 1988.

D با یکی از عناصر سازنده بلور فوتونی (A و یا B) یکی است یک مد نقص بسیار باریک در محدوده گاف باند فوتونی ظاهر می‌شود. شدت مد نقص برای حالتی که D با B جایگزین شده بزرگتر است از حالتی که با A جایگزین می‌شود.



شکل ۴: رفتار ضریب بازتاب برای سه انتخاب متفاوت از لایه D.

در قسمت بعد، برای بررسی اثر تقارن ساختار نسبت به لایه نقص، ضریب بازتاب را با جایجا کردن لایه‌های A و B در قسمت دوم، یعنی ساختار: $M = (M_A M_B)^N M_C M_D (M_B M_A)^N$ رسم کردیم (شکل ۵). مشاهده می‌شود که در مقایسه با ساختار نامتقارن، نمودار شکل ۴، هیچ تغییری در محدود گاف فوتونی صورت نگرفته ولی علاوه بر جایگزیدگی بیشتر لبه‌های گاف باند، مد نقص تیزی نیز در ناحیه گاف باند برای تمام تناوب‌ها ایجاد شده است.



شکل ۵: الف) رفتار ضریب بازتاب برای تعداد تناوب‌های مختلف برای ساختار متقارن $M = (M_A M_B)^N M_C M_D (M_B M_A)^N$ و ب) رفتار ضریب بازتاب برای ساختار متناوب با تغییر نوع ماده D برای تناوب N=6

متناظر با ساختار نامتقارن، برای حالت متقارن نیز اثر جایگزینی لایه D برای سه حالت مختلف بررسی گردید. همان طور که از شکل ۵ ب مشاهده می‌شود، رفتاری کاملاً برعکس اتفاق افتاد و تنه‌ای برای حالتی که در ساختار متقارن مد نقصی ایجاد نشده بود در این حالت مد نقص ظاهر شده و برعکس لبه‌های گاف برای این حالت گسترده شده است.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



اثر تابش موج الکترومغناطیسی بر خواص الکترونی نانویارهای پاپ گرافن

مبینا اردیانی^۱، سید احمد کتابی^{۱*} و رضا کلامی^۱

^۱ دانشکده فیزیک دانشگاه دامغان، دامغان، ایران

چکیده - در کار حاضر با استفاده از تقریب تنگ بست و روش تابع گرین غیر تعادلی، اثر تابش موج الکترومغناطیسی در محدوده نور مرئی بر خواص الکترونی نانویارهای گرافن پنتا-اکتا-پنتا (پاپ گرافن) را بررسی خواهیم کرد. به طور خاص ما اثرات تغییر زاویه برخورد (۰ تا ۹۰ درجه) تابش نور مرئی با فرکانس حدود ۴۳۰ تراهرتز با قطبش خطی S بر روی چگالی حالتها و مشخصه جریان-ولتاژ را مطالعه می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهد که خواص الکترونی به شدت به شرایط تابش وابسته است، به طوری که گاف نواری و مشخصه جریان-ولتاژ در زوایای مختلف تابش دستخوش تغییر می‌شود. به طور کلی با اعمال تابش جریان عبوری از پیوندگاه کاهش می‌یابد، به طوری که در زاویه برخورد ۹۰ درجه بیشترین کاهش جریان رخ می‌دهد.

کلید واژه- پاپ گرافن، نانویار، موج الکترومغناطیسی، مشخصه جریان-ولتاژ

Effect of Electromagnetic radiation on the electronic properties of POPGraphene nanoribbons

Mobina Ardyani¹, Seyed Ahmad Ketabi^{1*}, and Reza Kalami¹

¹ School of Physics, Damghan University, Damghan, Iran

Abstract- In this work, we theoretically investigate the influence of electromagnetic radiation in the range of visible light on the electronic properties of POPGraphene nanoribbons. Specifically, we study the effects of varying the incident angle (0-90 degrees) of visible light radiation with a frequency of about 430 terahertz with linear polarization s on the density of states and current-voltage characteristic of the nanoribbons. Our results demonstrate that the electronic properties are highly dependent on irradiation conditions. This effect leads to variations in the band gap and the current-voltage characteristic at different radiation angles. Overall, the application of radiation results in a reduction of the current passing through the junction, with the maximum reduction occurring at a 90-degree angle.

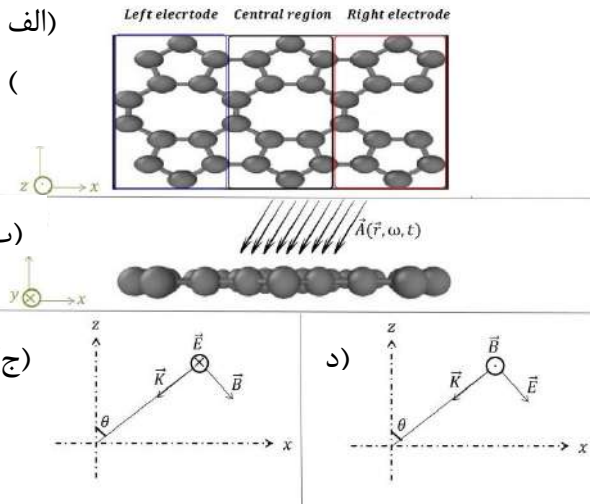
Keywords: POPGraphene, Nanoribbon, Electromagnetic Wave, Current-Voltage Characteristic

مقدمه

گرافن اولین مادهٔ دوبعدی و یکی از اشکال مختلف ساختارهای کربنی می‌باشد. در یک صفحه گرافن، هر اتم کربن با سه اتم کربن دیگر پیوند دارند. این سه پیوند در یک صفحه قرار دارند و زاویه‌های بین آنها با یکدیگر مساوی و برابر با ۱۲۰ درجه است [۱]. در سال‌های اخیر مواد دوبعدی مبتنی بر کربن دیگری به لحاظ نظری معرفی شده‌اند که خواص جالب و متفاوتی نسبت به گرافن دارند. پنتاگرافن، فاگرافن، توپین گرافن، پاپ گرافن و ... نمونه‌هایی از این مواد هستند [۲]. نانو نوار پاپ گرافن دارای ۵-۸ (پنتا-اکتا-پنتا) حلقه اتمی بوده که به لحاظ نظری مورد مطالعه قرار گرفته است [۳].

برهمکنش تابش الکترومغناطیسی با ماده می‌تواند منجر به اثرات جالبی شود که بر خواص الکترونی، نوری و حرارتی مواد تأثیر می‌گذارد [۴]. در میان موادی که چنین برهمکنش‌هایی را تجربه می‌کنند، مواد دوبعدی مانند نانو نوارهای گرافن به دلیل خواص منحصر به فرد و کاربردهای بالقوه آنها در الکترونیک و فوتونیک توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند. برهمکنش بین نانو نوارهای گرافن و تابش الکترومغناطیسی به عوامل متعددی از جمله فرکانس، شدت، قطبش و زاویه تابش بستگی دارد [۵]. تحقیقات موجود در مورد اثر تابش موج الکترومغناطیسی بر نانو نوارها تا حد زیادی بر روی گرافن و مشتقات آن متمرکز شده است. در حالی که این مطالعات بینش‌های ارزشمندی را در مورد مکانیسم‌های اساسی و کاربردهای بالقوه ارائه کرده‌اند، ویژگی‌های متمایز ساختاری و الکترونی نانو نوارهای پاپ گرافن نیازمند تحقیقات اختصاصی می‌باشد. درک مکانیسم‌های زیربنایی و ایجاد رابطه بین برهمکنش‌های الکترومغناطیسی و نانو نوارهای پاپ گرافن، در استفاده از پتانسیل آنها و هموار کردن راه برای طراحی دستگاه‌های نوآورانه مفید خواهد بود.

در کار حاضر اثر تابش موج الکترومغناطیسی با قطبش خطی S در محدوده نور مرئی را بر نانو نوار پاپ گرافن بررسی خواهیم کرد. شکل ۱ ساختار نانو نوار پاپ گرافن را نشان می‌دهد که تحت تابش موج الکترومغناطیسی قرار گرفته است.



شکل ۱: تصویر نانو نوار پاپ گرافن (الف) از نمای بالا، (ب) از نمای روبرو که تحت تابش موج الکترومغناطیسی قرار گرفته است. (ج) و (د) به ترتیب تصویر نمادین قطبش S و P را نشان می‌دهد.

مدل و روش محاسبه

برای دستیابی به خواص الکترونی نانونوارهای پاپ گرافن از مدل تنگ بست و فرمولبندی تابع گرین غیرتعادلی استفاده شده است. ماتریس هامیلتونی سامانه و الکترودهای چپ و راست و هامیلتونی ناشی از برهم‌کنش این الکترودها با ناحیه مرکزی با در نظر گرفتن تقریب نزدیکترین همسایه‌ها به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$H_C = \varepsilon_0 \sum_i c_i^\dagger c_i + \sum_{\langle i,j \rangle} t_{i,j} c_i^\dagger c_j \quad (1)$$

$$H_\gamma = \varepsilon_0 \sum_i c_i^\dagger c_i + t_0 \sum_{\langle i,j \rangle} c_i^\dagger c_j \quad (2)$$

$$H_{C\gamma} = t_0 \sum_{\langle i,j \rangle} c_i^\dagger c_j \quad (3)$$

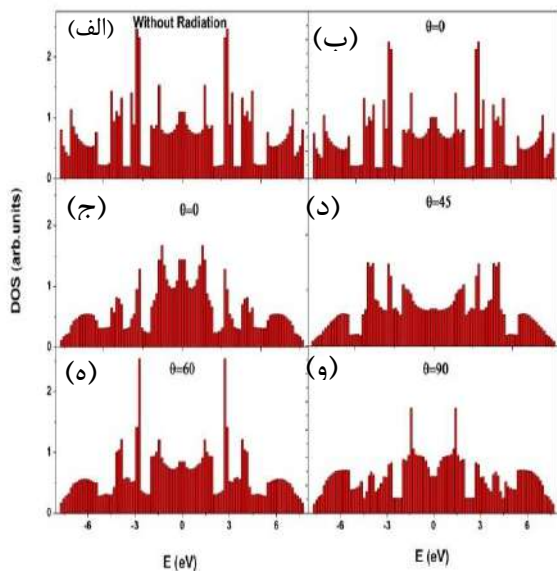
که در این روابط $\gamma = L, R$ و $c_{i\alpha}^\dagger$ ($c_{i\alpha}$) عملگر خلق (نابودی) الکترون در جایگاه i ام است. i و j اشاره به برهم‌کنش نزدیکترین همسایه‌ها دارد. $\varepsilon_0 = 0$ انرژی جایگاهی و پارامتر پرش الکترون بین جایگاه‌های همسایه $t_0 = -2.7 eV$ است. لذا برای اتم‌های کربن دور از هم این مقدار صفر در نظر گرفته شده است. در حضور تابش موج الکترومغناطیسی انرژی پرش به شکل زیر در می‌آید:

که در این روابط تابع گرین از هامیلتونی ناحیه مرکزی و الکترودهای چپ و راست و برهمکنش بین آنها به صورت رابطه زیر بدست خواهد آمد:

$$G(E) = [(E + i\eta)I - H_c - \Sigma_L(E) - \Sigma_R(E)]^{-1} \quad (11)$$

نتایج

در این بخش ابتدا به مطالعه بررسی چگالی حالت‌های الکترونی یک نانو نوار پاپ گرافن تحت شرایط مختلف تابش پرداخته می‌شود. نانو نوار به صورت خطی با قطبش S، در زوایای مختلف (۰، ۳۰، ۴۵، ۶۰ و ۹۰ درجه) در معرض یک میدان الکترومغناطیسی قرار گرفته است.



شکل ۲: نمودار چگالی حالت‌های الکترونی نانو نوار پاپ گرافن در حالت (الف) بدون تابش و تابش با قطبش S با (ب) زاویه ۰ درجه، (ج) ۳۰ درجه، (د) ۴۵ درجه، (د) ۶۰ درجه و (ه) ۹۰ درجه

همانطور که در شکل ۲ مشخص است، با اعمال موج الکترومغناطیسی در زوایای مختلف، قله‌ها و دره‌های متفاوتی در چگالی حالت‌ها در سطوح مختلف انرژی نسبت به نمونه بدون تابش مشاهده می‌شوند. این ویژگی‌ها نشان‌دهنده تأثیر زاویه برخورد بر ویژگی‌های انتقال الکترونی نانو نوار است. این نشان می‌دهد که زاویه برخورد در قطبش S تأثیر برجسته‌ای بر خواص الکترونی نانو نوار دارد و گاف نواری را تغییر می‌دهد. کاهش قابل توجهی در چگالی حالت‌های نزدیک به سطح فرمی در زوایای

$$t_{i,j} = t_0 \exp\left\{\frac{ie}{\hbar c} \int_i^j \vec{A} \cdot d\vec{r}\right\} \quad (4)$$

طبق شکل ۱ بردار موج فرودی با فرض صفر بودن زوایه سمتی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\vec{K} = -K \sin \theta \hat{i} - K \cos \theta \hat{k} \quad (5)$$

در حالت قطبش S می‌توان معادلات میدان الکتریکی، مغناطیسی و پتانسیل برداری را به صورت زیر نوشت:

$$\begin{aligned} \vec{E}_0 &= E_0 \hat{j}; \quad \vec{B}_0 = B_0 \cos \theta \hat{i} - B_0 \sin \theta \hat{k}; \\ \vec{A}_0 &= A_0 \hat{j} \end{aligned} \quad (6)$$

پتانسیل برداری نهایی به شکل زیر در خواهد آمد:

$$\begin{aligned} \vec{A} &= \vec{A}_0 \cos(\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t) = A_0 \cos(\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t) \hat{j} \\ &= A_0 \cos(-K \sin \theta x - K \cos \theta z - \omega t) \hat{j} \end{aligned} \quad (7)$$

A_0 تعداد فوتون‌ها از رابطه زیر بدست خواهد آمد:

$$A_0 = \left(\frac{2\pi \hbar c^2 N_{ph}}{\omega \Omega} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

که در این رابطه $\frac{N_{ph}}{\Omega}$ برابر با ۱ و فرکانس نور برابر با $\omega = 4.3 \times 10^{14} \text{ Hz}$ که برابر با فرکانس نور مرئی می‌باشد، در نظر گرفته شده است. طبق رابطه لاندور-بوتیکر جریان از رابطه زیر بدست خواهد آمد:

$$I(V) = \frac{2e}{h} \int T(E) [f_L^\mu(E) - f_R^\mu(E)] dE \quad (9)$$

همچنین چگالی حالت‌های الکترونی با رابطه زیر محاسبه خواهد شد:

$$DOS(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im}[Tr(G(E))] \quad (10)$$

S ممکن است باعث ایجاد پراکندگی شود و مانع انتقال الکترون ها از طریق نانو نوار گردد. همچنین این نشان می‌دهد که در این زوایای برخورد، خاصیت ماده از فلزی به نیم‌رسانایی تغییر حالت داده است.

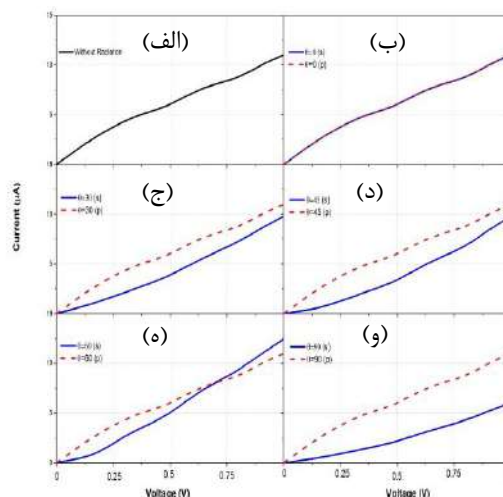
نتیجه‌گیری

این مطالعه تأثیر قابل توجه تابش الکترومغناطیسی با قطبش S بر خواص الکترونی نانو نوارهای پاپ گرافن را مشخص نمود. نشان داده شد که چگالی حالت‌ها و مشخصه جریان ولتاژ این نانو نوارها را می‌توان به طور موثر با تغییر زاویه برخورد تابش کنترل کرد. مشاهده شد که جریان‌های الکترونی گذرنده از نانو نوارها، تغییرات گسترده‌ای را نسبت به حالت بدون تابش تجربه می‌کنند. به طور کلی، این نتایج راه را برای بهینه‌سازی دستگاه‌های مبتنی بر گرافن از طریق تابش الکترومغناطیس به عنوان یک پارامتر کنترل خارجی هموار می‌کند.

مرجع‌ها

- X. Kong, Q. Liu, C. Zhang, Z. Peng, Q. Chen, "Elemental two-dimensional nanosheets beyond graphene", *Chem. Soc. Rev.* Vol. 46, No. 8, pp. 2127-2157, 2017.
- [2] S. Wang, B. Yang, H. Chen, E. Ruckenstein, "Popgraphene: a new 2D planar carbon allotrope composed of 5-8-5 carbon rings for high-performance lithium-ion battery anodes from bottom-up programming", *J. Mater. Chem. A* Vol. 6, No. 16, pp. 6815-6821, 2018.
- [3] J.-H. Chen, G. Autès, N. Alem, F. Gargiulo, A. Gautam, M. Linck, C. Kisielowski, O. Yazyev, S. Louie, A. Zettl, "Controlled growth of a line defect in graphene and implications for gate-tunable valley filtering", *Phys. Rev. B Condens. Matter*, Vol. 89, No. 12, pp. 121407, 2014.
- [4] D.G. Baranov, M. Wersall, J. Cuadra, T.J. Antosiewicz, T. Shegai, "Novel nanostructures and materials for strong light-matter interactions", *Acs Photonics*, Vol. 5, No. 1, pp. 24-42, 2018.
- [5] I. Arief, S. Biswas, S. Bose, "Graphene analogues as emerging materials for screening electromagnetic radiations", *Nano-Struct. Nano-Objects*, Vol. 11, pp. 94-101, 2017.

۴۵، ۶۰ و ۹۰ درجه مشاهده می‌شوند. برعکس، هیچ تغییر قابل توجهی در چگالی حالت‌ها در زاویه صفر وجود ندارد. در زاویه ۳۰ درجه، شاهد افزایش چگالی حالت‌های نزدیک به سطح فرمی هستیم. در ادامه بحث، مشخصه جریان ولتاژ نانو نوار پاپ گرافن تحت زوایای برخورد مختلف تابش بررسی شده‌اند.



شکل ۳: مشخصه جریان ولتاژ نانو نوار پاپ گرافن در حالت (الف) بدون تابش و تابش با قطبش S با زاویه (ب) ۰ درجه، (ج) ۳۰ درجه، (د) ۴۵ درجه، (ه) ۶۰ درجه و (و) ۹۰ درجه

منحنی جریان ولتاژ نانو نوار پاپ گرافن بدون تابش یک رفتار اهمی را از خود نشان می‌دهد (شکل ۳ (الف)). این نشان می‌دهد که در غیاب تابش خارجی، نانو نوار رفتار مشخصه یک رسانای فلزی معمولی را دارد. با این حال، زمانی که نانو نوار در زوایای برخورد مختلف در معرض تابش با قطبش S قرار می‌گیرد، تغییرات قابل توجهی در مشخصه جریان ولتاژ در مقایسه با نمونه بدون تابش مشاهده می‌شود. در زاویه برخورد ۰ درجه، جریان افزایش قابل توجهی نشان نمی‌دهد (شکل ۳ (ب) و (و)) و نانو نوار کماکان خاصیت فلزی خود را حفظ می‌کند. با این حال، در زوایای برخورد ۳۰، ۴۵، ۶۰ و ۹۰ درجه، جریان در مقایسه با نمونه بدون تابش کاهش می‌یابد (شکل ۳ (ج)-(و)). بیشترین کاهش جریان مربوط به زاویه تابش ۹۰ درجه می‌باشد. این کاهش در جریان ناشی از ناهماهنگی بین میدان الکتریکی و جهت جریان الکترون است. در این زوایای برخورد، تابش قطبش



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



بررسی دینامیک الکترون در مکانیسم IFEL با ساختار هلیکال در حضور موج پلاسما و میدان مغناطیسی القایی

آمنه کارگریان^۱، سمیرا تاجیک‌نژاد^۲

^۱پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران،

ایران، akargarian@aeoi.org.ir

^۲گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه و فنی مهندسی، دانشگاه گنبد کاووس، گنبد کاووس، ایران،

samira.tajiknezhad@gonbad.ac.ir

چکیده - در این مقاله، دینامیک الکترون در مکانیسم عکس لیزر الکترون آزاد با ویگلر هلیکال در حضور موج پلاسمایی و میدان مغناطیسی القایی ناشی از جریان الکترون‌های پرنرژی مورد ارزیابی قرار گرفته است. در این مکانیسم، موج پلاسمایی در اثر برهم‌کنش لیزر با پلاسما ایجاد می‌شود و الکترون‌ها با حرکت نوسانی در ساختار هلیکال از موج ایجاد شده انرژی می‌گیرند. علاوه بر تأثیر دامنه و طول موج متناظر با میدان هلیکال بر روی دینامیک الکترون در این سیستم، جریان حاصل از الکترون‌های پرنرژی تولید شده یک میدان مغناطیسی القایی تولید می‌کند که این میدان نیز بر روی افزایش شتاب الکترون و نوسانات آن در ساختار ویگلر اثرات مهمی را ایجاد می‌کند.

کلید واژه- عکس لیزر الکترون آزاد، موج پلاسمایی، میدان مغناطیسی القایی، ویگلر هلیکال.

Investigation of electron dynamics in IFEL mechanism with helical structure in presence of plasma wave and induced magnetic field

Ameneh Kargarian^{1*}, Samira Tajiknezhad²

¹Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran.

²Physics Group, Science and Engineering Technology Department, Gonbad Kavous University, Gonbad Kavous, Iran.

Abstract- In this paper, electron dynamics in inverse free electron laser mechanism with helical wiggler has been evaluated in the presence of plasma wave and induced magnetic field caused by the current of the energetic electrons. In this mechanism, a plasma wave is created by the interaction of the laser with the plasma, and the electrons get energy from the generated wave while oscillating in the helical structure. In addition to the influence of the amplitude and wavelength corresponding to the helical field on the dynamics of the electron in this system, the current resulting from the high-energy electrons produces an induced magnetic field which has also important effects on the electron acceleration increment and its fluctuations.

Keywords: Helical wiggler, induced magnetic field, inverse free electron laser, plasma wave.

مقدمه

در مکانیسم معکوس لیزر الکترون آزاد (IFEL) که به عنوان یک مکانیسم شتاب ذرات، برای اولین بار در سال ۱۹۷۲ پیشنهاد شد [۱]، یک باریکه الکترونی به همراه یک باریکه لیزری از طریق یک آرایه مغناطیسی به نام ویگلر با هم منتشر می‌گردند. آزمایشات مربوط به این مکانیسم اولین بار با استفاده از لیزر CO₂ در دهه ۱۹۹۰ انجام شد [۲]. در این مکانیسم، برخلاف لیزر الکترون آزاد (FEL)، انرژی از باریکه لیزر به الکترون‌ها منتقل می‌شود. تولید پرتوهای الکترونی همدوس و با کیفیت بالا در IFEL، آن را برای منابع نوری پیشرفته، برخورد کننده‌های خطی، و کاربردهای زیست-پزشکی مناسب می‌کند. یکی از اشکالات عمده این مکانیسم شتاب‌دهی، کاهش هم‌فازی الکترون و لیزر است که ممکن است در همان مراحل اولیه شتاب اتفاق بیفتد. از طرفی، پراکندگی پالس لیزر در طول برهم‌کنش الکترون‌ها با لیزر نیز یک عامل محدودکننده است. همچنین، با افزایش انرژی الکترون، شرایط رزونانس از بین می‌رود. یکی از راه‌های جلوگیری از این اشکالات، استفاده از پالس لیزری چرپ‌شده [۳] یا تغییر دوره ویگلر [۴، ۵] می‌باشد. روش دیگر که موضوع این مقاله می‌باشد استفاده از پلاسما به منظور تولید موج پلاسمایی تولید شده توسط لیزر برای شتاب الکترون در حضور ساختار هلیکال و بررسی اثرات میدان مغناطیسی القایی بر روی دینامیک الکترون می‌باشد.

یک موج پلاسمای قوی می‌تواند الکترون‌ها را تا انرژی‌های از مرتبه گیگا الکترون‌ولت و حتی بالاتر در مسافت‌های کوتاه شتاب دهد [۶]، بنابراین این مکانیسم شتاب‌دهی می‌تواند چشم‌اندازهای قابل توجهی را در راستای شتاب دهنده‌های ابعاد کوچک فراهم سازد. در واقع میدان الکتریکی متناظر با این موج عامل اصلی شتاب الکترون است. موج پلاسمایی را می‌توان با برهم‌کنش یک پالس لیزری و یا باریکه ذرات پرنرژی با پلاسما ایجاد کرد. به عنوان مثال، یک پالس لیزری با توان بالا و از مرتبه فمتوثانیه در اثر برهم‌کنش با محیط یونیزه پلاسما، میدان‌های قوی از مرتبه گیگا الکترون‌ولت برای شتاب‌دهی الکترون ایجاد می‌کند. دامنه

شتاب موج پلاسمایی می‌تواند به چندین مرتبه بزرگتر از بیشینه میدان شتاب‌دهنده‌های معمولی برسد. در سال‌های اخیر، توسعه شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی، رشد چشمگیری داشته است. به عنوان مثال، مشاهده اولین باریکه‌های تک انرژی، تولید باریکه‌های شتاب گرفته قابل کنترل و با ثبات بیش‌تر و همچنین تولید اولین باریکه با انرژی از مرتبه الکترون‌ولت از نقاط قوت این نوع شتاب‌دهنده‌ها است. علاوه بر اندازه کوچک، این شتاب‌دهنده‌ها می‌توانند باریکه‌هایی با طول کوتاه، اندازه کوچک عرضی و شدت بالا تولید کنند [۷].

در این مقاله، دینامیک الکترون در مکانیسم IFEL در حضور ویگلر هلیکال، موج پلاسمایی و میدان مغناطیسی القایی ناشی از جریان الکترون‌های پرنرژی مورد بررسی قرار گرفته است. در بخش دوم این مقاله به بررسی آنالیز نسبیتی دینامیک الکترون پرداخته‌ایم. بخش سوم به بیان نتایج عددی اختصاص داده شده است و در بخش چهارم نیز خلاصه و نتیجه‌گیری بیان شده است.

روابط حاکم بر دینامیک الکترون

معادلات حاکم بر دینامیک الکترون نسبیتی به صورت زیر می‌باشد:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c}) \quad (1)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{-e}{m_0 c^2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{V} \quad (2)$$

در این روابط، \mathbf{P} اندازه حرکت الکترون، γ انرژی الکترون و \mathbf{E} میدان الکتریکی موج پلاسما است که به صورت رابطه زیر در نظر گرفته شده است [۸]:

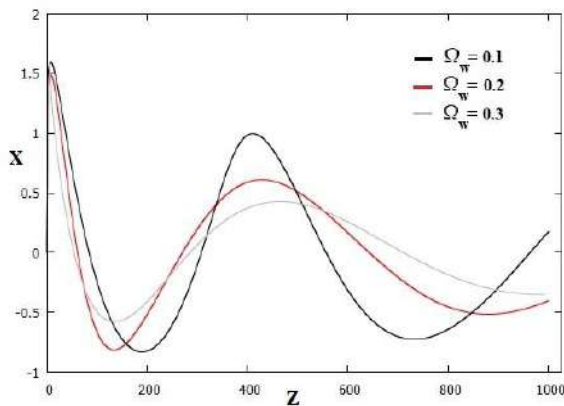
$$\mathbf{E} = \hat{x} A \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2)}{r_p^2}\right) \frac{2x}{kr_p^2} \sin(\omega t - kz + \theta) + \hat{z} A \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2)}{r_p^2}\right) \cos(\omega t - kz + \theta) \quad (3)$$

در این رابطه A دامنه موج پلاسمایی و θ فاز اولیه می‌باشد. میدان مغناطیسی ویگلری هلیکال و میدان مغناطیسی القایی نیز به صورت زیر می‌باشند.

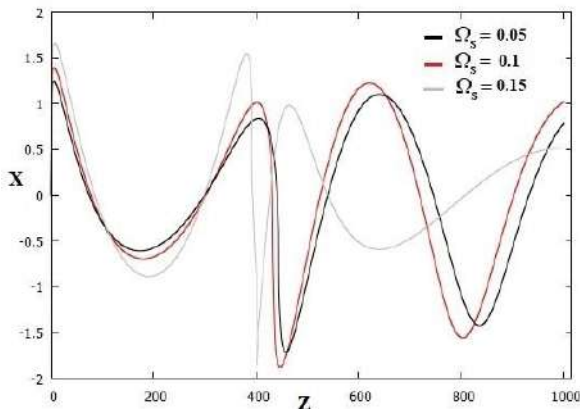
$$B_\omega = B_\omega \cos(2\pi z / \lambda_l) \hat{x} + B_\omega \sin(2\pi z / \lambda_l) \hat{y} \quad (5)$$

$$B_s = (B_s / r_0) e^{-x^2 / 2r_0^2} (-x \hat{y}) \quad (6)$$

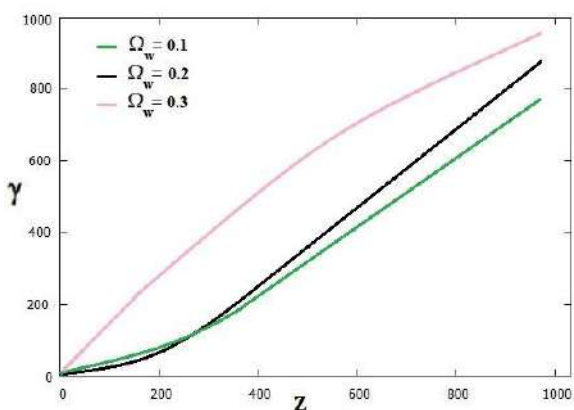
الکترون برای زمان‌های طولانی‌تری در فاز شتاب موج پلاسمایی باقی مانده و از موج انرژی می‌گیرد.



شکل ۱: مسیر حرکت الکترون در صفحه X-Z برای مقادیر متفاوت دامنه میدان ویگلری هلیکال



شکل ۲: مسیر حرکت الکترون در صفحه X-Z برای مقادیر متفاوت دامنه میدان مغناطیسی القایی



شکل ۳: انرژی الکترون بر حسب Z برای مقادیر متفاوت دامنه میدان ویگلری هلیکال

شکل ۴ انرژی الکترون در حضور میدان مغناطیسی القایی را نشان می‌دهد. همانگونه که در این شکل مشاهده می‌شود،

در روابط بالا، B_s و B_ω به ترتیب دامنه ویگلر هلیکال و میدان القایی تولید شده هستند.

با جایگذاری میدان هلیکال، میدان مغناطیسی القایی و میدان الکتریکی موج پلاسمایی در روابط (۱) و (۲)، معادلات حاکم بر دینامیک الکترون در این مکانیسم به دست خواهد آمد. معادلات حاصل، روابط کوپل شده غیرخطی خواهند بود که با استفاده از روش‌های عددی قابل تحلیل خواهند بود. در این مقاله، از روش عددی رانگ-گوتای مرتبه چهارم به همراه یک کد شبیه‌سازی نسبیتی تک-ذره‌ای، برای تحلیل نتایج استفاده شده است.

نتایج عددی

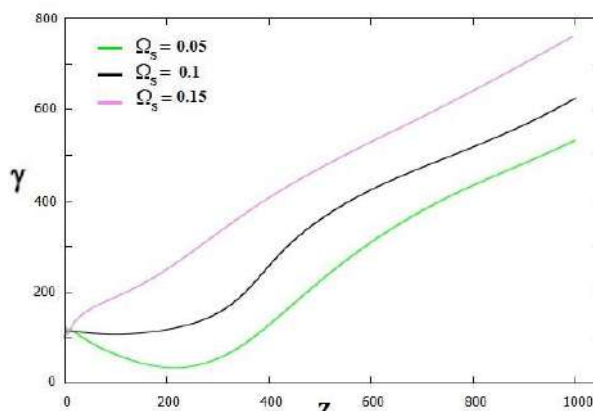
در این بخش، با استفاده از حل عددی روابط حاصل مسیر حرکت الکترون و شتاب آن تحت تأثیر موج پلاسمایی، میدان هلیکال و میدان مغناطیسی القایی مورد بررسی قرار گرفته است. شکل ۱ مسیر حرکت الکترون در صفحه X-Z را برای مقادیر متفاوت دامنه میدان مغناطیسی هلیکال نشان می‌دهد. در این شکل، دامنه ویگلر هلیکال بدون نشان می‌باشد. حرکت نوسانی الکترون در حضور میدان ویگلری هلیکال حول مسیر انتشار موج پلاسمایی بخوبی قابل مشاهده می‌باشد. میدان ویگلر باعث باقی ماندن و حفظ الکترون در ناحیه شتاب می‌شود. همانگونه که در این شکل مشاهده می‌شود با افزایش دامنه میدان مغناطیسی ویگلری هلیکال، الکترون در فواصل نزدیک‌تر به محور انتشار نوسان می‌کند و می‌تواند انرژی بیش‌تری از موج پلاسمای دریافت کند. شکل ۲ نمودار انرژی الکترون بر حسب Z را نشان می‌دهد. در اینجا، دامنه میدان مغناطیسی القایی بدون نشان می‌باشد. همانگونه که مشاهده می‌گردد، با افزایش دامنه میدان هلیکال انرژی الکترون افزایش می‌یابد.

