مقایسه اثرات گرمایی لیزر پیوسته و پالسی در درمان شبکیه چشم انسان

محبوبه حیاتی[1]، غلامرضا هنرآسا[1]

[1]دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، کد پستی ۷۱۵۵۵۳۱۳

چکیده- در این مقاله، به شبیه‌سازی گرمایی چشم انسان در درمان لیزری بیماری‌های شبکیه پرداخته شد و مقایسه‌ای بین دو روش لیزر پیوسته و پالسی برای درمان بافت‌های شبکیه انجام شد. با استفاده از شبیه‌سازی در نرم‌افزار کامسول، تغییرات دما در بافت شبکیه بر اساس پارامترهای مختلف لیزر بررسی شد. نتایج نشان می‌دهد که لیزر پالسی، با انتخاب مناسب پارامترها، می‌تواند آسیب حرارتی به بافت‌های حساس شبکیه را به حداقل رسانده و از افزایش غیرضروری دما جلوگیری کند. این تحقیق می‌تواند به بهبود روش‌های درمانی لیزری برای بیماری‌های چشمی کمک کند.

کلیدواژه - انتقال حرارت، چشم انسان، درمان شبکیه، لیزر

Comparison of the thermal effects of continuous and pulsed lasers in the treatment of the human retina

Mahboobeh Hayati[1], Gholamreza Honarasa[1]

[1]Physics Department, Shiraz University of Technology, P.O. Box 71555313, Shiraz

mahboobeh.hayati@yahoo.com , Honarasa@sutech.ac.ir

Abstract- In this article, the thermal simulation of the human eye in laser treatment for retinal diseases was investigated and a comparison was made between continuous and pulsed laser methods for treating retinal tissues. Using COMSOL software simulations, temperature variations in retinal tissue were studied based on different laser parameters. The results indicate that pulsed lasers, with optimal parameter selection, can minimize thermal damage to sensitive retinal tissues and prevent unnecessary temperature increases. This research can contribute to the improvement of laser treatment methods for eye diseases.

Keywords: Heat Transfer, Human Eye, Laser, Retinal Treatment

مقدمه

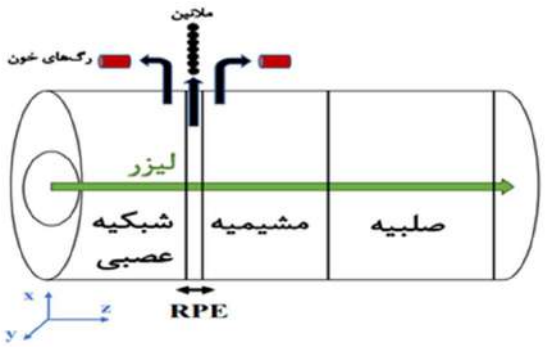
از زمان معرفی اولین لیزر، لیزر درمانی برای بیماری‌های مرتبط با قرنیه و همچنین بسیاری از بیماری‌های شبکیه با سرعت چشمگیری رشد کرده است. ضایعات بیماری با اندازه‌های مختلف در شبکیه، از مقیاس میکرومتر تا میلی‌متر، با تنظیم مدت زمان پالس لیزر، از مرتبه نانوثانیه تا ده‌ها ثانیه قابل هدف‌گیری هستند. پرتو لیزر از طریق یک لنز تماسی به چشم، هدایت و روی شبکیه متمرکز می‌شود [۱]. به طور کلی، دو روش درمانی متداول وجود دارد. روش اول، روش سنتی و متداول استفاده از لیزر با موج پیوسته است که طی آن با ایجاد سوختگی‌های لیزری در شبکیه، انرژی گرمایی حاصل، سبب انعقاد خون در بافت می‌شود. در طول ۳۰ سال گذشته، محققان به دنبال جایگزینی ایمن و مؤثر برای لیزر پیوسته بوده‌اند که مانع ایجاد زخم‌ها و سوختگی‌های مرئی، با رنگ خاکستری یا سفید روی شبکیه شود. این روش امروزه، به عنوان «لیزر درمانی تحت آستانه» شناخته می‌شود. لیزر تحت آستانه، طول موج‌های مختلفی را شامل می‌شود؛ از جمله طول موج سبز در ۵۳۲ نانومتر، زرد در ۵۷۷ نانومتر و فروسرخ نزدیک در ۸۱۰ نانومتر. از لیزر پالسی به منظور حفظ لایه اپیتلیوم رنگدانه‌ای شبکیه (Retinal Pigment Epithelium یا RPE) از سوختگی و آسیب استفاده می‌شود. در این روش درمانی، انرژی لیزر به صورت پالسی آزاد می‌شود. برخلاف روش‌های سنتی که اندازه سوختگی روی شبکیه از اندازه لکه لیزر بزرگ‌تر است، در این روش از لیزری با قطار پالس‌های بسیار کوتاه برای تمرکز انرژی روی یک نقطه استفاده می‌شود تا از انتشار گرما در جهت‌های عرضی و محوری جلوگیری شود. به عبارت دیگر، مقدار کل انرژی لیزر به صورت عمدی محدود می‌شود تا از آسیب به بافت‌ها جلوگیری شود [۲-۳].

در این مقاله، با استفاده از نرم‌افزار کامسول، تأثیر دو لیزر پیوسته و پالسی با طول‌موج، اندازه لکه و زمان تابش مشابه، بر مشکلات شبکیه چشم، با یکدیگر مقایسه شده است.

مبانی نظری و روش شبیه‌سازی

کره چشم یک سیستم اپتیکی بسیار پیچیده و عضوی نسبتاً کوچک در بدن انسان است. این ارگان به شکل تخم‌مرغ بوده و در امتداد محوری که از مردمک می‌گذرد، دارای تقارن است. کره چشم به دو قسمت جلو و عقب (قدامی و خلفی) تقسیم می‌شود. قسمت قدامی چشم شامل قرنیه، زلالیه، بافت مژگانی، عنبیه، عدسی و بخشی از زجاجیه است، در حالی که قسمت خلفی، که تقریباً کروی است، بخش دیگر زجاجیه، شبکیه، مشیمیه و صلبیه را در بر می‌گیرد. شبکیه از ده لایه سلولی مجزا تشکیل شده است. نه لایه داخلی، شبکیه عصبی نامیده می‌شود و لایه بیرونی که رنگدانه‌دارترین لایه در شبکیه است، به نام لایه اپیتلیوم رنگدانه‌ای شبکیه یا RPE شناخته می‌شود. شبکیه عصبی دارای مقادیر زیادی رگ‌های خونی است، در حالی که لایه RPE شامل مقادیر زیادی گرانول‌های ملانین است؛ ذراتی که از میان دیگر مواد، نور را به شدت جذب می‌کنند. مشیمیه نیز حاوی مقادیر فراوانی رگ‌های خونی است. به خون و ملانین موجود در این بافت‌ها، کروموفور گفته می‌شود. به چهار لایه انتهایی در قسمت خلفی چشم، شامل شبکیه عصبی، RPE، مشیمیه و صلبیه، فاندس می‌گویند [۱].

در این مقاله، با توجه به کروی بودن فاندس چشم و جذب کم نور لیزر در بخش قدامی چشم، هندسه فاندس به صورت یک استوانه ساده، مطابق شکل ۱، با ارتفاع ۱/۱۶ میلی‌متر در نظر گرفته شده است. در این مدل، ضخامت لایه‌های شبکیه عصبی، RPE، مشیمیه و صلبیه، به ترتیب ۰/۲، ۰/۰۱، ۰/۲۵ و ۰/۷ میلی‌متر فرض شده است. ذرات ملانین در RPE به صورت کره‌هایی همگن و رگ‌های خون در شبکیه عصبی و مشیمیه، به صورت استوانه‌های همگن در نظر گرفته شده‌اند و پرتو لیزر در امتداد محور z حرکت می‌کند.



شکل ۱: طرحواره‌ای از شبیه‌سازی فاندس چشم.

معادله ریاضی حاکم بر بافت‌ها، معادله انتقال حرارت زیستی پنس است که بر اساس قانون رسانش فوریه نوشته شده و به صورت معادله (۱) تعریف می‌شود.

$$\rho_i c_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = k_i(\nabla^2 T_i) + \rho_{bl,i}\omega_{bl,i}c_{bl,i}(T_{bl,i} - T_i) + Q_{l,i} \quad (1)$$

در معادله (۱)، اندیس i مربوط به بافت‌های مختلف است و ρ چگالی بافت، c ظرفیت گرمایی ویژه بافت، t زمان، T دمای بافت، k رسانندگی گرمایی، ρ_{bl} چگالی خون، ω_{bl} پرفیوژن خون، c_{bl} ظرفیت گرمایی ویژه خون و T_{bl} دمای خون است. سرانجام، Q_l منبع یا چاه گرمایی خارجی (مانند لیزر یا سیستم‌های گرمایش و سرمایش که بر روی بافت‌ها اعمال می‌شود) است و طبق قانون بوگر- بیر- لامبرت اصلاح‌شده، به‌صورت معادله (۲) برای لایه‌های مورد استفاده در این مدل تعریف می‌شود. این معادله نشان می‌دهد که با افزایش عمق در بافت‌ها، شدت گرما به‌صورت نمایی کاهش می‌یابد.

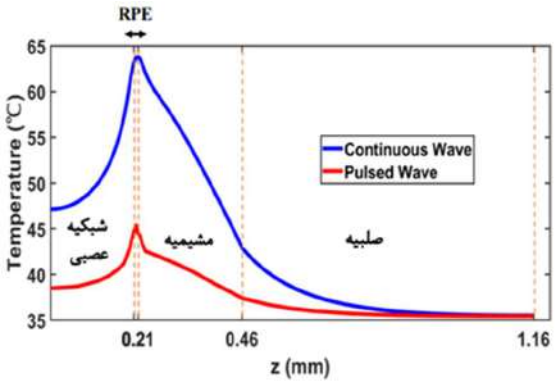
$$Q_{l,i} = \mu_{a,i}(\lambda) I_{TEM00} \exp[-(\mu_{a,i} + (1-g_i)\mu_{s,i})z] \quad (2)$$

در معادله (۲)، I_{TEM00} پروفایل عرضی شدت پرتو گاوسی لیزر و μ_a، μ_s و g به ترتیب ضرایب جذب، پراکندگی و ناهمسانگردی هر یک از بافت‌ها هستند [۴]. مقادیر پارامترهای بکار رفته در شبیه‌سازی برای هر یک از لیزرها در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱: مقادیر پارامترهای بکار رفته در شبیه‌سازی لیزر پالسی و پیوسته [۱].

پالسی	پیوسته	
nm۵۳۲	nm۵۳۲	طول موج
	mW۱۰۰	توان
J. cm^{-2}۳		چگالی انرژی پالس
μs۱۰۰		طول پالس
μm۵۰۰	μm۵۰۰	اندازه لکه
ms۲۰۰	ms۲۰۰	زمان تابش
٪۵		چرخه کار

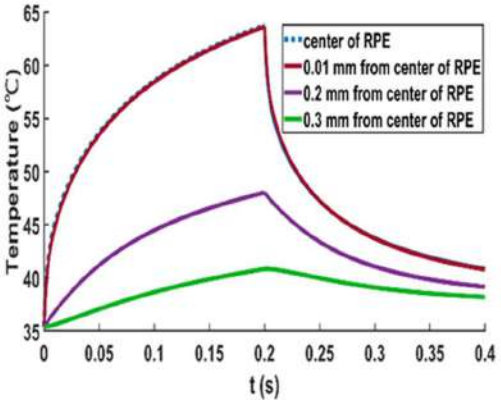
در شکل ۲، توزیع دما در راستای محور z، برای هر دو لیزر با یکدیگر مقایسه شده است.



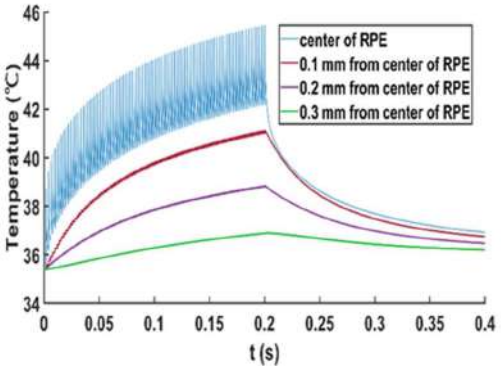
شکل ۲: توزیع دما در جهت تابش لیزر پیوسته و پالسی.

در شکل ۲، حداکثر دمای لیزر پیوسته ۶۳/۷۴ درجه سانتیگراد است. اگرچه این روش جراحی مؤثر واقع شده است، اما دماهای بالاتر از ۶۰ درجه می‌تواند به کروموفورها و بافت‌های مجاور شبکیه آسیب بزند. شدت کم پالس‌ها در لیزر پالسی (۰/۱ میلی ثانیه)، باعث شده است که انرژی لیزر به جای اینکه کل شبکیه را در برگیرد، به طور انتخابی، توسط لایه RPE جذب شود و در آنجا متمرکز شود. زمان کل تابش در این دو روش جراحی مشابه است، اما حداکثر دمای ایجاد شده در لیزر پالسی ۴۵/۴۵ درجه سانتی‌گراد، پایین‌تر از دمای مرگبار (۶۰ درجه) است و به شبکیه آسیب نمی‌زند. بنابراین، آسیب حرارتی به سلول‌های حساس به نور مشاهده نمی‌شود و این نشان می‌دهد که جراحی شبکیه با لیزر پالسی ایمن‌تر می‌تواند باشد.

به دلیل وجود گیرنده‌های نور (ذرات ملانین) در لایه RPE که جذب بالایی دارند، می‌توان یک نقطه در مرکز این لایه و سپس نقاطی دورتر از آن مرکز، به منظور مقایسه تغییرات دما در دیگر بافت‌ها، در نرم‌افزار کامسول در نظر گرفت و توزیع دما را در طول زمان تابش و پس از آن مشاهده کرد. شکل ۳، توزیع دما نسبت به زمان در تابش لیزر پیوسته و شکل ۴، لیزر پالسی را در نقاط مشخص شده، در چرخه‌ای با ۰/۲ ثانیه تابش لیزر و ۰/۲ ثانیه خنک‌سازی نشان می‌دهد.



شکل ۳: توزیع دما قبل و بعد از پالس در لیزر پیوسته.



شکل ۴: توزیع دما قبل و بعد از پالس در لیزر پالسی.

به طور کلی از اشکال ۳ و ۴ می‌توان نتیجه گرفت که علاوه بر اینکه جذب بالاتر در لایه RPE، سبب دمای بالاتر می‌شود و قله دما در انتهای پالس لیزر به‌دست می‌آید، دما در بافت‌های مجاور نیز پس از پایان پالس لیزر به اوج خود می‌رسد و سپس کاهش می‌یابد. این جریان خون است که باعث می‌شود پس از افزایش دمای ناشی از لیزر، بلافاصله خنک‌سازی و کاهش دما در بافت‌ها انجام شود. همچنین در شکل ۴، جذب بیشتر و در نتیجه شدت بالاتر پرتو لیزر سبب بیشتر دیده شدن اثرات پالسی بودن لیزر در مرکز RPE شده است.

نتیجه‌گیری

لیزر پالسی به عنوان یک روش درمانی ایمن و مؤثر برای درمان مشکلات شبکیه چشم، به دلیل توانایی آن در کاهش آسیب حرارتی به سلول‌های حساس به نور، پیشنهاد می‌شود. این روش جراحی با استفاده از پالس‌های کوتاه و با انرژی کم، باعث می‌شود که انرژی لیزر به جای اینکه کل شبکیه را در برگیرد، به طور انتخابی توسط لایه RPE جذب شود و در آنجا متمرکز شود. بنابراین، روش جراحی با لیزر پالسی، ایمن‌تر و مؤثرتر از روش لیزر پیوسته است.