شکل ۳ مسیر حرکت الکترون در صفحه X-Z برای مقادیر متفاوت دامنه میدان مغناطیسی القایی ناشی از جریان الکترون‌های پرا انرژی را نشان می‌دهد. با افزایش دامنه میدان القایی، دامنه نوسانات الکترون افزایش و نوسانات سریع‌تر اتفاق می‌افتد به گونه‌ای که الکترون‌ها سریع‌تر به سمت محور باز می‌گردند. با افزایش دامنه نوسانات عرضی،

مرجع‌ها

- Palmer, R. B, "Interaction of relativistic particles and free electromagnetic waves in the presence of a static helical magnet", J. Applied. Phys., Vol. 43, No. 7, pp. 3014-3023, 1972
- A. V. Steenbergen and J. C. Gallardo, "Inverse free electron laser accelerator development," in Proc. PAC, Vancouver, BC, Canada, 616-620, 1997.
- S. Kumar, and M. Yoon, "Electron acceleration in a warm magnetized plasma-filled cylindrical waveguide", J. Applied. Phys., Vo. 104, pp. 073303, 2008
- K. P. Singh and V. K. Tripathi, "Laser induced electron acceleration in a tapered magnetic wiggler", Phys. Plasmas, Vo. 11, No. 2, pp. 743-746, 2004.
- A. Kargarian, "Plasma Wave Acceleration of Electron in Bubble Regime in Presence of a Planar Wiggler", J. Sci. Islamic. Republic. Iran, Vo. 31, No. 3, pp. 277-285, 2020.
- S. P. Mangles, et al., "Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions", Nature, Vo. 431, pp. 535-538, 2004.
- W. P. Leemans, "GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator", Nature. Phys., Vo. 2, No. 10, pp. 696-699, 2006.
- A. Kargarian, and K. Hajisharifi, "Self-magnetic field effects on laser-driven wakefield electron acceleration in axially magnetized ion channel", Laser. Part. Beams., Vo. 38, No. 4, pp. 222-228, 2020.

با افزایش دامنه میدان مغناطیسی القایی، انرژی کسب‌شده توسط الکترون در راستای انتشار افزایش می‌یابد.



شکل ۴: انرژی الکترون بر حسب Z برای مقادیر متفاوت دامنه میدان ویگلری هلیکال

نتیجه‌گیری

در این مقاله، اثرات میدان ویگلری هلیکال در حضور میدان مغناطیسی القایی ایجادشده در اثر جریان الکترون‌های پرا انرژی بر روی شتاب موج پلاسمایی الکترون در مکانیسم عکس لیزر الکترون آزاد بررسی شده است. حرکت نوسانی الکترون در حضور میدان ویگلری هلیکال حول مسیر انتشار لیزر قابل مشاهده می‌باشد. میدان ویگلر باعث باقی ماندن و حفظ الکترون در ناحیه شتاب می‌شود. علاوه بر این، با افزایش دامنه میدان مغناطیسی القایی، دامنه نوسانات الکترون افزایش یافته و سریعتر به سمت محور باز می‌گردد. با افزایش دامنه نوسانات عرضی، الکترون برای زمان‌های طولانی‌تری در فاز شتاب موج پلاسمایی باقی مانده و از موج انرژی می‌گیرد. بنابراین، با افزایش دامنه میدان مغناطیسی ویگلری و میدان القایی ناشی از جریان الکترون - های پرا انرژی، انرژی الکترون افزایش می‌یابد.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



شبیه سازی یک تفنگ الکترونی جریان مستقیم و اندازه گیری گسیلندگی باریکه خروجی آن

آفرین مالک پور^{۱*}، مجید خرسندی^۱، آرش صادقی پناه^{۲،۳}، ساسان احمدیان نمین^{۲،۳}، زهرا پویان راد^۳
گروه کاربرد پرتوها، دانشکده مهندسی هسته‌ای، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
^۲ چشمه نور ایران، قزوین، ایران
^۳ پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران، ایران
*پست الکترونیکی: afarin_malekpour@yahoo.com

چکیده - در این پژوهش به شبیه‌سازی تفنگ الکترونی از نوع جریان مستقیم پرداخته شده که به دلیل ساختار ساده آن بسیار مقرون به صرفه می‌باشد و امکان استفاده از آن در طیف وسیعی از جریان‌ها تا چند صد میلی‌آمپر وجود دارد. این تفنگ در شبیه سازی صورت گرفته الکترون‌ها را تا انرژی سی کیلو ولت شتاب می‌دهد که این شتاب قابل افزایش است. در قسمت دیگر پژوهش اندازه‌گیری میزان گسیلندگی باریکه خروجی تفنگ الکترونی به سه روش پیرپات^۴، اسکن سولنوئید و اسکن چهارقطبی انجام شده و این پارامتر با مقدار محاسبه شده اصلی مقایسه گردیده و میزان دقت اندازه‌گیری، مزایا و معایب هر یک از روش‌های اندازه‌گیری مورد تحلیل و بررسی قرار گرفته است.

کلید واژه- اسکن چهارقطبی، اسکن سولنوئید، پیرپات، تفنگ الکترونی، گسیلندگی

Simulation of a Direct Current Electron Gun Along with Measuring its output beam emittance

Afarin Malekpour¹, Majid Khorsandi¹, Arash Sadeghipanah^{2,3}, Sasan Ahmadiyannamin^{2,3},
Zahra Poyanrad³

¹ Radiation Applications department, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

² Iranian Light Source Facility (ILSF), Qazvin, Iran

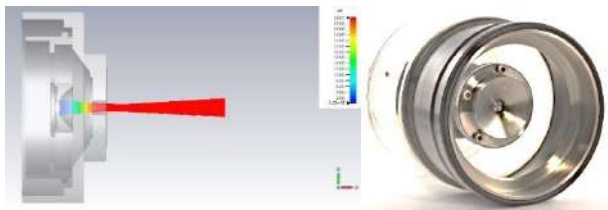
³ Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran, Iran

Email: afarin_malekpour@yahoo.com

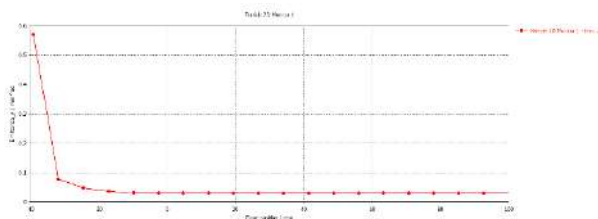
Abstract- In this research, simulation of a direct current type electron gun has been studied, which is very cost-effective due to its structure, and it can be used in a wide range of currents from up to several hundred milli-amperes. The electrons in the conducted simulations are accelerated up to 30 kV energy, which can be increased. In Next, the emittance of the electron gun output beam is measured by three methods: pepper-pot, solenoid scan and quadrupole scan, and the results are compared with the original calculated value and the measurement accuracy, advantages and disadvantages of each measurement method has been analyzed.

Keywords: Electron gun, Emittance, Pepper-pot, Solenoid scan, Quadrupole scan

مقدمه



شکل ۱: تفنگ الکترونی ساخته شده توسط شرکت الکتا [5]. نمای کلی شبیه‌سازی انجام شده و مسیر گسیل باریکه در نرم‌افزار CST.



شکل ۲: نمودار گسیلندگی محاسبه شده توسط نرم افزار CST

اندازه‌گیری گسیلندگی باریکه الکترون

از روش‌های مرسوم عملی برای اندازه‌گیری پارامترهای باریکه می‌توان به روش پیرپات، اسکن سولنوئید و اسکن چهارقطبی اشاره کرد که برای بررسی کارآمدی و دقت آنها، در این پژوهش انتخاب شده‌اند؛ روش پیرپات روشی غیرمخرب و ساده است که در آن با قرارگرفتن ماسکی نازک از جنس رسانای الکتریکی و دارای حفره‌هایی بر روی خود در مسیر باریکه، بخشی از باریکه از آن عبور نموده و سپس با کمک آشکارساز سوسوزن ثبت می‌گردد تا اندازه‌گیری گسیلندگی عرضی باریکه به این ترتیب انجام شود. غیرمخرب بودن این روش به معنی عدم ایجاد تغییر در پارامترهای باریکه برای اندازه‌گیری است. روش دوم که اسکن سولنوئید است، روشی مخرب محسوب می‌شود و با قرارگرفتن مگنت سولنوئید بر مسیر باریکه و ثبت اثر وجود آن بر مقدار اندازه باریکه در جریان‌های مختلف به اندازه‌گیری پارامترهای باریکه می‌پردازد. سومین روش که اسکن چهارقطبی است نیز مشابه روش اسکن سولنوئید است با این تفاوت که بجای مگنت سولنوئید مگنت چهارقطبی در مسیر باریکه قرار می‌گیرد.

در این پژوهش به بازطراحی مدلی از تفنگ الکترونی ساخت شرکت الکتا پرداخته شده است؛ سادگی تفنگ الکترونی جریان مستقیم آن را به چشمه الکترون مناسبی برای شتابدهنده‌های تحقیقاتی تبدیل کرده است. از سوی دیگر انتخاب روش عملی مناسب برای اندازه‌گیری گسیلندگی باریکه از چالش‌های موجود است، در این مقاله سه روش مرسوم انتخاب شده است و مزایا و معایب هر یک مورد بررسی قرار گرفته است. به دلیل وجود تقارن در ساختار شبیه‌سازی شده، گسیلندگی باریکه دو صفحه عرضی برابر فرض شده است و محاسبات تنها برای یکی از صفحات انجام گرفته است.

شبیه‌سازی تفنگ الکترونی

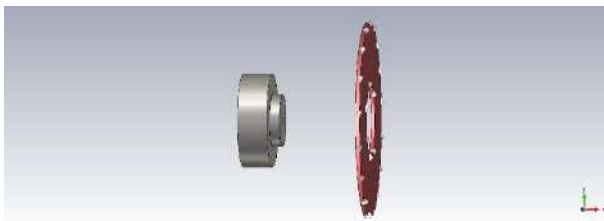
شبیه‌سازی تفنگ در نرم افزار CST انجام گرفته است، اجزاء اصلی آن شامل کاتد، آند و الکتروود می‌باشد؛ کاتد از جنس تنگستن است که به عنوان چشمه گسیل الکترون تعریف شده است و با افزایش دما شروع به گسیل الکترون می‌نماید تعدیل دما در سطح کاتد که به شکلی حلزونی طراحی شده است حداکثر گسیل الکترون را در عین داشتن عمر مفیدی مناسب تضمین می‌کند؛ الکتروود و آند نیز نقش هدایت‌گر باریکه به خروجی تفنگ با برقراری اختلاف پتانسیل 30 کیلو ولت را دارند؛ این مجموعه‌ی سه جزئی در محفظه شیشه‌ای خلاء قرار می‌گیرند و از سوی دیگر باریکه با کمک دریچه‌ای به مصرف کننده می‌رسد. در شکل 1 نمونه اصلی تفنگ به همراه نمای کلی و مسیر گسیل باریکه قابل مشاهده است؛ در شکل 2 نمودار گسیلندگی محاسبه شده توسط نرم افزار ارائه گردیده است [5].

روش پیرپات

اسکن سولنوئید

سولنوئید تعریف شده بر مسیر باریکه با هدف اندازه‌گیری گسیلندگی عرضی باریکه، دارای طولی کوچکتر از فاصله کانونی خود است، که امکان در نظر گرفتن شرایط مربوط به لنز نازک در اینجا فراهم است. مگنت سولنوئید با تعداد 14 دور با شعاع داخلی 65 میلی‌متر و شعاع خارجی 166 میلی‌متر تعریف شد که در فاصله 150 میلی‌متر خروجی تفنگ قرار دارد. با تعریف یک آشکارساز در فاصله نزدیک به فاصله کانونی سولنوئید، مراحل شبیه‌سازی تکمیل می‌شود. نمای کلی هندسه شبیه‌سازی در شکل ۴ ارائه شده است. در مرحله پایانی اندازه‌گیری، خروجی‌های مورد نظر از شبیه‌سازی با جریان‌های مختلف مگنت گرفته شد و در هر مورد با محاسبه گرادیان مگنت سولنوئید در طول موثر آن و مربع اندازه باریکه نقاط تشکیل دهنده نمودار نقطه‌ای، تغییرات مربع اندازه باریکه بر حسب تغییرات گرادیان میدان مغناطیسی بدست آمد. با برازش چند جمله‌ای مرتبه دوم بر نقاط داده و با کمک معادله (2) گسیلندگی عرضی باریکه را محاسبه می‌کنیم.

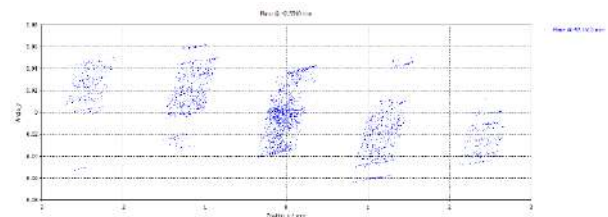
$$\begin{aligned} \Sigma_{11} &= A(kl - B)^2 + C \\ &= Akl^2 - 2ABkl + (C + AB^2) \\ \varepsilon_{xx'} &= \sqrt{\det \Sigma_{beam}^{xx'}} = \Sigma_{11}\Sigma_{22} - \Sigma_{12}^2 = \frac{\sqrt{AC}}{L^2} \quad (2) \end{aligned}$$



شکل ۴: شمای کلی اندازه‌گیری به روش اسکن سولنوئید

نمودار تغییرات مربع اندازه باریکه بر حسب گرادیان میدان مغناطیسی سولنوئید نیز در شکل ۵ نمایش داده شده است. گسیلندگی محاسبه شده از این روش در فاصله 107/4 میلی‌متری از مگنت سولنوئید برابر با 0/0292 میلی‌متر راد

چیدمان لازم برای اندازه‌گیری به روش پیرپات در محیط شبیه‌سازی شامل شبیه‌سازی ماسکی از جنس رسانای کامل الکتریکی بر خروجی تفنگ و همچنین تعریف صفحه آشکارساز در فاصله مناسب از ماسک می‌باشد که انجام شده است. ضخامت ماسک شبیه‌سازی شده 0/19 میلی‌متر است که تعداد 69 حفره با شعاع 0/25 میلی‌متر در آن تعبیه شده است ماسک در فاصله 39/15 میلی‌متری از کاتد قرار گرفته است و تعداد حفره‌ها بسته به باریکه و میزان دقت محاسبات مورد نظر می‌تواند متفاوت باشد. همچنین آشکارساز در فاصله تقریباً دو میلی‌متری از ماسک تعریف شد تا جزء-باریکه عبوری از ماسک در آن ثبت شود. دیاگرام فضای فاز باریکه در آشکارساز حاصل از شبیه‌سازی در شکل ۳ قابل مشاهده است [1].



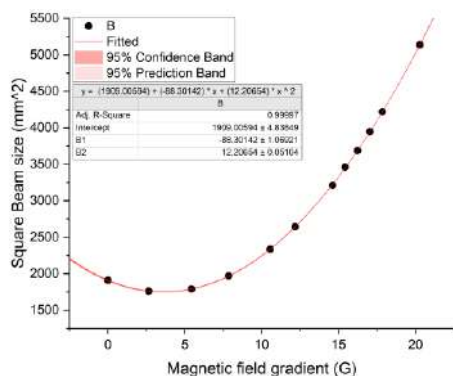
شکل ۳: دیاگرام فضای فاز باریکه پس از عبور از ماسک

محاسبه گسیلندگی باریکه در این روش با کمک ماتریس انتقال باریکه که از دیاگرام فضای فاز استخراج می‌شود، انجام شده است. در معادله (1) رابطه محاسبه گسیلندگی تنها برای یکی از صفحات عرضی نشان داده شده است.

$$\begin{aligned} R_{xx'} &= \begin{bmatrix} \langle xx \rangle & \langle xx' \rangle \\ \langle x'x \rangle & \langle x'x' \rangle \end{bmatrix} \\ \rightarrow \varepsilon_{xx'} &= \sqrt{\langle xx \rangle \langle xx' \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (1) \end{aligned}$$

با کمک داده‌های دیاگرام فضای فاز گسیلندگی باریکه در صفحه آشکارساز مربوطه برابر با 0/0285 میلی‌متر راد محاسبه گردید. به منظور اعتبارسنجی محاسبات، مقدار گسیلندگی محاسبه شده از روش پیرپات با گسیلندگی 0/02849715 میلی‌متر راد بدست آمده از نرم‌افزار در همین فاصله از تفنگ تطابق خوبی دارد.

است که در مقایسه با گسیلندگی 0/0295 میلی‌متر راد اندازه‌گیری شده توسط نرم‌افزار، خطایی برابر با 1 درصد دارد [2][3].



شکل ۶: تغییرات مربع اندازه باریکه بر حسب گرادیان میدان مغناطیسی چهارقطبی در طول موثر آن

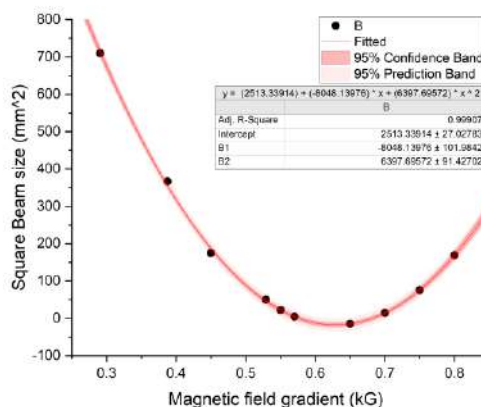
نتیجه‌گیری

شبیه‌سازی تفنگ الکترونی انجام شده نشان می‌دهد که ساختار، پیچیدگی خاصی نداشته و مزایایی مانند کارایی در رنج گسترده‌ای از جریان‌ها و همچنین امکان تعمیر و تعویض آسان را برای مصرف‌کننده خواهد داشت. در خصوص روش‌های اندازه‌گیری گسیلندگی باریکه نیز با نگاهی اجمالی به نتایج حاصل دقیق‌ترین روش پیرپات است که با توجه به ملاحظات عملی‌ای مانند نحوه ایجاد حفره‌ها بر ماسک در عمل چندان دقیق نیست و استفاده از روش‌های اسکن با مگنت سولنوئید با 1 درصد خطا و اسکن با مگنت چهارقطبی با حدود 1/7 درصد خطا در این پژوهش، با اعمال تصحیحی در ساختار مگنت‌ها و کنترل گرادیان میدان مغناطیسی آنها دقیق‌تر و بهتر است.

مرجع‌ها

- S. Barabin, A. Kozlov, T. Kulevoy, and et al, *Pepper-pot emittance measurement*, Russian particle accelerator conference, 2018.
- M.G. Minty, F. Zimmermann. *Measurement and control of charged particle beams*, Springer.
- I. pinayer, Y. jing, and et al. *Solenoid-universal tool for measuring beam parameters*, PACS numbers: 29.27.-a, 29.27.Fh
- G. Guidoboni, W. Bartmann, and et al. *Emittance measurement with quadrupole scan*, CERN.

<http://lampes-et-tubes.info/sp/sp168.php?l=e>



شکل ۵: نمودار تغییرات مربع اندازه باریکه بر حسب تغییرات گرادیان میدان مغناطیسی مگنت سولنوئید

اسکن چهارقطبی

روند اندازه‌گیری و محاسبات این روش کاملاً مشابه روش اسکن سولنوئید است. چهارقطبی تعریف شده در راستای افقی صفحه عرضی باریکه را متمرکز نموده و در راستای عمودی موجب واگرایی آن می‌شود. روند دریافت خروجی و ثبت اطلاعات نقاط کاملاً مشابه روش اسکن سولنوئید است با این تفاوت که در این حالت محل تعریف آشکارساز در فاصله 71 میلیمتری از مرکز چهارقطبی است. نمودار تغییرات مربع اندازه باریکه بر حسب تغییرات گرادیان میدان مغناطیسی مگنت چهارقطبی در طول موثر آن، در شکل ۶ ارائه شده است. گسیلندگی عرضی محاسبه شده از این روش برابر با 0/029 میلی‌متر راد است که خطایی معادل 1/7 درصد داراست [2][4].



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



مطالعه نظری تاثیر مشخصات جاذب اشباع پذیر گرافن بر پالس خروجی لیزر تار نوری قفل شده مدی آلائیده به یون اربوم

زهرا فهیم علوی استرآبادی، معصومه میرزایی مقدم و فاطمه شهشهانی

alavizahra1374@gmail.com

Mirzaei@alzahra.ac.ir

f_shahshahani@alzahra.ac.ir

چکیده - در این مقاله تاثیر تعداد لایه‌های گرافن به عنوان جاذب اشباع پذیر در یک لیزر تار نوری قفل شده مدی آلائیده به یون اربوم روی مشخصات پالس خروجی به صورت نظری بررسی شده است. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که با افزایش تعداد لایه‌های گرافن، پهنای زمانی پالس کاهش می‌یابد و به ازای ۶۰ لایه، پهنای زمانی پالس به ۴۶۰ فمتوثانیه خواهد رسید. بر طبق محاسبات عددی با افزایش انرژی اشباع بهره، بیشینه توان پالس خروجی افزایش یافته و مقدار آن به ۱۵ وات میرسد. شبیه‌سازی براساس حل عددی معادله شرودینگر غیرخطی و روش تقسیم گام فوری به انجام شده است.

کلید واژه- جاذب اشباع پذیر، قفل شدگی مد، گرافن، لیزر فوق کوتاه تار نوی

Theoretical study of the effect of graphene properties on the output of a mode-locked erbium doped fiber laser

Z.Fahim Alavi estarabadi, M.Mirzaei Moghadam, and F.Shahshahani

Department of Physics and Chemistry, Alzahra University, Tehran¹

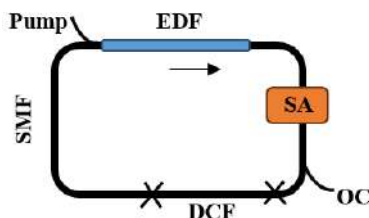
Abstract-In this article, the effect of the number of graphene layers as a saturable absorber on the characteristics of the output pulse in an erbium ion-doped mode-locked fiber laser has been investigated, theoretically. The simulation results show that with increasing the number of graphene layers, the time width of the pulse decreases and for 60 layers, the time width of the pulse will reach to 460 fs. According to the numerical calculations, by increasing the gain saturation energy, the maximum output pulse power increases and its value reaches to 15 watts. The simulation is based on the numerical solution of the nonlinear Schrödinger equation and the Fourier split step method

Keywords: saturable absorber, mode-locking, graphene, ultrafast fiber laser

مقدمه

مبانی فیزیکی و مدل‌سازی

شکل (۱)، شمایی از لیزر تار نوری قفل شده مدی بر پایه جاذب اشباع پذیر گرافن را نشان می‌دهد. این ساختار از ۲/۸ متر تار نوری آلاییده به یون اربیم^{۵۳} (EDF) به عنوان محیط بهره، ۷/۲ متر تار نوری تک مد^{۵۴} (SMF)، ۱/۸ متر تار نوری خنثی کننده پاشندگی^{۵۵} (DCF) و یک کوپلر خروجی^{۵۶} (OC) ۲۰:۸۰ تشکیل شده است.



شکل(۱): چیدمان لیزر تار نوری قفل شده مدی مورد بررسی

به کمک معادله غیرخطی تعمیم یافته شرودینگر به صورت [۱]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}(\beta_2 + \frac{ig}{\Delta\Omega_g^2})\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = i\gamma|A|^2A + \frac{g}{2}A \quad (1)$$

می‌توان انتشار پالس در تار نوری EDF را مدل‌سازی کرد. در این معادله $A(z,t)$ میدان الکتریکی بهنجار شده، g بهره، Ω_g پهنای طیفی محیط بهره، β_2 پاشندگی سرعت گروه و γ ضریب اثر غیرخطی SPM می‌باشد. همین معادله برای مدل‌سازی انتشار پالس در تارهای نوری SMF و DCF بکار می‌رود، با این تفاوت

لیزرهای تار نوری با خروجی پالسی جایگاه ویژه‌ای را در حوزه‌های مختلف پزشکی، صنعتی و تحقیقاتی پیدا کرده‌اند [۱ و ۲]. روش - های مختلفی برای ایجاد پالس‌های نوری در این لیزرها صورت گرفته است که در میان آنها روش قفل‌شدگی مد، از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است [۱]. از سال ۲۰۱۰ مواد دو بعدی به صورت یک یا چند لایه نازک با ضخامت حدود چند اتم به عنوان جاذب اشباع‌پذیر برای ایجاد پالس‌های کوتاه بکار رفته است. از جمله مواد دو بعدی می‌توان به عایق‌های توپولوژیکی TIs ^{۴۹}، دی کلکوژنایدیهای فلزات واسطه^{۵۰} $TMDs$ ، فسفر سیاه BP ^{۵۱}، گرافن و مکسین ها^{۵۲} اشاره نمود [۳]. در میان مواد دو بعدی، گرافن به دلیل دارا بودن ویژگی‌هایی مانند زمان بازبایی بسیار کوتاه و گاف انرژی صفر مورد توجه محققان قرار گرفته است. مشخصات گرافن مانند عمق مدولاسیون، شدت اشباع و تلفات غیر اشباع آن به تعداد لایه‌های بکار رفته در ساخت گرافن وابسته است [۴ و ۵] و هم چنین با افزایش انرژی اشباع بهره، بیشینه توان پالس خروجی را می‌توان افزایش داد [۶]. در این مقاله، تاثیر تعداد لایه‌های گرافن را در مشخصات پالس تشکیل شده در خروجی لیزر تار نوری قفل شده مدی بررسی خواهیم کرد. در بخش دوم این مقاله معادلات بکار رفته در شبیه سازی معرفی شده و در بخش سوم، به تحلیل نتایج بدست آمده اختصاص داده شده است. در بخش آخر نیز نتیجه گیری ارائه شده است.

⁵³ Erbium doped fiber

⁵⁴ Single mode fiber

⁵⁵ Dispersion compensating fiber

⁵⁶ Output coupler

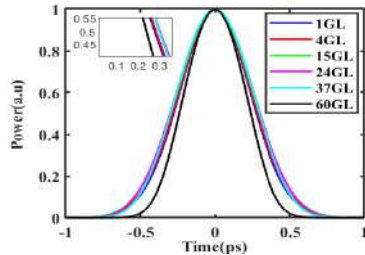
⁴⁹ Topological insulators

⁵⁰ Transition metal dichalcogenides

⁵¹ Black phosphorous

⁵² MXenes

شکل (۲)، خروجی لیزر تار نوری قفل شده مدی با آرایش نشان داده شده در شکل (۱) را به ازای قرار گرفتن هر یک از انواع گرافن که مشخصات آنها در جدول (۲) قرار داده شده است را به صورت نرمالیزه نشان می‌دهد. مشخصات پالس‌های تشکیل شده در خروجی در جدول (۳) نشان داده شده است.

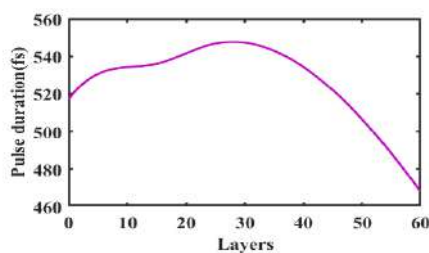


شکل (۲): پالس خروجی به ازای قرار گرفتن هر یک از انواع گرافن

جدول (۳): مشخصات پالس خروجی به ازای تعداد لایه‌های مختلف گرافن

لایه‌های گرافن	پهنای زمانی (fs)	بیشینه توان (W)
۱	۵۲۱	۳/۸۵
۴	۵۲۹	۳/۴۵
۱۵	۵۳۶	۱/۹۸
۲۴	۵۴۶	۱/۵۸
۳۷	۵۴۰	۰/۹۹
۶۰	۴۶۸	۰/۵۴

با توجه به نتایج بدست آمده، پهنای زمانی پالس تشکیل شده با جذب گرافن به ازای تعداد لایه‌های ۱ تا ۳۷، تغییر چندانی نداشته است. درحالی‌که، با ۶۰ لایه گرافن پهنای زمانی پالس کاهش قابل توجهی داشته است. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که برای آنکه بتوان پالس کوتاه در خروجی ایجاد کرد، تعداد لایه‌های گرافن بکار رفته باید ارزیابی شود و در این مقاله ۶۰ لایه با توجه به شکل (۲) و (۳) کمترین پهنای زمانی را ارائه می‌دهد. شکل (۳) نمودار تغییرات پهنای زمانی پالس برحسب تعداد لایه‌های پالس را نشان می‌دهد.



شکل (۳): پهنای زمانی پالس خروجی برحسب تعداد لایه

که جملات مربوط به محیط بهره صفر در نظر گرفته می‌شود. ضریب بهره در تار نوری EDF به صورت [۱]

$$g = g_0 \exp(-E_{pulse} / E_{sat}) \quad (2)$$

تعریف می‌شود که در آن g_0 بهره سیگنال کوچک، E_{pulse} انرژی پالس و E_{sat} انرژی اشباع بهره است. میزان عبور امواج نوری از جاذب اشباع پذیر به صورت [۱]

$$T = 1 - \frac{\alpha_s}{1 + I / I_{sat}} - \alpha_{NS} \quad (3)$$

مدلسازی می‌شود. بطوری که α_s عمق مدلاسیون جاذب، α_{NS} تلفات غیراشباع، $I(t)$ شدت لحظه‌ای پالس و I_{sat} شدت اشباع جاذب است. با استفاده از روابط (۱) تا (۳) و به کمک روش عددی تقسیم گام فوری، شکل گیری پالس در ساختار نشان داده شده در شکل (۱) مدلسازی می‌شود.

نتایج شبیه‌سازی

مقادیر عددی به کار برده شده در شبیه‌سازی مطابق جدول (۱) می‌باشد [۱].

جدول (۱): مقادیر کمیت‌های بکار رفته در شبیه‌سازی [۱]

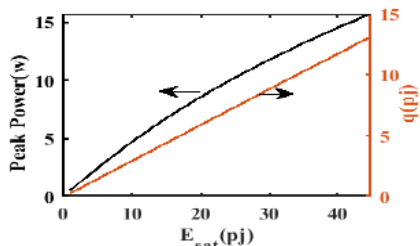
فیبر آلیاژ به یون اربوم (EDF)	فیبر تک مد (SMF)	فیبر جبران کننده پاشندگی (DCF)
$g_0 = 2/2 m^{-1}$	$\beta_2 = -22 ps^2/km$	$\beta_2 = +20 ps^2 / km$
$\gamma = 0.12 w^{-1}m^{-1}$	$\gamma = 0.05 w^{-1}m^{-1}$	$\gamma = 0.03 w^{-1}m^{-1}$
$\beta_2 = +42 ps^2/km$		
$\Delta\lambda = 30 nm = \Omega_g$		
$E_{sat} = 1 pJ$		

گرافن با تعداد لایه‌های مختلف در قسمت جاذب اشباع پذیر قرار داده شده است. عمق مدولاسیون و توان اشباع گرافن، به تعداد لایه‌های آن وابسته است. در جدول (۲)، مقادیر این پارامترها به ازای تعداد لایه‌های مختلف گرافن نشان داده شده است [۴].

جدول (۲): عمق مدولاسیون و توان اشباع و تلفات غیراشباع [۴]

تلفات غیراشباع (%)	توان اشباع (W)	عمق مدولاسیون (%)	لایه‌های گرافن
۷	۰/۰۶۰۳	۱/۳۸	۱
۱۲	۰/۱۶۰۸	۱/۷۵	۴
۳۰	۰/۲۰۰۸	۲/۳۴	۱۵
۳۷	۰/۲۵۷۴	۵/۶	۲۴
۴۹/۹	۰/۳۹۶۶	۷/۵	۳۷
۶۵	۰/۶۴۳۴	۱۱	۶۰

بیشینه و انرژی پالس به ترتیب تا مقادیر 15 W و 13 pJ قابل افزایش است.