مرجع‌ها

[1] P. H. Zhao, K. Li, H. Zhang, Dong Li, B. Chen, Y. P. Zheng, W. P. Li, G. X. Wang, L. H. Fan, and L. Yao, “A coupled BioHeat transfer model for customized whole-eye modeling in retinal laser surgery.”, International Journal of Thermal Sciences, Vol. 183, p. 107897, 2023.

[2] L. T. Truong, P. J. Lesniewski and A. B. Wedding, “Heat transfer simulation in laser irradiated retinal tissues.”, Biomedical Physics & Engineering Express., Vol. 8, No. 1, pp. 015027, 2021.

[3] C. Claudio, C. M. Iodice, D. Pisani and A. Rosolia, “Yellow subthreshold micropulse laser in retinal diseases: an in-depth analysis and review of the literature.”, Ophthalmology and Therapy, Vol. 12, No. 3, pp. 1479-1500, 2023.

[4] R. Singh, S. Rajaraman, M. Balasubramanian, “A novel nanoparticle mediated selective inner retinal photocoagulation for diseases of the inner retina.”, IEEE transactions on nanobioscience, Vol. 16, No. 7, pp. 542-554, 2017.

کلید نوری پیکوثانیه به کمک گرد زنشگر بلور فوتونی غیرخطی دو بعدی

مریم، خدادادی آرا[۱]؛ مهدی، بهادران[۱*]؛ زهیر، کردرستمی[۱]

دانشگاه صنعتی شیراز، دانشکده فیزیک، شیراز، ایران[۱]

دانشگاه صنعتی شیراز، دانشکده مهندسی برق و الکترونیک، شیراز، ایران[۲]

چکیده - در این تحقیق، بلورهای فوتونی دوبعدی با شبکه مربعی از میله‌های دی‌الکتریک از جنس سیلیکون درون ماده دی‌الکتریک از جنس سیلیکا طراحی شد. هدف ما بررسی دوپایداری نوری در سیستمی از بلورهای فوتونی دوبعدی است. در ساختار بلور فوتونی دو بعدی پیشنهادی با ایجاد نقص در ردیف مرکزی میله ها و اعمال میله مرکزی با شعاع بزرگتر از بقیه میله ها، پیکربندی گرد زنشگر نوری ایجاد شد که توانایی تولید دوپایداری نوری در محدوده مخابراتی را دارد. شبیه‌سازی به صورت دوبعدی با استفاده از نرم‌افزار لومریکال در ماژول FDTD انجام شد و حداقل زمان کلید زنی۱۹.۸پیکوثانیه، مدت زمان دوپایداری ۲۵.۱ پیکوثانیه و حداقل توان ورودی$۶.۶۹\frac{\mathrm{Tw}}{\mu\mathrm{m}}$ بدست آمد.

کلیدواژه - بلورهای فوتونی، دوپایداری نوری، سیلیکون، غیرخطی، کلیدزنی نوری

Pico-second optical switching using 2D-nonlinear photonic crystal ring resonator

Maryam Khodadadiara[1], Mahdi Bahadoran[1*], Zoheir Kordrostami[2]

Shiraz University of Technology, Faculty of Physics, Shiraz, Iran[1].

Electrical and Electronic Department of Shiraz University of Technology, Shiraz, Fars, Iran[2]

m.khodadadiara@sutech.ac.ir , bahadoran@sutech.ac.ir,kordrostami@sutech.ac.ir

Abstract-In this research, two-dimensional photonic crystals were designed with a square lattice of silicon dielectric rods within a dielectric material made of silica. Our goal is to investigate optical bistability in a system of two-dimensional photonic crystals. In the proposed two-dimensional photonic crystal structure, by creating a defect in the central row of rods and applying the central rod with a larger radius than the rest of the rods, an optical ring resonator configuration was created, which has the ability to generate optical bistability in the telecommunication region. The simulation was done in 2D by Lumerical software of FDTD module, that was obtained the minimum switching time of 19.8 picoseconds, the bistability time of 25.1 picoseconds, and the minimum input power of 6.69 Tw/μm.

Keywords: Nonlinearity, Optical bistability, Optical switching, Photonic crystals, Silicon

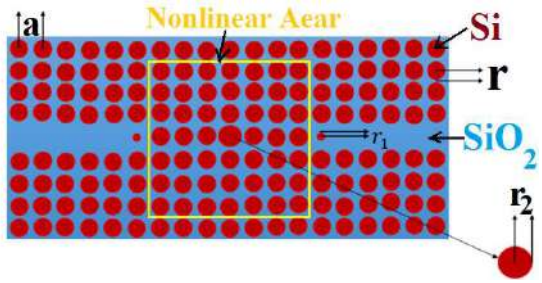
مقدمه

بلورهای فوتونی ساختاری هستند که به صورت تناوبی طراحی می‌شوند [۱] و این تناوب باعث ایجاد شکاف‌های باند فوتونی می‌شوند که محدوده‌ای از طول موج هستند که مانع انتشار نور می‌شوند. با دستکاری این شکاف‌های نواری در بلورهای فوتونی می‌توان نور را به روش‌های بسیار دقیق کنترل و کاربردهای نوری متنوعی را ایجاد کرد [۲]. دو پایداری نوری یکی از پدیده‌های غیر خطی در بلورهای فوتونی است که به توانایی عملکرد سیستم در دو حالت پایدار و متمایز تحت شرایط خارجی یکسان اشاره دارد [۳]. در زمینه بلورهای فوتونی، دوپایداری به صورت دو حالت انتقال مختلف بالا و پایین برای شدت نور ورودی یکسان ظاهر می‌شود [۴]. هدف اساسی برای دوپایداری در بلورهای فوتونی اغلب به اثرات نوری غیرخطی مرتبط است. براساس اثر غیرخطی کِر زمانی که شدت نور تابشی به اندازه کافی بزرگ باشد، باعث ایجاد تغییر در ضریب شکست غیرخطی و شدت نور شده که در نهایت منجر به تغییر ضریب شکست کلی ماده می‌شود [۵] بطوریکه منجر به پاسخ سیستم بصورت رفتار پسماندی شده و سیستم در یکی از دو حالت پایدار تثبیت می‌شود [۶]. امروزه با استفاده از پدیده غیر خطی کر، بلورهای فوتونی کاربردهای متنوعی در زمینه هایی همچون کلید زنی نوری [۷] ، حافظه های نوری [۸] و درگاههای منطقی [۹] یافته‌اند.

درسال۲۰۱۳، آقای لی جان یان(Lijun Yuan) و همکاران، دوپایداری نوری را در ساختار دوبعدی بلورهای فوتونی با شبکه مربعی از میله‌های دی الکتریک با ضریب شکست ۳.۵ درون ماده‌ی دی‌الکتریک با ضریب شکست ۱.۵ بررسی قراردادند. ابعاد ساختار پیشنهادی آن‌ها میکرومتر و طول موج نور ورودی به ساختار ۳.۵۳۵μm بوده‌است [۱۰]. در پژوهشی‌دیگر، دوپایداری نوری حفره و موجبر جفت شده مستقیم در داخل شبکه مربعی دوبعدی ساختار بلورهای فوتونی که میله‌های دی‌الکتریک از جنس آلومنیوم گالیم آرسناید(AlGaAs) را دورن هوا قراردادند. در طول موج نور ورودی ۱.۴۳۹۸ μmبه دوپایداری نوری در توان‌هایی پایین در حد mW/μm رسیدند [۱۱]. درپژوهشی دیگر دوپایداری نوری و وابستگی دمایی آن را در یک سیستم یک بعدی کامپوزیت ساخته شده از بلورفوتونی و گرافن تماما ابررسانا(all-superconducting) مورد بررسی قرارداده شد و آستانه دوپایداری نوری و فاصله بین آستانه بالا و پایین با افزایش دمای محیط کاهش یافت درحالی که آستانه دوپایداری نوری با افزایش طول موج نوری افزایش پیدا کرد [۱۲]. در این پژوهش از یک ساختار بلور فوتونی دو بعدی با میله هایی از جنس سیلیکون در بستری از سیلیکا استفاده شد که با ایجاد چند میله نقص، پیکربندی گرد زنشگر نوری ایجاد شد که توانایی تولید دوپایداری نوری را دارد.

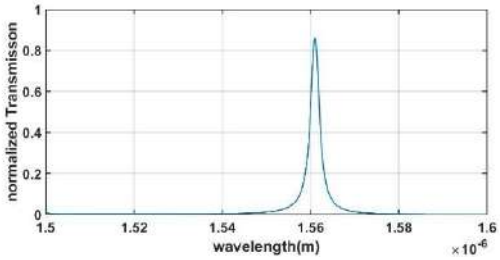
مدل شبیه سازی

در شبیه سازی سیستم شامل میله‌های دی‌الکتریک از جنس سیلیکون(Si) در بستر دی‌الکتریک از جنس سلیکا(SiO_2) قرار داده شد. ساختار شبیه سازی دوبعدی گرد زنشگر درون بلورهای فوتونی شبکه مربعی با استفاده از نرم‌افزار لومریکال ماژول FDTD و شرایط مرزی(PML) طراحی شده‌است [۱۲]. با ایجاد نقص در ساختار بلور فوتونی، یک فیلتر برپایه مشدد بلور فوتونی طراحی‌شد. سپس با ایجاد اثر غیرخطی کِر ناحیه‌ی مربعی که در شکل۱ مشخص شده را اعمال کرده‌ایم. طول موج نور ورودی به سیستم را ۱.۵۵μm در نظر گرفته‌ایم.



شکل ۱: طرح کلی از یک سیستم بلور فوتونی دارای نقص خطی که در آن a= ۴۵۵ nm ثابت شبکه و r=۰.۲۵a شعاع میله های دی الکتریک ثابت، $r_1 = ۰.1a$ شعاع میله‌های کوچک، $r_2 =$ ۱۵۴.۷nm شعاع حفره است [۱۱].

شکل ۲ نمودار انتقال خطی ساختار بلورهای فوتونی دارای ضریب شکست خطی است. در اینجا طول موج تشدید ساختار ۱.۵۶μm با رابطه $\omega_{res} = 0.2916(\frac{2\pi c}{\lambda})$ توافق دارد.



شکل ۲: نمودار انتقال خطی ساختار بر حسب طول موج نور عبوری

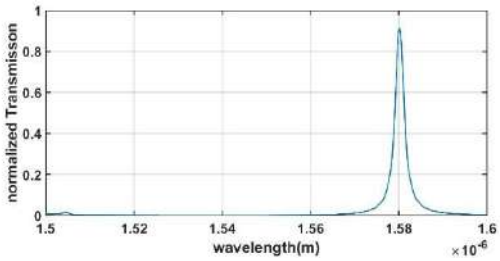
ضریب شکست غیرخطی سیلیکون در طول موج ۱.۵۵μm برابر با $n_2 = 4.84 \times 10^{-18}(\frac{m^2}{w})$ در نظر گرفتیم [۱۳]. پذیرفتاری مرتبه سوم و ضریب غیرخطی کر از رابطه زیر بدست آمد

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2 c\varepsilon_0}\chi^{(3)} \qquad (۱)$$

که n_2 ضریب شکست غیرخطی ماده، n_0 ضریب شکست خطی ماده، c سرعت نور و ε_0 ثابت گذردهی درخلأ است. میزان عبور نور از نسبت توان خروجیP_{out}، به توان ورودیP_{in} بدست آمد.

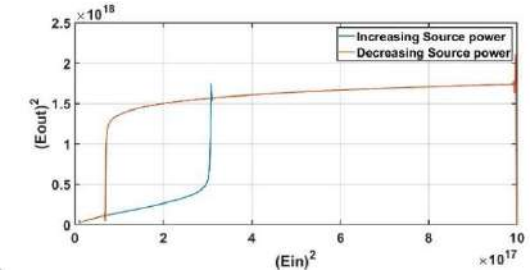
$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{|E_{out}^2|}{|E_{in}^2|} \qquad (۲)$$

شکل ۳، نمودار انتقال غیرخطی مربوط به حالتی است که ضریب کِر به سیستم اضافه شده و باعث تغییر در مکان طیفی قله تشدید همچنین تغییر در دامنه و عمق مدلاسیون سیستم شد که این نشان دهنده بروز پدیده غیرخطی در سیستم است. در شکل ۳،نمودار مربوط به انتقال غیرخطی مربوط به زمانی است که ضریب کِر را به سیستم اضافه کرده‌ایم و باعث تغییر در طول موج تشدید و تغییر عمق مدلاسیون سیستم شد، این نشان دهنده این است که غیرخطی ما به سیستم اعمال شده‌است.



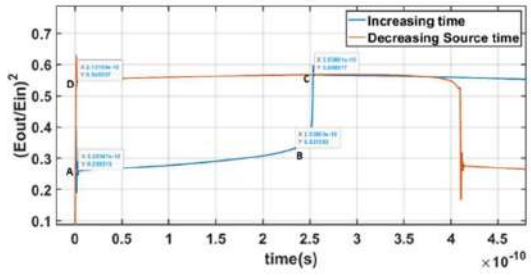
شکل ۳: انتقال غیرخطی ساختار برحسب طول موج نور ورودی

مطابق شکل ۳، دو قله غیر خطی در ۱۵۸۰ nm و۱۵۰۵nm بدست آمد. طول موج پمپ ورودی در طول موجی بین این دو قله در طول موج ۱۵۳۹ nm قرار داده شد و مطابق شکل۴ ناحیه دوپایداری نوری در توان ورودی ۶.۶۹$\frac{Tw}{\mu m}$ بدست آمد.



شکل ۴: نمودار دوپایداری نوری برحسب توان.

در نمودار شکل۵ دوپایداری نوری را برحسب زمان شبیه سازی شد و حداقل زمان کلیدزنی نوری بدست آمد.



شکل ۵: نمودار دوپایداری برحسب زمان رسم شده‌است. زمان کلیدزنی باز و بسته سیستم برابر با۱۹.۸ پیکوثانیه و زمان دوپایداری برابر با ۲۵۱.۵۴ پیکو ثانیه به دست آمد.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق، دوپایداری نوری در سیستمی از بلورهای فوتونی دوبعدی با شبکه مربعی از میله‌های دی‌الکتریک سیلیکون در بستری از سیلیکا بررسی شد. با انتخاب ثابت شبکه بلورهای فوتونی برابر با ۴۵۵ نانومتر برای طول موج نوری ورودی در ناحیه مخابراتی حداقل زمان کلیدزنی سیستم ۱۹.۸ پیکو ثانیه بدست آمد. نتایج این تحقیق نشان‌دهنده پتانسیل بلور فوتونی دوبعدی ارایه شده در ایجاد و کنترل دوپایداری نوری در کاربرد کلیدزنی نوری است.

مرجع‌ها

[1] Quimby R .S., "Photonics and lasers: an introduction' 'New Jersey: John Wiley & Sons, (2006)

[2] Stomeo T., Todaro M. T., Visimberga G., Vitale V., Passaseo A., Cingolani R., ... and Di Fabrizio E., "Design of two-dimensional photonic-crystal mirrors for InGaAs QW laser applications", Microelectronic Eng,73-74, 377-382. (2004).

[3] Morris C.G., "Academic press dictionary of science and technology", GPP, 10, (1992).

[4] Sukhoivanov I. A., and Guryev I. V., "Photonic crystals: physics and practical modeling", Springer,152. 2009.

[5] Boyd R. W., Gaeta A. L., and Giese E., "Nonlinear optics", In Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics, Springer International Publishing,1097-1110., 2008.

[6] Lan S., Nishikawa S., and Wada O., "Leveraging deep photonic band gaps in photonic crystal impurity bands", Appl. Phys. Lett, 78(15), 2101-2103, (2001).

[7] Mattiucci N., Bloemer M. J., and D'Aguanno G., "All-optical bistability and switching near the Dirac point of a 2-D photonic crystal", Opt. Express, 21(10), 11862-11868. (2013).

[8] Chen C. H., Matsuo S., Nozaki K., Shinya A., Sato T., Kawaguchi Y., ... and Notomi M., "All-optical memory based on injection-locking bistability in photonic crystal lasers", Opt. Express, 19-4, 3387-3395. (2011).

[9] Andalib P., & Granpayeh N., "All-optical ultracompact photonic crystal AND gate based on nonlinear ring resonators", J. Opt. Soc. Am B, 10-16. (2009).

[10] Yuan, L., & Lu, Y. Y., "Efficient numerical method for analyzing optical bistability in photonic crystal microcavities''. Optics Express, 21(10), 11952-11964. (2013).

[11] Rezaei, B., Fathollahi Khalkhali, T., Soltani Vala, A., & Kalafi, M. "Low-power optical switching with Kerr nonlinear material in two-dimensional photonic crystal nanocavity''. Journal of Modern Optics, 61(11), 904-909. (2014).

[12] Xiao, Q., Liu, J., Zhao, D., Zhao, M., & Hu, H., "Optical Bistability of Graphene Incorporated into All-Superconducting Photonic Crystals''. Symmetry, 16(7), 803. (2024).

[13] Bristow, A. D., Rotenberg, N., & Van Driel, H. M. Two-photon absorption and Kerr coefficients of silicon for 850–2200nm. Applied physics letters, 90(19). (2007).

خاصیت اپتیکی غیر خطی و پلاسمونیک نانو ذره طلای کلوئیدی: تاثیر اسید آمینه فنیل آلانین و ستیل تری متیل آمونیوم بروماید

سعید میرزازاده، تینا محرر احمدی،سهیل شریفی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد، ایران

چکیده: در این مطالعه تاثیر غلظت اسیدآمینه فنیل آلانین و سورفاکتانت ستیل تری متیل آمونیوم بروماید (CTAB) برروی خاصیت اپتیکی غیرخطی و پلاسمونیک نانوذرات کلیدی طلا محلول درآب مورد مطالعه قرار گرفته شده است. برای مطالعه از روبشگر زد با طول موج ۵۳۲ نانومتر و توان ۸۰ میلی وات و همچنین طیف سنج نوری استفاده شده است. با افزایش غلظت CTAB ضریب جذب غیرخطی افزایش می یابد و یک جابجایی قرمز در طیف جذب نانوکلوئید طلا مشاهده شده است. اما تغییری در خاصیت غیرخطی نانوذره طلا بر اثر افزایش غلظت فنیل آلانین مشاهده نشده است.

کلیدواژه - اپتیک غیر خطی-پلاسمونیک-نانو ذرات طلا- روبشگر زد – سورفاکتانت- - آمینو اسید

Nonlinear optical and plasmonic properties of colloidal gold nanoparticles: the effect of amino acid phenylalanine and cetyltrimethylammonium bromide

Saeed Mirzazadeh and Soheil Sharifi

Department of Physics, Faculty of Science, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran

saeedand1374@gmail.com, tina.moharr4679@gmail.com, ssharifi@ferdowsi.um.ac.ir

Abstract: In this study, the effect of amino acid amino phenylalanine concentration and cetyltrimethylammonium bromide (CTAB) surfactant on nonlinear optical and plasmonic properties of water-soluble gold nanoparticles has been studied. For the study, a Z-scanner with a wavelength of 532 nm and a power of 80 mW, as well as an optical spectrometer, were used. With increasing CTAB concentration, the nonlinear absorption coefficient increases and a red shift has been observed in the absorption spectrum of gold nanocolloid. However, no change in the nonlinear properties of gold nanoparticles has been observed due to the increase in the concentration of phenylalanine.

Keywords - non-linear optics - plasmonic - gold nanoparticles - z probe - surfactant - amino acid

مقدمه

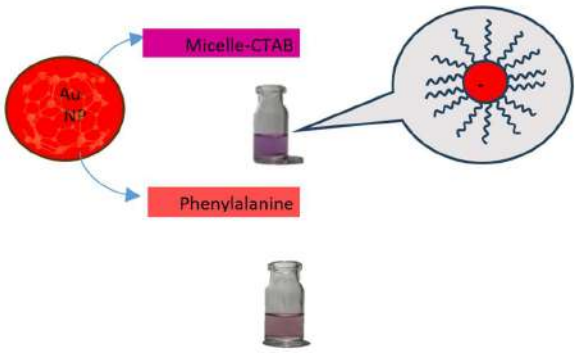
نانوذرات طلای کلوئیدی (AuNPs) خواص متفاوتی نسبت به طلای حجیم دارند و همین امر باعث شده است که این ترکیبات در حوزه‌های نانوتکنولوژی و فناوری مواد مورد توجه قرار گیرند. یکی از جذاب‌ترین جنبه‌های AuNPها، خاصیت پلاسمونیک، و رفتار نوری غیرخطی (NLO) است که به وابسته به اندازه ذرات، تشدید پلاسمون سطحی (SPR)، و شرایط محیطی تغییر مینمایند. اثر پلاسمونیک زمانی اتفاق می‌افتد که الکترون‌های روی سطح فلزطلا در پاسخ به نور تابشی نوسان می‌کنند، که منجر به جذب تشدید و پراکندگی تابش الکترومغناطیسی می‌شود. عوامل محیطی مختلف، مانند خواص هندسی نانوذرات، بر ویژگی پلاسمونی تأثیر دارند. نانوذرات کوچکتر یک جابجایی آبی دارند و ذرات بزرگتر یک جابجایی قرمز را در طیف جذب نشان می دهند[۱]. به طور قابل توجهی،خواص پلاسمونیک نانوذرات طلای کلوئیدی تحت تأثیر اثرات محیطی مانند pH، قدرت یونی، قطبیت حلال و دما قرار دارد.

نانومواد فلزی زیادی مانند نقره، آهن و طلا وجود دارند که خواص نوری غیرخطی در آنها گزارش شده است. قرار دادن AuNP ها در معرض میدان های الکترومغناطیسی قوی می تواند باعث ایجاد پدیده هایی مانند تولید قطبش مرتبه سوم، جذب دو فوتون و اثرات گرما-نوری شود که برای کاربردهایی در این زمینه مانند تصویربرداری و فتودینامیک تراپی پویا استفاده می شود. بنابراین در این تحقیق علاوه بر بررسی اثر اسید آمینه فنیل الانین بر خواص غیر خطی طلا اثر اندرکنش سورفکتانتCTABبر خواص نوری غیرخطی نانوذرات طلا بررسی شده است.

۲-آزمایش:

۱-۲مواد و آماده سازی:

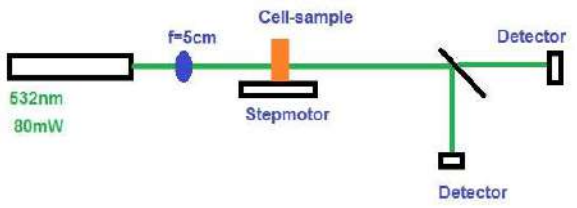
در این کار تجربی از نانو ذره طلا استفاده شد . مقدار وزنی مناسب CTAB و آمینو اسیدفنیل الانین توسط ترازواندازه گیری کرده و در حجم مناسبی از آب دیونیزه حل گردید تا محلول آبی ۰.۰۵ و۰.۱ میلی مولار CTAB و ۰.۰۱ و ۰.۵ و ۱۰ میلی مولار آمینو اسیدفنیل الانین تهیه شد. همچنین نانو ذرات کلوئیدی طلا با غلظت برحسب ppm و با اندازه های ۱۸ نانو متر سنتز گردید. سپس با استفاده از این نانو ذرات و با رقیق کردن محلول، CTABو اسید آمینه حاوی دو نمونه با غلظت ۳۵ ppm نانو ذره طلا با مقادیر ۰.۰۵ و ۰.۱ میلی مولار CTAB و سه نمونه با غلظت 1و ۰.۱ و ۰.۰۵ میلی مولار آمینو اسید تهیه شده است. (طرحواره۱)



طرحواره ۱- تهیه نمونه محلول نانوذره طلا با اسید آمینه و سورفاکتانت

۳- روش ها و ابزار:

برای بررسی جذب از طیف سنج UV-1650 PC (Labomed) و برای بررسی خواص نوری غیرخطی نمونه ها از ابزارروبشگر-زد(طرحواره ۲)استفاده شد[۲].

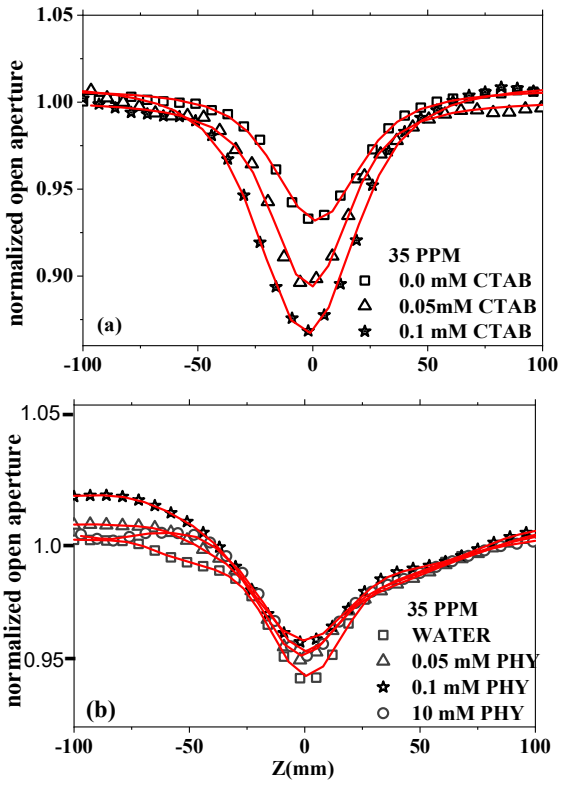


طرحواره ۲- چیدمان روبشگر-زد

یک پرتو گاوسی با لیزر دیود CW (λ = 532 نانومتر، با ۸۰ میلی‌وات) در ابزار روبشگر-زد استفاده شده است. پرتو لیزر توسط یک لنز ۵.۰ سانتی متری متمرکز شد. شعاع پرتو (ω0) و طول ریلی (z0) به ترتیب μm۱.۴ و mm۱.۱ بود. سلول نمونه به ضخامت ۲ میلی متر بود که با یک موتور پله ای در جهت پرتو لیزر حرکت داده شد. شدت انتقال پرتو نمونه‌ها از سلول با دیافراگم به عنوان تابعی از موقعیت سلول اندازه‌گیری شد.

۴-نتایج و بحث

منحنی‌های دریچه باز روبشگر-زد، برای محلولهای حاوی نانو ذرات طلا با غلظت های متفاوت CTAB و اسید آمینه فنیل الانین در شکل ۱نشان داده شده است.



شکل ۱-منحنیهای روبش z برای نمونه های a-محلول طلا و CTAB b-محلول طلا و آمینو اسید فنیل الانین

با افزایشCTAB عمق نمودار افزایش داشته شکل۱(a) در صورتی که تغییر چندانی با افزایش اسیدآمینه مشاهده نشده است.شکل۱(b). درشکل نقاط مربوط به نتایج آزمایشگاهی وخط برازش برای تعیین عمق دره می‌باشد. نمودارعبوری دریچه بازبر حسب روابط زیر توصیف می‌گردد. .[۳]

$$T_{OA} = \sum_{n=0} (-q_0)^n (n+1)^{-1.5} \qquad (1)$$

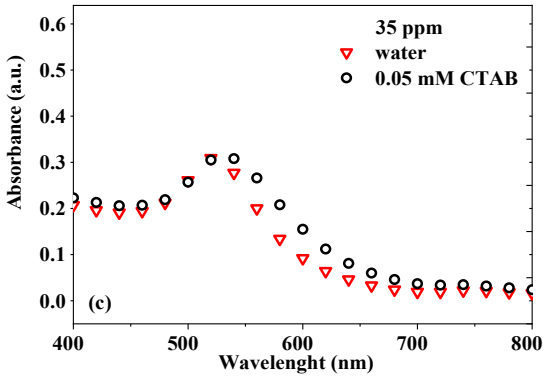
$$q_0 = \beta I_0 L_{eff} (1+(\frac{z}{z_0})^2)^{-1} \qquad (2)$$

که در آنβ ضریب جذب غیر خطیI شدت نور لیزر L_{eff}طول موثر نمونه است. با استفاده از این روابط و برازش دیتا مقدارمحاسبه شده و نتایج در جدول۱ گزارش شده است. با توجه به نتایج جدول با افزایش غلظت CTAB به اندازه ۰.۱ میلی مولار مقدار ضریب شکست حدود ۸۸ درصد افزایش یافته در صورتی که تغییر چندانی بر اثر افزایش غلظت اسیدآمینه فنیل الانین مشاهده نشده است .

جدول ۱- نتایج بدست آمده برای ضرایب جذب غیرخطی

ضریب جذب $\beta \times 10^{-5}$ (cmW^{-1})	محلول	غلظت نانو ذره طلا ppm
6.7	نمونه خالص	35
۶.۶۴	نمونه حاوی ۰.۰۵ میلی مولار آمینو اسید	۳۵
۶.۶۲۳	نمونه حاوی ۰.۱ میلی مولار آمینو اسید	۳۵
۶.۶۳	نمونه حاوی ۱۰ میلی مولار آمینو اسید	۳۵
9.1	نمونه حاوی ۰.۰۵ میلی مولار CTAB	۳۵
11.8	نمونه حاوی ۰.۱ میلی مولار CTAB	35

نتایج جذب شکل۲ نشان دهنده آن است که با افزایش CTAB باعث جابجایی پیک قرمز بیشینه پلاسمونیک نانو ذره طلا می‌گردد که نشان دهنده تغییر ضریب شکست سطح نانو ذره طلا می‌باشد .این امر بر اثر اندرکنش بین CTAB و سطح نانو ذره حاصل گردید.



شکل ۲-منحنی طیف جذب برای نمونه های : محلول طلا رقیق شده و طلا همراه با CTAB

نتیجه گیری:

یافته‌هانشان می‌دهد ترکیب نانو ذره طلا با CTAB باعث افزایش اثرات غیر خطی می‌شود که به دلیل جابجایی قرمز پیک پلاسمونیک نانو ذره طلا است در حالی که افزایش آمینو اسید فنیل الانین تاثیر خاصی بر روی خاصیت غیر خطی نانو ذره طلاایجاد نمی‌کند.

سپاسگزاری

با تشکر از دانشگاه فردوسی برای پروژه ۶۲۶۷۶

مرجع‌ها

[1] Jitendra Rajput, Ameeta Ravi Kumar, Smita Zinjarde, A simple microemulsion based method for the synthesis of gold nanoparticles, Materials Letters Volume 63, Issue 30, 31 December 2009, Pages 2672-2675.