شکل (۵): تغییرات بیشینه توان و انرژی پالس خروجی بر حسب E_{sat}

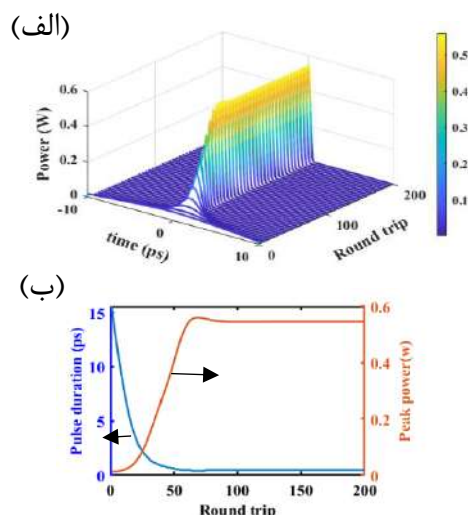
نتیجه گیری

در این مقاله به کمک حل عددی معادله غیرخطی شرودینگر به روش تقسیم گام فوریه، تاثیر تعداد لایه‌های گرافن بر پهنای زمانی و بیشینه توان پالس خروجی لیزر تار نوری قفل شده مدی بررسی گردید و مشاهده شد که با استفاده از ۶۰ لایه گرافن می‌توان پالسی با پهنای زمانی 468 fs و توان بیشینه 0.54 W ایجاد کرد. به منظور افزایش مقدار توان بیشینه پالس خروجی ضریب انرژی اشباع محیط بهره تا 45 pJ پیکوژول افزایش داده شد و مشاهده شد که توان بیشینه و انرژی پالس به ترتیب تا مقادیر 15 W و 13 pJ قابل افزایش است.

مرجع‌ها

- [1]- Chunyang Ma, Xiaojian Tian, Bo Gao, Ge Wu., "Numerical simulations on influence of the saturable absorber in Er-doped fiber laser", optics communication, Vol. 410, 941-946, 2017.
- [2]- Ahmed Nady, F. H.Mathkooor & Sulaiman Wadi Harun, "Theoretical Study on Passively Mode-Locked Fiber Lasers with Saturable Absorber", Fiber and Integrated Optics, 76-89, 2018.
- [3]- Junli Wang*, Xiaoli Wang, Jingjing Lei, Mengyuan Ma, Cong Wang, Yanqi Ge and Zhiyi We, "Recent advances in mode-locked fiber lasers based on two-dimensional material", Nanophotonic, 2315-2340, 2020.
- [4] Kuen Yao Lau, Xiaofeng Liu, and Jianrong Qiu, "A Comparison for Saturable Absorbers: Carbon Nanotube Versus Graphene", Adv. Photonics Res, 2200023, 2022.
- [5]- Arosław Sotor, Iwona Pasternak, Aleksandra Krajewska, Włodęk Strupinski and Grzegorz Sobon1, "Sub-90 fs a stretched-pulse mode-locked fiber laser based on a graphene saturable absorber", Optical Society of America, 2015.
- [6]- Zhang, Xianting, et al. "Impact of spectral filtering on multipulsing instability in mode-locked fiber lasers", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 24.3 (2017): 1-9.

تعداد لایه‌های گرافن بر مقدار عمق مدولاسیون، توان اشباع و تلفات غیراشباع تاثیر می‌گذارند که هر سه این پارامترها بر پهنای زمانی پالس خروجی تاثیر گذار خواهند بود. علاوه بر آن که تعداد لایه‌های گرافن می‌تواند بر پهنای زمانی پالس تاثیر گذارد، بر توان بیشینه آن نیز تاثیر گذار بوده است. با توجه به جدول (۲)، افزایش تعداد لایه‌های گرافن باعث کاهش بیشینه توان پالس شده است که علت آن افزایش تلفات در نتیجه‌ی افزایش تعداد لایه‌های گرافن است. بنابراین یک تقابل (*trade off*) ایجاد می‌شود. بدین صورت که با وجود آنکه افزایش لایه‌های گرافن تا ۶۰ لایه موجب کاهش پهنای زمانی پالس شده است، اما توان بیشینه آن تا 0.54 W کاهش یافته است. به منظور بررسی بیشتر، پالس تشکیل شده در هر رفت و برگشت به ازای قرار دادن ۶۰ لایه گرافن را در شکل (۴-الف)، نشان داده و تغییرات پهنای زمانی و بیشینه توان آن بر حسب تعداد رفت و برگشت در کاواک در شکل (۴-ب) رسم شده است. ورودی در شبیه‌سازی، یک پالس گاوسی با پهنای ۲۰ پیکوثانیه در نظر گرفته شده است. این شکل نشان می‌دهد که پس از حدود ۵۵ رفت و برگشت، پهنای زمانی و بیشینه توان پالس ثابت شده که نشان دهنده تشکیل پالس پایدار است.



شکل (۴): (الف) شکل زمانی پالس خروجی (ب) تغییرات پهنای زمانی و بیشینه توان آن بر حسب تعداد رفت و برگشت برای ۶۰ لایه گرافن

تاثیر افزایش پارامتر E_{sat} محیط بهره بر توان بیشینه و انرژی پالس خروجی (q) با فرض قرار دادن ۶۰ لایه گرافن، در شکل (۵) نشان داده شده است. با توجه به این شکل، می‌توان E_{sat} را تا 45 pJ افزایش داد، قبل از آنکه اثر غیرخطی *SPM* منجر به اختلال در پالس شود. طبق نتایج بدست آمده در شکل (۵)، توان



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



ارتقا عملکرد سلول خورشیدی گالیم آرسناید لایه نازک از طریق نانوساختار توری مثلثی

صفا سمیع نژاد، سعید گل محمدی هریس* و هادی صوفی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

saminejad1400@ms.tabrizu.ac.ir, *sgolmohammadi@tabrizu.ac.ir, h.soofi@tabrizu.ac.ir

چکیده – در این مقاله، تاثیر استفاده از نانوساختار توری مثلثی در به‌دام‌اندازی نور در یک سلول خورشیدی گالیم آرسناید لایه نازک بررسی شده است. سلول خورشیدی لایه نازک متشکل از لایه‌های ایندیم قلع اکسید، گالیم آرسناید و نقره با ضخامت لایه جاذب ۲۰۰nm به عنوان سلول مرجع در نظر گرفته شده است. نانوساختار توری مثلثی در لایه‌های مختلف سلول خورشیدی به کار برده شده است. برای هر یک از حالت‌ها بهینه‌سازی ابعاد توری به طور جداگانه انجام شده و میزان جذب نور در لایه جاذب و همچنین پارامترهای الکتریکی سلول خورشیدی محاسبه شده است. و در نهایت سلول خورشیدی با نانوساختارهای توری در سطح بازتابنده پشتی و سطح جلویی لایه جاذب، با افزایش بازده سلول خورشیدی از ۱۷/۶۲٪ به ۲۲/۲۸٪ نسبت به سلول مرجع، به عنوان بهترین ساختار گزارش شده است.

کلید واژه- سلول خورشیدی لایه نازک، نانوساختار توری مثلثی، سلول خورشیدی گالیم آرسناید، بازده، به‌دام‌اندازی نور.

Enhancing Thin Film Gallium Arsenide Solar Cell Performance through Triangular Grating Nanostructure

Safa Saminezhad, Saeed Golmohammadi-Heris, and Hadi Soofi

Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Tabriz, Tabriz, Iran

saminejad1400@ms.tabrizu.ac.ir, *sgolmohammadi@tabrizu.ac.ir, h.soofi@tabrizu.ac.ir

Abstract-In this article, the effect of utilizing triangular grating nanostructure on light trapping in a thin film gallium arsenide solar cell has been investigated. In this work, a thin film solar cell consisting of indium tin oxide, gallium arsenide and silver layers with a 200nm thick absorber layer is considered as the reference cell. Triangular grating nanostructure has been used on the surface of different layers of solar cell. For each of these configurations, dimensions of each grating have been optimized, separately, and the absorption of light in the absorber layer and also the electrical parameters of the solar cell have been calculated. Finally, The solar cell with grating nanostructures on the surface of the back reflector and the front surface of the absorber layer, with an increase in solar cell efficiency from 17.62% to 22.28 % in comparison to the reference cell, is achieved as the best structure.

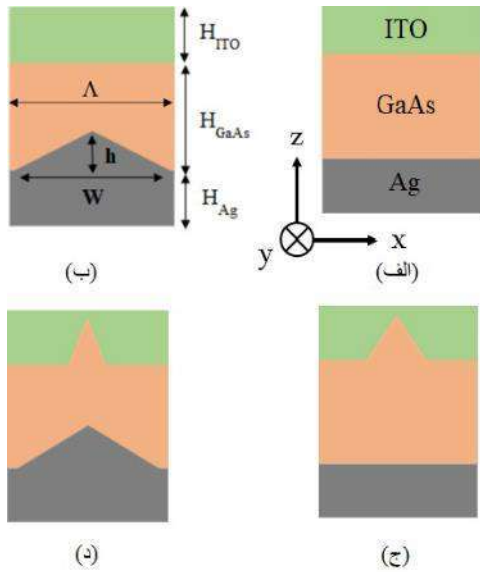
Keywords: Thin film solar cells, Triangular grating nanostructures, Gallium arsenide solar cells, Efficiency, Light trapping.

و ماده جاذب سلول خورشیدی بهینه شوند [۶]. در این مقاله نانوساختارهای توری مثلثی با ابعاد بهینه در سطح لایه بازتابنده پشتی از جنس نقره (Ag) و در سطح جلویی لایه جاذب از جنس GaAs، در یک سلول خورشیدی لایه نازک مرجع متشکل از لایه‌های Ag و GaAs و ایندیم قلع اکسید (ITO) قرار داده شده و تاثیر آنها در موقعیت‌های مختلف در به‌دام‌اندازی نور و نهایتاً بر پارامترهای الکتریکی سلول خورشیدی مورد بررسی قرار گرفته‌است. در این مقاله تمامی شبیه‌سازی‌ها توسط نرم‌افزار کامسول که مبتنی بر روش المان محدود (FEM) می‌باشد، انجام گرفته‌است. در این مطالعه شبیه‌سازی نوری برای محاسبه میزان نور جذب شده و شبیه‌سازی الکتریکی جهت محاسبه پارامترهای الکتریکی ساختارها انجام شده‌است.

۲- ساختارهای پیشنهادی

شکل ۱(الف) ساختار سلول خورشیدی مرجع را نشان می‌دهد که لایه GaAs با ضخامت 200 nm به عنوان لایه جاذب و لایه‌های Ag و ITO هر یک به ضخامت 100 nm به ترتیب به عنوان لایه بازتابنده پشتی و اکسید رسانای شفاف در نظر گرفته شده‌اند. در شکل ۱(ب) ساختار توری مثلثی از جنس Ag در سطح لایه بازتابنده پشتی و در شکل ۱(ج) ساختار توری مثلثی از جنس GaAs در سطح جلویی لایه جاذب و در شکل ۱(د) ساختارهای توری در سطح هر دو لایه بازتابنده پشتی و جاذب استفاده شده‌اند. با توجه به اینکه تاثیر نانوساختارهای توری در به‌دام‌اندازی نور با تغییر موقعیتشان متفاوت می‌باشد و به‌دام‌اندازی نور و جذب بیشینه در بازه طول موجی خاصی برای هر کدام از ساختارها رخ می‌دهد. برای اینکه ساختارهای مختلف عملکرد بهینه را در حداکثر به‌دام‌اندازی نور داشته‌باشند، عرض (W) و ارتفاع (h) توری برای هر یک از ساختارهای شکل‌های ۱(ب-د) بهینه شده است. نتایج بهینه‌سازی‌ها در جدول ۱ آمده‌است. در این ساختارها دوره تناوب (Λ) توری

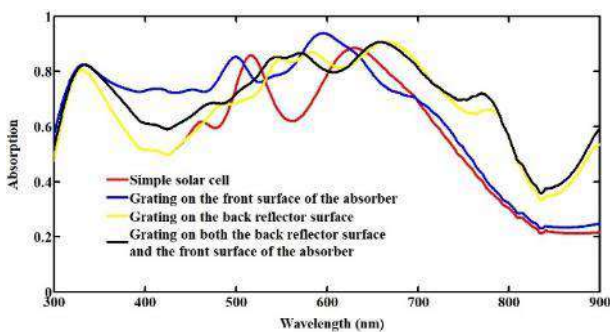
سلول‌های خورشیدی با توجه به قابلیت تبدیل انرژی نوری به انرژی الکتریکی یکی از بهترین گزینه‌ها برای تولید انرژی پاک می‌باشند [۱]. سلول‌های خورشیدی گروه III-V ساخته شده از گالیم آرسناید، (GaAs) یکی از انواع آنها می‌باشد [۲] که به دلیل بازدهی بالا در بین سلول‌های خورشیدی تک‌اتصال از محبوبیت بالایی برخوردار می‌باشد [۱]. علاوه بر این، GaAs ضریب دمایی پایین و مقاومت در برابر تشعشع و نور فرابنفش بالایی دارد که این سلول را به موردی عالی برای کاربردهای فضایی تبدیل می‌کند [۱، ۳]. به دلیل کریستالی بودن ماده GaAs هزینه ساخت این دسته از سلول‌های خورشیدی بالا می‌باشد. بهترین راهکار برای غلبه بر این مشکل، ساخت سلول‌های خورشیدی به صورت لایه نازک می‌باشد که در سلول‌های لایه نازک به دلیل کاهش ضخامت لایه جاذب ماده مصرفی کاهش می‌یابد و سبب صرفه جویی در زمان و هزینه ساخت سلول می‌شود [۴-۶]. از دیگر مزایای سلول‌های خورشیدی لایه نازک کاهش میزان بازترکیب حامل‌های بار می‌باشد [۵، ۶]. اما یکی از مشکلات مهم سلول‌های خورشیدی لایه نازک، کاهش جذب فوتون به دلیل نازکی لایه جاذب می‌باشد [۶]. به‌دام‌اندازی نور برای جبران کاهش جذب یکی از چالش‌های اساسی در سلول‌های خورشیدی لایه نازک است [۵، ۶]. یکی از روش‌ها برای جبران کاهش جذب استفاده از نانوساختارهای توری است که تاثیرشان در به‌دام‌اندازی نور با توجه به موقعیت قرارگیری آنها، جنس، شکل و ابعادشان متفاوت خواهد بود [۲، ۵، ۶]. در صورتی که در سطح جلویی سلول خورشیدی استفاده شوند از طریق پراکنده کردن نور و افزایش مسیر نوری در لایه جاذب موجب افزایش به‌دام‌اندازی نور می‌شوند [۶]. اما اگر در سطح لایه بازتابنده پشتی سلول قرار گیرند علاوه بر پراکندگی، از طریق پدیده تشدید پلاسمون سطحی در به‌دام‌اندازی نور کمک می‌کنند [۱، ۵، ۶]. ابعاد نانو ساختارهای توری باید با توجه به جنس توری



شکل ۱: ساختار سلول‌های خورشیدی لایه نازک، (الف) مرجع، (ب) توری در سطح لایه بازتابنده پشتی، (ج) توری در سطح لایه جذب، (د) توری در هر دو لایه بازتابنده پشتی و جذب.

جدول ۱: بهینه‌سازی ابعاد توری‌ها در ساختارهای شکل ۱ (ب-د).

W (nm)	h (nm)	نانو ساختار توری
۲۸۰	۷۰	در سطح لایه بازتابنده پشتی
۱۲۰	۹۰	در سطح لایه جذب
۲۶۰	۸۰	بازتابنده پشتی
۵۰	۹۰	جذب



شکل ۲: طیف جذب لایه جذب سلول مرجع و ساختارهای دارای توری در ابعاد بهینه.

پارامترهای الکتریکی ساختارها در جدول ۲ آمده‌است. نانو-ساختارهای توری با افزایش جریان اتصال کوتاه موجب افزایش بازده نهایی سلول می‌شوند. سلول خورشیدی شکل ۱ (د) با جریان اتصال کوتاه $43/47 \text{ (mA/cm}^2\text{)}$ و بازده $22/28\%$ بهترین بهبود در عملکرد سلول خورشیدی را نسبت به سلول مرجع داشته است. در جدول ۳ بازده و

300 nm است. در تمام شبیه‌سازی‌ها جهت بهینه‌سازی ابعاد توری‌ها، حجم لایه جذب ثابت و برابر با شکل مرجع در نظر گرفته شده‌است.

۳- نتایج شبیه‌سازی

طیف جذب سلول خورشیدی مرجع به‌علاوه ساختارهای شامل توری در شکل ۲ نشان داده شده‌است. در این شکل، ساختار توری در سطح لایه بازتابنده پشتی (شکل ۱ (ب)) با پراکنده کردن نور و پدیده تشدید پلاسمون سطحی موجب افزایش جذب در طول موج‌های بلند، عمدتاً بلندتر از 640 nm شده‌است و تاثیری بر طول موج‌های کوتاه به ویژه کوتاهتر از 440 nm نداشته‌است (منحنی زرد). طول موج‌های کوتاه از لایه جذب رد نشده و با سطح لایه Ag برخوردی ندارند. بنابراین توری در سطح بازتابنده نمی‌تواند تاثیری در به‌دام‌اندازی طول موج‌های کوتاه داشته باشد، در این طول موج‌ها بخش قابل توجهی از نور از سطح سلول خورشیدی بازتاب می‌شوند. برای به‌دام‌اندازی نور در این طول موج‌ها ساختار توری بر لایه GaAs اعمال شده‌است (شکل ۱ (ج)) که با پراکنده کردن نور و افزایش مسیر نوری در لایه جذب موجب افزایش جذب می‌شود. با توجه به شکل ۲، توری در سطح جلویی جذب موجب افزایش جذب در طول موج‌های کوتاه شده‌است، اما تاثیری بر طول موج‌های بلند، به ویژه بلندتر از 620 nm نداشته‌است (منحنی آبی). برای به‌دام‌اندازی نور در طول موج‌های بلند و کوتاه به طور همزمان، از ساختار توری در سطح هر دو لایه بازتابنده پشتی و سطح جلویی لایه جذب استفاده شده‌است (شکل ۱ (د)). با توجه به شکل ۲، موجب افزایش جذب در طیف وسیعی از طول موج‌ها شده‌است (منحنی مشکی). جهت بررسی دقیق‌تر اثر نانو-ساختارهای توری بر عملکرد سلول خورشیدی، منحنی‌های جریان-ولتاژ و توان-ولتاژ ساختارها به ترتیب در شکل‌های ۳ و ۴ گزارش شده‌است.

جدول ۲: پارامترهای الکتریکی ساختارهای سلول خورشیدی لایه نازک گزارش شده در شکل ۱.

ساختار شکل ۱	J_{SC} (mA/cm ²)	V_{OC} (V)	FF	η_C (%)
(الف)	۳۴/۸۳	۰/۶۲	۰/۸۱	۱۷/۶۲
(ب)	۴۲/۵۶	۰/۶۲	۰/۸۲	۲۱/۷۸
(ج)	۳۶/۱۴	۰/۶۲	۰/۸۱	۱۸/۳۴
(د)	۴۳/۴۷	۰/۶۲	۰/۸۲	۲۲/۲۸

جدول ۳: مقایسه عملکرد سلول خورشیدی پیشنهاد شده در این کار با چند نمونه از کارهای انجام شده در سال‌های اخیر.

این کار	[۵]	[۴]	[۱]	مرجع
η_C (%)	۱۹/۹	۱۸/۱	-	η_C (%)
J_{SC} (mA/cm ²)	۲۴/۶۴	۲۲/۰۲	۲۴/۹۸	J_{SC} (mA/cm ²)
V_{OC} (V)	۱/۰۲۲	۱/۰۲۱	-	V_{OC} (V)

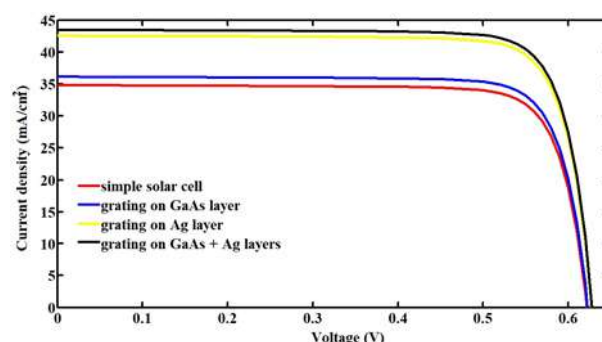
مرجع‌ها

- A. Jangjoy, H. Bahador, and H. Heidarzadeh, "A comparative study of a novel anti-reflective layer to improve the performance of a thin-film GaAs solar cell by embedding plasmonic nanoparticles," *Plasmonics*, vol. 16, pp. 395-401, 2021.
- B. Wei *et al.*, "Recent Progress of Surface Plasmon-Enhanced Light Trapping in GaAs Thin-Film Solar Cells," *Plasmonics*, pp. 1-21, 2023.
- F. A. Chaudhry, L. Escandell, E. López-Fraguas, R. Vergaz, J. M. Sánchez-Pena, and B. García-Cámara, "Light absorption enhancement in thin film GaAs solar cells using dielectric nanoparticles," *Scientific Reports*, vol. 12, no. 1, p. 9240, 2022.
- D. van der Woude *et al.*, "Ultrathin GaAs solar cells with a high surface roughness GaP layer for light-trapping application," *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 30, no. 6, pp. 622-631, 2022.
- H.-L. Chen *et al.*, "A 19.9%-efficient ultrathin solar cell based on a 205-nm-thick GaAs absorber and a silver nanostructured back mirror," *Nature Energy*, vol. 4, no. 9, pp. 761-767, 2019.
- S. Saminezhad, G. R. Kiani, and A. Asgharian, "Performance enhancement of thin film solar cells using silver triangular and rectangular grating on the back electrode," *Journal of Nanophotonics*, vol. 17, no. 3, pp. 036002-036002, 2023.

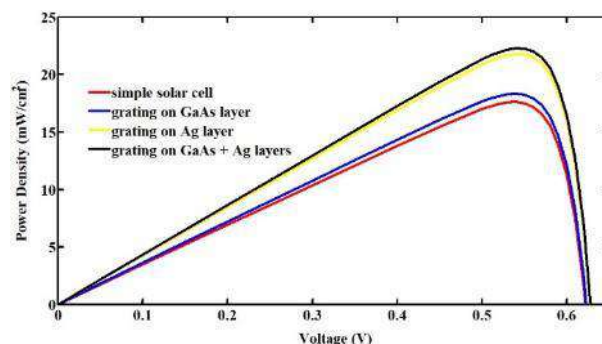
جریان اتصال کوتاه و ولتاژ مدار باز این کار با کارهای انجام شده در سال‌های اخیر مقایسه شده است.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله عملکرد سلول خورشیدی لایه نازک GaAs با اعمال نانو ساختارهای توری مثلثی با ابعاد بهینه در سطوح لایه‌های مختلف سلول با انجام شبیه‌سازی بررسی شد. در نهایت سلول خورشیدی با نانو ساختار توری در سطح هر دو لایه جاذب و بازتابنده پشتی، با ارائه بازده ۲۲/۲۸٪ سبب افزایش ۴/۶۶ درصدی در بازده نهایی سلول خورشیدی نسبت به سلول مرجع شده و به عنوان بهترین ساختار جهت بهبود عملکرد سلول خورشیدی پیشنهاد شده است.



شکل ۳: منحنی‌های جریان-ولتاژ سلول مرجع و سلول‌های دارای نانو ساختار توری با ابعاد بهینه.



شکل ۴: منحنی‌های توان-ولتاژ سلول مرجع و سلول‌های دارای نانو ساختار توری با ابعاد بهینه.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان



۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲

سویچ‌های نوری مبتنی بر مواد تغییر دهنده فاز ژرمانیوم آنتیموان تلوراید بر بستر ایندیوم فسفاید در پنجره طول موج ۱/۵۵ میکرومتر

علیرضا ملک محمد، محمود نیکوفرد و محمدحسن ابراهیمی
کاشان، دانشگاه کاشان، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، گروه الکترونیک
mnik@kashanu.ac.ir

چکیده - در این تحقیق برای اولین بار یک مدولاتور نوری مبتنی بر ماده تغییر فاز GST بر روی بستر InP، در طول موج ۱/۵۵ میکرومتر طراحی و شبیه‌سازی شده است. ابتدا ساختار پیشنهادی، توسط نرم‌افزارهای کامسول و لومریکال به منظور محاسبه مودها و انتشار نور تحلیل شده و سپس برای عملکرد مطلوب، ضخامت مناسب برای لایه‌ها بدست آورده شده است. با توجه به این‌که ماده تغییر فاز GST به کار برده شده در این ساختار دارای فازهای آمورف و بلوری پایدار می‌باشد و فازهای آمورف و بلور به ترتیب کمترین و بیشترین ضریب جذب نور را دارند. بنابراین، در صورت انتخاب طول مناسب مدولاتور، زمانی که ماده تغییر فاز GST در حالت‌های آمورف و بلوری قرار گیرد، نور به ترتیب با کمترین و بیشترین اتلاف انتشار خواهد یافت. در ادامه منحنی‌های مربوط به قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست موثر ساختار پیشنهادی برای مدهای TM در هر یک از فازهای آمورف و بلوری ماده تغییر فاز GST محاسبه شده است.

کلید واژه- ایندیوم فسفاید، ژرمانیوم آنتیموان تلوراید، سویچ‌های نوری، طول موج ۱/۵۵ میکرومتر.

Design and simulation of optical modulator based on GST phase change material on InP platform

Alireza Malekmohammad, Mahmoud Nikoufard, Mohammadhasan Ebrahimi

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

mnik@kashanu.ac.ir

Abstract- In this research, for the first time, an optical modulator has been designed and simulated using GST phase change material on the InP substrate at a wavelength of 1.55 μm . First, the proposed structure was analyzed by Comsol and Lumerical software to calculate the modes and light propagation, and then the optimal thickness for each layer was obtained for optimal performance. Due to the fact that the GST phase change material used in this structure has stable amorphous and crystalline phases, and the amorphous and crystalline phases have the lowest and highest light absorption coefficients, respectively. Therefore, if the proper length of the modulator is chosen, when the GST phase change material is placed in the amorphous and crystalline phases, the light will be propagated with the least and the most loss, respectively. In the following, the curves related to the real and imaginary parts of the effective refractive index of the proposed structure have been calculated for TM modes in each of the amorphous and crystalline phases of the GST phase change material.

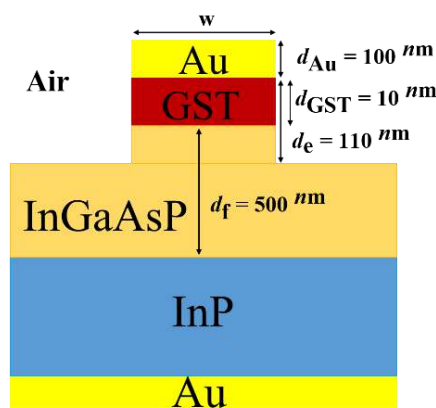
Keywords: Germanium Antimony Telluride (GST), Indium Phosphide, Optical switches, 1.55 μm wavelength.

سرد شود، تا پیوندهای آن فرصت مرتب شدن را پیدا نکنند [۷، ۸].

در این مقاله یک سوییچ نوری با استفاده از مواد تغییر دهنده فاز GST بر بستر InP برای اولین بار طراحی و شبیه‌سازی گردیده است.

ساختار سوییچ نوری مبتنی بر ماده GST

در شکل ۱، شمای دوبعدی ساختار سوییچ نوری پیشنهادی آورده شده است. در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر ضرایب شکست $n_{\text{InGaAsP}} = 3.3636$ $n_{\text{Au}} = 0.5406 + 10.742i$ $n_{\text{GST}} = 3.1669 + 4.6i + 0.12i$ $n_{\text{Air}} = 1$ $n_{\text{InP}} = 3.1669$ و $n_{\text{GST Cry}} = 7.45 + 1.49i$ می‌باشد [۷].



شکل ۱: سطح مقطع عرضی سوییچ نوری پیشنهادی شده.

همان‌طور که بیان شد، ماده تغییر فاز GST نقش کلیدی در ساختار سوییچ نوری ارائه‌شده بر عهده دارد. بنابراین، برای این که بتوانیم به روش الکتریکی در ساختار ارائه‌شده، فاز ماده GST را تغییر داد. از دو الکتروود از جنس طلا به منظور اعمال سیگنال الکتریکی و در نتیجه گرم نمودن لایه GST استفاده شده است. ضخامت لایه طلا باید به نحوی انتخاب شود که میدان الکتریکی در آن کاملاً میرا گردد. بنابراین، در ساختار پیشنهادی ضخامت لایه طلا ۱۰۰ نانومتر انتخاب شده است. به منظور عملکرد مناسب سوییچ نوری ارائه‌شده، در شکل ۲ نمودارهای مربوط به قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست موثر ساختار پیشنهادی بر حسب پهنای مختلف پشته موجبر آورده شده است.

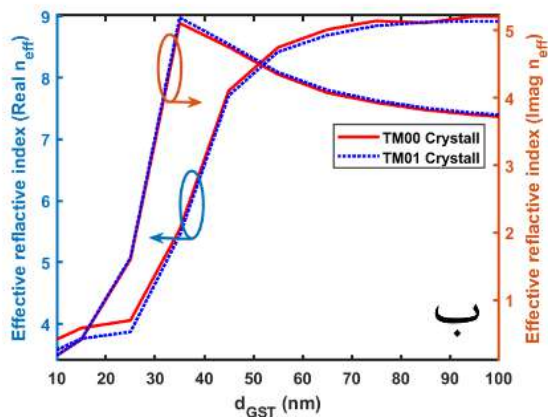
مقدمه

امروزه استفاده از مدولاتورها در مخابرات فیبر نوری، به‌منظور افزایش سرعت انتقال داده‌ها، مورد توجه محققین علم فوتونیک قرار گرفته است [۱، ۲]. اما تاکنون سوییچ نوری با استفاده از ماده تغییر فاز GST بر بستر InP، مورد توجه آن‌ها قرار نگرفته است.

مواد تغییر فاز دهنده GST نیز به دلیل خواص الکتریکی و نوری منحصر به فردی که دارد، اخیراً توجه بسیاری پیدا نموده است. مواد تغییر فاز دهنده GST به‌طور کلی دارای سه فاز کاری متفاوت در حالت جامد است که عبارت‌اند از: آمورف، بلوری شش‌ضلعی و بلوری مکعبی. فاز آمورف ماده تغییر فاز GST یک ساختار بی‌نظم می‌باشد که مقاومت الکتریکی بالا و بازتاب نوری کمی از خود نشان می‌دهد. همچنین، فاز بلوری مکعبی ماده تغییر فاز GST برعکس فاز آمورف از یک ساختار منظم تشکیل شده است که مقاومت الکتریکی پایین و درجات مختلفی از بازتاب نوری را در مقایسه با فاز آمورف از خود نشان خواهد داد. شایان‌ذکر است فاز بلوری شش‌ضلعی ماده تغییر فاز GST، به دلیل پایداری کمتر نسبت به فاز بلوری مکعبی در کاربردهای عملی استفاده نخواهد شد [۳، ۴].

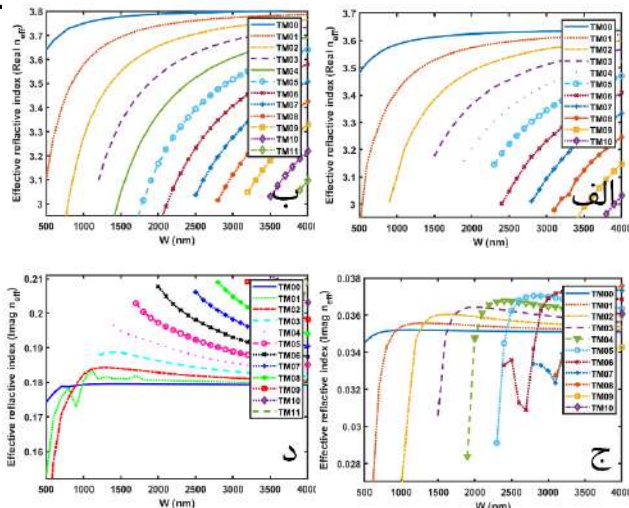
برای کنترل انتشار نور در ساختار پیشنهادی، باید بین فازهای آمورف و بلوری مکعبی ماده تغییر فاز GST سوییچ نمود. بدین منظور باید ماده تغییر فاز GST گرم شود تا تغییر فاز آن صورت گیرد که این عملیات تغییر فاز توسط روش‌های الکتریکی یا پرتو نوری متمرکز انجام خواهد گردید [۵، ۶]. برای تغییر فاز ماده GST از حالت آمورف به بلوری مکعبی، باید دمای آن از آستانه بلوری شدن (۴۱۳ درجه کلونین)، عبور نماید و مدت زمان لازم در دمای ثابت قرار گیرد تا پیوندهای آن زمان کافی برای مرتب شدن داشته باشند و سپس باید سرد شوند. همچنین، برای برگشت به فاز آمورف، باید دمای ماده GST به سرعت فراتر از نقطه ذوب خود (۸۹۰ درجه کلونین)، قرار گیرد و سریع

اثر ضخامت ماده تغییر فاز GST، در شکل ۳ نمودارهای قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست موثر ساختار پیشنهادی برحسب ضخامت ماده تغییر فاز GST برای هر یک از فازهای آمورف و بلوری آن محاسبه شده است.