[2] A. Ghanadzadeh, , H Tajalli, P. Zirack, and J. Shirdel,."On the photo -physical behavior and electro optical effect of oxazine dyes in anisotropic host ". Spectrochemi Acta A. 60:(2004) 2925 -2932.

[3] M. Sheik -Bahae, A. A. Said, T.H. Wei, D.J. Hagan, and E.W. Van Stryland, " Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam". IEEE J.Quant.Electron. 26: (1990)760 – 769.

طراحی تشدیدگر S شکل در حسگر کریستال فوتونی ضریب شکست و بررسی عملکرد آن به عنوان حسگر گاز

زهیرکردرستمی*، حسن حیدری

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی شیراز

چکیده –در این مقاله با استفاده از ساختارهای دوبُعدی بلورهای فوتونی، به طراحی و شبیه‌سازی یک حسگر گاز جدید در راستای ایجاد ساختاری با حسّاسیّت بالا پرداخته می‌شود. به منظور ایجاد ساختار از یک موجبر اصلی برای انتقال نور از ورودی در ترکیب با یک تشدیگر S شکل و همچنین موجبر خروجی بهره برده شده است. اهمیّت تشدیدگرها در ادوات نوری به دلیل کوچک بودن و انعطاف‌پذیری بالا و حبس نور قوی و پارامترهای ساختاری متنوّع، می‌باشد. تشدیدگر S شکل با حذف تعدادی از میله‌ها و افزودن نانوذرّهٔ مرکزی و قراردادن چهار نانوذرّه در اطراف آن ایجاد شده است. حسّاسیّت برای گاز متان برابر با ۶۹۷/۶۷ nm/RIU، ضریب کیفیت ۱۲۳۶۸، ضریب شایستگی ۶۹۷۶، محدودهٔ تشخیص $۱/۴ \times ۱۰^{-۴}$ و اندازهٔ ساختار ۲۰۷ میکرومتر مربّع بدست آمده است. برای استخراج شکاف باند فوتونی از روش PWE و همچنین به منظور استخراج نتایج طیف خروجی ساختارهای طراحی شده، از روش FDTD بهره برده شده است.

کلیدواژه - بلورفوتونی، تشدیدگر، حسگر گاز، شکاف باند فوتونی، موجبر

Design of S Shape Resonator in Photonic Crystal Refractive Index Sensor and Evaluation of Its Performance as Gas Sensor

Zohir Kordrostami*, Hassan Heydari

Department of Electrical Engineering, Shiraz University of Technology

* kordrostami@sutech.ac.ir

Abstract – In this paper, a new gas sensor is designed and simulated using two-dimensional photonic crystal structures to create a structure with high sensitivity. To create the structure, a main waveguide for light transmission from the input, in combination with an S-shaped resonator and an output waveguide, has been utilized. The importance of resonators in optical devices is due to their small size, high flexibility, strong light confinement, and diverse structural parameters. The s-shaped resonator is created by removing a number of rods and adding a central nanoparticle and placing four nanoparticles around. The sensitivity for methane gas is 697/67, the quality factor is 12368, the figure of merit is 6976, the detection range is $1/4 \times 10^{-4}$, and the structure size is 207 square micrometers. The photonic bandgap was extracted using the PWE method, and the output spectrum of the designed structures was obtained using the FDTD method.

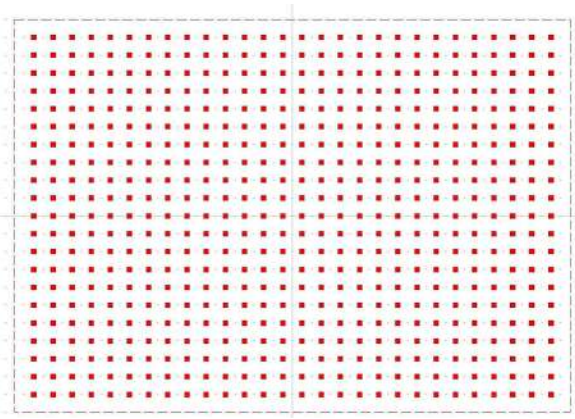
Keywords - Gas sensor, Photonic crystal, Resonator, Photonic bandgap, Waveguide

مقدمه

تشخیص و آشکارسازی گاز، امری ضروریست و با استفاده از سیستم نظارت بر گاز و شناسایی سطوح خطرناک گازها، می‌توان به جلوگیری از انفجار یا آسیب رسیدن به کارگران و همچنین قرار گرفتن در معرض گازهای سمّی کمک کرد. روش‌های تشخیص نشت گاز پس از کشف اثرات گازهای مضر بر سلامت انسان به یک نگرانی بزرگی تبدیل شده است. قبل از حسگرهای الکترونیکی مدرن، روش‌های تشخیص گاز با دقت کمتری به کار گرفته می‌شدند. تشخیص گونه‌های گازی و اندازه‌گیری غلظت آن‌ها در کنترل فرآیند و نظارت بر محیط زیست، امر بسیار مهمّی است [۱] که از جملهٔ آن‌ها می‌توان به متان (CH_4) اشاره نمود که یک گاز التهابی با حد انفجاری بسیار کم و برابر با ٪۵ در هوا است و از طرفی دارای خطر انفجار قابل توجهی بوده و با توجه به ایجاد اثر گلخانه‌ای شدید، به گرم شدن کرهٔ زمین منجر می‌شود. بنابراین برای اندازه‌گیری دقیق غلظت متان و اطمینان از غلظت زیر ناحیه ایمن، توسعهٔ حسگر متان با حسّاسیّت بالا، امری بسیار ضروری است [۲] تاکنون حسگرهای مختلفی در راستای تشخیص انواع گازهای پُرکاربرد در صنایع، طراحی، ساخته و مورد استفاده قرار گرفته‌اند اما در این بین، حسگرهای نوری به علت مزایای خاصی که دارند، توجه بسیاری را به خود معطوف نموده‌اند که از جمله آن‌ها می‌توان به نسبت سیگنال به نویز بالا، اندازهٔ کوچک، وزن کم و عدم تداخل الکترومغناطیسی اشاره نمود [۳]. در بین تمامی حسگرهای نوری، می‌توان گفت که حسگرهای نوری مبتنی بر کریستال‌های فوتونی افزایش چشمگیری داشته‌اند [۴]. در این مقاله، هدف طراحی یک حسگر ضریب شکست مبتنی بر کریستال فوتونی بر مبنای طراحی‌های جدید از تشدیدگرها می‌باشد.

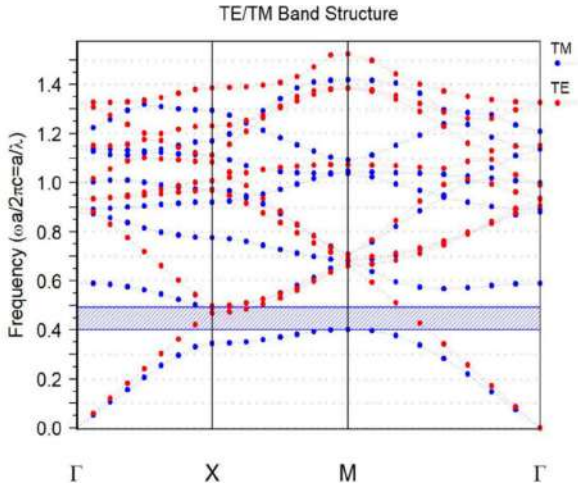
ساختار طراحی شده مربعی میله‌ها در بستر هوا

در این مقاله از ساختار مربعی بلور فوتونی متشکل از میله‌های دی‌الکتریک سیلیسیوم با ضریب شکست ۳/۴۵ در بستر هوا استفاده شده است. ثابت شبکه برابر با ۵۶۰ نانومتر اندازهٔ هر یک از میله‌ها برابر با ۱۰۷ نانومتر و اندازهٔ ساختار نیز برابر با ۲۰۷ میکرومتر مربع بوده که این مقادیر برای ساختارهای فوتونیک کریستال مناسب است. شکل (۱) نمای این ساختار را نشان می‌دهد.



شکل ۱: ساختار اولیه بلور فوتونی بدون اعمال نقص در ساختار

در شکل (۲) نمودار شکاف باند فوتونی نشان داده شده است. مطابق نمودار بدست آمده، ساختار دارای یک نوار باند در محدودهٔ $0/4 <a/\lambda< 0/493$ در مود TM است.

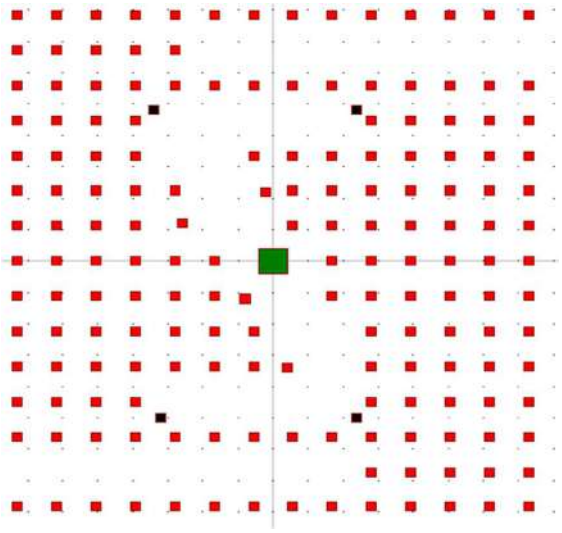


شکل ۲: نمودار شکاف باند فوتونی ساختار حسگر گازی پیشنهادی

ایجاد نقص و طراحی ساختار حسگر گازی

ساختار نهایی در شکل (۳) نشان داده شده است. تشدیگر جدید به صورت S شکل با برداشتن تعدادی از میله‌ها و افزودن نانوذرهٔ مرکزی که مسئول انتخاب طول موج رزونانس است، ایجاد شده و چهار نانوذرهٔ مشکی‌رنگ که اطراف تشدیدگر قرار داده شده، پارامتر FWHM را بهبود می‌بخشد و باعث افزایش ضریب کیفیّت ساختار می‌شود. ابعاد نانوذرهٔ مرکزی و میله‌های Scattering به ترتیب برابر با ۵۵۰ نانومتر و ۱۳۷ نانومتر از جنس سیلیکون در نظر گرفته شده است. جهت ایجاد ساختار، از یک موجبر اصلی برای انتقال نور از ورودی در ترکیب با یک تشدیدگر و همچنین

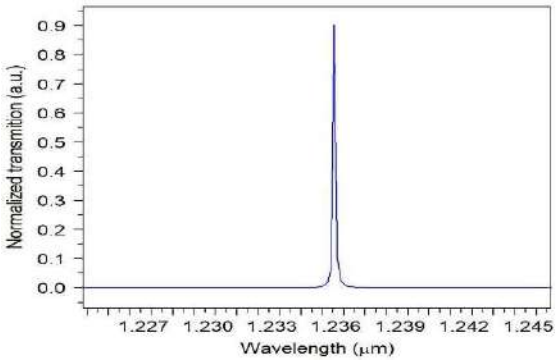
موجبر خروجی بهره برده شده است. اساس کار این ساختار بر مبنای عملکرد تشدید نور است. با استفاده از این تشدیگر، نتایج خوبی برای حسّاسیّت و ضریب کیفیت بدست آمده است و علاوه بر آن، ساختاری با انعطاف‌پذیری بالا و پُرکاربرد و کوچک را محقّق ساخته است.



شکل ۳: ساختار حسگر گاز پیشنهادی مبتنی بر بلور فوتونی دوبُعدی

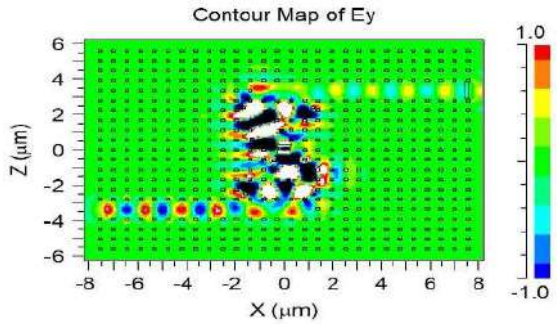
نتایج شبیه‌سازی

ساختارهای فوتونیک کریستالی به نحوی طراحی شده‌اند که تغییرات در ضریب شکست محیط اطراف بر رفتار نوری تأثیر بگذارد. زمانی که گاز هدف وارد محیط حسگر شود، مولکول‌های گاز با مادهٔ حسگر بر روی فوتونیک کریستال واکنش نشان می‌دهند. تغییر در غلظت گازها یا حضور گاز جدید در اطراف کریستال فوتونیک، ضریب شکست لایهٔ حسگر را تغییر می‌دهد. تغییر در ضریب شکست باعث جابجایی باند گپ فوتونی می‌شود. به عبارت دیگر، محدودهٔ طول موج‌های نوری که مسدود می‌شوند یا از کریستال عبور می‌کنند، جابجا می‌شوند. این تغییرات در طول موج نور عبوری یا بازتاب شده از حسگر، با روش‌های نوری مانند طیف‌سنجی اندازه‌گیری می‌شود. برای محاسبهٔ طیف انتقالی خروجی، حسگر با یک موج پالسی گاوسی در ورودی موجبر تحریک شده است. شکل (۴) طیف انتقالی خروجی را نشان می‌دهد. در این حالت طول موج تشدید برای کاواک برابر ۱۲۳۶ نانومتر بدست آمده است. با مشخص شدن طول موج تشدید کاواک، در ادامه موجی با طول موج برابر با طول موج تشدید کاواک به ورودی اعمال می‌شود.



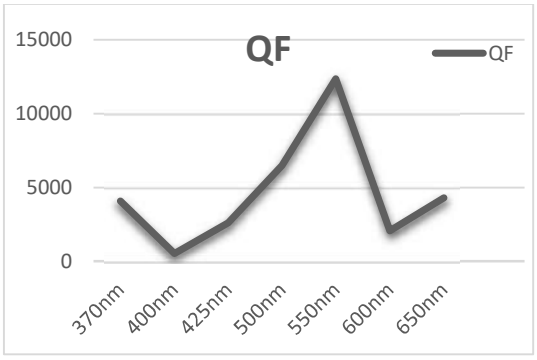
شکل ۴: نمودار طیف انتقال نرمال حسگر پیشنهادی

شکل (۵) شبیه‌سازی انتقال نور در موجبر را نشان می‌دهد. همانطور که از شکل مشخص می‌شود به علت آنکه نور عبوری در محدوده شکاف باند فوتونی قرار دارد، هیچ‌گونه نشتی به داخل بلور نداشته و بدون تلفات از موجبر عبور خواهد کرد.



شکل ۵: توزیع میدان نوری در ساختار حسگر پیشنهادی

در شکل (۶) با تغییر اندازهٔ نانوذرهٔ وسط، مقادیر ضریب کیفیت بدست آمده است که با توجه به آن، مقدار بهینه ساختار مشخص شده است.



شکل ۶: محاسبهٔ ضریب کیفیت با تغییر اندازهٔ نانوذرهٔ مرکزی

در جدول ۱، مقادیر حسّاسیّت و ضریب کیفیت به همراه ضریب شایستگی به ازای گازهای مختلف با ضریب شکست متفاوت بدست آمده است که در این مقاله به گاز متان و اتیلن توجه بیشتری شده است. در جدول ۲، مقایسهٔ این گازها با بقیهٔ کارها آورده شده است.

جدول ۱: مشخصه گازهای مختلف

Gases	IR	Sensivity	Q	FOM
CO	۱/۰۰۰۳۶	۸۳۳/۳	۱۲۳۶۸	۸۳۳۳
CH4	۱/۰۰۰۴۳	۶۹۷/۶۷	۱۲۳۶۸	۶۹۷۶
NO2	۱/۰۰۰۵	۱۰۰۰	۴۱۲۳	۳۳۳۳/۳
C2H4	۱/۰۰۰۶	۷۶۷/۸	۱۲۳۷۰	۷۶۷۸
TEF6	۱/۰۰۰۹	۶۶۶/۶	۴۱۲۳۶/۶	۲۲۲۲
BCL3	۱/۰۰۱۳	۷۹۱/۳	۶۱۸۸	۳۹۵۶/۸
CO2	۱/۰۰۰۴	۷۵۰	۸۸۰۰	۵۲۹

جدول ۲: مقایسه با بقیه کارها

مرجع	حساسیت	ضریب کیفیت	حدتشخیص
[۵]	۸۶۵/۲	۷۴۷/۳	$۱/۲\times۱۰^{-۵}$
[۶]	۴۰۰	۸۶۴/۴۸	۳×۱۰^{-۴}
[۷]	۴۳۳	۳۰۰۰	$۱/۱\times۱۰^{-۴}$
[۸]	۳۶۸/۳	$۱/۲\times۱۰^{۴}$	$۳/۲\times۱۰^{-۴}$
این تحقیق	۶۹۷	۱۲۳۶۵	$۱/۴\times۱۰^{-۴}$

نتیجه‌گیری

در این مقاله، طراحی و شبیه‌سازی نوع جدیدی از حسگر گاز بلور فوتونی مورد بررسی قرار گرفت. با نشت گاز در ساختار، ضریب شکست لایهٔ حسگر تغییر کرده و باعث تغییر در باند گپ فوتونی می‌شود. مقادیر حسّاسیّت و ضریب کیفیت و حد تشخیص برای گاز متان به ترتیب برابر با ۶۹۷nm/RIU، ۱۲۳۶۵ و $۱/۴\times۱۰^{-۴}$ و برای گاز اتیلن نیز به ترتیب برابر با ۷۶۸/۸nm/RIU، ۱۲۳۷۰ و $۱/۳\times۱۰^{-۴}$ بدست آمده است. عملکرد طرح پیشنهادی برای اندازه‌گیری گاز مناسب بوده و حساسیت و ضریب کیفیت بالایی بدست آمده است. همچنین میزان اندازهٔ ساختار در حدود ۲۰۷ میکرومتر مربع بدست آمده که نسبت به ساختارهای در این حیطه، بسیار کوچک و دارای سادگی و انعطاف‌پذیری بالا است.

مرجع‌ها

[1] J. Chou, Hazardous Gas Monitors: A Practical Guide to Selection, Peration and Applications, Heidelberg, Germany, Springer-Verlag, 2004.

[2] J. Shemshad, S.W. Aminossadati, M.S. Kizil, A review of developments in near: infrared methane detection based on tunable diode laser, Sensors Actuators B Chem. 171, 2012.

[3] J. Hodgkinson, R.P. Tatam, Optical gas sensing: a review, Measur. Sci. Technol. 24 (1), 2013.

[4] Y. Zhao, Y.N. Zhang, Q. Wang, Research advances of photonic crystal gas and liquid sensors, Sensors Actuators B 160, 2011.

[5] Sathish Kumar Danasegaran a, Elizabeth Caroline Brittoa, and Poonguzhali Sb Smart gas sensor based on photonic crystal for sensing perilous gases: industrial and mining applications 15 August, 2022.

[6] Xia Qing a, Mojtaba Hosseinzadeh Sani b,∗ Optical refractive index sensor for detection of N2, He and CO2 gases based on square resonance nanocavity in 2D photonic crystal Optics Communications 490, 2021.

[7] Xiaoling Wang*a b, Naiguang Lub, Jun Zhu c, and Guofan Jin An ultracompact refractive index gas-sensor based on photonic crystal Microcavity Beijing, China, 2007.

[8] Ya-nan Zhang a, Yong Zhao a,b,∗, Qi Wang Measurement of methane concentration with cryptophane E infiltrated photonic crystal microcavity Sensors and Actuators B 209, 431–437, 2015.

آشکارسازهای نوری مبتنی بر نقاط کوانتومی ZnSe: بهبود چشمگیر پایداری و حساسیت توسط رشد بلورک‌ها به همراه ایجاد پوسته ZnS روی آن‌ها

سعید ابراهیمی[۱،*]، داریوش سوری[۱]، یاسر عبدی[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ملایر، ملایر

[۲] گروه فیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، تهران

چکیده -در این پژوهش، آشکارسازهای نوری مبتنی بر نقاط کوانتومی ZnSe و ZnSe رشد یافته با تابش مایکروویو (ZnSe-MW) ساخته شدند؛ با کاهش نرخ بازترکیب الکترون-حفره‌ها توسط تشکیل ساختارهای ناهمسان ZnSe@ZnS و ZnSe-MW@ZnS، پایداری، حساسیت و کارایی آن‌ها به طور قابل توجهی ارتقاء داده شد. نقاط کوانتومی سنتز شده، دارای گاف نواری ۳/۵ eV~ و اندازه بلورک nm ۱~ بودند. قابلیت آشکارسازی نوری آن‌ها در یک چیدمان استاندارد با پیش ولت ۲V توسط تابش نور فرابنفش (۳۹۵ nm) و شدتی در حدود ۱۲/۳۰ mW/cm^2 مورد بررسی قرار گرفت. نشان داده شد که اعمال همزمان پوشش ZnS و تابش مایکروویو رویکردی مهم برای بهبود ویژگی‌های تشخیص نور نقاط کوانتومی ZnSe است. نظر به خواص قابل تنظیم و عملکرد بهبود یافته این آشکارسازهای نوری، نمونه ZnSe-MW@ZnS با حساسیت ۵۳۷.۱٪ و زمان پاسخ و بازیابی کوتاه (به ترتیب ۰/۲ و ۱/۷ ثانیه) به عنوان موادی امیدبخش برای ساخت آشکارسازهای نور UV سریع و حساس معرفی می‌گردد.

کلیدواژه- آشکارساز نور UV، حساسیت نوری، رشد نقاط کوانتومی، ساختار ناهمسان، نقاط کوانتومی ZnSe

Photodetectors based on ZnSe quantum dots: significant improvement of stability and sensitivity by the growth of crystals along with the creation of a ZnS shell on them

Saeed Ebrahimi[1,*], Dariush Souri[1], Yaser Abdi[2]

[1] Department of Physics, Faculty of science, Malayer University, Malayer

[2] Department of Physics, Faculty of Physics, University of Tehran, Tehran

[*]s.ebrahimi135@gmail.com , d.souri@gmail.com , yaser.abdi@gmail.com

Abstract- In this research, photodetectors based on ZnSe quantum dots and ZnSe grown by microwave irradiation (ZnSe-MW) were made; by reducing the rate of electron-hole recombination via formation of ZnSe@ZnS and ZnSe-MW@ZnS heterogeneous structures, their stability, sensitivity and efficiency were significantly improved. The synthesized quantum dots had a bandgap of ~3.5 eV and a crystallite size of ~1 nm. Their photodetection capability were investigated in a standard setup with 2V bias voltage under UV light irradiation (395 nm) with the intensity about 12.30 mW/cm^2. It was shown that the simultaneous application of ZnS coating and microwave irradiation is an important approach to improve the photodetection properties of ZnSe quantum dots. Due to the tunable properties and improved performance of these photodetectors, the ZnSe-MW@ZnS sample with 537.1% sensitivity and short response and recovery times (0.2 and 1.7 seconds, respectively) is introduced as a promising material for making fast and sensitive UV photodetectors.

Keywords: UV Photodetector, light sensitivity, growth of quantum dots, heterogeneous structure, ZnSe quantum dots.

مقدمه

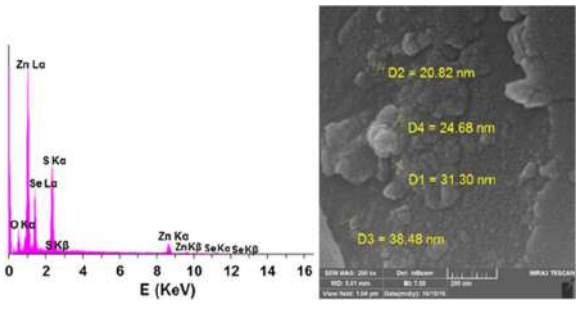
تشخیص نور فرابنفش (UV) کاربردهای گسترده‌ای در زمینه پایش کیفیت هوا، کاوش‌های نظامی، تصویربرداری نوری و ارتباطات فضایی دارد [۱]. از این رو، تا کنون مواد گوناگونی برای ساخت آشکارسازهای نور UV مورد استفاده قرار گرفته‌اند. برای نمونه، اکسیدهای فلزی دارای ضریب جذب عالی و پاسخ نوری خوبی هستند. با این وجود، بازترکیب سریع الکترون‌ها و حفره‌های تولید شده با نور، تجاری سازی آن‌ها را محدود می‌کند. این امر منجر به بازده پایین و توانایی تشخیص نور ضعیف می‌شود [۲]. رویکردهای متعددی نظیر تهیه ساختارهای ناهمسان و آلایش برای بهبود عملکرد حسگری نوری توسعه یافته‌اند [۱و۳]. ساختار ناهمسان، عنصری کلیدی برای ساخت دستگاه‌های الکترونیکی پیشرفته است. بسیاری از دستگاه‌های اپتوالکترونیکی با کارایی بالا نظیر آشکارسازهای مبتنی بر سلنیدها و ساختارهای ناهمسان آن‌ها به طور گسترده مورد بررسی قرار گرفته‌اند [۲و۴]. سلنیدروی (ZnSe) نیمرسانایی نوع n با گاف نواری ۲/۷ eV در حالت کپه‌ای است که دارای عدم تطابق شبکه‌ی کوچکی با سولفیدروی (ZnS) با گاف نواری ۳/۶ eV می‌باشد [۵]. این امر ZnS را به عنوان پوسته ZnSe برای تشکیل یک ساختار ناهمگون هسته/پوسته برجسته می‌کند. پیوند ساختارهای ZnSe و ZnS کاندیدایی قوی برای اصلاح ساختاری با خواص بهبود یافته است. بنابراین در این کار با ایجاد آرایش غیر متجانس هسته/پوسته ZnSe@ZnS و همچنین رشد بلورک‌های هسته ZnSe در این ساختار، سعی شده است تا پایداری و خواص حسگری نقاط کوانتومی ZnSe ارتقاء داده شود.

ساخت نقاط کوانتومی و آشکارسازهای نوری

سنتز نقاط کوانتومی، از طریق یک رویکرد هیدروترمال انجام شده است. ابتدا منبع یون Zn (تهیه شده از محلول استات روی و عامل پوششی تیوگلیکولیک اسید (TGA)) با منبع یون Se (تهیه شده از آب یون‌زدوده گاززدایی شده، پودر سلنیوم (Se) و سدیم بوروهیدرید ($NaBH_4$)) تحت شارش گاز آرگون ترکیب می‌شوند تا نقاط کوانتومی ZnSe تشکیل گردند. جهت تهیه نمونه رشد یافته، بخشی از نقاط کوانتومی حاصل، به مدت ۶ دقیقه تحت تابش مایکروویو قرار داده می‌شوند (سنتز ZnSe-MW). در ادامه منبع یون S (تهیه شده از محلول سدیم تیوسولفات ($Na_2S_2O_3$) تحت تابش نور UV-C) با منبع یون Zn (تهیه شده به شرح مذکور) ترکیب شده و به نقاط کوانتومی ZnSe و ZnSe-MW اضافه می‌شوند. در نهایت پس از افزودن TGA و تنظیم pH، محلول‌های حاصل تحت تابش UV-C قرار داده می‌شوند (سنتز ZnSe@ZnS و ZnSe-MW@ZnS). برای جزئیات بیشتر به مرجع [۵] مراجعه شود. برای ساخت آشکارسازهای نوری، لایه‌های نازک تیتانیومی به روش کندوپاش تهیه شده و طرح‌های دندانه‌ای (با فاصله ~۳۰μm) با روش استاندارد لیتوگرافی روی آن‌ها الگودهی می‌گردد. سپس، نقاط کوانتومی تهیه شده، روی هریک از قطعات به روش قطره چکانی لایه نشانی شده و الکترودهای مسی برای سنجش جریان عبوری از آن‌ها، به دو طرف هریک از قطعات متصل می‌گردد. سنجش عملکرد آشکارسازها نسبت به تابش UV با طول موج ۳۹۵ nm و شدتی در محدوده ۱۲/۳۰ mW/cm^2 در اتاق تاریک انجام شده است؛ به طوری که آشکارسازها در ولتاژ ثابت ۲V بایاس شده و جریان عبوری از آن‌ها در تاریکی (I_{dark}) و تحت تابش (I_{light}) توسط I-V متر اندازه‌گیری گردیده است.

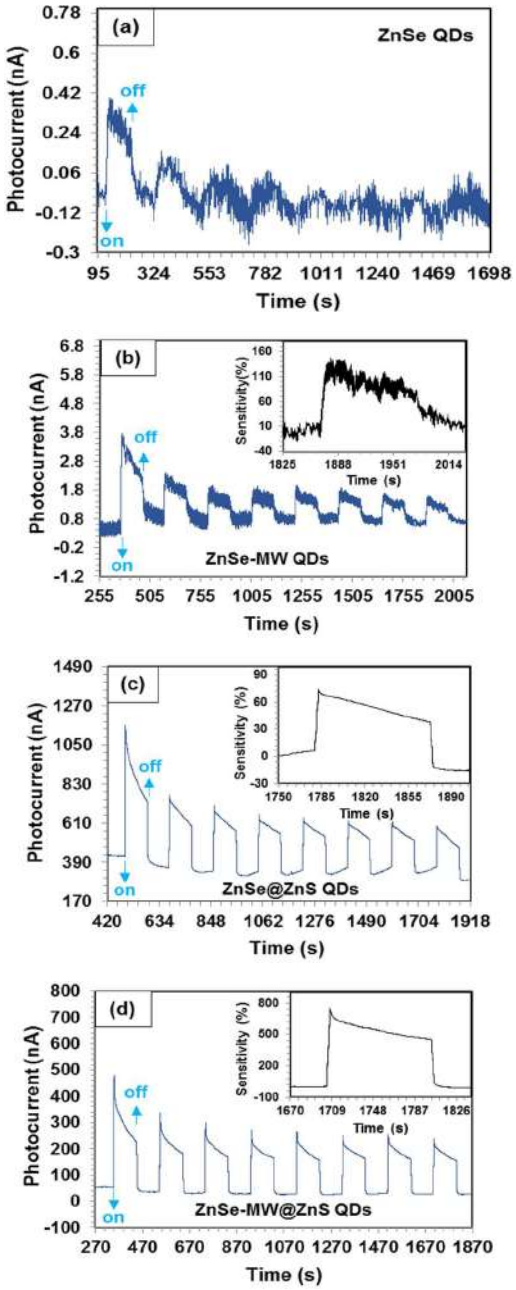
نتایج و بحث

مشخصه‌یابی ساختاری و نوری نقاط کوانتومی سنتز شده به همین روش، در مراجع ۵ و ۶ گزارش شده و اندازه بلورک‌ها و گاف نواری انرژی به دست آمده در جدول ۱ فهرست گردیده‌اند. شکل ۱ به طور نوعی تصویر FESEM و EDS نقاط کوانتومی ZnSe-MW@ZnS را نشان می‌دهد. در این شکل، ریخت کروی ذرات با اندازه ~۲۸ nm قابل مشاهده است و طیف EDS حضور عناصر Zn، Se و S را تأیید می‌کند. شدت بالاتر قله‌ی Zn می‌تواند به تشکیل پوسته ZnS روی هسته‌های ZnSe-MW نسبت داده شود.