شکل ۳: نمودارهای ضریب شکست موثر ساختار ارائه شده، (الف) قسمت حقیقی و موهومی در فاز آمورف ماده GST، (ب) قسمت حقیقی و موهومی در فاز بلوری ماده GST، برحسب ضخامت ماده تغییر فاز GST با $d_{Au} = 100 \text{ nm}$ و $w = 1000 \text{ nm}$ ، $d_f = 500 \text{ nm}$

همان‌طور که در شکل ۳-الف، مشاهده می‌گردد با افزایش ضخامت ماده تغییر فاز GST مقدار حقیقی و موهومی ضریب شکست موثر ساختار پیشنهادی برای مدهای TM_{01} و TM_{00} افزایش یافته است. همچنین، در شکل ۳-ب، قسمت حقیقی ضریب شکست موثر ساختار نیز با افزایش ضخامت ماده تغییر فاز GST افزایش یافته است، اما مقدار موهومی آن تا ضخامت ۳۵ نانومتر در حال افزایش بوده و سپس شروع به کاهش نموده است. چون با افزایش ضخامت ماده تغییر فاز GST، توان نوری کم‌کم از لایه تغییر فاز $InGaAsP$ خارج شده و بیشتر توان وارد ناحیه ماده تغییر فاز GST می‌گردد. بنابراین، ضریب شکست موثر ساختار پیرو لایه‌های GST و Au خواهد شد. ضمناً ضخامت ماده تغییر فاز GST باید به گونه‌ای انتخاب گردد که در فازهای آمورف و بلوری آن اتلاف بهینه ایجاد گردد. شایان ذکر است با افزایش ضخامت ماده تغییر فاز GST سرعت سوئیچ نوری پیشنهاد شده کاهش می‌یابد. چون زمان بیشتری لازم است



شکل ۲: نمودارهای ضریب شکست موثر ساختار ارائه شده، (الف) قسمت حقیقی در فاز آمورف ماده GST، (ب) قسمت حقیقی در فاز بلوری ماده GST، (ج) قسمت موهومی در فاز آمورف ماده GST و (د) قسمت موهومی در فاز بلوری ماده GST، برحسب پهنای پشته سوئیچ نوری پیشنهاد شده با $d_{Au} = 100 \text{ nm}$ و $d_{GST} = 10 \text{ nm}$ ، $d_f = 500 \text{ nm}$

در ساختار پیشنهاد شده، هر دو پلاریزاسیون‌های TM و TE تولید خواهد شد، اما به دلیل این‌که در مود TE نور اطراف ماده تغییر فاز GST قرار نخواهد گرفت. در نتیجه فتون‌های ناچیزی از نور با آن برخورد خواهد کرد. بنابراین برای عملکرد مناسب سوئیچ نوری ارائه شده باید از مدهای TM استفاده نمود.

همان‌طور که از شکل‌های ۲-الف و ۲-ب مشخص است، با افزایش پهنای پشته ساختار پیشنهادی، تعداد مدهای TM و قسمت حقیقی ضریب شکست موثر ساختار در حال افزایش می‌باشند. شایان ذکر است با افزایش تعداد مدها توان نوری کمتری در آن‌ها قرار خواهد گرفت. بنابراین، قسمت حقیقی ضریب شکست موثر ساختار برای مدهای بالاتر، کمتر از مدهای پیشین می‌باشد. با توجه به شکل‌های ۲-ج و ۲-د، پهنای پشته ساختار ارائه شده باید به نحوی انتخاب گردد که در فازهای آمورف و بلوری ماده تغییر فاز GST، مقدار اتلاف مناسب باشد. بنابراین، پهنای پشته ساختار پیشنهادی ۱۰۰۰ نانومتر انتخاب شده است. همچنین، در این ضخامت انتخاب شده برای پهنای پشته، ۳ مود TM با توان نوری مطلوب تولید شده است. برای بررسی

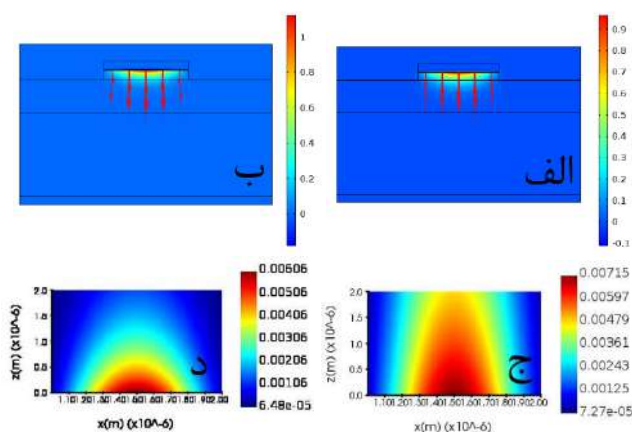
شکست موثر ساختار برای پلاریزاسیون TM در هر یک از فازهای آمورف و بلوری ماده تغییر فاز GST محاسبه شدند. در نتایج مربوط به انتشار نور مشاهده گردید، در طول ۱ میکرومتر تقریباً توان نوری در فاز بلوری ماده تغییر فاز GST، به ۵۰ درصد مقدار خود رسیده است. بنابراین، طول ۱ میکرومتر برای عملکرد مطلوب این افزاره با مود TM_{00} مناسب می‌باشد.

تا تمام لایه ماده تغییر فاز GST گرم گردد و تغییر فاز آن صورت گیرد، بدین منظور ضخامت آن ۱۰ نانومتر انتخاب شده است.

به منظور مشاهده عملکرد سویچ نوری پیشنهادی، در شکل ۴، توزیع توان الکتریکی و انتشار نور برای مود TM_{00} در هریک از فازهای آمورف و بلوری ماده تغییر فاز GST محاسبه شده است.

منابع

- [1] M. Alam, J. N. Caspers, J. S. Aitchison, and M. Mojahedi, "Compact low loss and broadband hybrid plasmonic directional coupler," *Optics Express*, vol. 21, no. 13, pp. 16029-16034, 2013.
- [2] S. A. Maier, *Plasmonics: fundamentals and applications*. Springer, 2007.
- [3] A. E. Aboujaoude, "Nanopatterned phase-change materials for high-speed, continuous phase modulation," University of Dayton, 2018.
- [4] M. Rudé Moreno, "Micro-nano structured optical devices using Ge₂Sb₂Te₅," 2016.
- [5] Z. Yu, J. Zheng, P. Xu, W. Zhang, and Y. Wu, "Ultracompact electro-optical modulator-based Ge₂Sb₂Te₅ on silicon," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, no. 3, pp. 250-253, 2017.
- [6] L. Waldecker *et al.*, "Time-domain separation of optical properties from structural transitions in resonantly bonded materials," *Nature materials*, vol. 14, no. 10, pp. 991-995, 2015.
- [7] H. Liang, R. Soref, J. Mu, A. Majumdar, X. Li, and W.-P. Huang, "Simulations of Silicon-on-Insulator Channel-Waveguide Electrooptical 2×2 Switches and 1×1 Modulators Using a Ge₂Sb₂Te₅ Self-Holding Layer," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, no. 9, pp. 1805-1813, 2015.
- [8] W. Wang, L. Shi, R. Zhao, K. Lim, H. Lee, T. Chong, and Y. Wu, "Fast phase transitions induced by picosecond electrical pulses on phase change memory cells," *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 4, 2008.



شکل ۴: الف) توزیع توان الکتریکی در سطح مقطع عرضی ساختار پیشنهادی برای مود TM_{00} ، الف) در فاز آمورف و ب) در فاز بلوری ماده تغییر فاز GST. ج) توزیع انتشار نور (توان الکتریکی) برای مود TM_{00} ، الف) در فاز آمورف و ب) در فاز بلوری ماده تغییر فاز GST. با $d_{Au} = 100 \text{ nm}$ و $w = 1000 \text{ nm}$ ، $d_f = 500 \text{ nm}$ ، $d_{GST} = 10 \text{ nm}$

در شکل‌های ۴-الف و ۴-ب، مشاهده می‌شود که مود TM_{00} حالت پلاسمونیک دارد. همچنین، از قسمت‌های موهومی ضریب شکست موثر ساختار و شکل‌های ۴-الف و ۴-ب، مشخص است که در فاز آمورف ماده تغییر فاز GST، مقدار اتلاف در مقایسه با فاز بلوری بیشتر شده است. همچنین، در شکل‌های ۴-ج و ۴-د مشاهده می‌گردد که در فازهای آمورف و بلوری ماده تغییر فاز GST، به ترتیب نور با کمترین و بیشترین اتلاف در راستای محور z انتشار یافته است. ضمناً به دلیل این که در مود اصلی بیشترین توان نوری وجود دارد. بنابراین، برای انتشار نور مود TM_{00} انتخاب شده است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله به طراحی یک سویچ نوری مبتنی بر ماده تغییر فاز GST بر بستر InP پرداخته شد. سپس ضرایب



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



تشخیص اپتیکی یون‌های کادمیوم در مایعات به کمک نانوذرات Ag@TEOS-IM

یاسمن چنگائی^۱، پریسا امیر بیک^۱، سلمان مهاجر مازندرانی^۱، محمود غرباوی^۲، غلامرضا احمدیان^۳

Yasaman.changaei@khu.ac.ir, parisaamirbeik@gmail.com, Mohajer@khu.ac.ir,
qharbavi1981@gmail.com, gholamrezaahmadian@yahoo.com

^۱ آزمایشگاه بیوفوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، کرج

^۲ دانشگاه علوم پزشکی جندی شاپور، اهواز

^۳ پژوهشکده ژنتیک، تهران

چکیده - در این مقاله روش جدیدی برای تشخیص یون‌های کادمیوم با نانوذرات Ag@TEOS-IM در مایعات ارائه شده است. خواص اپتیکی این نانو ذرات به تنهایی و پس از افزودن کادمیوم بررسی و گزارش شده است که با حضور کادمیوم مقدار ضریب جذب خطی و ضریب شکست غیر خطی بیشتر شده است.

کلید واژه- روبش محوری، اپتیک غیر خطی، کادمیوم، نانوذرات جاذب

Optical detection of cadmium ions in liquids using Ag@TEOS-IM nanoparticles

Yasaman changaei¹, parisa amirbeyk¹, salman mohajer mazandarani¹, Mahmood gharbavi²,
gholamreza ahmadian³

Yasaman.changaei@khu.ac.ir ,parisaamirbeik@gmail.com ,Mohajer@khu.ac.ir

Abstract- In this paper, a new method for the detection of cadmium ions with Ag@TEOS-IM nanoparticles in liquids has been presented. The optical properties of these nanoparticles with and without cadmium were investigated, and it was reported that with the presence of cadmium, the linear absorption coefficient and nonlinear refractive index increased.

Keywords: z-scan, nonlinear optics, cadmium, absorbent nanoparticles .

مقدمه

بودن آماده سازی نمونه و عدم امکان استفاده از عملیات در محل، باید توسط پرسنل آموزش دیده انجام شوند.

اخیراً، روش‌های مبتنی بر مواد نوری به عنوان تکنیک بالقوه برای تشخیص یون‌های فلزی یا مولکول‌های کوچک شناخته شده‌اند و همینطور تعدادی از مطالعات بر روی نانومواد کاربردی برای شناسایی و جذب یون‌های فلزی مختلف گزارش شده‌اند. با این حال، طراحی چنین نانومواد برای تشخیص و حذف یون‌های Cd(II) در نمونه‌های مختلف، هنوز یک چالش بزرگ است. [6]

مواد و روش‌ها

ابتدا به ۱۰۰ mL محلول ۵۰ mM نیترات نقره در شرایط هم‌زدن، ۱ mL محلول ۰/۲ mM سدیم سیترات به آرامی اضافه شد. محتویات در یک حمام روغن به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۱۰۰°C قرار گرفت، و سپس به دمای اتاق رسانده شد. در ادامه سطح نانوذرات نقره با ۱ mL ترکیب پلی وینیل پیرلیدون (PVP) با غلظت ۱۰ mM پوشش داده شد. به ۱۰ mL از نانوذرات نقره حاصل از فرآیند فوق مقدار ۱۰ mL از اتانول خالص دیسپرس کرد ۰/۵ mL محلول ۰/۲ mM سدیم سیترات به آن اضافه شد. با استفاده از آمونیاک pH محلول به ۹ رسانده شد. در مرحله بعد ۵۰۰ μL تترائیل اورتوسیلیکات حجمی/حجمی ۱۰٪ (محلول در اتانول) به محتویات بالا اضافه شد و به مدت ۴ ساعت در شرایط هم‌زدن در دمای ۵۰°C نگهداری شد. ۵۰۰ μL محلول اتانولی از تری اتوکسی سیلان (APTMS) با غلظت ۱ mM به محلول سوسپانسیون Ag@TEOS NPs اضافه شد. پس از اطمینان از تشکیل نانوذرات Ag@TEOS-NH₂NPs در آخر ایمیدازول فعال شده به آرامی آن اضافه شد و یک شبانه روز در شرایط هم‌زدن و دمای ۵۰°C نگه داشته شد تا در نهایت نانوذرات نقره پوشش داده شده با تترائیل اورتوسیلیکات کنژوگه شده با ایمیدازول (Ag@TEOS-IM NPs) به عنوان محصول نهایی تشکیل شد.

در نهایت کادمیوم به عنوان آلودگی به Ag@TEOS-IM NPs افزوده شد.

فلزات سنگین گروهی از فلزات با چگالی اتمی بیشتر از ۵ گرم بر سانتیمتر مکعب هستند؛ از جمله مس (Cu)، سرب (Pb)، کادمیوم (Cd)، آرسنیک (As) و... [1]. این فلزات بیشترین میزان دسترسی را در اکوسیستم‌های آبی دارند و به دلیل اثرات سمی که بر انسان‌ها، حیوان‌ها و گیاهان دارند آلاینده‌های زیست محیطی قابل توجه‌ای هستند. از آنجایی که یون‌های این فلزات پایدار هستند، حتی در غلظت‌های بسیار کم، تهدیدی برای محیط زیست و سلامت انسان محسوب می‌شوند، [2] بنابراین عامل یکی از جدی‌ترین مشکلات آلودگی هستند.

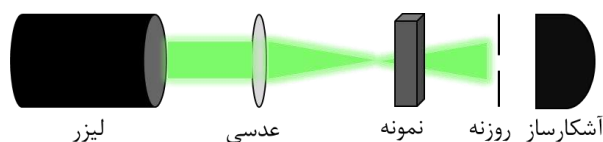
در میان یون‌های مختلف فلزات سنگین، یون‌های کادمیوم Cd(II) بسیار سمی است که معمولاً در محیط‌های کاری صنعتی وجود دارد و می‌تواند باعث آلودگی آب، خاک و هوا شود. یون‌های Cd(II) می‌توانند به راحتی در اندام‌های مختلف بدن انسان مانند کلیه‌ها، ریه‌ها و کبد جمع شوند و قرار گرفتن در معرض آن ممکن است باعث علائمی شبیه آنفولانزا و همچنین آسیب‌های جدی مانند شکستگی استخوان، سرطان، فشار خون بالا و اختلال عملکرد کلیه شود [3]. بنابراین، حداکثر سطح مجاز یون Cd(II) در آب آشامیدنی توسط استاندارد آژانس حفاظت از محیط زیست ایالات متحده (EPA) تنها ۰.۳ میکروگرم در لیتر [4] است و این منجر به افزایش تقاضا برای تعیین حتی تا سطح کمی از یون‌های Cd(II) در نمونه‌های فاضلاب شده است.

تاکنون روش‌های تحلیلی مختلفی برای تشخیص یون‌های فلزی در نمونه‌های فاضلاب توسعه داده شده است، مانند طیف سنجی فلورسانس، طیف سنجی جذب اتمی (AAS)، طیف سنجی جذب اتمی کوره گرافیتی (GFAAS)، طیف سنجی جرمی پلازما جفت شده القایی (ICP-MS)، طیف سنجی نشری پلازما-اتمی جفت شده القایی (ICP-AES)، سنجش شیمیایی، تکنیک‌های حسگری و... [3]. بسیاری از این روش‌ها پرهزینه و وقت گیر هستند و به دلیل پیچیده

رویش محوری (z-scan)

برای بررسی اپتیکی نمونه‌ها از حالت روزنه محدود چیدمان رویش محوری برای محاسبه ضریب شکست غیر خطی استفاده می‌کنیم.

برای این کار از لیزر Nd:YAG با طول موج ۵۳۲nm و یک عدسی همگرا با فاصله کانونی ۸ cm استفاده شد. نور لیزر را در نقطه کانونی عدسی متمرکز می‌کنیم، دسته پرتو پس از عبور از عدسی به نمونه‌ای که در فاصله کانونی عدسی قرار دارد برخورد کرده و در آخر به روزنه در انتهای ریل اپتیکی رسیده و توان توسط آشکارساز اندازه گرفته می‌شود. سپس با جابه‌جا کردن نمونه حول فاصله کانونی عدسی (-Z تا +Z) تغییراتی در شدت نور فرودی به نمونه ایجاد می‌کنیم و پس از هر جابه‌جایی توان خروجی را توسط آشکارساز ثبت می‌کنیم.



شکل ۱: شماتیک چیدمان (z-scan)

محاسبه ضریب شکست غیر خطی

پس از رسم و برازش نمودارها با استفاده از رابطه زیر ضریب شکست غیرخطی را بدست می‌آوریم:

$$n_2 = \frac{\lambda \Delta T_{p-v}}{2\pi I_0 L_{eff} (0.406)(1-s)^{0.25}} \quad (1)$$

که در این رابطه λ طول موج لیزر، ΔT_{p-v} فاصله قله تا دره در نمودار غیرخطی و I_0 بیشینه شدت در کانون عدسی است.

طول موثر نمونه است که به صورت زیر می‌باشد: L_{eff}

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha}$$

ضریب جذب خطی (α) و ضریب شکست غیر خطی (n_2) نانوذرات Ag@TEOS-IM بدون آلودگی و با آلودگی

کا غلظت‌های مختلف محاسبه شد، که نتایج آن در شکل (۲) آورده شده است. با افزودن آلودگی به نانوذرات و افزایش غلظت آن مقدار ضریب شکست غیرخطی و ضریب جذب خطی بیشتر شده. (شکل ۲) ضریب شکست غیرخطی همه نمونه‌های آلوده به کادمیوم و بدون آلودگی منفی است. (شکل ۳ و ۴)

جدول ۱: ضریب شکست غیر خطی و ضریب جذب خطی نانوذرات Ag@TEOS-IM بدون آلودگی

(α) (1/cm) ± 0.01	(n_2) $\times 10^{-9}(\text{cm}^2/\text{W})$ ± 0.01	
۰/۴۵	-۲/۰۲	نانوذرات Ag@TEOS-IM

جدول ۲: ضریب شکست غیر خطی و ضریب جذب خطی نانوذرات Ag@TEOS-IM آلوده به کادمیوم با غلظت‌های مختلف

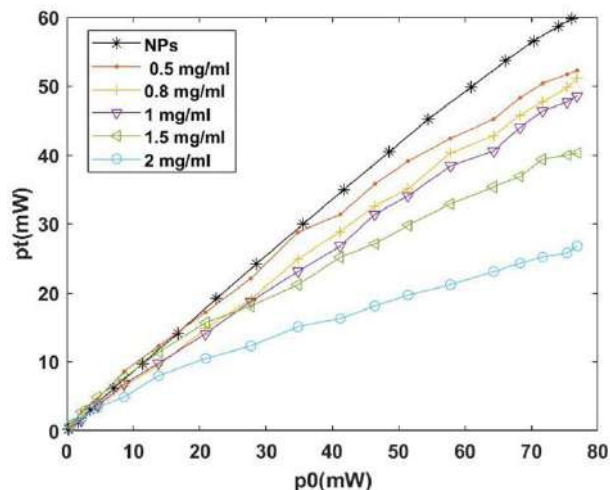
(α) (1/cm) ± 0.01	(n_2) $\times 10^{-7}(\text{cm}^2/\text{W})$ ± 0.01	غلظت آلودگی (mg/mL)
۳/۹۵	-۵/۱۳	۰/۵
۴/۱۲	-۵/۱۴	۰/۸
۴/۶۰	-۵/۱۵	۱
۶/۸۷	-۵/۲۱	۱/۵
۱۱/۲۶	-۵/۲۳	۲

جمع بندی

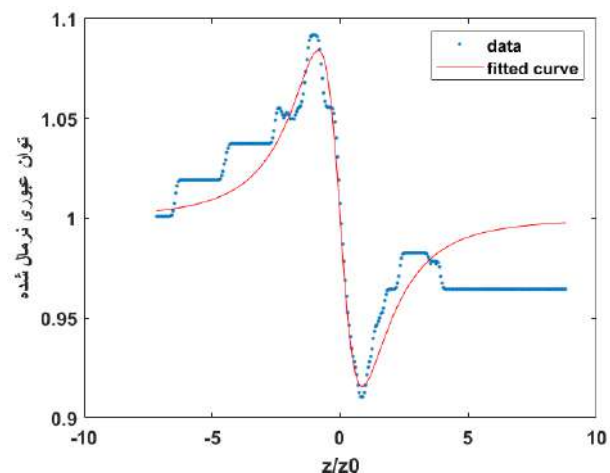
در این مقاله با توجه به اثرات نانوذرات Ag@TEOS-IM در روش اپتیکی برای تشخیص یون‌های کادمیوم ارائه شده. حضور غلظت‌های مختلف از یون‌های کادمیوم منجر به افزایش مقدار ضریب جذب خطی و ضریب شکست غیر خطی شده است. بر اساس این تغییرات اپتیکی تشخیص یون‌های کادمیوم امکان پذیر است.

مرجع‌ها

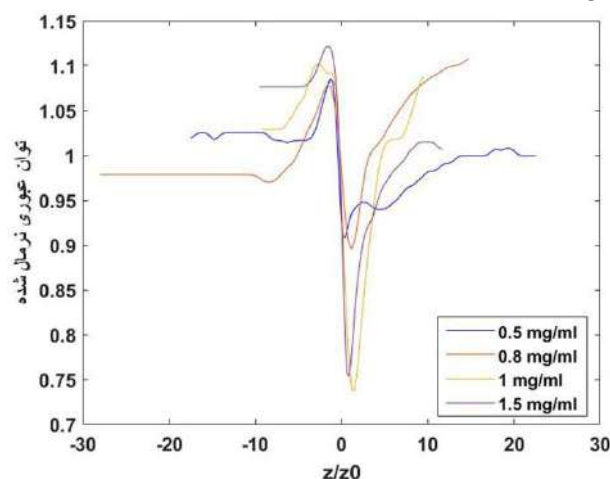
- [1] A. Asati, M. Pichhode, and K. Nikhil, "Effect of Heavy Metals on Plants," *Int. J. Appl. or Innov. Eng. Manag.*, vol. 5, no. 03, pp. 56–66, 2016, doi: 10.13140/RG.2.2.27583.87204.
- [2] K. Sutton, R. M. C. Sutton, and J. A. Caruso, "Inductively coupled plasma mass spectrometric detection for chromatography and capillary electrophoresis," *J. Chromatogr. A*, vol. 789, no. 1–2, pp. 85–126, 1997, doi: 10.1016/S0021-9673(97)00970-9.
- [3] M. R. Awual *et al.*, "Efficient detection and adsorption of cadmium(II) ions using innovative nano-composite materials," *Chem. Eng. J.*, vol. 343, no. February, pp. 118–127, 2018, doi: 10.1016/j.cej.2018.02.116.
- [4] W. H. Organization, "Aluminium in drinking-water: background document for development of WHO Guidelines for drinking-water quality," World Health Organization, 2003.
- [5] M. Ghanei-Motlagh and M. A. Taher, "Novel imprinted polymeric nanoparticles prepared by sol-gel technique for electrochemical detection of toxic cadmium (II) ions," *Chem. Eng. J.*, vol. 327, pp. 135–141, 2017.
- [6] A. Odobašić, I. Šestan, and S. Begić, "Biosensors for Determination of Heavy Metals in Waters," *Biosens. Environ. Monit.*, 2019, doi: 10.5772/intechopen.84139.



شکل ۲: نمودار جذب خطی (نمودار مشکی رنگ مربوط به Ag@TEOS-IM بدون آلودگی، و نمودارهای رنگی مربوط به نمونه‌های آلوده به کادمیوم در غلظت‌های مختلف است)



شکل ۳: نمودار غیر خطی نرمال شده نانوذرات Ag@TEOS-IM به همراه تابع نظری برازش شده



شکل ۴: نمودار غیر خطی نرمال شده نانوذرات Ag@TEOS-IM آلوده به کادمیوم در غلظت‌های مختلف



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



تحلیل عددی تاثیر پالایند بینهایی بر پهناي زمانی پالس خروجی لیزر تار نوری قفل شده مدی در شرایط پاشندگی تمام عادی

معصومه میرزایی مقدم، فاطمه شهشهانی و محمد حسن یآوری

Mirzaei@alzahra.ac.ir

f_shahshahani@alzahra.ac.ir

mh.yavari@shahed.ac.ir

چکیده - در این مقاله، اثر پالایند بینهایی گوسی بر پهناي زمانی پالس تولید شده در لیزر تار نوری قفل شده مدی در شرایط پاشندگی تمام عادی به صورت عددی بررسی شده است. تحولات پهناي زمانی پالس در طول انتشار در بخش‌های مختلف کاواک نشان میدهد که علاوه بر جاذب اشباع پذیر، پالایند بینهایی نیز سبب کاهش پهناي زمانی پالس می‌شود. علاوه بر آن، تاثیر پهناي پالایند بینهایی بر مشخصات پالس نیز مورد بررسی قرار گرفته است. محاسبات نشان میدهد که با کاهش پهناي پالایند بینهایی، پالس‌هایی با پهناي زمانی کمتر و توان بیشینه بزرگتر تولید خواهد شد. به عنوان نمونه با قرار دادن پالایند بینهایی با پهناي ۲۰ nm پالس‌هایی با پهناي زمانی ۱۰ps و توان بیشینه ۱/۴kW تولید خواهد شد، اما اگر پهناي پالایند بینهایی ۱۰nm انتخاب شود، پهناي زمانی پالس تا ۴ps کاهش و توان بیشینه آن تا ۲/۸kW افزایش خواهد یافت.

کلید واژه- تار نوری، تقسیم گام فوریه، جاذب اشباع پذیر، قفل شدگی مد، پالایند بینهایی

Numerical analysis of the effect of a spectral filter on the reduction of output pulse time width in all-normal dispersion mode-locked fiber laser

M. Mirzaei Moghadam¹, F. Shahshahani¹ and M.H. Yavari²

Department of Physics and Chemistry, Alzahra University, Tehran¹

Faculty of engineering, Shahed University, Tehran, Iran²

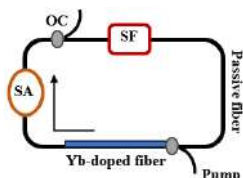
Abstract- In this paper, the effect of a Gaussian spectral filter on the time width of the pulse generated in the mode-locked fiber laser in the all-normal dispersion regime is numerically investigated. The evolution of the pulse duration along the different cavity segments shows that in addition to the saturable absorber, the spectral filter contributes to the reduction of the pulse time width. The effect of the spectral filter width on pulse characteristics is also investigated. The results show that reducing the width of the spectral filter leads to the generation of pulses with smaller time width and larger peak power. For instance, by placing a spectral filter with a width of 20 nm, pulses with duration of 10ps and peak power of 1.4 kW will be formed. however, if a spectral filter with a width of 10 nm is chosen, the time width of the pulse is reduced to 4ps and its peak power is increased up to 2.8 kW.

Keywords: optical fiber, split step Fourier, saturable absorber, spectral filter, mode-locking

پرداخته و در قسمت سوم نتایج شبیه‌سازی تحلیل و بررسی شده و در بخش آخر نتیجه‌گیری ارائه شده است.

مبانی فیزیکی و مدلسازی

شکل (۱) لیزر تار نوری قفل شده مدی با آرایش حلقوی را نشان می‌دهد که شامل ۱ متر تار نوری تک مد آلاییده به عنصر ایتربیوم به عنوان محیط بهره و ۲ متر تار نوری غیرفعال^{۶۲}، جاذب اشباع پذیر و پالاینده بینایی است. پالس‌های تقویت شده بعد از خروج از محیط بهره وارد جاذب اشباع‌پذیر می‌شوند. کوپلر خروجی^{۶۴} (OC) ۳۰:۷۰ بعد از جاذب اشباع پذیر قرار گرفته است. امواج نوری باقی مانده در کاواک از یک پالاینده بینایی عبور کرده و بعد از عبور از تار نوری غیرفعال دوباره وارد محیط بهره می‌شود و این چرخه همچنان تکرار می‌شود.



شکل (۱): ساختار لیزر تار نوری قفل شده مدی

به منظور مدلسازی انتشار پالس‌های نوری کوتاه درون تار نوری از معادله غیرخطی شرودینگر، که شامل اثرات غیرخطی و پاشندگی است، استفاده می‌شود [۵]. این معادله به صورت:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \left(\beta_2 + \frac{ig}{\Delta\Omega_g} \right) \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = i\gamma |A|^2 A + \frac{g}{2} A \quad (1)$$

است که در آن A پوش میدان الکتریکی پالس نوری، β_2 پاشندگی سرعت گروه، γ ضریب SPM، z مکان پالس و T مرجع زمانی متحرک با پالس است. در این رابطه $\Delta\Omega_g$ پهنای طیفی محیط بهره و g ضریب بهره است و طبق رابطه زیر تعریف می‌شود [۵]:

مقدمه

لیزرهای پالسی با پهنای زمانی از مرتبه پیکوثانیه و فمتوثانیه با توان بالا کاربردهای فراوانی در زمینه‌های مختلف تحقیقاتی، پزشکی و صنعت دارند [۱]. از این رو، مورد توجه محققان قرار گرفته‌اند. روش قفل‌شدگی مدی یکی از روش‌های موثر در ایجاد پالس‌های کوتاه محسوب می‌شود. یکی از روش‌های ایجاد قفل‌شدگی مدی در لیزرها، استفاده از جاذب اشباع پذیر^{۵۷} (SA) است [۲]. با قرار دادن این جاذب‌ها درون کاواک، اتلاف توسط خود پالس مدوله شده و پالس‌های کوتاه ایجاد می‌شوند. پالس تشکیل شده تحت تاثیر اثرات غیرخطی همچون خود مدولاسیون فازی^{۵۸} (SPM) و پاشندگی سرعت گروه^{۵۹} (GVD) قرار می‌گیرد. بر اساس آنکه پاشندگی سرعت گروه فیبرهای نوری بکار رفته در لیزر دارای چه علامت و مقداری باشند، در نحوه شکل‌گیری پالس و همینطور میزان فاز غیرخطی ناشی از اثر غیرخطی SPM اثر می‌گذارد. با توجه به نتایج ارائه شده در مقاله [۳]، اگر در کاواک لیزر تار نوری قفل شده مدی، تنها از تارهای نوری با پاشندگی عادی استفاده شود، می‌تواند منجر به تشکیل پالس‌هایی با انرژی بالاتر و بدون شکست موج^{۶۰} شود. این رژیم تشکیل پالس را رژیم پاشندگی تمام عادی^{۶۱} (ANDi) می‌گویند. همچنین نشان داده شد که برای تشکیل پالس پایدار در این رژیم، وجود پالاینده بینایی^{۶۲} (SF) ضروری است. پالاینده بینایی می‌تواند از پهن شدن طیفی ناشی از اثر SPM جلوگیری کرده و باعث تشکیل پالس‌های پایدار شود [۴]. در این مقاله، مدلی عددی برای بررسی تاثیر قرار گرفتن پالاینده بینایی در ساختار کاواک لیزر تار نوری قفل شده مدی در رژیم پاشندگی تمام عادی بر پهنای زمانی پالس خروجی و توان بیشینه آن ارائه شده است. در بخش دوم این مقاله به تئوری مدلسازی و روابط لازم برای شبیه‌سازی

⁶¹ All normal dispersion

⁶² Spectral filter

⁶³ Passive

⁶⁴ Output coupler

⁵⁷ Saturable absorber

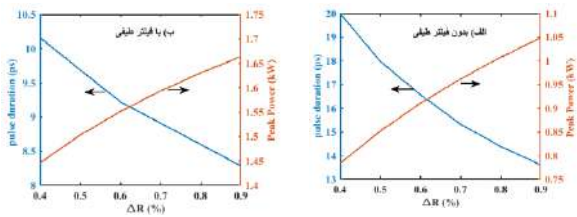
⁵⁸ Self-phase modulation

⁵⁹ Group velocity dispersion

⁶⁰ Wave breaking

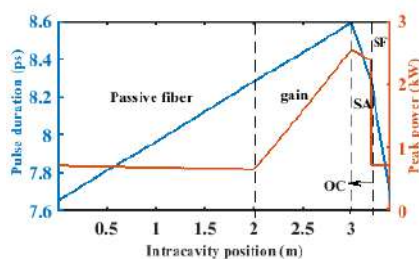
از ۱۰/۱۶ ps تا ۸/۲ ps کاهش یافته و بیشینه توان آن از ۱/۴۴ kW تا ۱/۶۶ kW افزایش یافته است.