شکل ۱: راست) تصویر FESEM و چپ) EDS برای ZnSe-MW@ZnS

در شکل ۲ (نمودارهای a تا d)، منحنی‌های I-T و حساسیت (Sensitivity(%)= $\Delta I/I_{dark} \times 100$) آشکارسازها، در هشت مرحله تابش-خاموشی، نشان داده شده و نتایج عملکرد حسگری آن در جدول ۱ گزارش شده‌اند.



شکل۲: نمودار I-T تحت خاموشی/تابش UV برای نقاط کوانتومی a) ZnSe b) ZnSe-MW c) ZnSe@ZnS و d) ZnSe-MW@ZnS. نمودارهای پیوست شده، حساسیت هر نمونه را برای آخرین قله خاموشی/تابش نشان می‌دهند.

همانطور که مشاهده می‌شود، رفتار نمونه‌ها در مرحله هشتم تعدیل شده است و بررسی‌ها در همان مرحله انجام خواهد شد. جریان کلی اولیه در فرایند آشکارسازی را می‌توان به دو عامل جریان نوری و جریان گرمایی نسبت داد که با گذشت زمان و جذب-واجذب مولکول‌های گازهای موجود در هوا (تحت تابش UV و در دمای جدید)، به تدریج رسانش گرمایی کاهش می‌یابد. نتایج مشابهی برای فرایند آشکارساز نوری مبتنی بر نانوسیم‌های ZnO در مرجع [۷] مشاهده شده است. مطابق نتایج، تابش نور فرابنفش سبب افزایش جریان (کاهش مقاومت) در همه نقاط کوانتومی سنتز شده گردیده است. نقاط کوانتومی مذکور در معرض هوا با جذب اکسیژن و بخشیدن الکترون، آن را به صورت یون منفی در سطح خود ذخیره نموده و سبب ایجاد ناحیه تهی از بارهای آزاد (ناحیه تخلیه) در سطح خود می‌گردند.

با تابش فرابنفش، فوتون‌ها جذب ماده شده و تولید زوج الکترون-حفره می‌نمایند. حفره‌های تولید شده در امتداد میدان الکتریکی یا شیب پتانسیل سطحی (ایجاد شده توسط گرادیان بار و خمش نواری در ناحیه تهی) به سطح منتقل شده و با الکترون‌های به دام افتاده ترکیب می‌شوند. این امر طبق واکنش زیر باعث دشارژ بار منفی مولکول‌های اکسیژن و در نتیجه واجذب آن‌ها می‌گردد:

$$h^+ + O_{2\ (adsorbed)}^- \rightarrow O_{2\ (gas)} \qquad (۱)$$

بنابراین رسانش الکتریکی افزایش می‌یابد. از سوی دیگر، با توقف تابش و جذب سطحی اکسیژن، الکترون‌های آزاد دوباره به دام می‌افتند [۸]. طبق شکل ۲، نقاط کوانتومی ZnSe پایداری مطلوبی نداشته و با تابش‌های متوالی، حساسیت تقریباً از بین می‌رود؛ این موضوع می‌تواند به جذب گازهای محیطی تحت تابش UV در سطح ZnSe (که به دلیل نواقص و تهی جاهای سطحی، قدرت جذب مولکول بالایی دارد) نسبت داده شود. می‌توان دید که تابش مایکروویو در نقاط کوانتومی هسته و هسته/پوسته سبب افزایش حساسیت نوری آن‌ها شده است؛ در واقع با رشد این نقاط کوانتومی، غلظت حامل‌ها در ذرات افزایش یافته و نظم اتمی نیز بیشتر شده است، بنابراین مقاومت شبکه برای تحرک حامل‌های بار کاهش می‌یابد. همچنین مشاهده می‌شود که در اثر ایجاد پوشش ZnS روی ZnSe (با و بدون تابش مایکروویو) حساسیت نوری بهتر و پایدارتر شده است. این امر می‌تواند به دلیل اصلاح سطح و نیز محافظت پوسته ZnS با گاف نواری پهن‌تر از هسته‌های ZnSe و کاهش نرخ بازترکیب

الکترون-حفره ایجاد شده با نور باشد. همچنین انتظار می‌رود نقاط کوانتومی هسته/پوسته یک میدان الکتریکی داخلی در نزدیکی فصل مشترک‌ها ایجاد کنند که ممکن است مسیرهای انتقال مؤثری را برای حامل‌های بار نوری ارائه دهند. حساسیت پایدار، نویز کمتر و طول عمر بیشتر، از عوامل مهم برای یک آشکارساز نوری است. در نهایت نتیجه می‌شود که تابش مایکروویو به همراه تشکیل ساختار ناهمسان، تأثیر بسیار قابل توجهی بر بهبود پایداری و نیز حساسیت آشکارسازهای مذکور دارد. بنابراین در بین نمونه‌ها، بیشترین حساسیت نوری به همراه پایداری بهتر مربوط به ZnSe-MW@ZnS است که زمان پاسخ و بازیابی آن به ترتیب ۰/۲ و ۱/۷ ثانیه به دست آمده است. این نتایج با نانومیله‌های ZnO [۳] با حساسیت ۲۱۲٪ و زمان‌های پاسخ و بازیابی به ترتیب ۹/۸ و ۴/۲ ثانیه نسبت به تابش UV (۳۸۵ nm) با شدت ۰/۵۱ mW/cm^2 قابل مقایسه است.

جدول ۱: اندازه بلورک‌ها به روش ویلیامسون-هال (D^{W-H}) [۷] ، گاف نواری انرژی (E_g (eV)) [۵]، جریان خاموش، جریان تحت تابش و حساسیت نوری.

QDs	D^{W-H} (nm)	E_g(eV)	I_{dark} (nA)	I_{light} (nA)	$\Delta I/I_{dark}$ (%)
ZnSe	1.02	3.615	-	-	-
ZnSe-MW	0.55	3.502	0.6	1.3	96.4
ZnSe@ZnS	0.81	3.502	342.2	524.4	53.3
ZnSe-MW@ZnS	1.41	3.324	28.0	178.4	537.1

نتیجه‌گیری

عدم پایداری آشکارسازهای نوری مبتنی بر ZnSe باعث شد که پس از تابش‌های متوالی نور UV حساسیت خود را از دست بدهد. با این وجود، از طریق رشد آن‌ها توسط تابش مایکروویو و نیز ایجاد پوشش ZnS توانستیم ویژگی‌های حسگری آن‌ها را به طور چشمگیری ارتقاء دهیم. ساختار ناهمسان ZnSe-MW@ZnS بالاترین حساسیت نوری را نشان داد و به دلیل پایداری، زمان پاسخ و بازیابی کوتاه و نیز قابلیت مهندسی خواص از پتانسیل بالایی جهت کاربرد در زمینه حسگرها و سوئیچ‌های نوری برخوردار است.

مرجع‌ها

[1] S. pandey, A. Shukla, and A. Tripathi,“Highly sensitive and self-powered Ultraviolet photo detector based on ZnO Nanorods coated with TiO_2”, Sensors and Actuators A: physical.,Vol.350,pp.114112, 2023.

[2] Sunaina, A.K. Ganguli and S. K. Mehta, “High performance ZnSe sensitized ZnO heterostructures for photo-detection applications”, Journal of Alloys and Compounds., Vol. 894, pp.162263, 2020.

[3] A. F. Abdulrahman, N. M. Abd-Alghafour, and S. M. Ahmed, “Optimization and characterization of SILAR synthesized ZnO nanorods for UV photodetector sensor”, Sensors & Actuators: A. physical., Vol. 323, pp. 112656, 2021.

[4] Y. Sun, D. Xie, M. Sun, C. Teng, L. Q, R. Chen, L. Xiang and T. Ren, “Hybrid graphene/cadmiumfree ZnSe/ZnS quantum dots phototransistors for UV detection”, Scientific Reports., Vol. 8, pp. 1–8, 2018.

[5] S. Ebrahimi, and D. Souri, “Green synthesis and optical properties of ZnSe:Cu@ZnS core/shell nanocrystals fabricated by new photochemical microwave-assisted colloidal method”, Journal of Alloys and Compounds. Vol. 840, pp. 1–13, 2020.

[6] S. Ebrahimi, D. Souri, and A. Khezripour, “Strain-size features of bare ZnSe:Cu and ZnSe:Cu@ZnS core/shell quantum dots from extensive X-ray diffraction analysis, and their photoluminescence properties”, Journal of Luminescence., Vol. 244, pp. 1-14, 2022.

[7] B. D. Boruah, “Zinc oxide ultraviolet photodetectors: rapid progress from conventional to self-powered photodetectors”, Nanoscale., Advances Vol. 1, pp. 2059-2085, 2019.

[۸] خیاطیان، م، تغییر پارامترهای حسگری نانومیله های اکسید روی با افزودنی‌های آهن و مس، رساله دکتری دانشگاه کاشان، ۱۳۹۳.

پوشش دهی نیتروژن بر روی نیوبیوم به منظور بهبود خواص مکانیکی و ساختاری با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی

امیر رئیس‌دانا، مریم اکبری نساجی، نوشین پیش‌بین، مجتبی نوحه خوان

پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران ، ایران

چکیده: در این پژوهش لایه نشانی و کاشت همزمان نیتروژن در نیوبیوم با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی انجام شده است. سرامیک نیترید سیلسیوم Si_3N_4 بر روی آند دستگاه نصب شده است و زیرلایه نیوبیوم در فاصله 35cm تا محل تشکیل پینچ قرار گرفته است. ۳۰ شات گاز نیتروژن در فشار 1mbar و ولتاژ شارژ 17kV زده شده است. نمونه نیوبیوم پس از انجام آزمایشها تحت آنالیز XRF و XRD قرار گرفت. آنالیز XRD تشکیل فازهای NbN و Nb_2N را نشان می‌دهد و آنالیز XRF ، ۳۲ درصد سیلسیوم را در نمونه نشان می‌دهد.

کلیدواژه: پلاسمای کانونی ، لایه نشانی نیتروژن ، کاشت نیتروژن ، آنالیز XRD ، آنالیز XRF

Nitrogen Coated on Niobium for Improvement of the Mechanical and Structural Properties by Plasma Focus Device

Amir Raeisdana, Maryam Akbari Nassaji, Nooshin Pishbin, Mojtaba Nohekhan

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

araeisdana@aeoi.org.ir

Abstract: In this research, the simultaneous coating and implanting of nitrogen in the niobium has been carried out by the plasma focus device. Silicon nitride ceramic Si_3N_4 is installed on the anode head of the device, and the niobium substrate is placed at a distance of 35 cm from the place of pinch formation. 30 shots of nitrogen gas at the pressure of 1mbar and charging voltage of 17kV were applied. After performing the tests, the niobium sample was subjected to XRF and XRD analysis. XRD analysis shows the formation of NbN and Nb_2N phases and XRF analysis shows 32% silicon in the sample.

Keywords: Plasma Focus, Nitrogen Coating, Nitrogen Implantation, XRD Analysis, XRF Analysis

مقدمه

کاشت و لایه نشانی نیتروژن در نیوبیوم موجب ارتقاء خواص مکانیکی و ساختاری فلز نیوبیوم می‌شود. لایه نشانی نیتروژن موجب مقاومت بالاتر در برابر خوردگی و سایش، افزایش سختی ، نقطه ذوب بالاتر و مقاومت الکتریکی پایینتر فلز نیوبیوم می‌گردد. علاوه بر آن، نیوبیوم در دماهای پایین خاصیت ابررسانایی دارد که با کاشت و لایه نشانی نیتروژن، دمای گذار این ابررسانا بهبود می‌یابد. در پژوهشی مشابه، کاشت نیتروژن در نیوبیوم با استفاده از باریکه یون نیتروژن با انرژی 110keV جهت افزایش سختی انجام شده است و میزان افزایش سختی اندازه‌گیری شده است [1] . در پژوهشی دیگر کاشت نیتروژن در نیوبیوم با استفاده از دستگاه HT-NPBII[1] انجام شده و افزایش سختی از 225HV تا 2498HV گزارش شده است [2]. در این پژوهش کاشت نیتروژن در نیوبیوم در دمای ۱۰۰۰ تا ۱۲۵۰ درجه سانتیگراد موجب تشکیل فازهای NbN، Nb_2N و Nb_4N_3 شده است. در پژوهشی دیگر توسط جمیل صدیقی و همکارانش [3] لایه نشانی نیتروژن بر روی نیوبیوم با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی 2.3kJ انجام شده است و خواص مکانیکی و ساختاری نمونه با استفاده از آنالیزهای SEM ، EDX ، AFM ، XRD و میکروویکرز

1 High-Temperature Nitrogen Plasma-Based Ion Implantation

مورد بررسی قرار گرفته است. در این پژوهش سختی نمونه پس از کاشت نیتروژن برابر 8.4GPa اندازه‌گیری شده است [3].

در این مقاله از دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 به منظور کاشت و لایه نشانی نیتروژن بر روی زیر لایه نیوبیوم استفاده شده است. در این پژوهش، استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی با ساختار معکوس، لایه نشانی نیتروژن و کاشت نیتروژن به صورت همزمان را میسر ساخته است. در دستگاه پلاسمای کانونی، پینچ تشکیل شده به علت انواع ناپایداری‌ها به سرعت دچار فروپاشی می‌شود. پس از فروپاشی پلاسمای پینچ، الکترونهای پرانرژی و پرشدت به سمت آند شتاب می‌گیرند و برخورد الکترونها موجب کندوپاش[2] ماده سر آند و رسوب آن در تارگت می‌گردد. همزمان یونها پس از فروپاشی پلاسمای پینچ در خلاف جهت الکترونها و به سمت تارگت نصب شده شتاب می‌گیرند و کاشت یون اتفاق می‌افتد. در این روش، به علت لایه نشانی و کاشت همزمان، لایه پوشش دهی شده چسبندگی بالایی به زیر لایه دارد.

چیدمان آزمایشگاهی

در این آزمایشها از فویل نیوبیوم با ضخامت 10µm و درصد خلوص 97.75 استفاده شد. جدول 1 آنالیز XRF نمونه قبل از آزمایشها را نشان می‌دهد.

جدول 1. آنالیز XRF نشان می‌دهد بیش از 97% نمونه خریداری شده نیوبیوم است

Analyte	Concentration
Mg	0.84 Wt %
Al	0.77 Wt %
Fe	950 ppm
Nb	97.75 Wt %
Ba	0.23 Wt %

سرامیک نیترید سیلسیوم (Si_3N_4) به قطر 4cm و ضخامت 5mm تهیه شد. این سرامیک به شکل پودر خریداری شد و پس از پرس به شکل قرص با قطر 4cm آماده شد. پودر پرس شده به مدت ۲۴ ساعت در داخل کوره در دمای $1250\ ^{\circ}C$ پخت شد تا قبل از نصب بر روی آند استحکام کافی داشته باشد (شکل ۱).