(۲)



شکل (۲): تغییرات توان بیشینه و عرض زمانی پالس خروجی بر حسب عمق مدولاسیون جاذب اشباع‌پذیر (الف) بدون در نظر گرفتن پالایند بینایی (ب) با در نظر گرفتن پالایند بینایی

با مقایسه دو شکل (۲-الف) و (۲-ب) این نتیجه حاصل می‌شود که علاوه بر آن که افزایش عمق مدولاسیون جاذب در کاهش پهنای زمانی پالس خروجی تاثیر گذار است، قرار دادن پالایند بینایی درون کاواک نیز منجر به کاهش بیشتر پهنای زمانی شده است. به منظور بررسی بیشتر، تغییرات پهنای زمانی (نمودار آبی) و توان بیشینه پالس (نمودار قرمز) در طول انتشار در کاواک برای یک پالس پایدار شده و به ازای $\Delta R = 90\%$ ، با در نظر گرفتن پالایند بینایی با پهنای 15nm در ساختار کاواک را محاسبه کرده و نتایج در شکل (۳) رسم شده است. در این شکل مشاهده می‌شود، پهنای زمانی پالس در طول انتشار در تار نوری غیرفعال و محیط بهره افزایش یافته است. در حالیکه جاذب اشباع‌پذیر همراه با پالایند بینایی منجر به کاهش پهن شدن پالس شده‌اند. پهنای زمانی پالس بعد از عبور از پالایند بینایی از $8/28\text{ps}$ به $7/65\text{ps}$ کاهش یافته است. با توجه به نمودار آبی رنگ در همین شکل که تغییرات توان بیشینه پالس را نشان می‌دهد، توان



شکل (۳): تغییرات پهنای زمانی (نمودار آبی رنگ) و توان بیشینه پالس (نمودار قرمز) در طول انتشار در کاواک به ازای $\Delta R = 90\%$

بیشینه پالس در طول انتشار در تار نوری غیرفعال کاهش یافته است. در حالیکه در محیط بهره مقدار آن از $0/71\text{ kW}$ تا $2/47\text{ kW}$ افزایش یافته است. پس از عبور از نقطه OC توان بیشینه به مقدار اولیه آن قبل از ورود به تار نوری غیرفعال می‌رسد. پهن شدن طیفی ناشی از اثر غیر خطی SPM و تاثیر پاشندگی سرعت گروه با علامت مثبت بر آن باعث تشکیل پالس‌های چرپ

در رابطه (۲)، g_0 بهره سیگنال کوچک و E انرژی پالس E_{sat} انتشار پالس در تار نوری غیرفعال با در نظر گرفتن $g=0$ استفاده می‌شود. ضریب عبور جاذب اشباع‌پذیر به صورت رابطه زیر مدلسازی می‌شود [۶].

$$T = 1 - \frac{\Delta R}{g_0} \quad (3)$$

در رابطه (۳)، ΔR عمق مدولاسیون، P_{sat} توان اشباع جاذب و P توان پالس است. یک پالایند بینایی گوسی توسط رابطه [۶]

$$H_f = \exp(-\omega^2/\omega_b^2) \quad (4)$$

مدلسازی می‌شود که در آن ω_b پهنای پالایند بینایی و ω فرکانس زاویه‌ای است. به منظور مدلسازی شکل‌گیری پالس درون لیزر تار نوری قفل شده مدی با آرایش نشان داده شده در شکل (۱)، معادلات (۱) تا (۴) بکار گرفته شده‌اند. معادله غیرخطی شرودینگر با روش تقسیم گام فوریه محاسبه شده است [۵].

نتایج شبیه‌سازی

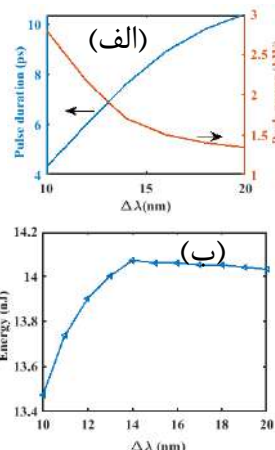
مقادیر عددی پارامترهای به کار برده شده در شبیه‌سازی به صورت $g_0 = 5\text{m}^{-1}$ ، $\gamma = 1/0.7\text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$ ، $\beta_2 = +20\text{ps}^2/\text{km}$ ، $\Delta\lambda_g = 45\text{nm}$ و $E_{sat} = 2\text{nJ}$ و $P_{sat} = 100\text{ W}$ (پهنای محیط بهره) در نظر گرفته شده و یک پالس گوسی به عنوان ورودی فرض شده است. به منظور بررسی تاثیر قرار گرفتن پالایند بینایی در کاواک بر خروجی لیزر، ابتدا محاسبات بدون در نظر گرفتن پالایند بینایی نشان داده شده در آرایش شکل (۱) انجام گرفته است. مقدار عمق مدولاسیون جاذب اشباع‌پذیر از 40% تا 90% تغییر داده شده و به ازای هر مقدار پهنای زمانی پالس خروجی محاسبه شده و نتایج در شکل (۲-الف) نشان داده شده است. با توجه به این شکل، با افزایش عمق مدولاسیون جاذب اشباع‌پذیر از 40% تا 90% ، پهنای زمانی پالس از 20 ps تا $13/5\text{ ps}$ کاهش یافته و بیشینه توان آن از $0/782\text{ kW}$ تا $1/05\text{ kW}$ افزایش یافته است. سپس بار دیگر محاسبات را با در نظر گرفتن پالایند بینایی با پهنای 15nm انجام داده و نتایج در شکل (۲-ب) نشان داده شده است. در این شکل مشاهده می‌شود که با تغییر عمق مدولاسیون جاذب اشباع‌پذیر از 40% تا 90% ، پهنای زمانی پالس

اشباع پذیر، پالاینده بینایی نیز موجب کاهش پهن شدگی زمانی پالس شده است. همچنین مشاهده شد که با کاهش پهنای پالاینده بینایی، پالس‌هایی با پهنای زمانی کمتر و توان بیشینه بیشتر تشکیل خواهد شد، درحالی‌که تاثیر آن بر انرژی پالس ناچیز خواهد بود.

مرجع‌ها

- U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers", Nature, Vol.424, pp.831-838, 2003.
- F. X. Kärtner, J. Aus der Au, and U. Keller, "Mode-locking with slow and fast saturable absorbers-What's the difference?" IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. Vol. 4, pp. 159-168, 1998.
- W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, "Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers", Physical Review A. Vol. 77, 023814, 2008.
- W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, "Pulse Shaping and Evolution in Normal-Dispersion Mode-Locked Fiber Lasers", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 18, No. 1, 2011
- G.P. Agrawal, "nonlinear fiber optics", 3th edition, Academic Press, 8-9-11-12-51, 2001
- X. Zhang, F. Li, K. Nakkeeran, J. Yuan, Z. Kang, J. Nathan Kutz, and P. K. A. Wai, "Impact of Spectral Filtering on Multipulsing Instability in Mode-locked Fiber Lasers", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. Vol. 24, No. 3. 2018.

در رژیم پاشندگی تمام عادی شده است. به گونه‌ای که مولفه‌های فرکانسی که انتقال به سرخ و انتقال به آبی داده‌اند، در قسمت بال‌های پالس قرار می‌گیرند. پالاینده بینایی با حذف این مولفه‌های فرکانسی موجب کاهش پهنای زمانی پالس شده است. در شکل (۴-الف) و (۴-ب)، تغییرات پهنای زمانی، توان بیشینه و انرژی پالس به ازای افزایش پهنای پالاینده بینایی از ۱۰ nm تا ۲۰ nm را نشان می‌دهد.



شکل(۴): الف) پهنای زمانی و توان بیشینه پالس ب) انرژی بر حسب پهنای پالاینده بینایی

این نتیجه حاصل میشود که با کاهش پهنای پالاینده بینایی، پالس‌هایی با پهنای زمانی کمتر و توان بیشینه بیشتر تشکیل خواهد شد. پالاینده بینایی با حذف مولفه‌های فرکانسی در قسمت بال‌های پالس موجب کاهش پهن شدگی زمانی آن میشود. در نتیجه هرچه پهنای پالاینده بینایی کاهش یابد، مولفه‌های فرکانسی بیشتری در ناحیه بال‌های پالس حذف شده و موجب باریک شدن بیشتر پالس می‌شود. همچنین شکل (۴-ب) نشان میدهد که با افزایش پهنای پالاینده بینایی از ۱۰ nm تا ۲۰ nm انرژی پالس از ۱۳/۴۵ تا ۱۴/۱ نانوذول تغییر یافته است. هر چه پالاینده بینایی با پهنای بزرگتری بکار گرفته شود، به علت آن که مولفه‌های فرکانسی کمتری را حذف خواهد کرد، پالس‌هایی با انرژی بیشتری تشکیل خواهند شد. تا جاییکه با افزایش پهنای پالاینده بینایی از حدود ۱۴nm، پهنای پالاینده از پهنای طیفی پالس بزرگتر شده و تاثیر چندانی بر پالس نداشته است.

نتیجه گیری

در این مقاله با استفاده از حل عددی معادله غیرخطی شرودینگر، تاثیر قرار دادن پالاینده بینایی بر پهنای زمانی و توان بیشینه پالس خروجی لیزر تار نوری قفل شده مدی در رژیم پاشندگی تمام عادی بررسی شده است. نشان داده شد که علاوه بر جاذب



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی و
فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



طراحی و شبیه‌سازی موج‌بر غیرخطی قطبیده شده و دوره‌ای نفوذ تیتانیوم بر لیتیوم نیو بات (Ti:PPLN) به منظور تولید هماهنگ دوم (SHG)

عاب‌س صالح‌آبادی، محسن حاتمی

دانشگاه صنعتی شیراز، دانشکده فیزیک، شیراز، ایران

a.salehabadi@sutch.ac.ir hatami@sutech.ac.ir

هدف این مقاله به دست آوردن تغییرات ضریب شکست کریستال لیتیوم نیو بات به دلیل نفوذ فلز تیتانیوم در داخل کریستال می‌باشد. با توجه به تغییرات ضریب شکستی که فلز تیتانیوم در داخل کریستال لیتیوم نیو بات ایجاد می‌کند می‌توانیم یک موج‌بر دی شکل را در داخل کریستال لیتیوم نیو بات ایجاد کرد. با در نظر گرفتن این نکته که کریستال لیتیوم نیو بات یک کریستال دو شکستی می‌باشد تغییرات ضریب شکستی که به دلیل نفوذ تیتانیوم در داخل کریستال ایجاد می‌کند در دو راستای عادی و غیر عادی صورت می‌گیرد که ما فقط در راستای غیر عادی تغییرات را محاسبه می‌کنیم. هدف دیگر بررسی پدیده غیرخطی تولید هماهنگ دوم در شرایط شبه جور شدگی فاز است که طول موج پمپ ۱۵۵۰ نانومتر ورودی به موج‌بر را تبدیل به نوری با طول موج ۷۷۵ نانومتری می‌کند، این فرایند یعنی تولید هماهنگ دوم تحت شرایطی شبه جور شدگی فاز ایجاد می‌شود که ما را به سمت طراحی ساختار دوره‌ای برای موج‌بر قطبیده شده نفوذ فلز تیتانیوم در داخل کریستال لیتیوم نیو بات که به اختصار به صورت Ti:PPLN نوشته می‌شود سوق می‌دهد.

کلیدواژه - اپتیک غیرخطی، لیتیوم نیو بات، موج‌برهای اپتیکی، شبه جور شدگی فاز، تولید هماهنگ دوم

Design and simulation of Ti:PPLN for second harmonic generation.

Abes Saleh Abadi, Mohsen Hatami

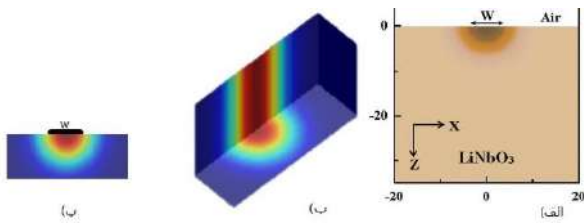
Shiraz University of Technology, Faculty of Physics, Shiraz, Iran

a.salehabadi@sutch.ac.ir hatami@sutech.ac.ir

The purpose of this article is to obtain the changes in the refractive index of the lithium niobate crystal due to the penetration of titanium metal inside the crystal. Considering the changes in the refractive index that the titanium metal creates inside the lithium niobate crystal, we can make a D-type waveguide inside the lithium niobate crystal was created. Considering that the lithium niobate crystal is a birefringent crystal, which causes it to occur in two normal and abnormal states due to the penetration of titanium inside the crystal, which we only calculate the changes in extraordinary. Another goal is to investigate the nonlinear phenomenon of the second harmonic production in the condition of quasi phase matching, which converts the pump wavelength of 1550 nm entering the waveguide into light with a wavelength of 775 nm. This process of the second harmonic generation, is created under conditions that lead us to design a periodic structure for a polarized waveguide. The penetration of titanium metal inside the lithium niobate crystal, which is abbreviated as Ti:PPLN.

Keywords: Nonlinear optics. Lithium niobate. Optical waveguides. Quasi phase matching. Second harmonic generation.

۱. مقدمه:



شکل ۱: ساختار کلی موجبر را می‌توانید در این شکل مشاهده کرد (الف) ساختار کلی موجبر به صورت شماتیک (ب) ساختار سه بعدی موجبر طراحی شده در نرم افزار لومریکال (پ) تصویر موجبر از صفحه (X-Z) در نرم افزار لومریکال.

پهنای کانال موجبر $w = 7\mu m$ ، ثابت نفوذ در راستاهای مختلف برابر $D_x = 0.89 \frac{\mu m^2}{h}$ و $D_z = 1.3 \frac{\mu m^2}{h}$ رابطه $\rho = 4.507 g/cm^3$ بیانگر چگالی فلز تیتانیم، $N_A = 6.02214179 \times 10^{23} mol^{-1}$ عدد آووگادرو و $M_{Ti} = 47.867 g/mol$ در واقع جرم مولی فلز تیتانیم می‌باشد. مولفه برازش در رابطه به صورت $E = 1.2 \times 10^{-23} cm^3$ و $F = 1.3 \times 10^{-25} cm^3$ تعریف می‌شود [۲]. پهنای کانال موجبر می‌باشد. ضخامت لایه تیتانیم می‌باشد. d_x و d_y عمق نفوذ تیتانیم در داخل کریستال می‌باشد. $\lambda = 1550 nm$ طول موج نور انتشار یافته در داخل موجبر می‌باشد که برحسب نانومتر نوشته می‌شود.

۲-۲ محاسبه تغییرات ضریب شکست

نفوذ فلز تیتانیم در داخل کریستال لیتیوم نیو بات منجر به ایجاد ساختار D شکلی در داخل کریستال می‌شود که این ساختار به‌عنوان کانال موج بر ما به حساب می‌آید در دیدی دقیق‌تر این کانال موجبری حاصل تغییر ضریب شکست کریستال به دلیل نفوذ فلز تیتانیم در داخل آن است که در رابطه (۲،۳) جزئیات این تغییرات آمده است.

در رابطه (۲) تابع تغییرات ضریب شکست کریستال به‌واسطه نفوذ فلز تیتانیم در داخل آن در صفحه (X-Z) را مشاهده می‌کنید:

$$C_{Ti}(x, z) = c_0 f(z) g(x) \quad (1)$$

لیتیوم نیو بات را نمی‌توان در طبیعت یافت. تک‌بلور لیتیوم نیو بات برای اولین بار در آزمایشگاه بل رشد داده شد و خواص فرو الکتریکی آن آشکار شد. ساختار کریستال به‌صورت موجبری مدنظر ما است که در نهایت به شبیه‌سازی آن می‌پردازیم. موجبر لیتیوم نیو بات که کانال موجبری D شکل را دارا است برای کاربردهای مختلف در اپتیک مجتمع به کار می‌رود. دلایل زیادی باعث افزایش کاربرد این موجبر است که می‌توان آن را مربوط به خواص فیزیکی کریستال لیتیوم نیو بات دانست. نمونه‌ای از خواص فیزیکی کریستال عبارت‌اند از: اتلاف بسیار پایین، ضرایب الکترواپتیکی، پیزوالکتریکی، الاستوپتیکی و همچنین ضریب غیرخطی بزرگ دانست. نفوذ فلز تیتانیم در داخل کریستال لیتیوم نیو بات باعث تغییر ضریب شکست این کریستال در دو راستای عادی و غیرعادی می‌شود که در نهایت منجر به ایجاد کانال شکلی برای عبور نور از داخل کریستال لیتیوم نیو بات می‌شود. ساختار موجبر امکان ایجاد شرایط شبه جور شدگی فاز را برای به‌وقوع پیوستن فرآیندهای غیرخطی را فراهم می‌کند. این ساختار دوره با استفاده از روش اعمال میدان الکتریکی در جهت قطبیده سازی بلور ایجاد می‌شود.

۲. تئوری و شبیه سازی

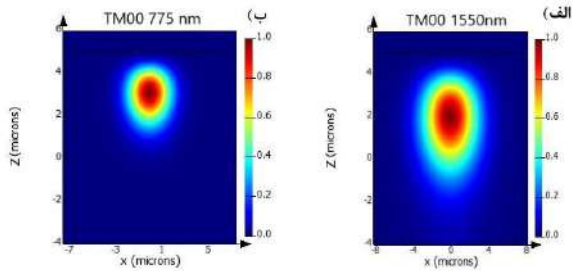
۲-۱ ابعاد و مشخصات کلی

ما شبیه‌سازی‌مان را بر روی یک کریستال Z-cut که راستای انتشار موج درون (محور اپتیکی) آن در راستای Y است انجام دادیم، مشخصات ظاهری موجبر را می‌توانید در شکل شماره ۱ مشاهده کنید.

نکته مهم در شبیه‌سازی انجام شده این است که ما تغییرات ضریب شکست به‌واسطه نفوذ فلز تیتانیم را برای ضریب شکست غیرعادی کریستال محاسبه کردیم و در نهایت فقط برای مد TM00 نیز توزیع مد جریان را محاسبه کردیم [1].

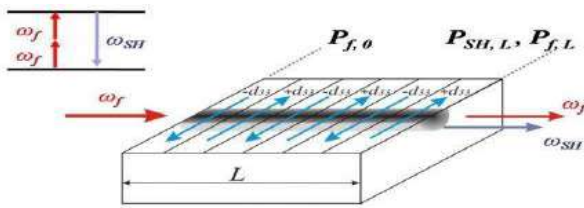
جدول ۱: پارامترهای مورد نیاز در رابطه ۵.

پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار
$n_{eff,p}$	2.143331	Λ (μm)	17.4
$n_{eff,sh}$	2.190459	$d_{eff}(\frac{pm}{v})$	13.1
$s_{eff}(\mu m^2)$	80	$P_{f,0}(w)$	$0 < P_{f,0} < 0.8$



شکل ۳: توزیع مد جریان در داخل موجبر برای طول موج پایه (ب) هماهنگ دوم در مد TM

۲-۳ محاسبه تولید هماهنگ دوم در شرایط شبه جورشدگی فاز:



شکل ۴: شماتیکی از ساختار دوره‌ای موجبر Ti:PPLN

روابط حاکم برای شبیه‌سازی شرایط تولید هماهنگ دوم در داخل موجبر در رابطه (۸) آمده است [۳]:

$$\eta_{SHG} = \frac{P_{SH,L}}{P_{f,0}} = \frac{8d_{eff}^2}{\epsilon_0 c n_{eff,sh} n_{eff,f}^2 \lambda_{sh}^2 S_{eff}} g(L) P_{f,0} \quad (8)$$

در رابطه بازده فرآیند تولید هماهنگ دوم در شرایط شبه جورشدگی فاز برای موجبر Ti:PPLN محاسبه می‌شود.

$$g(L) = e^{-a_f L} \frac{(e^{\Delta a L} + 1)^2 - 4 \cos^2\left(\frac{\Delta \beta_{SHG} L}{2}\right) e^{\Delta a L}}{\Delta a^2 + (\Delta \beta_{SHG})^2} \quad (9)$$

$$\Delta a = a_f - \frac{a_{sh}}{2} \quad (10)$$

$$\Delta n_e(\lambda, c) = E C_{Ti} \frac{0.839 \lambda^2}{\lambda^2 - 64500} \quad (2)$$

$$\Delta n_o(\lambda, c) = (F C_{Ti})^{0.55} \frac{0.8 \lambda^2}{\lambda^2 - 80660} \quad (3)$$

در اینجا ثابت C_0 از رابطه (۴) بدست می‌آید.

$$c_0 = \frac{2q N_A}{M_{Ti} d_y \sqrt{\pi}} \operatorname{erf}\left(\frac{w}{2d_x}\right) \tau \quad (4)$$

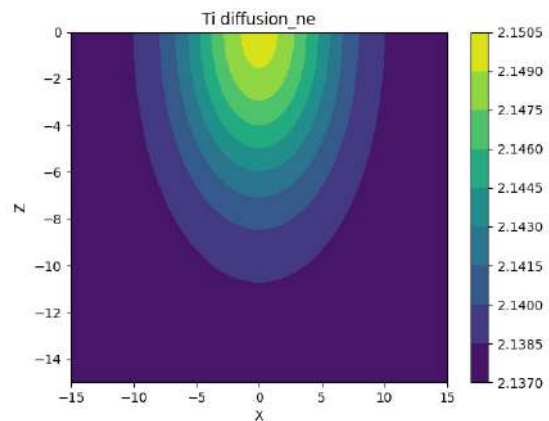
در رابطه ۱ $g(x), f(y)$ برابر هستند با:

$$f(z) = e^{\frac{-z^2}{d^2}} \quad (5)$$

$$g(x) = \frac{1}{2 \operatorname{erf}\left(\frac{w}{2d_x}\right)} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{\frac{1}{2}w + x}{d_x}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{\frac{1}{2}w - x}{d_x}\right) \right) \quad (6)$$

$$d_{x,z} = 2\sqrt{D_{x,z} t} \quad (7)$$

به این دلیل که کریستال لیتیوم نیو بات یک کریستال دوشکستی است تعیین تغییرات ضریب شکست باید در دو راستای مختلف عادی و غیرعادی برای کریستال انجام شود در نهایت می‌توانید با در نظر گرفتن روابط مربوط تغییرات ضریب شکست کریستال را به دست بیاوریم.



شکل ۲: تغییرات ضریب شکست کریستال در راستای غیرعادی به دلیل نفوذ فلز تیتانیوم در داخل آن در دمای ۱۰۶۰ درجه سانتی‌گراد و زمان ۸.۵ ساعت.

پوشش بهتری برای فرآیندهای غیر خطی را داشته باشد. رابطه ۸ این امکان رو به ما می‌دهد بررسی دقیق تری رو بر روی متغیرهای مختلف در بازده تولید هماهنگ دوم در دال موجبر داشته باشیم برای مثال شما می‌توانید رابطه بازده را بر حسب طول ساختار موجبر بدست آورید.

۳- نتیجه گیری:

استفاده از نرم‌افزار لومریکال به‌عنوان ابزار شبیه‌سازی و حل معادلات موردنظر به ما این امکان رو داد که از پاسخ به‌دست‌آمدن برای ضریب شکست اطمینان کامل را داشته باشیم. در این صورت محاسبه تغییر ضریب شکست در راستای عادی نیز موردتوجه قرار خواهد گرفت. نکته مهمی که در این موجبر بسیار جالب است کاهش مساحت مؤثر توزیع مد جریان می‌باشد که منجر به این می‌شود تأثیرات غیرخطی مانند تولید هماهنگ دوم که هدف اصلی از طراحی این موجبر نیز بوده بیشتر نمایان شود، پس این انواع از موجبرها به ما کمک می‌کنند که بتوانیم مساحت مؤثره برای توزیع مد جریان را کاهش دهیم. البته در ساختار لبه‌ای مساحت مؤثره بسیار کوچک‌تری را نسبت به این نوع از کانال موجبری ایجاد می‌کنند که تأثیرات غیرخطی بیشتری را می‌توانید در این نوع از موجبرها مشاهده کنید.

۴- مراجع:

- [1] Pal, S., et al. (2015). "Photorefractive damage resistance in Ti: PPLN waveguides with ridge geometry." *Applied Physics B* 120: 737-749
 [2] Hellwig, A. (2011). *Nonlinear optical and photorefractive properties of periodically poled channel waveguides in lithium niobate*, Universitätsbibliothek.
 [3] Gui, L. (2010). "Periodically poled ridge waveguides and photonic wires in LiNbO3 for efficient nonlinear interactions." University of Paderborn.

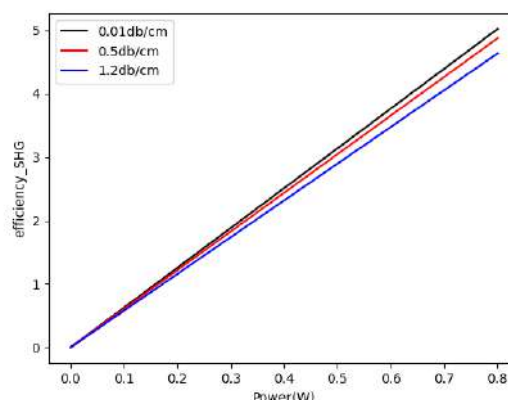
رابطه (۹) برای ارتباط میان اتلاف موجبر و طول ساختار موجبر است. همچنین در رابطه (۱۱) می‌توانیم ارتباط ضریب شکست مؤثر موجبر را با ثابت انتشار در موجبر برای حالت‌های مختلف به دست آوریم.

$$n_{eff_i} = \frac{\beta_i}{k_i} \quad i = f, sh \quad (11)$$

در رابطه (۹) $\Delta\beta_{SHG}$ از رابطه (۱۲) بدست می‌آید که در واقع همان رابطه شبه جورشدگی فاز برای موجبر Ti:PPLN می‌باشد.

$$\Delta\beta_{SHG} = \beta_{sh} - 2\beta_f + \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (12)$$

طول موجبر را ۱۵ میلی‌متر در نظر خواهیم گرفت و همچنین اتلاف را برای دو موج مختلف یعنی موج پایه و هماهنگ دوم برابر در نظر گرفتیم ($a_f = a_{sh}$) در نهایت می‌توانید بازده فرآیند هماهنگ دوم رو برای موجبر در اتلاف‌های مختلف رو در شکل ۵ مشاهده کنید.



شکل ۵: در این شکل بازده فرآیند تولید هماهنگ دوم برای موجبر Ti:PPLN با اتلاف‌های مختلف محاسبه شده است.

نکته قابل توجه در این مقاله این است که رابطه (۸) برای توان‌های پایین قابل قبول می‌باشد و در توان‌های بالا نمی‌توان از این فرمول بندی استفاده کنید.

طول موجبر برابر با ۱۵ میلی‌متر در نظر گرفته شده است. نکته که باعث می‌شود طراحی و ساخت موجبرها با خلصیت غیرخطی بسیار مورد توجه قرارگیرد این است که شما می‌توانید فرآیندهای مختلفی را در یک موجبر داشته باشید مثل مجموع فرکانسی، تولید هماهنگ دوم و تفاضل فرکانسی که البته دارا بودن ضرایب غیر خطی مرتبه بالا تر این امکان را به موجبر طراحی شده می‌دهد که بتواند



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



توزیع دمایی بافت پوست ناشی از تابش لیزر دیود به روش تابع گرین

فاطمه غزنوی، محسن حاتمی، غلامرضا هنرآسا

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

f.ghaznavi021@gmail.com, hatami@sutech.ac.ir, honarasa@sutech.ac.ir

چکیده- فرسایش حرارتی یک روش موثر برای درمان‌های پزشکی است. برای تضمین اثر درمانی و ایمنی بیماران، باید توزیع حرارتی بافتی که در معرض منبع گرما قرار دارد، به دقت بررسی شود. از مدل انتقال حرارت زیستی تأخیر فاز دوگانه برای توصیف برهم‌کنش منبع حرارتی لیزر دیود و پوست استفاده می‌شود. ما در این مطالعه از یک لیزر دیود به عنوان یک منبع حرارتی برای حل معادلات و بررسی توزیع حرارتی بر روی پوست استفاده کردیم. رویکرد تابع گرین مدل انتقال حرارت زیستی تأخیر فاز دوگانه برای حل معادلات حاکم به صورت تحلیلی مورد استفاده قرار می‌گیرد. توزیع حرارتی بر روی پوست که تحت تابش پرتو لیزر قرار گرفته است و تغییرات دما برحسب زمان، به ازای پهنای پالس مختلف و در سطح و عمق پوست، بررسی کردیم. دماهای به دست آمده از شبیه‌سازی با دمای مورد نیاز لیزر برای تخریب ساقه مو و تضعیف فولیکول موهای زائد نسبتاً تطابق دارد.

واژه های کلیدی: لیزر، لیزر دیود، فرسایش حرارتی، معادله حرارت زیستی، تابع گرین

Temperature distribution of skin tissue caused by diode laser radiation by Green's function method

Fatemeh Ghaznavi, Mohsen Hatami, Gholamreza Honarasa

f.ghaznavi021@gmail.com, hatami@sutech.ac.ir, honarasa@sutech.ac.ir

Abstract- Thermal ablation is an effective method for medical treatments. To ensure the therapeutic effect and the safety of patients, the thermal distribution of the tissue exposed to the heat source should be carefully monitored. Dual Phase-Lag (DPL) bio-heat transfer model is used to describe the interaction between diode laser heat source and skin. In this study, we used a diode laser as a heat source to solve the equations and investigate the thermal distribution on the skin. The Green's function approach of the dual phase delay biological heat transfer model is used to solve the governing equations analytically. We examined the thermal distribution on the skin exposed to the laser beam and the temperature changes over time, for different pulse widths and at the surface and depth of the skin. The temperatures obtained from the simulation match the temperature required by the laser to destroy the hair shaft and weaken the hair follicle.

Keywords: Laser, Diode Laser, Thermal erosion, biological heat equation, Green's function

توزیع حرارتی در پوست تحت تأثیر همرفت بین خون و پوست، پرفیوژن خون در بستر عروقی و تولید گرمای متابولیکی می‌باشد. معادله حاکم بر اساس مدل هدایت حرارتی زیستی DPL را می‌توان به صورت زیر بیان کرد [۳].

$$\begin{aligned} \rho C \tau_q \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + (\rho C + \tau_q w_b \rho_b C_b) \frac{\partial \theta}{\partial t} \\ = k \nabla^2 \theta + k \tau_T \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 \theta) \\ - w_b \rho_b C_b \theta \\ + \tau_q \left(\frac{\partial Q_m}{\partial t} + \frac{\partial Q_l}{\partial t} \right) \\ + Q_m + Q_l \end{aligned} \quad (2)$$

که در آن ρ و C به ترتیب چگالی و گرمای ویژه پوست و w_b ، C_b ، ρ_b به ترتیب نشان دهنده چگالی، گرمای ویژه و پرفیوژن خون هستند. Q_m گرمای متابولیکی و Q_l منبع گرمای خارجی است. $\theta = T - T_0$ افزایش دما در پوست، T_0 دمای مرکزی بدن انسان و Q_l نشان دهنده چگالی توان منبع لیزر است که به صورت زیر می‌باشد.

$$Q_l = \varphi(z) Q_1(x) Q_2(y) Q_3(t) \quad (3)$$

$\varphi(z)$ ، $Q_1(x)$ ، $Q_2(y)$ و $Q_3(t)$ عباراتی برای توزیع مکانی و زمانی انرژی لیزر هستند که توسط عبارات زیر بیان میشوند.

$$\varphi(z) = (1 - R_a) I_0 \mu_a \exp(-\mu_a Z) \quad (4)$$

روش حرارت درمانی یک روش به‌روز در پزشکی است که به طور گسترده به ویژه در درمان بیماری‌های پوست مورد استفاده قرار می‌گیرد. پرتو لیزر با مزایای همدوسی بالا و توان بالا، به خوبی به عنوان منبع گرما در درمان حرارتی عمل می‌کند. از آنجایی که بافت انسان به شدت به تغییرات دما حساس است، برای تضمین کارایی درمانی و به حداقل رساندن عوارض جانبی، لازم است توزیع حرارتی ناشی از پرتو لیزر را به طور دقیق پیش‌بینی کرد. مدل انتقال حرارت زیستی تأخیر فاز دوگانه با اثر غیر فوریه بررسی و برای نشان دادن فرآیند انتقال گرما به کار گرفته شده است. مطالعه حاضر بر روی روش هدایت انتقال حرارت در یک مدل سه بعدی پوست در داخل بدن که تحت لیزر پالس تکراری قرار می‌گیرد، تمرکز می‌کند. از تابش لیزر در علوم پزشکی برای تشخیص و درمان بیماری‌های پوستی استفاده می‌شود. با بررسی توزیع حرارتی در بافت پوست و با انتخاب لیزر مناسب و دانستن ویژگی‌های بافتی می‌توان ضایعات و مشکلات پوستی را درمان کرد؛ بدون اینکه به بافت‌های مجاور صدمه قابل توجهی وارد شود [۱]. ما^{۵۵} و همکارانش در سال ۲۰۱۸ برخی از مشکلات انتقال حرارت را با استفاده از روش تابع گرین حل کردند [۲]. در این مقاله می‌خواهیم این مدل را برای محاسبه توزیع حرارتی در پوست با استفاده از یک لیزر دیود مورد استفاده در پزشکی مورد بررسی قرار دهیم.

$$L = \tau_q \frac{\partial^2}{\partial t^2} + (\tau_q \bar{w}_b + 1) \frac{\partial}{\partial t} - \alpha \nabla^2 - \alpha \tau_T \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 + \bar{w}_b \quad (10)$$

با استفاده از عملگر خودالحاقی L یعنی L^* تابع گرین را بدست آورده و سپس تابع توزیع حرارتی به شکل زیر محاسبه می‌شود.

$$L^*[G(\vec{r}, t|\vec{r}', \tau)] = \delta(x - \hat{x}) \delta(y - \hat{y}) \delta(z - \hat{z}) \delta(t - \tau) \quad (11)$$

با حل معادله (۱۰) و اعمال شرایط مرزی تابع گرین به صورت زیر بدست می‌آید.

$$(11)$$

$$G(\vec{r}, t|\vec{r}', \tau) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{X_m(\eta_m, x') Y_n(\gamma_n, y') Z_s(\zeta_s, z')}{M_m N_n S_s} \times G_{mns}(\tau)$$

توزیع دمای مدل پوست با استفاده از تابع گرین به صورت زیر می‌باشد.

$$\theta(\vec{r}, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{X_m(\eta_m, x) Y_n(\gamma_n, y) Z_s(\zeta_s, z)}{M_m N_n S_s \tau_q \beta_2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{G_{m2} G_{n2} G_{s2} (P_2 + \tau_q \Psi_2)}{\rho c} \\ - \frac{\alpha f_1}{k} Z_s(\zeta_s, 0) G_{m1} G_{n1} P_1 \\ + \frac{q_m G_{m1} G_{n1} P_1}{\rho c} \\ + \frac{\alpha \tau_T f_1}{k} Z_s(\zeta_s, 0) G_{m1} G_{n1} \Psi_1 \end{array} \right\} \quad (12)$$

تابع گرین به روش جداسازی متغیرها و با اعمال شرایط مرزی بدست می‌آید. سپس با حل معادله ناهمگن با شرایط مرزی، جواب معادلات به دست می‌آید.

شبیه سازی

در این شبیه سازی ما از لیزر دیود آلما (Alma) با طول موج ۸۱۰ نانومتر که هم اکنون در کلینیک پرتو برای حذف موهای زائد کاربرد دارد، استفاده کردیم که پارامترهای منبع حرارتی و پوست در جدول ۱ و ۲ و نتایج توزیع دما در شکل ۱ و ۲ آمده است.

$$Q_1(x) = H \left[x - \left(\frac{l}{2} - \frac{R_0}{2} \right) \right] - H \left[x - \left(\frac{l}{2} + \frac{R_0}{2} \right) \right] \quad (5)$$

$$Q_2(y) = H \left[y - \left(\frac{b}{2} - \frac{R_0}{2} \right) \right] - H \left[y - \left(\frac{b}{2} + \frac{R_0}{2} \right) \right] \quad (6)$$

$$Q_3(t) = \sum_{i=1}^{n_{pulse}} \left[H(t - t_0^{(i)}) - H(t - t_e^{(i)}) \right] \quad (7)$$

که در آن μ_a ضریب جذب پوست، H برای تابع Heaviside، R_a ضریب بازتاب نوری، I_0 چگالی توان انرژی لیزر ورودی، R_0 اندازه لکه خروجی لیزر است. $t_0^{(i)}$ لحظه شروع و $t_e^{(i)}$ لحظه پایانی پالس i و n_{pulse} تعداد پالس در نظر گرفته شده است. پالس‌های لیزر مربعی شکل به مکعب در مرکز سطح بالایی پوست تابش می‌کنند. شرایط مرزی را می‌توان به صورت زیر بیان کرد.

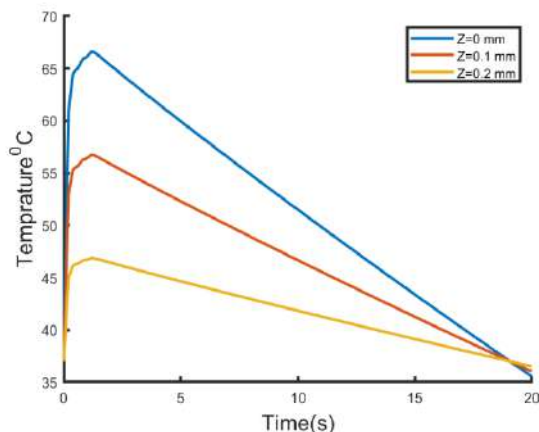
$$\left\{ \begin{array}{l} \theta|_{x=0} = \theta|_{x=l} = 0 \\ \theta|_{y=0} = \theta|_{y=b} = 0 \\ \theta|_{z=h} = 0 \\ \left(-K \frac{\partial \theta}{\partial z} + h_1 \theta \right) \Big|_{z=0} = f_1 \\ f_1 = -h_1 (T_0 - T_e) \end{array} \right. \quad (8)$$

T_e دمای محیط و h_1 ضریب انتقال حرارت همرفتی است. شرایط اولیه را می‌توان به صورت زیر بیان کرد.

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta|_{t=0} = 0 \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0 \end{array} \right. \quad (9)$$

راه حل معادله به روش تابع گرین

در سال ۱۹۸۵ فرانکل رویکرد تابع گرین را برای حل معادلات انتقال حرارت ارائه کرد. این روش به مدل DPL در یک محیط محدود سه بعدی تعمیم داده شده است [۴]. عملگر L به صورت زیر مشخص می‌شود.



جدول ۱: پارامترهای پرتو لیزر [۳].

پارامترها	مقادیر عددی	مرجع
چگالی توان لیزر	2×10^6 (W/m ³)	لیزر دیود آلما با طول موج ۸۱۰ نانومتر
ضریب بازتاب نوری	24×10^{-3}	[۳]
اندازه لکه خروجی	۰/۰۱ (m)	لیزر دیود آلما با طول موج ۸۱۰ نانومتر

شکل ۲: نمودار دما بر حسب زمان به ازای سطح و عمق‌های مختلف پوست.

با تابش پرتو لیزر به سطح پوست، افزایش دما در سطح پوست نسبت به عمق پوست بیشتر است.

نتیجه گیری

نتایج نشان می‌دهد که با افزایش پهنای پالس، دما در سطح پوست افزایش می‌یابد. به ازای افزایش ۰/۱ ثانیه پهنای پالس، دما ۴ درجه سانتی‌گراد افزایش می‌یابد. با بررسی دما در سطح و عمق پوست، مشاهده می‌شود که دما در سطح پوست بیشتر است. دماهای به دست آمده از شبیه‌سازی با دمای مورد نیاز لیزر برای تخریب ساقه مو و تضعیف فولیکول موهای زائد نسبتاً تطابق دارد.

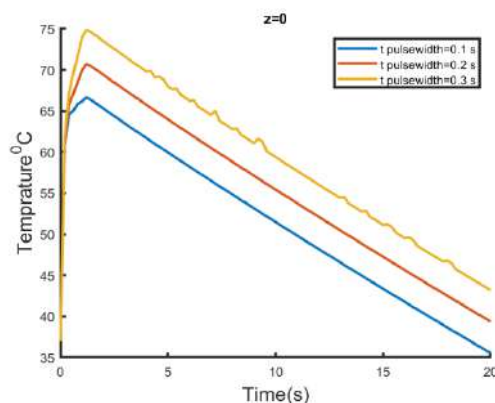
مرجع‌ها

- [1]. Ma. J. Yang, "Theoretical investigation on the thermo-mechanical responses of the human skin during thermal therapy", Int J. Mech Sci, Vol. 161, No. 1, pp. 105041, 2019.
- [2]. X. F. Yang "Exact solution of thermal response in a three-dimensional living bio-tissue subjected to a scanning laser beam", Int J. Heat and Mass Transfer, Vol. 124, pp. 1107-1116, 2018.
- [3]. X. F. Yang "Theoretical analysis on thermal treatment of skin with repetitive pulses", Scientific reports, Vol. 11, No. 1, pp.58-99, 2021.
- [4]. J. I. Frankel, "Flux formulation of hyperbolic heat conduction", J. Applied Phys, Vol. 58, pp. 5-3340, 1985.

جدول ۲: پارامترهای حرارتی پوست [۱،۳].

پارامترها	مقادیر عددی
گرمای ویژه پوست	۲۳۴۸ (j/kg.K)
گرمای ویژه خون	۳۷۷۰ (j/kg.K)
چگالی پوست	۹۱۱ (Kg/m ³)
چگالی خون	۱۰۶۰ (Kg/m ³)
رسانایی حرارتی	۰/۲۳۵ (W/m.K)
گرمای متابولیکی	۳۶۸/۱ (W/m ³)
پرفیوژن خون	۰/۰۰۱۶ (S ⁻¹)
ضریب جذب پوست	۱۷ (m ⁻¹)
ضخامت پوست	۰/۰۰۰۳ (m)
طول	۰/۰۲ (m)
عرض	۰/۰۲ (m)

روی سطح پوست ($Z=0$)، نمودار دما بر حسب زمان به ازای پهنای پالس مختلف به صورت شکل ۱ می‌باشد.



شکل ۱: نمودار دما بر حسب زمان به ازای پهنای پالس مختلف در سطح پوست.

با افزایش پهنای پالس، دما در سطح پوست افزایش می‌یابد.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



شبیه سازی کنترل کننده قطبش نوری کریستال فیبر با مایع مغناطیسی

پوریا بختیاری

poy.bakhtiary@gmail.com

چکیده - قطبش نور یکی از درجات آزادی مهم نور می باشد که در مخابرات کوانتومی کاربردهای فراوانی دارد. در طول مسیر انتقال فوتون ها، قطبش ممکن است تحت تاثیر عوامل محیطی قرار گرفته و تغییر کند به طور مثال تغییر تنش و درجه حرارت، قطبش را مختل می کنند. به همین دلیل یکی از مهم ترین ادوات پروتکل های کوانتومی کنترل کننده قطبش است. یکی از مهمترین روش های کنترل قطبش، روش اثر فارادی است. در این مقاله، شبیه سازی درمورد اثر فارادی مایع مغناطیسی در محیط کریستال فیبر ارائه می شود که مبتنی بر نتایج و آزمایش های تجربی است. در نهایت نتیجه شبیه سازی میزان چرخش قطبش یا میدان الکتریکی به اندازه ۹۰ درجه در طول ۵ سانتی متر کریستال فیبر با مایع مغناطیسی است.

کلید واژه- اثر فارادی، قطبش، کریستال فیبر، مایع مغناطیسی، میدان الکتریکی

Simulation of fiber crystal optical polarization controller with magnetic fluid

Pooryia Bakhtiary

poy.bakhtiary@gmail.com

Abstract- Polarization of light is one of the important degrees of freedom of light, which has many applications in quantum communication. During the transmission path of photons, the polarization may be influenced by environmental factors and change, for example, changes in voltage and temperature disturb the polarization. For this reason, one of the most important tools of quantum protocols is the polarization controller. One of the most important polarization control methods is the Faraday effect method. In this article, a simulation of the Faraday effect of magnetic fluid in the crystal fiber environment is presented, which is based on experimental results and experiments. Ultimately the result of simulating the degree of rotation of the polarization or electric field by 90 degrees in the length of 5 cm of crystal fiber with magnetic liquid.

Keywords: Faraday effect, polarization, crystal fiber, magnetic liquid, electric field

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & i\varepsilon_{xy} & 0 \\ -i\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (3)$$

این ماتریس زمانی صادق خواهد بود که محور انتشار محور z باشد. ضریب ε_{xy} رابطه مستقیم با میدان مغناطیسی دارد و در صورت نبود میدان مغناطیسی ماتریس ثابت دی الکتریک قطری خواهد شد. میزان چرخش قطبش بصورت زیر خواهد بود [5]:

$$\theta_F = \frac{\omega L}{2nc} (i\varepsilon_{xy}) \quad (4)$$

در رابطه (۳) ω فرکانس نور، n ضریب شکست و c سرعت نور است. در صورتیکه ماده مغناطیسی در نظر گرفته شود رابطه دیگری برای زاویه چرخش موجود است [6]:

$$\theta_F = \theta_M \left(\coth\left(\frac{\mu_0 \mu H}{K_B T}\right) - \frac{K_B T}{\mu_0 \mu H} \right) \quad (5)$$

نماد های رابطه (۵) θ_M ، μ_0 و μ به ترتیب مقدار بیشینه زاویه فارادی، تراوایی خلا و تراوایی ماده مغناطیسی است. نمادهای T ، K_B ثابت بولتزمن و دما هستند. از ترکیب رابطه (۴) و (۵) مقدار ε_{xy} بدست خواهد آمد:

$$\varepsilon_{xy} = \theta_M \left(\coth\left(\frac{\mu_0 \mu H}{K_B T}\right) - \frac{K_B T}{\mu_0 \mu H} \right) \frac{2nc}{\omega L} \quad (6)$$

نتایج تجربی اثر فارادی و پارامتر های تجربی

شبیه سازی این مقاله مربوط به رفتار مایع مغناطیسی در کریستال فیبر با مغزی معلق است. برای شبیه سازی به مقادیر تجربی نیاز داریم. براساس مقاله تجربی [3] میزان بیشینه مایع مغناطیسی چرخش ۲۰۰ درجه بر سانتی متر دارد و مقدار برای ماده فریت کبالت ۱ درصد مقدار ۰.۰۹ است.

ضریب شکست ماده مغناطیسی ۱.۵ و فرکانس ω برای طول موج ۱۵۵۰ نانومتر مقدار $1.0^{15} * 1.21$ است. برای غلاف فیبر، ضریب شکست ۱.۴۳ اعلام شده است. این مقاله به شبیه سازی مایع مغناطیسی در فضای کریستال فیبر مربوط است که محور

مقدمه

پروتکل های مخابرات کوانتومی امن نیازمند کنترل قطبش با دوام بالا هستند. در سال های اخیر منابعی برای کنترل قطبش در مسیر های مستقیم و طول کوتاه معرفی شده اند [1,2]. یکی از روش های اصلی کنترل قطبش روش اثر فارادی است. این روش با استفاده از تاثیر میدان مغناطیسی، در محیط انتشار نور دوشکستی برای نور ایجاد خواهد کرد و افت بسیار کمی دارد. این اثر در محیط های فیبری بسیار کم بررسی شده اند چرا که باید فیبر جدیدی از مواد مختلف ساخته شود یا مایعی در کریستال فیبر گذاشته شود که نیاز به مواد مغناطیسی قوی دارد در غیر این صورت محیط فیبر فضا برای پر کردن ماده به اندازه کافی را ندارد. در این مقاله به شبیه سازی اثر فارادی در محیط فیبری با استفاده از برنامه کامپول پرداخته شده است. این شبیه سازی بر پایه نتایج تجربی مقاله [3] است. و در نهایت نتایج آن با آزمایشات تجربی در زمینه مد نوری و میزان چرخش اثر فارادی مقایسه خواهد شد.

اثر فارادی در مواد مغناطیسی

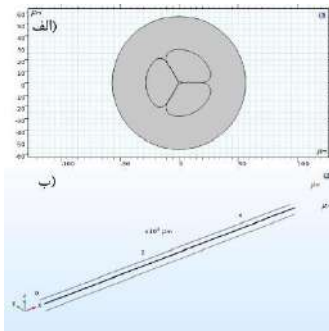
اعمال میدان مغناطیسی هم جهت با انتشار نور سبب قابلیت چرخش قطبش خطی خواهد شد و رابطه آن بصورت زیر است [4]:

$$\rho = v \int_0^L H \cdot dl \quad (1)$$

در رابطه (۱) ρ زاویه چرخش قطبش خطی است و v ضریب وردت، ضریبی مربوط به ماده ای است که موج در آن انتشار دارد و به طول موج و دما وابسته است و L طولی است که میدان مغناطیسی حضور دارد و H مقدار میدان مغناطیسی در طول آن مسیر است. در صورتی که میدان مغناطیسی در مسیر ثابت باقی بماند رابطه (۱) بصورت زیر تغییر خواهد کرد:

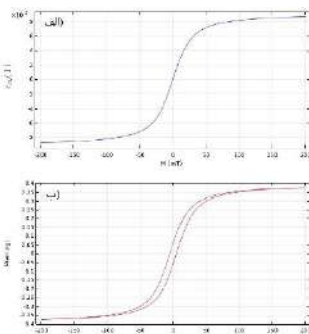
$$\rho = v LH \quad (2)$$

ثابت دی الکتریک برای مواد ایزوتروپیک بصورت ماتریس زیر قابل توصیف است:



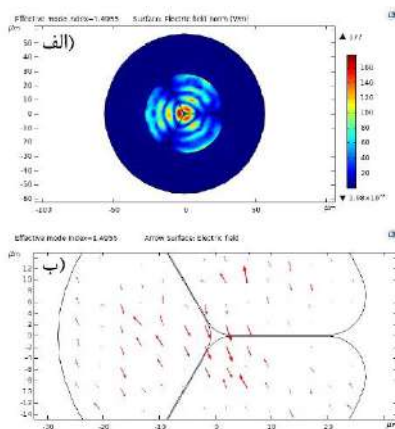
شکل ۲: الف) سطح مقطع فیبر با مغزی بسیار کوچک شبیه سازی شده (ب) طرحواره دستگاه شبیه سازی اثر فرادی

نمودار ϵ_{xy} از رابطه (۵) و مقادیر گفته شده در متن قابل محاسبه است:



شکل ۳: الف) نمودار ضریب ϵ_{xy} بر حسب میدان مغناطیسی (ب) نمودار پسماند بر حسب میدان مغناطیسی

ضریب دی الکتریک که در جدول (۲) گزارش شد به ۳ قسمت شکل (۲.ب) که شبیه پره هستند نسبت داده شد. با توضیحات داده شده برای برنامه شبیه‌سازی کامسول مد اصلی این فیبر قابل محاسبه است:



شکل ۴: الف) مد در کریستال فیبر نوری همراه با مایع مغناطیسی (ب) جهت میدان الکتریکی در فیبر با مغزی بسیار کوچک با مایع

انتشار محور پر است. در جداول زیر پارامتر هایی برای شبیه‌سازی و شناسایی سیلیکا و مغزی مایع آمده است:

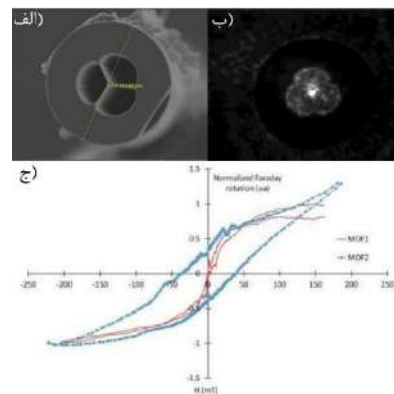
جدول ۱: مشخصات غلاف سیلیکا در شبیه‌سازی

نمود پذیرسی نسبی	۰/۹۹۹۸۳۷
رسانندگی الکتریکی	۳/۵ * ۱۰ ^۴ (زیمنس بر متر)
ضریب دی الکتریک نسبی	۲/۰۶۷۲

جدول ۲: مشخصات مایع مغناطیسی در شبیه‌سازی [3]

نمود پذیرسی نسبی	۱/۰۱		
رسانندگی الکتریکی	۰/۰۱ (زیمنس بر متر)		
ضریب دی الکتریک نسبی	۰	۰	۰
	۲/۲۵	$-i * \epsilon_{xy}(H)$	$i * \epsilon_{xy}(H)$

همچنین تصاویری از نتایج و شکل آزمایش تجربی این مقاله بصورت زیر آورده شده است:



شکل ۱: الف) سطح مقطع فیبر با مغزی بسیار کوچک واقعی (ب) مد در کریستال فیبر حقیقی (ج) خط قرمز نمودار چرخش میدان الکتریکی نرمال شده بر حسب میدان مغناطیسی [3]

شبیه سازی اثر فرادی در کریستال فیبر

برای تطبیق با مقالات معرفی شده، ۵ سانتی متر فیبر با مغزی معلق به شعاع ۱ میکرومتر و قطر خارجی ۱۱۲/۸ میکرومتر که دارای فضای خالی با شعاع ۲۸ میکرومتر است. شبیه‌سازی شده است:

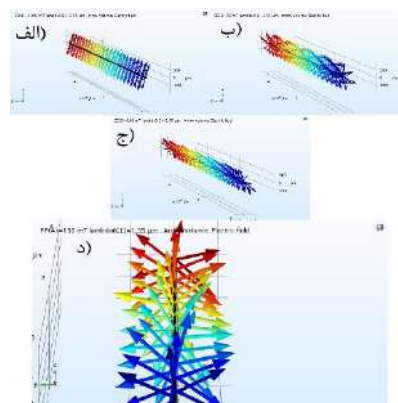
نتیجه‌گیری

در محیط‌های فیبری برای طول موج مخابراتی ۱۵۵۰ نانومتر به دلیل پایین بودن ضریب وردت یا عدم وجود مواد مغناطیسی در طول‌های پایین اثر فارادی به سختی قابل مشاهده است ولی در این شبیه‌سازی با طول ۵ سانتی‌متر حدود ۹۰ درجه قطبش چرخش داشت. مزیت دیگر این فیبر مقدار پایین میدان مغناطیسی برای فعال شدن اثر فارادی است چراکه این تغییر بصورت غیر خطی و شدید است در صورتی که برای ماده غیرمغناطیسی بصورت خطی است. این موضوع در ایجاد کنترل کننده قطبش با میدان‌های مغناطیسی پایین قابل استفاده و نسبت به دستگاه‌های دیگر که با روش‌های دیگر اعمال قطبش می‌کنند، ابزار مقاوم‌تری خواهد بود.

مرجع‌ها

- Nakamura, Tomohiro, et al. "Low-loss polarization control in fiber systems for quantum computation." *Optics Express* 31.12 (2023): 19236-19254.
- Li, Zongkai, et al. "High-speed polarization tracking using thin film lithium niobate integrated dynamic polarization controller." *Optics Express* 31.24 (2023): 39369-39378.
- D Jamon et al. "Magneto-optical Faraday effect in suspended core micro-structured optical fiber filled with magnetic CoFe₂O₄ nanoparticles doped composite material". In: *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications* 27 (2017), pp. 49-54.
- Alan J Rogers. *Polarization in optical fibers*. Artech House, 2008.
- Pallab Bhattacharya, Roberto Fornari, and Hiroshi Kamimura. *Comprehensive semiconductor science and technology*. Newnes, 2011
- Paul Langevin. "Sur la théorie du magnétisme". In: *J. Phys. Theor. Appl.* 4.1 (1905), pp. 678-693.

مد مشخص شده در شکل (۴.الف) دارای ضریب شکست با مقدار ۱.۴۹۵۵ است. این مد با تصویر مدحقیقی در شکل (۱.ب) تطابق بسیار بالایی دارد همانطور که انتظار می‌رود بدلیل بیشتر بودن ضریب شکست مایع مغناطیسی، نور در محیط مایع مغناطیسی و نزدیکی مغزی حفظ شده است. همانطور که انتظار میرفت مد مربوط به این کریستال فیبر خطی نیست. برای تحقیق این کریستال فیبر در مورد اثر فارادی میدان‌های مغناطیسی ۰، ۵۰، ۱۰۰ و ۱۵۰ میلی‌تسلا اعمال خواهد شد:



شکل ۵: جهت میدان الکتریکی در اطراف مغزی (الف) بدون حضور میدان مغناطیسی (ب) در حضور میدان مغناطیسی ۵۰ میلی‌تسلا (ج) در حضور میدان مغناطیسی ۱۰۰ میلی‌تسلا (د) در حضور میدان مغناطیسی ۱۵۰ میلی‌تسلا

در شکل (۵.الف) انتشار میدان الکتریکی که قطبش را نیز تعیین می‌کند، نشان داده شده است. شروع نور از رنگ آبی و انتهای آن رنگ قرمز است. همانطور که معلوم است میدان الکتریکی بدون تغییر در حال انتشار است. در رابطه (۵) اگر میدان مغناطیسی صفر باشد، ضریب ϵ_{xy} تعریف نشده خواهد بود برای همین نقطه بسیار نزدیک به صفر یعنی ۰.۰۰۱ میلی‌تسلا اعمال شده است. در این شبیه‌سازی مقدار ضریب وردت با استفاده از رابطه (۲) قابل محاسبه است؛ مقدار این پارامتر حدود 1.8×10^4 رادیان برتسلا متر است، در صورتی برای فیبر تک مودی معمولی در طول موج مخابراتی ۱۵۵۰ نانومتر برابر ۰.۵ رادیان برتسلا متر است؛ که یعنی برای ایجاد اثر فارادی باید از طول‌های بالا و میدان‌های مغناطیسی قویتر استفاده شود.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



پراش از توری‌های شعاعی با تعداد پره‌های کسری

زهرا معدن‌کن، پوریا امیری و سیفاله رسولی

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان،

rasouli@iasbs.ac.ir

چکیده - پراش نور از توری‌های اپتیکی از موضوعات حائز اهمیت در اپتیک است که امروزه بسیار مورد بررسی قرار می‌گیرد. یکی از انواع این توری‌ها، توری‌های شعاعی هستند که نمایه‌های مختلف در عبور و انعکاس دارند، از جمله این توری‌های شعاعی می‌توان به توری‌های شعاعی فازی با توابع عبور سینوسی و باینری و همچنین توری‌هایی با تابع عبور سهمی، مثلثی و مثلثی تغییر یافته که حاصل تغییر در سری فوریه‌ی ساختارهای شعاعی هستند، اشاره کرد. اگر در یک دوره‌ی کامل تعداد پره‌ها صحیح نباشد به این ساختار، توری شعاعی با تعداد پره کسری می‌گوئیم در این مقاله به بررسی پراش از این ساختارهای شعاعی با تعداد پره‌های کسری می‌پردازیم.

کلیدواژه- پراش، توری شعاعی، تعداد پره‌ی کسری.

Diffraction from radial gratings having fractional spoke numbers

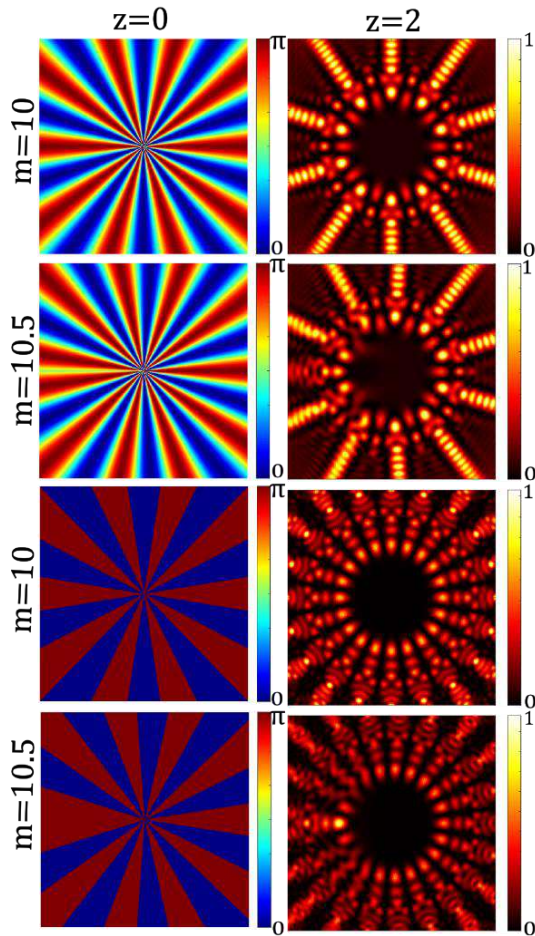
Zahra Madankan, Pouria Amiri, and Saifollah Rasouli

Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran,

rasouli@iasbs.ac.ir

Abstract-Diffraction from optical gratings is one of the most important topics in optics, which is attracting major attention. One of these gratings is radial gratings with different transmission and reflection profiles, such as radial phase grating with sinusoidal and binary transmission functions and radial gratings with parabolic, triangular, and modified triangular transmission functions, which are obtained by manipulating the Fourier series of radial structures. If the number of spokes is fractional in a whole cricle, we call this structure a radial grating with a fractional number of spokes. This work explores the diffraction properties of radial structures with fractional number of spokes.

Keywords: diffraction, fractional spoke numbers, radial gratings.



شکل ۱: ستون اول شکل توری فازی شعاعی با تابع عبور
 ستون دوم الگو شدت در $z = 0$ سینوسی و باینری در
 ردیف اول و سوم تعداد پره $210 = Z$
 و چهارم تعداد پره 10.5

با تغییر تعداد پره گمان می‌کردیم باریکه فرش شعاعی تمایل به ایستایی در تعداد پره‌ی صحیح دارد و طی مسیر انتشار نابهنجاری را از بین می‌برد، اما نابهنجاری به وجود آمده به دلیل تعداد پره کسری در طول مسیر انتشار حتی با افزایش و کاهش تعداد و مقدار ناصحیح پره‌ها از بین نمی‌رود، بلکه حالت خود را حفظ کرده و بیشتر می‌شود. نمودارهای شکل ۲ گواهی بر این موضوع است که نمودارهای ردیف اول مربوط به تغییر مکان نقطه‌ی روشنی که در راستای نقطه‌ی نابهنجار در نقش پراش توری فازی شعاعی با نمایه باینری از $z = 0$ تا $z = 4m$ نسبت به دو محور y و x و تعداد پره از $m = 10$ تا $m = 10.5$ و نمودارهای ردیف دوم همین تغییرات مکان نسبت به حالتی

مقدمه

توری‌ها در اپتیک حائز اهمیت ویژه‌ای هستند و ممکن است عبوری یا بازتابی باشند. از انواع این توری‌ها، می‌توان به توری‌های شعاعی اشاره کرد. توری‌های شعاعی فازی با تابع عبور سینوسی و باینری که باریکه‌های فرش شعاعی را تولید می‌کند و توری‌هایی با تابع عبور سهمی، مثلثی و مثلثی تغییر یافته که حاصل دستکاری سری فوریه‌ی ساختارهای شعاعی هستند، از انواع توری‌های شعاعی هستند که به تولید باریکه‌های گردابی حلقه‌وار می‌انجامد. در بیشتر مطالعات مربوط به توری‌های شعاعی، مقدار تعداد پره (m) صرفاً به‌عنوان یک عدد صحیح محدود می‌شود [۱ و ۲]، اما می‌تواند یک عدد غیر صحیح نیز باشد. در این کار، نتایج شبیه‌سازی شده برای ساختارهای شعاعی فوق با تعداد پره‌ی کسری را به کمک نرم‌افزار MATLAB مورد بررسی قرار می‌دهیم.