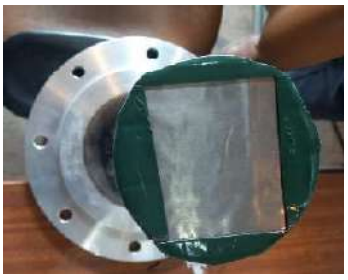
شکل ۱. سرامیک نیترید سیلسیوم پس از پخت داخل کوره

پس از آن سرامیک پخت شده با استفاده از چسب سیلیکون بر روی آند نصب شد (شکل ۲). فیدترو از قسمت پایین وارد محفظه خلأ می‌شود و ارتفاع آن قابل تنظیم است. در این آزمایشها فاصله زیر لایه نیوبیوم تا سر آند برابر 35cm تنظیم شده است تا ضمن محافظت از دمای بالای ناحیه پینچ، بیشینه کاشت و لایه نشانی نیتروژن میسر گردد.



شکل ۲. سرامیک نیترید سیلسیوم پس از نصب بر روی آند دستگاه

زیر لایه نیوبیوم در اندازه 5cm×5cm برش داده شد و با استفاده از چسب دوطرفه بر روی فیدترو نصب شد (شکل ۳).

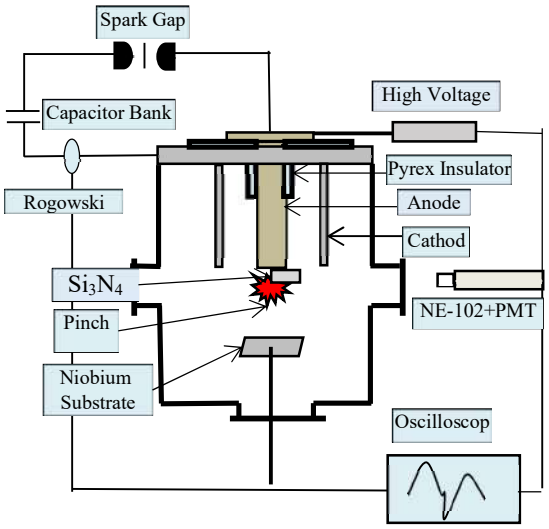


شکل ۳. زیر لایه نیوبیوم در اندازه 5cm×5cm که با چسب دو طرفه ثابت شده است

2 Sputtering

همانطوریکه در بخش مقدمه نیز توضیح داده شد ساختار رو به پایین دستگاه پلاسمای کانونی 115kJ موجب می‌شود نیتروژن و سیلسیوم کنده شده از سر آند به آرامی بر روی زیرلایه نیوبیوم رسوب کند و پوشش دهی نیتروژن بر روی نیوبیوم انجام شود. بطور همزمان یونهای نیتروژن پس از فروپاشی پلاسمای پینچ به طرف زیرلایه نیوبیوم شتاب می‌گیرند و کاشت یون انجام می‌گردد. مزیت بزرگ در این روش، چسبندگی بهتر لایه پوشش دهی شده به زیرلایه است (شکل۴).

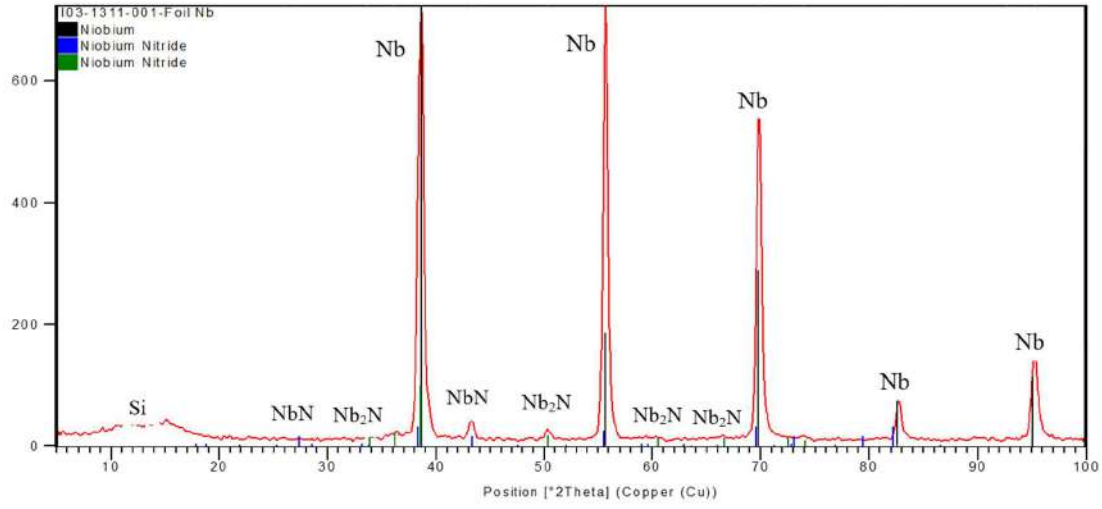
تعداد ۳۰ شات گاز نیتروژن با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی ۱۱۵ کیلوژول زده شد. گاز کاری نیتروژن با فشار 1mbar است و ولتاژ کاری 15kV (معادل انرژی 16.2kJ) است. سرامیک نیترید سیلسیوم در ناحیه سر آند نصب شده است. فاصله زیرلایه نیوبیوم تا سر آند برابر 35cm انتخاب شده است.



شکل۴. ساختار معکوس دستگاه پلاسمای کانونی- قرارگیری سرامیک Si_3N_4 در قسمت سر آند و زیرلایه نیوبیوم در فاصله 35cm تا محل تشکیل پینچ

جدول 2. آنالیز XRF نمونه پس از کاشت و لایه نشانی نیتروژن. XRF عناصر سبک $Z<11$ را نشان نمی‌دهد. به همین علت نیتروژن آشکارسازی نشده است ولی سیلسیوم با 32% فراوانی دیده می شود.

ردیف	کد نمونه	کد آزمایشگاه	موضوع آزمون	نتیجه	واحد
۱	فویل نیوبیوم	I03-1311/001	Al	0.75	w/w %
۲	فویل نیوبیوم	I03-1311/001	Si	32.50	w/w %
۳	فویل نیوبیوم	I03-1311/001	Fe	0.12	w/w %
۴	فویل نیوبیوم	I03-1311/001	Cu	1.35	w/w %
۵	فویل نیوبیوم	I03-1311/001	Zr	0.20	w/w %
۶	فویل نیوبیوم	I03-1311/001	Nb	64.72	w/w %



شکل۵. طیف XRD تشکیل فازهای NbN و Nb_2N را نشان می‌دهد

جدول 3. عناصر و ترکیبات قابل مشاهده در آنالیز XRD نمونه. فازهای NbN و Nb_2N مشاهده می‌شوند.

Visible	Ref. Code	Score	Compound Name	Displacement [°2Th.]	Scale Factor	Chemical Formula
*	00-034-0370	53	Niobium	0.057	1.206	Nb
*	00-043-1420	18	Niobium Nitride	-0.051	0.582	Nb N
*	01-075-1616	15	Niobium Nitride	0.041	0.867	Nb_2 N

نتایج و بحث

آنالیز XRF و آنالیز XRD بر روی نمونه های کاشت شده انجام شدند. آنالیز XRF قادر به تشخیص نیتروژن نیست ولی با توجه به نصب نیترید سیلسیوم بر روی آند انتظار آشکارسازی سیلسیوم را داریم که مطابق جدول 4، آنالیز XRF سیلسیوم را به میزان 32.50% نشان می‌دهد. نیوبیوم به عنوان ماده اصلی تشکیل دهنده زیرلایه با نسبت 64.72% استخراج شده است. مابقی عناصر ناخالصی‌ها هستند که با درصد ناچیز در جدول 4 مشاهده می‌شوند. در آنالیز XRD نمونه نیوبیوم، پیک زاویه ۵ تا ۲۰ درجه مربوط به سیلسیوم است که در اثر حرارت به سیلیکون (شیشه) تبدیل شده است. علاوه بر پیکهای اصلی که مربوط به نیوبیوم هستند پیکهای کوچکتر دیده می‌شوند که مربوط به NbN (به رنگ آبی) و Nb_2N (به رنگ سبز) هستند. شکل۵ و جدول3 تشکیل فازهای NbN و Nb_2N را نشان می‌دهند. جدول 4. آنالیز XRF نمونه پس از کاشت و لایه نشانی نیتروژن. XRF عناصر سبک Z<11 را نشان نمی‌دهد. به همین علت نیتروژن آشکارسازی نشده است ولی سیلسیوم با 32% فراوانی دیده می شود.

نتیجه گیری

در این پژوهش از دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 با ساختار معکوس برای لایه نشانی و کاشت نیتروژن در نیوبیوم استفاده شد. قرارگیری آند و کاتد در جهت رو به پایین موجب می‌شود نیتروژن و سیلسیوم کنده شده از ناحیه سر آند بر روی زیر لایه نیوبیوم رسوب کرده و پوششی از نیتروژن با استحکام بالا به وجود آید. همزمان و با توجه به اینکه گاز کاری نیتروژن است یونهای پرانرژی و پرشدت نیتروژن به سمت زیرلایه نیوبیوم شتاب گرفته و کاشت نیتروژن در نیوبیوم را موجب می‌شود. انجام آنالیز XRD تشکیل فازهای NbN و Nb_2N را در نمونه نیوبیوم نشان می‌دهد.

مراجع

[1] T. M. Wang and e. al, "Tribological study of nitrogen implanted niobium," Wear, vol. 196, pp. 197-201, 1996.

[2] A. C. d. Oliveira and e. al, "The Influence of High-Temperature Nitrogen Plasma-Based Ion Implantation on Niobium Creep Behavior," Advances in Materials Science and Engineering, vol. doi.org/10.1155/2020/9745082, 2020.

[3] J. Siddiqui and e. al, "Effect of deposition parameters on structural and mechanical properties of niobium nitride synthesized by plasma focus device," Chin. Phys. B, vol. 24, no. 6, 2015.

بررسی رفتار دینامیکی تخلیه الکتریکی پالسی با پیش یونش لیزر پالسی

هانیه معصومی[1]، مهدی شایگان منش[1] و محمدحسین مهدیه[1]

[1]دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

چکیده- در این تحقیق، مجموعه‌ای از آزمایش‌ها با استفاده از یک لیزر Nd:YAG پالسی نانو ثانیه با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر به منظور ایجاد پیش یونش لیزری در فضای بین الکترودهای تخلیه الکتریکی در شرایط اتمسفر انجام شده است. برای بررسی دینامیک تخلیه و اندازه‌گیری زمان تأخیر بین پالس لیزر و پالس تخلیه الکتریکی، از یک فوتودیود استفاده شده است. نور ناشی از پالس لیزر و همچنین تابش گسیل شده از تخلیه، توسط فوتودیود به سیگنال الکتریکی تبدیل شده و به یک اسیلوسکوپ منتقل می‌شود. این روش امکان تحلیل دقیق دینامیک تخلیه و شناسایی عوامل و پارامترهای مؤثر در زمان تأخیر را فراهم می‌آورد. نتایج نشان میدهد ولتاژ اعمالی و انرژی پالس لیزر تاثیر مستقیم بر سرعت تخلیه دارند.

کلیدواژه - تأخیر زمانی، تخلیه الکتریکی کنترل شونده، پیش یونش لیزری

Investigation of the dynamical behavior of pulsed electrical discharge with pulsed laser pre-ionization

Haniye Masoumi[1], Mahdi Shayganmanesh[1] and Mohammad Hossein Mahdieh[1]

[1]Department of physics, Iran University of science and technology, Tehran

haniye_masoumi@physics.iust.ac.ir , shaygan@iust.ac.ir , mahdm@iust.ac.ir

Abstract- In In this study, a series of experiments was conducted using a nanosecond pulsed Nd:YAG laser with a wavelength of 1064 nm to induce laser pre-ionization in gas discharges. A photodiode was employed to investigate the discharge dynamics and to measure the delay time between the laser pulse and the electrical discharge pulse. The laser pulse and discharge emission, was acquired by the photodiode into electrical signal, which was then transmitted to an oscilloscope. This method enables precise analysis of the discharge dynamics and the identification of factors and parameters affecting the delay time. The results show that the electric discharge speed is directly proportional to the applied voltage and laser pulse energy.

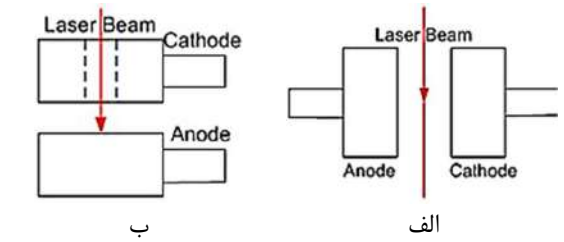
Keywords- Delay time, Controlled Electrical Discharge, Laser pre-ionization

مقدمه

تخلیه الکتریکی با پیش یونش لیزری، نخستین بار در سال ۱۹۶۵ توسط پندلتون[۱] و گونتر[۲] مورد بررسی قرار گرفت و از آن زمان توجه بسیاری را به خود جلب کرده است[۱]. تخلیه الکتریکی با تریگرهای لیزری به دلیل کاربردهای گسترده آن‌ها در صنایع مختلف، بسیار مورد توجه قرار گرفته است. از جمله کاربردهای این روش می‌توان به احتراق دقیق و سریع سوخت در موتورهای احتراقی، جوشکاری‌های دقیق و کنترل شده، ماشینکاری تخلیه الکتریکی (EDM) ، سوییچ‌های لیزری و کنترل و هدایت حرکت صاعقه در مسیرهای تعیین شده و دیگر کاربردها اشاره کرد[۲], [۳], [۴].

بطور کلی سه روش برای هدایت و کنترل تخلیه‌های الکتریکی وجود دارد. دو روش نخست شامل استفاده از الکترود سوم است که به نام های اسپارک گپ تریگاترون و اسپارک گپ اعوجاج میدان شناخته می‌شوند[۵]. روش سوم تریگرهای لیزری است، که در آن از پرتو لیزر برای پیش یونش لیزری و تأمین الکترون‌های لازم برای آغاز فرایند شکست استفاده می‌شود. این روش به دلیل کاهش تأخیر زمانی در تخلیه، از اهمیت ویژه ای برخوردار است.

طرح های متفاوتی برای اسپارک گپ با تریگرهای لیزری می‌تواند وجود داشته باشد، اما بطور کلی دو هندسه اصلی برای این روش وجود دارد که در هندسه اول (شکل۱_الف)، پرتو لیزر عمود بر محور شکاف تابیده می‌شود، و در هندسه دوم، (شکل۱_ب)، پرتو لیزر از طریق یک حفره‌ای که در مرکز یکی از الکترودها ایجاد شده، در امتداد محور شکاف تابیده می‌شود.



شکل ۱: دو هندسه اصلی برای تخلیه الکتریکی با پیش یونش لیزری[۵]

هرکدام از هندسه‌های تعریف شده دارای مزایا و معایبی هستند که بسته به نوع کاربردی که مدنظر است انتخاب می‌شود. در این مقاله بطور کلی هندسه اول (شکل۱_الف) مورد بررسی و مطالعه قرار گرفته است.

در این پژوهش، از یک اسپارک گپ ساده متشکل از دو الکترود از جنس برنج استفاده شده است. همچنین پالس‌های لیزر Nd:YAG به منظور ایجاد پیش یونش لیزری در شکاف به کار گرفته شده است. اگرچه پارامترها و عوامل بسیاری همچون نوع گاز و فشار محیط، ساختار هندسی الکترودها، محل دقیق پیش یونش در شکاف، نوع لیزر، عرض پالس لیزر، جهت گیری پالس لیزر ، همگی در زمان آغاز تخلیه الکتریکی اثرگذار هستند، اما تمرکز اصلی این تحقیق، بررسی تأثیر پارامترهای انرژی پالس لیزر و ولتاژ اعمالی به الکترودها در یک نقطه مشخص از شکاف بر دینامیک تخلیه الکتریکی است.