باریکه‌های فرش شعاعی

تابع عبور توری‌های فازی با نمایه‌ی سینوسی و باینری به ترتیب به شرح زیر است.

$$t(\theta') = \exp(iy \cos(m\theta)), \quad (1)$$

$$t(\theta') = \exp(iy \operatorname{sgn}[\cos(m\theta)]). \quad (2)$$

که در آن sgn تابع علامت، m تعداد پره و γ دامنه‌ی تغییرات فاز است. شکل ۱ ستون اول نمایه فاز توری فازی شعاعی با تابع عبور سینوسی و باینری در $z = 0$ (شکل توری) ستون دوم الگو شدت در $z = 200 \text{ mm}$ را نمایش می‌دهد و مقدار $\gamma = \frac{\pi}{4}$ است. ردیف اول و سوم مربوط به توری با تعداد پره $m = 10$ می‌باشد. با تغییر تعداد پره به عدد غیر صحیح $m = 10.5$ بر خلاف تعداد پره‌ی صحیح، فاز به صورت ناپیوستگی در امتداد شعاع ظاهر می‌شود. در طرح پراش شکل ۱ ردیف دوم و چهارم به شکل یک نابهنجاری (شکاف با شدت نامتوازن) تغییر می‌یابد [۲ و ۳].

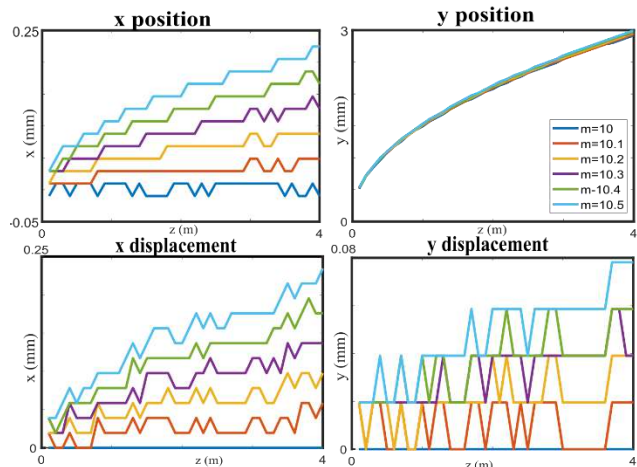
$$t_{\pm}^{tr} = \sum_{\substack{q=1 \\ \text{odd}}}^{+\infty} \frac{f}{(\pi q)^2} \exp(\pm i q m \theta), \quad (4)$$

$$t_{\pm}^{Mtr} = \sum_{q=1}^{+\infty} t q \exp(\pm i q m \theta). \quad (5)$$

که در آن m تعداد پره‌های توری مربوطه، h ضریب روزنه با مقدار ۰.۵ است و $t q = \frac{f}{h(\pi q)^2} [1 - \cos(q\pi h)]$ می‌باشد [۲].

بر خلاف باریکه گردابی با تعداد پره‌ی صحیح، فاز و دامنه به‌صورت ناپیوستگی در امتداد مرحله فاز و دامنه ظاهر می‌شود و حلقه شدت باریکه حلقوی به شکل یک دهانه باریک شعاعی (شکاف با شدت کم) شکسته می‌شود. توجه داشته باشید که گردش فاز باریکه گردابی با تعداد پره صحیح متفاوت از پرتو گردابی با تعداد پره کسری است. شکل ۳ ردیف اول نمایه دامنه و ردیف دوم فاز در $z = 0$ ردیف سوم الگو شدت می‌باشد، ردیف چهارم مربوط به الگو فاز در $z = 200 \text{ mm}$ را است. ستون اول t_+^{pa} ، سوم t_+^{tr} و پنجم t_+^{Mtr} مربوط به توری با تعداد پره‌ی $m = 10$ است. وجود شکاف به علت تعداد پره‌ی کسری $m = 10.5$ در ستون‌های دوم t_+^{pa} ، چهارم t_+^{tr} و ششم t_+^{Mtr} قابل مشاهده است.

که تعداد پره‌های توری عدد صحیح $m = 10$ باشد، را می‌دهد.



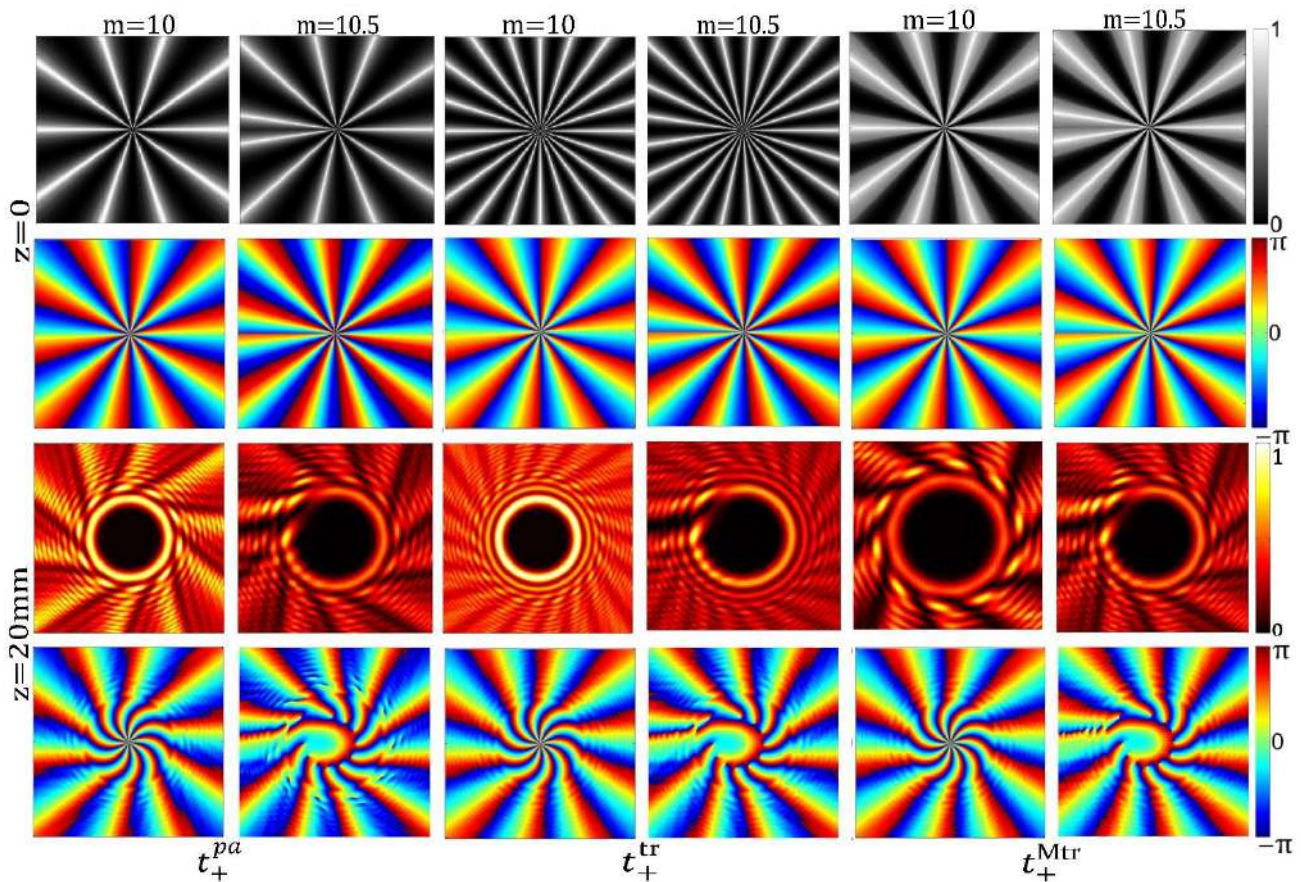
شکل ۲: نمودار مربوط به تغییر مکان نقطه‌ی روشنی در راستای نقطه ناپهنجار در نقش پراش توری فازی شعاعی با نمایه باینری برای تعداد پره‌های $m = 10$ تا $m = 10.5$

همانطور که در نمودارهای ردیف اول شکل ۲ مشاهده می‌کنیم جابه‌جایی نقطه‌ی روشن نسبت به محور x و y با تغییر تعداد پره تغییراتی در مکان نقطه ایجاد می‌شود که نسبت به محور x تغییرات بیشتری دارد، اما نکته‌ی اصلی مربوط به دو نمودار ردیف دوم است که نسب به حالت تعداد پره صحیح رسم شده در هر دو نمودار در طول انتشار مکان نقطه روشن به حالت صحیح نزدیک نمی‌شود بلکه با افزایش فاصله از این حالت دورتر می‌شود و این ناپهنجاری تا فاصله‌ی ۴ متر هم ادامه می‌یابد.

باریکه‌های گردابی حلقه‌وار

تابع عبور توری برای تولید باریکه‌ی گردابی حلقه‌وار با سه نمایه عبور سهمی و مثلثی و مثلثی تغییر یافته که با تغییر در سری فوریه‌ی ساختارهای شعاعی این زیرخانواده از باریکه‌ها را تولید کردیم. به ترتیب به شرح زیر است:

$$t_{\pm}^{pa} = \sum_{q=1}^{+\infty} \frac{f}{(\pi q)^2} \exp(\pm i q m \theta), \quad (3)$$



را ستون اول، سوم و پنجم $z = 20\text{mm}$ ردیف سوم الگو شدت و ردیف چهارم الگو فاز در $z = 0$ شکل ۳: ردیف اول نمایه دامنه و ردیف دوم فاز در می‌باشد. $m = 10.5$ و ستون‌های دوم، چهارم و ششم مربوط به تعداد پره کسری $m = 10$ مربوط به توری با تعداد پره

مرجع‌ها

- [1] D. Hebri, S. Rasouli, Combined half-integer Bessel-like beams: A set of solutions of the wave equation *Phys. Rev. A*, 98 (4), 04382 (1-11), 2018
- [2] S. Rasouli, A.M. Khazaei, and D. Hebri, Radial carpet beams: A class of nondiffracting, accelerating, and self-healing beams. *Phys. Rev. A*, 97:033844, 2018
- [3] S. Rasouli, S. Hamzeloui, and D. Hebri, Colorful Radial carpet at the transverse plane. *Express*, vol. 27, pp. 17435-17448, Jun 2019

نتیجه‌گیری

با تبدیل تعداد پره‌ی توری‌ها به حالت کسری گمان می‌کردیم، باریکه‌های مربوطه تمایل به حفظ تعداد پره‌ی صحیح دارد و طی مسیر انتشار نابهنجاری را از بین می‌برد اما این موضوع رخ نداد و همچنان با مقادیر کسری و نقص‌ساختاری منتشر شد و حتی با افزایش و کاهش تعداد و مقدار ناصحیح پره‌ها از بین نرفت بلکه حالت خود را حفظ کرد.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



بررسی ارتفاع بر ارتباطات کوانتومی ماهواره‌ای راه نزدیک زمین در جو متلاطم

سمیرا کاظمی فرد، علیرضا کشاورز، غلامرضا هنرآسا
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

samirakazemifard22@gmail.com, keshavarz@sutech.ac.ir, honarasa@sutech.ac.ir

چکیده – توزیع کلیدهای کوانتومی در حیطه‌ی فناوری کوانتومی به عنوان یک ترند موثر برای تولید کلیدهای ایمن در ارتباطات کوانتومی ماهواره‌ای در کانال‌های کوانتومی است. نرخ انتقال اطلاعات کوانتومی در فضای آزاد به دلیل پیچیدگی لایه‌های جوی، تلفات و عوامل دیگری مانند تغییرات آب و هوا، گرداب‌ها، هوای ابری تاثیر مخربی در انتشار پرتو دارند. تلاطم جوی می‌تواند به گسترش و انحراف پرتو منجر شود. هنگام انتقال اطلاعات کوانتومی اثراتی مانند پراش، اتلاف نوری، محو شدن کانال و نوفه پس زمینه خواهیم داشت. نتایج نشان می‌دهد با در نظر گرفتن ارتفاع و هندسه زمین برای انتقال اطلاعات از فرستنده به گیرنده براساس شرایط اقلیمی (روز و شب) نرخ انتقال اطلاعات بالا در جو متلاطم خواهیم داشت.
کلید واژه- ارتباطات کوانتومی ماهواره‌ای، جو متلاطم، پرتو گاوسی

Investigate of the altitude in low earth orbit satellite quantum communication in turbulent atmosphere

Samira Kazemifard, Alireza Keshavarz, Gholamreza Honarasa

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

samirakazemifard22@gmail.com, keshavarz@sutech.ac.ir, honarasa@sutech.ac.ir

Abstract- In quantum technology, the distribution of quantum keys is an effective trick for secure keys in quantum satellite communication in quantum channels. Due to the complexity of the atmospheric layers, losses and other factors such as weather changes, vortices, and cloudy weather, the rate of quantum information transfer in free space has a destructive effect on diffusion. Atmospheric turbulence can lead to beam spread and deflection. When transmitting quantum information, effects such as diffraction, optical loss, channel fading and background noise result. The results show that by considering the height and geometry of the earth to transmit information from the transmitter to the receiver based on the climatic conditions day and night, we will have a high data transmission rate in a turbulent atmosphere.

Keywords: Maximum five keywords related to the paper subjects, sorted in alphabetical order separated by comma are required.

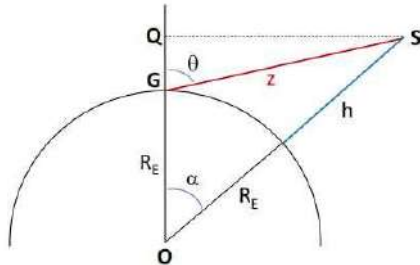
مقدمه

توزیع کلیدهای کوانتومی در حیطه‌ی فناوری کوانتومی به عنوان یک ترند موثر برای تولید کلیدهای ایمن در ارتباطات کوانتومی ماهواره‌ای در کانال‌های کوانتومی است و کانال‌های کوانتومی نقش مهمی در معماری این ارتباطات ماهواره‌ای دارند. در سال ۱۹۸۴ میلادی چارلز بنت و گیلز براسارد زمانی که برای اولین بار توزیع کلید کوانتومی را پیشنهاد دادند و استفاده از فوتون‌های منفرد حامل بیت کوانتومی برای تولید امن یک کلید رمزنگاری شروع شد [۲،۱]. در سال‌های ۲۰۱۴، ۲۰۱۵ و ۲۰۱۹ میلادی ماهواره (Rutherford Appleton Laboratory) در سنگاپور پرتاب شد که قابلیت ایجاد پیوند نوری را برای توزیع درهم-تنیدگی در ایستگاه زمینی نوری داشت. این ماهواره در حال حاضر می‌تواند ده‌ها مگابیت کلید مخفی را در جو توزیع کند. سیستم‌های توزیع کلید کوانتومی با استفاده از یک کانال کوانتومی در فضای آزاد، بیت‌های کوانتومی را توزیع می‌کند و محدودیت‌های موجود را برطرف می‌کند. البته اثراتی مانند پراش، نوفه پس‌زمینه، خاموش شدن، محوشدن، منحرف شدن، پهن شدن و شکست پرتو به دلیل تلاطم جوی هنوز مشکل جدی بر سر راه فرستنده‌ها و گیرنده‌ها در این حوزه می‌باشند [۱-۶]. ماهواره‌های کوانتومی که به سطح زمین نزدیک هستند می‌توانند سرویس تولید کلید مخفی سریع‌تری را ارائه دهند. در این ماهواره‌ها از کانال فضای آزاد استفاده می‌شود. فناوری این سیستم‌ها مزایایی به همراه دارند، به عنوان مثال پهنای باند بالا بدون تداخل الکترومغناطیسی و استراق سمع و امنیت بیشتر انتقال اطلاعات را می‌توان نام برد. با این وجود جو متلاطم می‌تواند، تاثیر مخربی بر انتقال اطلاعات داشته باشد [۷]. با گسترش ارتباطات فضای آزاد به یک فضای متلاطم قوی در شرایط اقلیمی جوی، سیگنال‌ها می‌توانند به شدت تخریب شوند و در معرض تلفات نوری بالا قرار گیرند، نتایج نشان می‌دهد که امکان به دست آوردن نرخ‌های کلیدی بالا در گیرنده وجود دارد [۵]. استفاده از انتشار پرتوهای چون پرتو گاوسی که در سیستم‌های فضای آزاد نوری بیشتر کاربرد دارد، نیز توصیه می‌شود [۸]. لذا در این تحقیق به بررسی نرخ انتقال اطلاعات کوانتومی نسبت به ارتفاع در شرایط مختلف اقلیمی جوی پرداخته می‌شود.

مبانی نظری

نرخ انتقال اطلاعات بین ایستگاه گیرنده و فرستنده یک ماهواره نسبت به ارتفاع h ، حد پایین ظرفیت کلید مخفی

در روز و شب در شرایط اقلیمی مختلف جوی بررسی می‌شود. فرض می‌کنیم ماهواره در مدار دایروی است و با شعاع ثابت نسبت به مرکز زمین قرار گرفته است. طبق شکل ۱ هندسه زمین برای ارتباطات ماهواره‌ای نشان می‌دهد.



شکل ۱: هندسه زمین برای ارتباطات ماهواره‌ای [۹]

ماهواره در فاصله شیب z ایستگاه زمینی نسبت به سطح دریا G ، زاویه اوج θ ، ارتفاع h ، زاویه مداری α و شعاع زمین R_E است. ارتفاع به صورت رابطه زیر بیان می‌شود [۵]:

$$h = \sqrt{(R_E + h) + (R_E + h)(\cos^2 \theta - 1)} - (R_E + h) \cos \theta \quad (1)$$

انتشار پرتو گاوسی در جو متلاطم با اندازه کمر پرتو اولیه w_0 ، شعاع انحنای زمین R_0 ، عدد موج k و طول موج λ ، ارتفاع h ، در نظر می‌گیریم، در یک فضا متلاطم قوی، پراش پرتو به صورت زیر بیان می‌شود:

$$(2)$$

جایی که اندازه کمر پرتو در گیرنده به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$w = w_0 \sqrt{1 + \frac{4}{a^2} \lambda^2} \quad (3)$$

ثابت ساختار ثابت ساختار ثابت ساختار ضریب شکست نسبت به ارتفاع داریم [۹]:

$$C_n^2(h) = 0.00594(v/27)^2 (10^{-5}h)^{10} \exp(-h/1000) + 2.7 \times 10^{-16} \exp(-h/1500) + A \exp(-h/100) \quad (4)$$

که در آن v سرعت باد متر بر ثانیه و A مقادیر اسمی ثابت ساختار ضریب شکست است. با توجه به پارامترهای

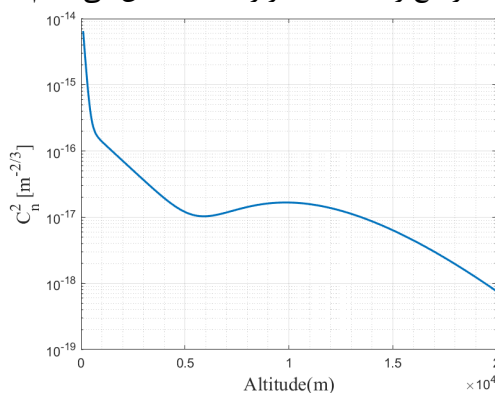
زیر:

$$K_{LB}(\eta, \bar{n}) = \Phi(\eta) - H\left(\frac{\bar{n}}{\eta}\right) \quad R \geq K_{LB} \quad (11)$$

بنابراین با استفاده از روابط (۱۰) و (۱۱) با توجه به داده‌های جدول ۱ حد پایین ظرفیت کلید نسبت به ارتفاع در شرایط اقلیمی مختلف را بررسی می‌کنیم.

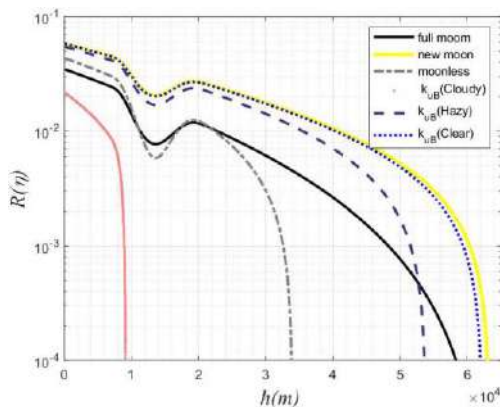
شبیه‌سازی

در این پژوهش نرخ انتقال اطلاعات بین ایستگاه گیرنده و فرستنده یک ماهواره، ثابت ساختار ضریب شکست و حد پایین ظرفیت کلید مخفی در شرایط اقلیمی مختلف جوی نسبت به ارتفاع بررسی می‌شود. شکل ۲ ثابت ساختار ضریب شکست نسبت به ارتفاع را با استفاده از رابطه (۴) نشان می‌دهیم.



شکل ۲: ثابت ساختار ضریب شکست نسبت به ارتفاع

ثابت ساختار ضریب شکست در ارتفاع ۱ الی ۶ کیلومتری به دلیل عبور پرتو از لایه تروپوسفر کاهش می‌یابد و از ۶ الی ۱۰ کیلومتری به دلیل عبور پرتو در لایه تروپوپوز افزایش ثابت ساختار ضریب شکست خواهیم داشت و از ۱۰ کیلومتر به بعد ثابت ساختار ضریب شکست پرتو به تدریج کاهش می‌یابد. بنابراین شکست پرتو در این لایه جوی به دلیل ابرهای متراکم، مه، ذرات گرد و غبار و گازهای مختلف جوی می‌باشد. بنابراین نرخ انتقال اطلاعات در شرایط اقلیمی مختلف جوی نسبت به ارتفاع را با استفاده از رابطه (۱۱) بررسی کردیم.



$$\Lambda = 2h / kw_c^2 \quad (5)$$

$$\sigma_{Ry}^2 = 1.23 C_n^2(h) k^{7/6} h^{11/6}$$

$$q = 0.74 \sigma_{Ry}^2 Q_m^{1/6}$$

$$O = 35.05h / (kl_c^2)$$

با استفاده از معادله (۵) در معادله (۳) یک شکل تحلیلی صریح برای بازده انتقال پذیری در جو متلاطم خواهیم داشت:

$$\eta_n = 1 - e^{-\left(\frac{2a_R^2}{w_r^2}\right)} \quad (6)$$

جایی که a_R اندازه دیافراگم گیرنده است و بازده اتلاف نوری کل در جو متلاطم قوی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\eta = \eta_n \eta_{atm} \eta_{eff} \quad (7)$$

که در آن η_{eff} بازده ایده‌آل گیرنده و η_{atm} بازده تلفات اتمسفر را نیز شامل می‌شود. با استفاده از رابطه (۷) در (۸) شار دهم‌تنیدگی بیان می‌شود:

$$\omega(\eta) = -\log_2(1 - \eta) \quad (8)$$

جدای از تلفات، عنصر کلیدی دیگری در ارتباطات کوانتومی فضای آزاد، تعداد میانگین کل فوتون‌ها در گیرنده است که باید در نظر گرفته شود و به صورت رابطه زیر بیان می‌شود [۵]:

$$\bar{n} = \eta_n \bar{n}_n + \bar{n}_{ex} \quad (9)$$

که در آن \bar{n}_B تعداد فوتون‌های حرارتی پس‌زمینه و \bar{n}_{ex} تعداد فوتون‌های اضافی در گیرنده هستند. \bar{n}_B تعداد فوتون حرارتی از روشنایی آسمان (در محدوده روز ابری، مه، صاف و شب ماه کامل، بدون ماه و اول ماه) پدیدار می‌شود [۹]. سپس با استفاده از معادله (۸) برای زمانی که $\bar{n} \leq \eta$ حد بالا ظرفیت کلید مخفی به صورت معادله (۱۰) خواهیم داشت:

$$R \leq K_{LB} \quad (10)$$

$$K_{LB}(\eta, \bar{n}) = \Phi(\eta) - \frac{\bar{n}}{\eta} \log_2 \left(\frac{\bar{n}}{\eta} \right) - H\left(\frac{\bar{n}}{\eta}\right)$$

که در آن $H(x) = (1+x) \log_2(1+x) - x \log_2 x$ است. حد پایین ظرفیت کلید مخفی، در واقع یک نرخ بهینه وجود دارد و به صورت معادله (۱۱) خواهیم داشت:

ارتفاع زمین و شرایط اقلیمی جوی با استفاده از برنامه متلب، شبیه‌سازی شده است. با در نظر گرفتن اندازه دیافراگم گیرنده ۷۰ سانتی‌متر و اندازه کمر پرتو اولیه ۲۰ سانتی‌متر در شرایط اقلیمی جوی (روز و شب)، حد پایین ظرفیت کلید مخفی (نرخ بهینه) را نسبت به ارتفاع بررسی کردیم. نتایج نشان می‌دهد نرخ انتقال اطلاعات در بدترین شرایط اقلیمی جوی، حدود ۶۰ کیلومتر انتشار می‌یابد.

مرجع‌ها

- J. C. Denton, "A Model to Estimate Performance of Space-Based Quantum Communication Protocols Including Quantum Key Distribution Systems", J. Def Model Simul, Vol.16, No.1, pp.1548-5129, 2019.
- J. Bourgoïn, "A Comprehensive Design and Performance Analysis of Low Earth Orbit Satellite Quantum Communication", New Journal of Physics, Vol. 15, No. 2, pp.1367-2630, 2013.
- C. Dalibot, "The preliminary thermal design for the SPEQTR CubeSat", International Conference on Environmental Systems, Vol.167, No.1, pp.1-10, 2020.
- J. S. Sidhu, "Advances in Space Quantum Communications", J. IET Quantum Communication Vol.2, No. 4, pp.2632-8925, 2021.
- M. Ghalaii, S. Pirandola, "Quantum Communications in a Moderate-to-Strong Turbulent Space", J. Phys. Comm, Vol. 5, No.1, pp.2399-3650, 2022.
- S. Pirandola, "Satellite Quantum Communications: Fundamental Bounds and Practical Security", New J. Phys, Vol. 3, No. 2, pp.2643-1564, 2021.
- M. Grillo, "Resource allocation in a Quantum Key Distribution Network with LEO and GEO trusted-repeaters", International Symposium on Wireless Communication Systems, pp.1-6, 2021.
- P. Barcık, "Optimal Intensity Distribution in a Laser Beam for FSO Communications", PhD. Thesis in Radio Electronics, University of Technology, 2016.
- S. Pirandola, "Satellite quantum communications: Fundamental bounds and practical security", J.Phys, Vol. 3, No.2, pp.023130, 2021.

شکل ۳: نرخ انتقال اطلاعات کوانتومی نسبت به ارتفاع در شرایط اقلیمی مختلف جوی.

با در نظر گرفتن پارامترهای جدول ۱، نرخ انتقال اطلاعات نسبت به ارتفاع را تا حدود ۶۰ کیلومتر خواهیم داشت. نرخ انتقال اطلاعات را در شب برای اول ماه ۶۲ کیلومتر، ماه کامل ۵۹ کیلومتر و بدون ماه ۳۳ کیلومتر انتشار می‌یابد و در روز با شرایط اقلیمی جوی نرخ انتقال برای هوای صاف ۶۱ کیلومتر، مه آلود ۵۳ کیلومتر و ابری تا ۱۰ کیلومتر منتشر می‌شود. بنابراین با بررسی ارتفاع نسبت به نرخ انتقال اطلاعات کوانتومی و همچنین با در نظر گرفتن اندازه کمر پرتو اولیه ۲۰ سانتی‌متر، نرخ انتقال در شرایط اقلیمی جوی حدود ۴۸ کیلومتر افزایش انتشار خواهیم داشت.

جدول ۱: داده‌های استفاده شده [۵]

متغیر	مقدار داده
\bar{n}_B	$4/75 \times 10^{-2} - 10^{-4}$ روز (ابری، مه آلود، صاف)
	$4/75 \times 10^{-5} - 10^{-7}$ شب (ماه کامل، اول ماه، بدون ماه)
h_0	۳۰ (cm)
\bar{n}_{ex}	۰/۰۱ (sr)
η_{eff}	۰/۵ (sr)
w_0	۲۰ (cm)
z	۲۰۰ (km)
λ	۸۰۰ (nm)
$\alpha_0(\lambda)$	$5 \times 10^{-6} (m^{-1})$
a_R	۷۰ (cm)
v	۲۱ (m)
l_0	1×10^{-3}
θ	۸۰ درجه
R_E	۶۳۷۰ (km)

نتیجه‌گیری

در این پژوهش با استفاده برخی از مقادیر به دست آمده از نرخ انتقال اطلاعات کوانتومی در جو متلاطم قوی با در نظر گرفتن



جاذب کامل بر پایه فراموادی از نیتريد تیتانیوم و اکسید قلع ایندیم در ناحیه نوری

مهیار رادک^{۱*}، سعید میرزانه‌جهد^۲

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشگاه مازندران، بابلسر^{۱،۲}

چکیده- در این مقاله، ما یک طراحی جدیدی از یک جاذب فراماده که در ناحیه نوری کار می کند ارائه می کنیم. ساختار جاذب در شبیه سازی اول شامل لایه هایی از نیتريد تیتانیوم (TiN) و یک لایه دی الکتریک از دی اکسید سیلیکون (SiO₂)، با پیکربندی اضافی شامل لایه دوم (TiN) و دو حلقه طلای بیضوی است. طرح پیشنهادی قابلیت های جذب قابل توجهی را در محدوده طول موج وسیعی از ۲۵۰ نانومتر تا ۱۰۰۰ نانومتر نشان می دهد. در شبیه سازی دوم اکسید قلع ایندیم (ITO) را جایگزین (TiN) می کنیم، جاذب قله جذب قابل توجهی در منطقه بین ۳۰۰ نانومتر تا ۵۰۰ نانومتر برای قطبش TE و ۶۴۰ نانومتر تا ۱۰۰۰ نانومتر برای قطبش TM را نشان می دهد. علاوه بر این، زاویه TE و TM با محور z که عمود بر فراماده میباشد ۴۵ درجه است و زاویه آزیموتال یا زاویه TE و TM با صفحه ی فرامواد ۰ درجه میباشد. قابلیت ساختار پیشنهادی پتانسیل کاربردهای مختلف در زمینه هایی مانند فتوولتائیک، سلول های خورشیدی، حسگر و پوشش های نوری دارد.

کلید واژه- جاذب فراماده، ناحیه نوری، نیتريد تیتانیوم، اکسید قلع ایندیم.

Optical region perfect absorber based on titanium nitride and indium tin oxide metamaterial

Mahyar Radak^{1*}, Saeed Mirzanejhad²

Department of Atomic and Molecular Physics, Mazandaran University, Babolsar^{1,2}

^{1*} m.radak03@umail.umz.ac.ir

² saeed@umz.ac.ir

Abstract- In this article, we present a new design and characterization of a metamaterial absorber operating in the optical range. The absorber structure in the first simulation consists of layers of titanium nitride (TiN) and a dielectric layer of silicon dioxide (SiO₂), with an additional configuration consisting of a second layer (TiN) and two elliptical gold rings. The proposed scheme shows significant absorption capabilities in a wide wavelength range from 250 nm to 1000 nm. In the second simulation we replaced indium tin oxide (ITO) with (TiN), the absorber shows a significant absorption peak in the region between 350 nm and 530 nm for TE polarization and 640 nm to 1000 nm for TE polarization. In addition, the TE and TM angle with the z axis, which is perpendicular to the metamaterial, is 45° and the azimuthal angle or the TE and TM angle with the metamaterial plane is 0°. The capability of the proposed structure has the potential for various applications in fields such as photovoltaics, solar cells, sensors, and optical coatings.

Keywords- metamaterial absorber, optical region, titanium nitride, indium tin oxide

1. Introduction

We incorporated gold into our metamaterial absorber structure due to its distinct plasmonic properties, particularly in the visible and near-infrared regions of the electromagnetic spectrum. Gold exhibits excellent electrical conductivity, making it well-suited for applications that demand low electrical resistance and efficient electron flow. A family of synthetically created materials known as metamaterials displays peculiar features not present in natural materials. These materials' potential uses in a variety of domains, such as optics, acoustics, electromagnetics, and mechanics, have drawn a lot of attention in recent years [1-4]. Metamaterials can exhibit a negative refractive index (NRI) [5-8], near zero index (NZI) [9-10], which allows for unique optical properties such as perfect absorber [11-14] and cloaking and invisibility [15-17]. In recent years, (MMs) have emerged as promising platforms for achieving enhanced absorption in the visible region of the electromagnetic spectrum [18-21]. In this paper, we investigate the absorption properties of a designed metamaterial absorber in the visible region using subwavelength structures and engineered material combinations.

2. Theoretical analysis and simulation

We incorporate SiO₂ into our absorber structure due to its excellent dielectric properties, including a high refractive index, broadband absorption capabilities, good thermal stability, and affordability. These properties make SiO₂ an ideal choice for our metamaterial absorbers, ensuring durability even in high-temperature environments while remaining cost-effective. We also incorporated gold into our metamaterial absorber structure due to its distinct plasmonic properties, particularly in the visible and near-infrared regions of the electromagnetic spectrum. Gold exhibits excellent electrical conductivity, making it well-suited for applications that demand low electrical resistance and efficient electron flow. The gold is set as an ellipsoidal piece and the underlying metal layer with the Drude model:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\omega_c)} \quad (1)$$

Here, plasma frequency $\omega_p = 1.2 \times 10^{16}$ Frequency of rad/second and collision $\omega_c = 10.5 \times 10^{13}$ rad/s.

The relative permeability of the relationship of the magnetic field generator is shown by the following relationship:

$$B = \mu_0 \mu_r H \quad (2)$$

electric displacement field model for SiO₂:

$$\epsilon_r = \epsilon' - i\epsilon'' \quad (3)$$

The metamaterial absorber is composed of a (TiN) layer with a thickness of $t_1 = 100$ nm, followed by a 30 nm layer of SiO₂ as the dielectric layer. On top of the SiO₂ layer, an additional layer of (TiN) with a thickness of $t_2 = 50$ nm is added. Finally, two elliptical gold rings are incorporated into the structure, with the smaller ring having an inner radius of 70 nm and an outer radius of 90 nm, while the larger ring possesses an inner radius of 120 nm and an outer radius of 140 nm. Both gold rings have a uniform thickness of 30 nm

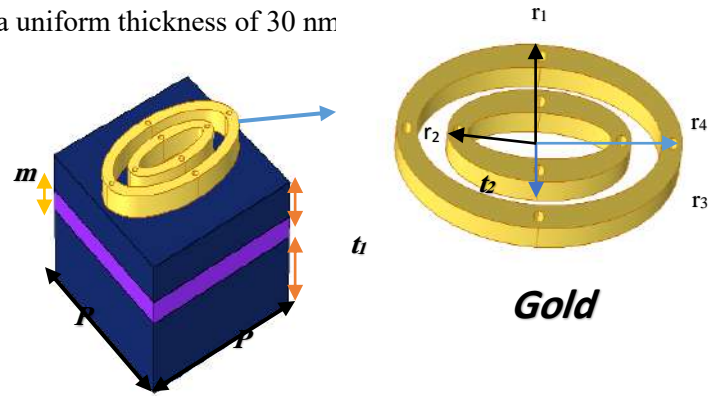


Fig 1. The structure of the proposed metamaterial absorber has a square unit with a side size (P) of 300 nm. This design consists of two oval gold rings with $r_1 = 140$ nm, $r_2 = 70$ nm, $r_3 = 40$ nm, and $r_4 = 80$ nm.

Figure 1 shows the designed ultra-broadband absorber unit cell. This unit cell design serves as a building block for the complete absorber structure, which can be replicated to create an array to improve performance.

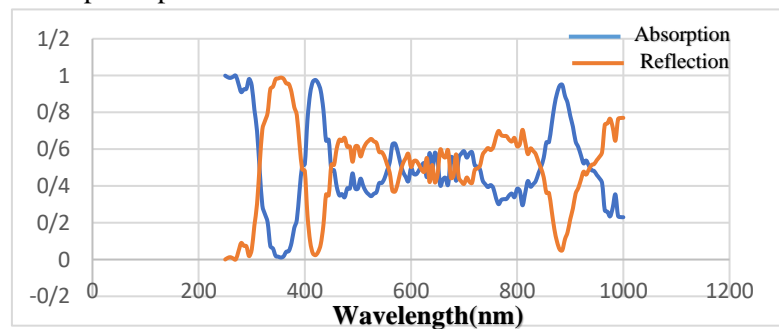


Fig 2. TE absorption and reflection diagram in the wavelength range between 250 nm and 1000 nm in the TiN.

Figure 2 presents the TE absorption and reflection diagram of TiN (Titanium Nitride) within the wavelength range of 250 nm to 1000 nm. Notably, two prominent absorption peaks are observed, with absorption levels reaching 98% at a wavelength of 420 nm and 95% at a wavelength of 885 nm. These findings highlight the exceptional absorption efficiency of TiN within specific wavelength ranges, making it a promising material for applications that require high absorption capabilities.

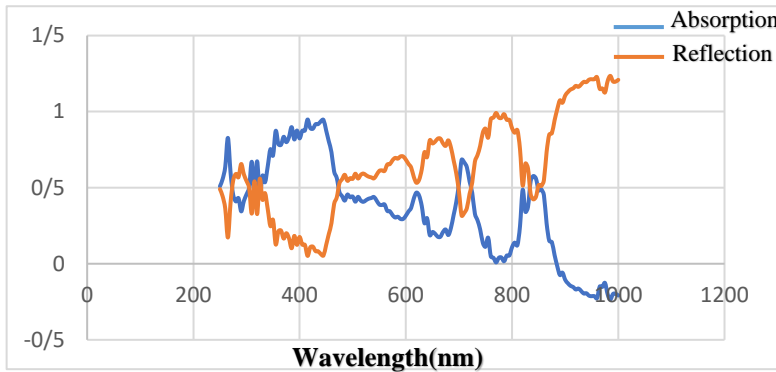


Fig 3. TM absorption and reflection diagram in the wavelength range between 250 nm and 1000 nm in the used structure TiN.

In Figure 3, we present the absorption and reflection diagram of TM Titanium Nitride within the wavelength range of 250 nm to 1000 nm. The first absorption peak occurs at a wavelength of 265 nm, with an absorption level of approximately 83%. The second absorption peak is observed at a wavelength of 445 nm, exhibiting a higher absorption of approximately 95%. Now we replace (ITO) with material (TiN) and measure the absorption wavelength and in Figure 5-6 we show that replacing indium tin oxide (ITO) with (TiN) shows an increased absorption peak in the region between 300 nm and 500 nm for TE polarization and 640 nm to 1000 nm for TE polarization.

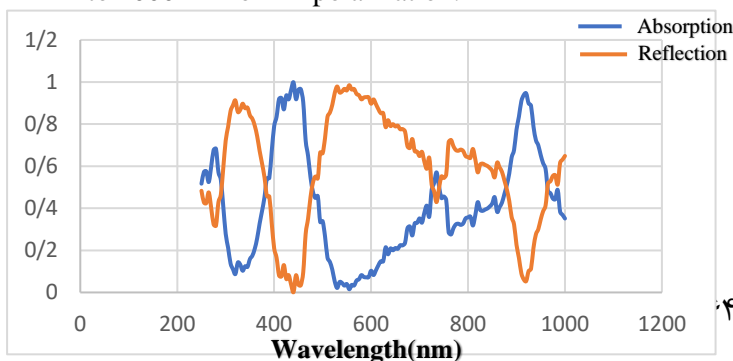


Fig 4. TE absorption and reflection diagram in the wavelength range between 250 nm and 1000 nm in the used structure ITO.

As can be seen, Figure 4 shows the absorbance and reflection rate of the metamaterial absorber for wave TE, which shows an absorbance of over 94% at a wavelength of 445 nm and an absorption of over 94% at a wavelength of 920 nm.

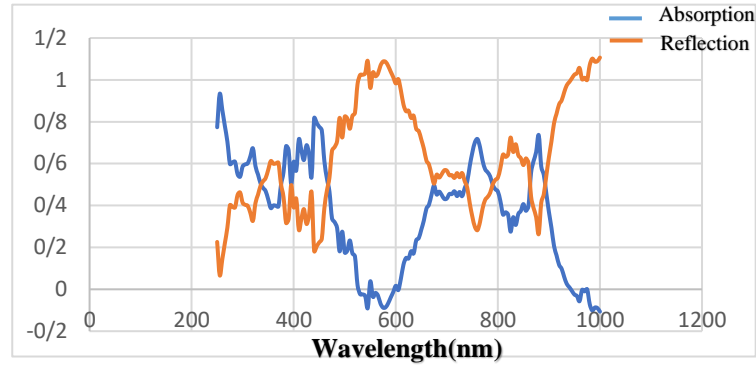


Fig 5. TM absorption and reflection diagram in the wavelength range between 250 nm and 1000 nm in the used structure ITO.

Figure 5 shows the absorbance and reflection rate of the metamaterial absorber for wave TM, which shows an absorbance of over 93% at a wavelength of 255 nm and an absorption of over 85% at a wavelength of 450 nm. Our simulations and analysis demonstrate that the proposed metamaterial absorber achieves remarkable absorption efficiency across the visible wavelength range. The change in the absorption peak by replacing indium tin oxide (ITO) with titanium nitride (TiN) in the metamaterial absorber structure can be attributed to the different optical properties and refractive indices of these materials. ITO is a transparent conductive oxide with a relatively high refractive index, typically around 1.8-2.0 in the visible range. By replacing ITO with TiN, the refractive index of the metamaterial changes, resulting in altered light-matter interactions and absorption properties. On the other hand, TiN is a metallic compound with a high electrical conductivity and a lower refractive index compared to ITO.

3. Conclusions

Through simulations and analysis, we have investigated a specific metamaterial absorber design

comprising alternating layers of titanium nitride (TiN) and a dielectric layer (SiO₂), along with the incorporation of gold rings. The absorber exhibited impressive absorption properties within the visible wavelength range of 250 nm to 1000nm. Also, by substituting (ITO), we were able to have a good absorption peak at the wavelength between 300 nm and 500 nm for TE polarization and 640 nm to 1000 nm for TE polarization. Leveraging the control and manipulation of light-matter interactions enabled by metamaterials, these absorbers offer opportunities for the development of advanced optical devices and systems. Continued research in this area will undoubtedly contribute to the advancement of optical technologies and pave the way for innovative devices with improved performance and functionality.

References

- Engheta, N., & Ziolkowski, R. W. (Eds.). (2006). *Metamaterials: physics and engineering explorations*. John Wiley & Sons.
- Cui, T. J., Liu, R., & Smith, D. R. (2010). Introduction to metamaterials. *Metamaterials: Theory, Design, and Applications*, 1-19.
- Dong, Y., & Itoh, T. (2012). Metamaterial-based antennas. *Proceedings of the IEEE*, 100(7), 2271-2285.
- Chen, H. T., Padilla, W. J., Zide, J. M., Gossard, A. C., Taylor, A. J., & Averitt, R. D. (2006). Active terahertz metamaterial devices. *Nature*, 444(7119), 597-600.
- Shalaev, V. M. (2007). Optical negative-index metamaterials. *Nature photonics*, 1(1), 41-48.
- Smith, D. R., Padilla, W. J., Vier, D. C., Nemat-Nasser, S. C., & Schultz, S. (2000). Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Physical review letters*, 84(18), 4184.
- Ramakrishna, S.A., & Grzegorzczak, T.M. (2008). *Physics and Applications of Negative Refractive Index Materials* (1st ed.). CRC Press. <https://doi.org/10.1201/9781420068764>.
- Padilla, W. J., Basov, D. N., & Smith, D. R. (2006). Negative refractive index metamaterials. *Materials today*, 9(7-8), 28-35.
- Silveirinha, M., & Engheta, N. (2007). Design of matched zero-index metamaterials using nonmagnetic inclusions in epsilon-near-zero media. *Physical Review B*, 75(7), 075119.
- Islam, S. S., Faruque, M. R. I., & Islam, M. T. (2015). A near zero refractive index metamaterial for electromagnetic invisibility cloaking operation. *Materials*, 8(8), 4790-4804.
- Landy, N. I., Sajuyigbe, S., Mock, J. J., Smith, D. R., & Padilla, W. J. (2008). Perfect metamaterial absorber. *Physical review letters*, 100(20), 207402.
- Chen, H. T. (2012). Interference theory of metamaterial perfect absorbers. *Optics express*, 20(7), 7165-7172.
- Liu, N., Mesch, M., Weiss, T., Hentschel, M., & Giessen, H. (2010). Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor. *Nano letters*, 10(7), 2342-2348.
- Li, W., & Valentine, J. (2014). Metamaterial perfect absorber based hot electron photodetection. *Nano letters*, 14(6), 3510-3514.
- Leonhardt, U., & Tyc, T. (2009). Broadband invisibility by non-Euclidean cloaking. *Science*, 323(5910), 110-112.
- Schurig, D., Mock, J. J., Justice, I. B., Cummer, S. A., Pendry, J. B., Starr, A. F., & Smith, D. R. (2006). Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. *Science*, 314(5801), 977-980.
- Cai, W., Chettiar, U. K., Kildishev, A. V., & Shalaev, V. M. (2007). Optical cloaking with metamaterials. *Nature photonics*, 1(4), 224-227.
- Akafzade, H., & Sharma, S. C. (2020). New metamaterial as a broadband absorber of sunlight with extremely high absorption efficiency. *AIP Advances*, 10(3).
- Tuan, T. S., & Hoa, N. T. Q. (2019). Numerical study of an efficient broadband metamaterial absorber in visible light region. *IEEE Photonics Journal*, 11(3), 1-10.
- Zhang, C., Ji, S., Zhao, J., Wu, H., & Dai, H. (2021). Design and analysis of a broadband metamaterial absorber applied to visible light band. *Optical Materials*, 121, 111533.
- Hu, C., Zhao, Z., Chen, X., & Luo, X. (2009). Realizing near-perfect absorption at visible frequencies. *Optics express*, 17(13), 11039-11044.



سی‌امین
کنفرانس اپتیک و فوتونیک
و شانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک
ایران
دانشگاه دامغان
۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲



محاسبه دما و بررسی عدد رینولدز در لیزر Er:YAG با طول موج ۳ میکرون

امیرحسین فرهادیان^۱، مهدی دهقان باغی^۲ و علی کبریتی^۳

^۱پژوهشکده فوتونیک و فناوری های کوانتومی، پژوهشگاه علوم فنون هسته ای، تهران، ایران

^۲دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، ایران

^۳گروه فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان، ایران

چکیده - در لیزر Er:YAG با طول موج ۳ میکرون به دلیل آستانه بالا نیاز به منبع دمش با قابلیت توان زیاد می باشد. با توجه به هزینه بالا در استفاده از لیزرهای دیودی برای دمش، ناگزیر از فلاش لامپ ها برای دمش استفاده می شود که چالش های حرارتی زیادی را ایجاد می کند. با در نظر گرفتن هندسه خنک سازی، عدد رینولدز برای هریک از خنک سازهای آب و ترکیب آب و اتیلن گلیکول به ترتیب ۳۱۸۳۰ و ۱۱۲۴۶ بدست آمدند که بادر نظر گرفتن جریان آشوبی مقدار ضریب انتقال حرارتی نیز به ترتیب برابر ۸۲۵۷ و ۴۶۶۱ W/m^2K خواهند بود. در نهایت با انتخاب آب به عنوان خنک ساز، تغییرات دمای میله لیزری و همچنین دمای مرکز میله به ازای انرژی ورودی ۱۲۰ ژول و نرخ تکرار ۱۰ هرتز محاسبه شدند. پس از گذشت حدود ۲ ثانیه و ۲۰ پالس میله لیزری به تعادل گرمایی می رسد. بیشینه دمای مرکز نسبت به دمای اولیه آن به ازای پالس اول حدود ۱۰ درجه سانتی گراد می باشد.

کلیدواژه- لیزر Er:YAG، تحلیل حرارتی، خنک سازی، عدد رینولدز

Temperature calculation and Reynolds number in 3 μ m Er:YAG laser

Amir Hossein Farhadian 1, Mahdi Dehghan Baghi 2, Ali Kebriti 3

1 Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

2 Physics Department, Isfahan University, Isfahan, Iran

3 Physics Department, Kashan University, Kashan, Iran

Abstract- In 3 μ m Er:YAG laser, a high power pump source is needed due to the high threshold. Due to the high cost of using diode lasers, flash lamps are inevitably used for pumping, which creates many thermal challenges. Reynolds number for each of the water coolers and the combination of water and ethylene glycol were 31830 and 11246, respectively, and considering the turbulent flow, the heat transfer coefficient will be 8257 and 4661 W/m^2K , respectively. By choosing water as a coolant, the temperature changes of the laser rod as well as the temperature of the center of the rod were calculated for the input energy of 120 joules and the repetition rate of 10 Hz. After about 2 seconds and 20 pulses, the laser rod reaches thermal equilibrium. The maximum temperature of the center is about 10 degrees Celsius compared to its initial temperature for the first pulse.

Keywords: Er:YAG laser, Thermal Analysis, Cooling, Reynolds number

مقدمه

طیفی گسترده سبب جذب به ویژه در محدوده فرابنفش و فرورسرخ طیف لامپ توسط ماده میزبان خواهد شد که این موجب افزایش گرما می‌شود [۴].

با در نظر گرفتن هندسه استوانه‌ای برای میله لیزری و خنک‌سازی از طریق سیال در تماس با میله، جریان گرمایی به صورت شعاعی در نظر گرفته می‌شود و می‌توان از تغییرات کوچک دمای خنک‌ساز در جهت محوری، چشم‌پوشی نمود. رابطه حرارت ایجاد شده برای یک میله لیزری به ازای یک جریان شعاعی به صورت زیر است [۲].

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad k = \frac{K}{c\gamma} \quad (5)$$

که در اینجا T ، تابع دما، K رسانندگی گرمایی، γ چگالی جرمی و c گرمای ویژه می‌باشد. چنانچه لیزر به صورت پالس‌های پیوسته دمش شود، میله لیزری به سرعت به یک حالت پایا می‌رسد. در این حالت جریان شعاعی گرمای ناشی از میله لیزری برابر با گرمای کل اعمال شده به میله خواهد بود. در نهایت پس از حل معادله (۵) برای یک استوانه دایروی نامحدود پاسخ نهایی به صورت زیر است [۵]:

$$\begin{aligned} \frac{T(r, t)}{\Delta T} \sum_{n=1}^{\infty} &= 2 \exp\left(-\frac{\beta_n^2 t}{\tau}\right) \frac{J_0\left(\frac{\beta_n r}{r_0}\right)}{(A^2 + \beta_n^2) J_0^2(\beta_n)} \\ &\times [(1+g)\beta_n J_1(\beta_n) \\ &- 2gJ_2(\beta_n)] \left[\frac{1 - \exp\left(-\frac{M\beta_n^2 t_p}{\tau}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{\beta_n^2 t_p}{\tau}\right)} \right] \end{aligned} \quad (2)$$

که M تعداد پالس، t_p فاصله بین پالس‌ها، g عامل غیر یکنواختی دمش و β_n ریشه‌های مثبت معادله زیر می‌باشد:

$$\beta_n J_1(\beta_n) = A J_0(\beta_n) \quad (3)$$

که J_0 و J_1 به ترتیب توابع بسل نوع اول با مرتبه اول و صفرم هستند. همچنین τ ثابت زمانی گرما، A یک پارامتر بدون بعد مربوط به شرایط خنک‌سازی میله و ΔT میزان افزایش دمای مرکز میله می‌باشد که در پایین معرفی شده اند [۵]:

$$\begin{aligned} A = \frac{r_0 h}{K}, \tau = \frac{r_0^2}{k}, \Delta T = \frac{Q}{Vc\gamma \left(1 + \frac{g}{2}\right)}, \\ T_0 = \Delta T \left(1 + g \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right) \end{aligned} \quad (4)$$

استفاده از لیزر در ناحیه فرورسرخ میانی (1.5-6 μm) به دلیل کاربرد در بیناب‌نمایی، پزشکی و صنعت دفاعی گسترش روزافزونی داشته است. جذب بالای مولکول‌های زیستی و وجود حسگرهای نوری در ناحیه فرورسرخ میانی سبب اهمیت دستیابی به لیزر در این ناحیه شده است [۱]. تاکنون لیزرهای مختلفی در این ناحیه معرفی شده که مهمترین آنها شامل لیزرهای آبشار کوانتومی (QCL)، لیزرهای شیمیایی، تبدیلات غیرخطی و لیزرهای حالت جامد است [۲].

به دلیل جذب بالای بافت سخت دندان در طول موج ۳ میکرون، لیزر حالت جامد Er:YAG جایگزین مناسبی برای دریل‌های دندانپزشکی در برداشت لایه‌های دندان است. علاوه بر این همانطور که در تحقیق پیشین ما گزارش شد [۳]، این لیزر کاندید اصلی برای دمش لیزرهای کروم و آهن شامل Cr:ZnSe و Cr:ZnS، Fe:ZnSe، Fe:ZnS هستند.

با توجه به اهمیت این لیزر و همچنین محاسبات و شبیه سازی‌های انجام شده پیرامون معادلات نرخ و انرژی در تحقیق یاد شده [۳]، در این گزارش بر آن شدیم تا به بررسی معادلات حرارتی لیزر Er:YAG بپردازیم. مدیریت گرما علاوه بر پیشگیری از آسیب به میله لیزری، در تعیین مقدار عدسی گرمایی و در نتیجه تحلیل و انتخاب مشدد لیزری اهمیت به‌سزایی دارد. حذف گرمای موثر و کاهش اثرات گرمایی ناشی از گرادیان دمایی در لیزر، بخش اساسی طراحی را برای سیستم‌های پر توان و حساس به خود اختصاص می‌دهد.

حرارت و معادلات دما

فرآیند دمش نوری در لیزرهای حالت جامد به دلیل اختلاف انرژی فوتون‌های باند دمش و تراز بالایی لیزر و واهلش‌های غیر تابشی از تراز بالایی لیزر و همچنین از تراز دمش به حالت پایه، در میله لیزری ایجاد گرما خواهد نمود. علاوه بر این در مشددهایی که با فلاش لامپ دمش می‌شوند، پهنای

جدول ۱۹: مقادیر ثابت حرارتی آب و ترکیب آب و اتیلن گلیکول

	آب	اتیلن گلیکول و آب (۵۰:۵۰)
K	$6 \times 10^{-3} W cm^{-1} C^{-1}$	$4.3 \times 10^{-3} W cm^{-1} C^{-1}$
γ	$0.64 \times 10^{-4} ^\circ C^{-1}$	$5.7 \times 10^{-4} ^\circ C^{-1}$
ρ	$1 g/cm^3$	$1.06 g/cm^3$
μ	$10^{-2} g cm^{-1} sec^{-1}$	$3 \times 10^{-2} g cm^{-1} sec^{-1}$
C_p	$4.186 J.g^{-1} ^\circ C^{-1}$	$3.3069 J.g^{-1} ^\circ C^{-1}$

برای میله لیزری به شعاع ۲mm، هرچه سرعت شار V بیشتر و قطر D_2 کمتر باشد، ضریب انتقال حرارت بهتری خواهیم داشت. به ازای $D_2=4mm$ و $V=150cm^3/s$ و پس از گذشت ۱ ثانیه از اعمال انرژی ورودی به میله لیزری، داریم:

جدول ۲۰: محاسبه

ضریب انتقال حرارت آب و ترکیب آب و اتیلن گلیکول

	آب	اتیلن گلیکول و آب (۵۰:۵۰)
N_{Re}	31830.98	11246.94
N_{Pr}	6.97	23.46
h	8257.8	4661.65
$T_0 - T_{r_0}$	0.17-0.12=0.05	1.8-1.3=0.3

طبق نتایج، عملکرد آب بهتر از ترکیب آب و اتیلن گلیکول است. تنها مزیت ترکیب آب و اتیلن گلیکول، دمای انجماد پایین تر و دمای جوش بالاتر نسبت است که برای لیزرهایی که در شرایط دمایی پایین کار می‌کنند، مناسب تر می‌باشد. در جدول ۳ اختلاف دما بین مرکز و سطح میله لیزر پس از یک ثانیه دمش به وسیله یک فلش لامپ با انرژی الکتریکی ورودی ۱۲۰ ژول، نرخ تکرار $10Hz$ و پس از به تعادل رسیدن لیزر بررسی شده است. با توجه به مقدار دمای مرکز و دمای سطح میله لیزر و همچنین مقدار ضریب انتقال حرارت، نمی‌توان از هوا به عنوان خنک‌ساز برای این لیزر استفاده نمود. لذا از بین خنک‌سازهای موجود، آب، بهترین گزینه می‌باشد. در شکل ۱، پروفایل دمای میله لیزر به ازای تعداد پالس‌های متفاوت، یک ثانیه پس از اعمال رسم شده است.

جدول ۳: بررسی دمای مرکز و سطح میله لیزری به ازای h های متفاوت

h	T_{center}	T_{r_0}	ΔT
10	14053.2	14046.9	6.3
100	1323.8	1317.9	5.9
500	203.5	199.1	4.4
1000	73.7	70.5	3.2
5000	1.4	1.1	0.3
10000	0.06	0.04	0.02

که در اینجا، T_0 دمای اولیه میله، h ضریب انتقال حرارت سطح، r_0 شعاع میله، Q مقدار گرمای جذب شده و V حجم میله است

خنک سازی و محاسبه انتقال حرارت

ضریب انتقال حرارت h به وسیله سرعت شار خنک‌ساز، پارامترهای فیزیکی و چیدمان هندسی تعیین می‌گردد. برای یک جریان همرفت تحت فشار که زیر مجموعه جریان‌های آرام محسوب می‌شود، از رابطه (۵) و برای جریان‌های ناآرام از رابطه (۶) برای محاسبه h استفاده می‌شود [۴].

برای جریان آرام و به ازای $900 < N_{Re} < 2000$

$$h = 1.02 \frac{K}{D_2 - D_1} N_{Re}^{0.45} N_{Pr}^{0.5} N_{Gr}^{0.05} \times \left(\frac{D_2 - D_1}{L} \right)^{0.4} \left(\frac{D_2}{D_1} \right)^{0.6} \quad (5)$$

برای جریان ناآرام و به ازای $12000 < N_{Re} < 220000$

$$h = 0.02 \frac{K}{D_2 - D_1} N_{Re}^{0.6} N_{Pr}^{0.33} \left(\frac{D_2}{D_1} \right)^{0.53} \quad (6)$$

که در معادلات بالا، D_2 قطر داخلی پوشش مشدد و D_1 قطر میله لیزری و K رسانندگی گرمایی می‌باشد. N_{Re} ، N_{Pr} و N_{Gr} روابط بدون بعد وابسته به سیال و پارامترهای هندسی می‌باشند که نقش موثری در تعیین ضریب انتقال حرارت دارند. اولین رابطه، عدد رینولدز N_{Re} می‌باشد. رفتار شاره، اعم از اینکه آرام یا ناآرام باشد، وابسته به عدد رینولدز است.

$$N_{Re} = \frac{\rho u (D_2 - D_1)}{\mu} \quad (7)$$

که در اینجا ρ چگالی، μ چسبندگی و u سرعت شاره می‌باشد. عدد پرناتل N_{Pr} مربوط به مشخصه‌های شاره است که به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$N_{Pr} = C_p \mu / K \quad (8)$$

C_p گرمای ویژه، μ چسبندگی و K رسانندگی گرمایی شاره است. عدد گراشوف N_{Gr} مربوط به جریان همرفت آزاد است که به دلیل تاثیر بسیار کم از آن صرف نظر می‌کنیم.

نتایج

با در نظر گرفتن مقادیر یاد شده شبیه سازی روابط و محاسبات در نرم افزار Maple انجام شد و نتایج آن در ادامه آمده است. در ابتدا خنک سازی و تعیین سیال انجام و سپس با توجه به ضریب انتقال حرارتی، توزیع دما در میله لیزر بررسی شد.

شکل ۳ نیز افزایش دمای مرکز میله در بازه زمانی یک ثانیه به ازای تعداد پالس متفاوت بررسی شده است.

نتیجه‌گیری

با توجه به محاسبات صورت گرفته از بین آب، هوا و ترکیب آب و اتیلن گلیکول، آب خالص به عنوان مایع خنک ساز انتخاب و ضریب انتقال حرارتی برای هندسه مورد نظر $8257 \text{ W/m}^2\text{K}$ بدست آمد. برای بررسی حرارتی میله لیزری، دمش پالسی با نرخ تکرار ۱۰ هرتز و انرژی الکتریکی ۱۲۰ ژول در نظر گرفته شد. با توجه به نتایج بدست آمده توزیع دما در میله لیزری پس از تعداد ۲۰ پالس به یک شرایط پایدار می‌رسد. بیشینه اختلاف دمای ایجاد شده بلافاصله پس از دمش بوده و به سرعت کاهش می‌یابد به گونه‌ای که ۱ ثانیه پس از دمش اختلاف دمای مرکز و سطح میله به کمتر از ۵ درجه سانتی‌گراد خواهد رسید.

مرجع‌ها

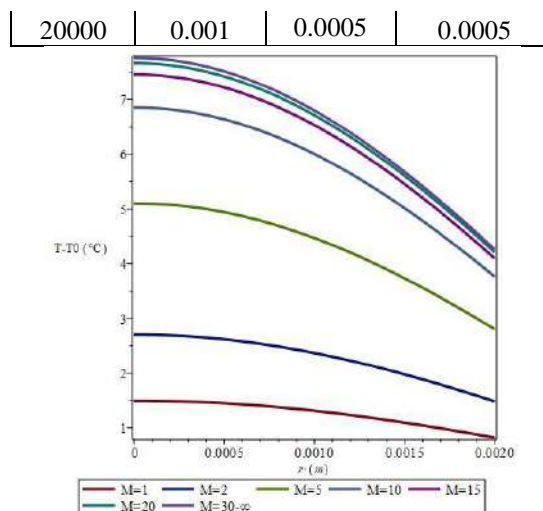
[1] F. K. Tittel, "Mid-Infrared Laser Applications," *Solid-state mid-infrared laser sources*, pp. 458-529, 2003.

[2] P.W.Milonni and J.H.Eberly, *Laser Physics*, John Wiley & Sons, 2010.

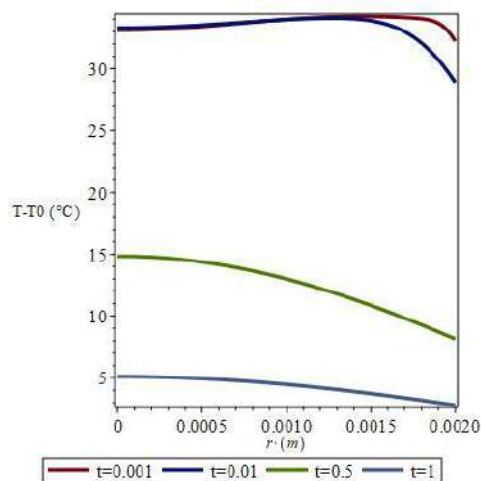
[۳] امیرحسین فرهادیان و مهدی دهقان باغی، لیزرهای حالت جامد مادون قرمز میانه: اهمیت، کاربرد و شبیه‌سازی عددی، بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، اهواز، ۱۴۰۰

[4] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*, Springer series in optical sciences, 2013.

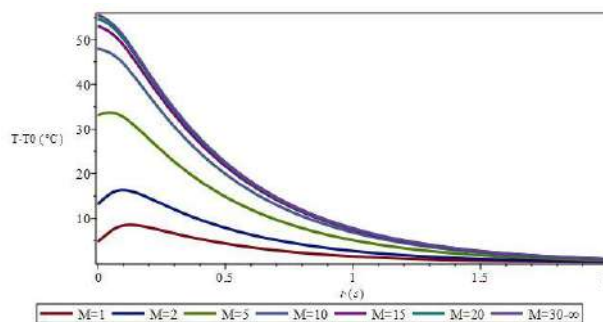
[5] Koechner, W. "Transient thermal profile in optically pumped laser rods." *Journal of Applied Physics* 44.7, 3162-3170, 1973.



شکل ۱: پروفایل دمای میله لیزری پس از اعمال تعداد پالس مختلف



شکل ۲: انتقال گرما از سطح به مرکز پس از گذشت زمان به ازای M=5



شکل ۳: دمای مرکز میله در زمان‌های متفاوت به ازای تعداد پالس مختلف ذکر این نکته حائز اهمیت است که میله لیزری پس از اعمال ۱۰ پالس، به تعادل دمایی می‌رسد. نحوه انتقال گرما از سطح به مرکز به خوبی در شکل ۲ قابل مشاهده است. در لحظات ابتدایی، نقاط نزدیک به سطح، دارای بیشترین دما نسبت به دیگر نقاط میله می‌باشند. به تدریج، این قله دما، به سمت مرکز پیشروی می‌کند تا جایی که به حالت پایا می‌رسد. در این حالت، گرمترین نقطه، مرکز میله است. در