این پژوهش با هدف ارزیابی جامع این پارامترها، اطلاعاتی کاربردی برای بهبود کنترل و کارایی تخلیه‌های الکتریکی فراهم می‌آورد.

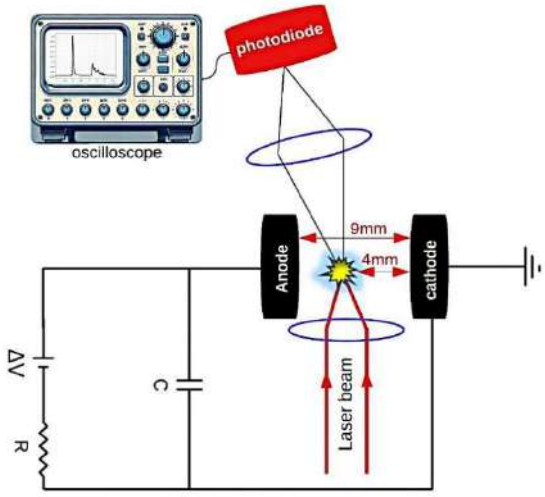
چیدمان و روش آزمایش

هندسه اصلی آزمایش، مطابق شکل۲، شامل دو الکترود به شکل دیسک و از جنس Zn-Cu است که به فاصله‌ی ۹ میلی متری از یکدیگر قرار دارند و این فاصله در طول آزمایش ثابت نگه داشته شده است. منبع تغذیه مورد استفاده ، یک منبع تغذیه DC با حداکثر ولتاژ ۳۰ کیلوولت است. مدار به کار رفته در این آزمایش، یک مدار RC است. لیزر مورد استفاده در آزمایش، لیزر Nd:YAG با طول موج ۱۰۶۴ nm و فرکانس تکرار ۱۰ Hz و طول پالس ۱۰ ns است. این آزمایش در محیط هوا و در فشار تقریبا برابر با ۱ اتمسفر(۱atm) انجام شده است.

---

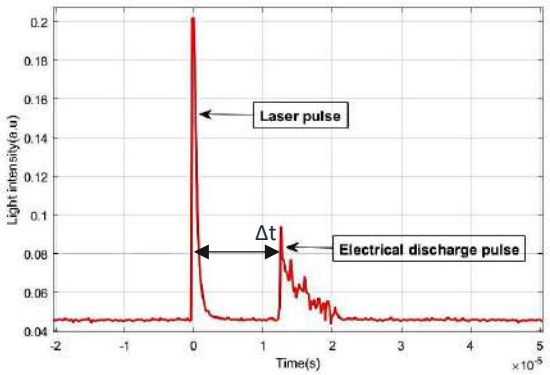
[۱] Pendleton

[۲] Guenther



شکل ۲: طرح کلی آزمایش تخلیه الکتریکی ایجاد شده با استفاده از پیش یونش لیزری

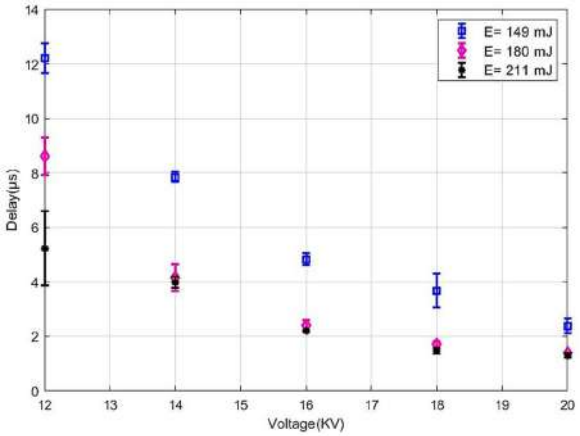
در این آزمایش، از یک فوتودیود برای دریافت پالس لیزر و تابش ناشی از تخلیه الکتریکی و انتقال آن‌ها به اسیلوسکوپ استفاده شده است. این روش امکان بررسی و اندازه‌گیری دقیق فاصله زمانی میان پالس لیزر و پالس تخلیه را فراهم می‌کند. بررسی‌های انجام شده توسط اسیلوسکوپ نشان می‌دهد که پس از تابش پالس لیزر، تخلیه الکتریکی با چند میکروثانیه تأخیر رخ می‌دهد. همان‌طور که در شکل۳ مشاهده می‌شود، پالس اول نمایانگر پالس لیزر و پالس دوم که با فاصله زمانی مشخصی از آن (حدودا ۱۲ میکروثانیه) قرار گرفته، مربوط به تخلیه است. این فاصله زمانی میان دو پالس، تأخیر یا Delay را نشان می‌دهد.



شکل ۳: نمونه ای از تصویر ثبت شده توسط اسیلوسکوپ (انرژی پالس لیزر ۱۴۹ میلی ژول و ولتاژ اعمالی ۱۲ کیلوولت)

نتایج و بحث

پس از ثبت داده‌ها و رسم نمودارهای مربوط به تأخیر زمانی (Delay Time) در تخلیه الکتریکی با پیش یونش لیزری، (شکل4)، دو نتیجه کلی مشاهده شد: ۱) کاهش تأخیر زمانی با افزایش ولتاژ. ۲) کاهش تأخیر زمانی با افزایش انرژی پالس لیزر. همچنین مشاهده می‌شود که در ولتاژهای بالاتر، افزایش انرژی لیزر تأثیر کمتری بر کاهش زمان تأخیر دارد.



شکل ۴: نمودار تأخیر زمانی تخلیه الکتریکی بر حسب ولتاژ، برای سه انرژی پالس لیزر ۱۴۹ و ۱۸۰ و ۲۱۱ میلی‌ژول، با فاصله گپ ۹ میلی‌متر و تابش پالس لیزر در فاصله ۴ میلی‌متری از کاتد.

در یک تحلیل فیزیکی ساده بر اساس رابطه‌ی $E=\Delta V/d$ ، با فرض ثابت بودن فاصله‌ی بین دو الکترود (d)، افزایش ولتاژ (V) منجر به افزایش میدان الکتریکی (E) در ناحیه شکاف می‌شود. با افزایش میدان الکتریکی، الکترون‌ها و ذرات موجود در شکاف با شتاب بیشتری حرکت می‌کنند، که این امر موجب تشکیل سریع‌تر بهمن الکترونی شده و تخلیه الکتریکی با تأخیر زمانی کمتری اتفاق می‌افتد. بنابراین، منطقی است که با افزایش ولتاژ، زمان تأخیر تخلیه کاهش یابد.

تعداد فوتون‌های موجود در هر پالس با افزایش انرژی پالس لیزر افزایش می‌یابد. با این حال، انرژی هر فوتون تغییری نمی‌کند؛ زیرا انرژی فوتون تنها به طول موج وابسته است. از آنجا که حضور فوتون‌های بیشتر در داخل گپ منجر به افزایش احتمال پیش یونش و ایجاد الکترون‌های آزاد بیشتر می‌شود، منطقی است که زمان تأخیر تخلیه الکتریکی کاهش یابد.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق، به بررسی تأثیر پیش یونش لیزری بر دینامیک تخلیه الکتریکی در محیط هوا و فشار اتمسفر با استفاده از لیزر Nd:YAG با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر پرداخته شده است. نتایج حاصل از آزمایشات نشان داد که با افزایش ولتاژ اعمالی به الکترودها، زمان تأخیر تخلیه الکتریکی کاهش می‌یابد و همچنین افزایش انرژی پالس لیزر نیز موجب کاهش زمان تأخیر می‌گردد.

نتایج به‌دست‌آمده به درک عمیق‌تری از فرآیند تخلیه الکتریکی با پیش یونش لیزری منجر می‌شود و می‌تواند به بهبود طراحی سیستم‌های تخلیه الکتریکی در کاربردهای صنعتی مختلف کمک کند.

با توجه به قابلیت‌های کاربردی این فناوری در حوزه‌های صنعتی مختلف، برای گسترش تحقیقات، پیشنهاد می‌شود که تأثیر محل و موقعیت پیش یونش لیزری در شکاف و هندسه الکترودها بر دینامیک تخلیه الکتریکی بررسی شود. چنین مطالعاتی می‌تواند به توسعه فناوری‌های جدید و بهینه‌سازی فرآیندهای صنعتی منجر شود و در نهایت، به بهبود کارایی و دقت سیستم‌های تخلیه الکتریکی در زمینه‌های مختلف صنعتی کمک نماید.

مراجع

[1] P. F. Williams, “Laser Triggering of Gas Filled Spark Gaps,” in Gaseous Dielectrics VI, Boston, MA: Springer US, 1991, pp. 331–339. doi: 10.1007/978-1-4615-3706-9_41.

[2] A. Shukla, J. Vaghasia, and M. Mistry, “Effect of laser ignition on combustion and performance of internal combustion engine: A Review,” Energy Conversion and Management: X, vol. 13, p. 100166, Jan. 2022, doi: 10.1016/j.ecmx.2021.100166.

[3] J. R. Deepak, A. R.P, and S. Saran Sundar, “Applications of lasers in industries and laser welding: A review,” Materials Today Proceedings, Feb. 2023, doi: 10.1016/j.matpr.2023.02.102.

[4] M. Clerici et al., “Laser-assisted guiding of electric discharges around objects,” Science Advances, vol. 1, no. 5, Jun. 2015, doi: 10.1126/sciadv.1400111.

[5] N. J. West, “Investigation into laser triggering of high voltages,”MSc thesis, University of the Witwatersrand, Johannesburg, South Africa, May 2005.

بهینه‌سازی شناسایی مواد با ایجاد پایگاه داده تصویربرداری فراطیفی با استفاده از یادگیری عمیق و تحلیل زوایای بین طیف‌ها

امید ساعدی پور[۱]، هادی رحیمیان[۲*]

[۱]دانشجوی کارشناسی ارشد رشته اپتیک و لیزر، دانشکده علوم پایه، دانشگاه جامع امام حسین(ع)، تهران، ایران

[۲]پژوهشگر، دانشکده علوم پایه، دانشگاه جامع امام حسین(ع)، تهران، ایران

چکیده: در این مقاله، رویکردی نوآورانه برای بهبود شناسایی مواد و ایجاد پایگاه داده تصویربرداری فراطیفی ارائه شده است که از توانمندی‌های هوش مصنوعی و یادگیری عمیق بهره می‌برد. برای افزایش دقت شناسایی، از مقایسه زوایای کسینوسی بین طیف‌های به‌دست‌آمده و طیف‌های مرجع موجود در پایگاه داده استفاده شده است. در این روش، ابتدا یک طیف به‌عنوان مرجع ثبت و سپس سایر طیف‌ها با آن مقایسه می‌شوند. همچنین، از روش‌های تکمیلی مانند تبدیل موجک و تجزیه به مؤلفه‌های اصلی (PCA) برای بهینه‌سازی شبکه‌های عصبی پیچشی (CNN) و استخراج ویژگی‌های کلیدی استفاده شده است. علاوه بر این، مقایسه مقادیر بازتاب مواد با مواد مرجع موجود در پایگاه داده به‌عنوان یک معیار کمکی برای بهبود دقت شناسایی به‌کار رفته است. نتایج نشان می‌دهند که این روش با دقت بالایی قادر به شناسایی مواد مختلف است و می‌تواند در کاربردهای عملی متنوعی مورد استفاده قرار گیرد.

کلیدواژه: شناسایی مواد، طیف‌سنجی فراطیفی، یادگیری عمیق، زوایای کسینوسی، تبدیل موجک، مقایسه بازتاب

Optimization of Material Identification by Creating a Hyperspectral Imaging Database Using Deep Learning and Spectral Angle Analysis

Omid Saedipour[1], Hadi Rahimian[2*]

[1]Masters stubent in laser and optic, Faculty of science, Imam Hossein University, Tehran, Iran

[2]Researcher, Faculty of Science, Imam Hossein University, Tehran, Iran.

Omidsp79@ihu.ac.ir , Hrahimian@ihu.ac.ir

Abstract: In this paper, we present an advanced approach for object identification and the creation of hyperspectral database using artificial intelligence and deep learning. To improve identification accuracy, we utilize the cosine similarity method to compare newly obtained spectra with reference spectra in the database. Additionally, supplementary methods such as wavelet transform and principal component analysis (PCA) are applied to optimize the convolutional neural networks (CNNs) and extract essential spectral features. Furthermore, we calculate the mean reflection values for the new spectrum and compare them with the reference materials in the database to ensure logical consistency. This combined approach of cosine similarity and mean reflection comparison enhances both the accuracy and robustness of the object identification process, demonstrating its effectiveness in various practical applications.

Keywords - Material identification, hyperspectral spectroscopy, deep learning, cosine similarity, spectral angle analysis, reflection comparison

مقدمه

طیف‌سنجی فراطیفی به‌دلیل توانایی بالای خود در استخراج اطلاعات دقیق و جامع از مواد، به یکی از ابزارهای مهم در شناسایی و تحلیل مواد تبدیل شده است. به‌عنوان مثال، در حوزه کشاورزی دقیق، این تکنولوژی می‌تواند در تشخیص سلامت گیاهان، ترکیب خاک و بهینه‌سازی آبیاری نقش بسزایی ایفا کند. در صنایع مختلف نیز، برای کنترل کیفیت و شناسایی مواد از آن استفاده می‌شود [1]. با این حال، حجم بالای داده‌ها و پیچیدگی آن‌ها نیازمند استفاده از الگوریتم‌های پیشرفته‌ای مانند یادگیری عمیق است که می‌توانند دقت و سرعت پردازش را بهبود بخشند.

در این پژوهش، با بهره‌گیری از شبکه‌های عصبی پیچشی (CNN1)، که به‌دلیل ساختار چندلایه و قابلیت شناسایی ویژگی‌های پیچیده بسیار مناسب هستند، به تحلیل داده‌های فراطیفی پرداخته شده است. هر لایه در CNN می‌تواند ویژگی‌های مختلفی را از داده‌ها استخراج کند و به این ترتیب امکان طبقه‌بندی دقیق‌تر را فراهم می‌آورد. این ویژگی‌ها به ما کمک می‌کنند تا الگوهای پنهان در طیف‌های چندبعدی را کشف کنیم که در شناسایی مواد بسیار حائز اهمیت است [2].

تبدیل موجک و تجزیه به مؤلفه‌های اصلی

برای بهینه‌سازی عملکرد شبکه‌های عصبی و کاهش پیچیدگی محاسباتی، از روش‌های پیش‌پردازش داده‌ها مانند تبدیل موجک و تجزیه به مؤلفه‌های اصلی (PCA2) استفاده شده است. تبدیل موجک این امکان را می‌دهد تا نویزهای موجود در داده‌ها را کاهش داده و ویژگی‌های مهم طیفی را حفظ گردد از سوی دیگر، PCA با کاهش ابعاد داده‌ها، سرعت و کارایی محاسباتی را افزایش می‌دهد[3].

طراحی پایگاه داده مرجع

برای طراحی این پایگاه داده مرجع، سیستمی توسعه داده‌ایم که به‌طور خاص به منظور ذخیره و شناسایی دقیق طیف‌های فراطیفی مواد مختلف ایجاد شده است. این سیستم از ساختاری چندلایه و ماژولار بهره می‌برد که به‌گونه‌ای بهینه‌سازی شده تا علاوه بر ذخیره‌سازی طیف‌های مرجع، امکان استخراج ویژگی‌های کلیدی و طبقه‌بندی خودکار مواد را نیز فراهم کند.

در این سیستم، هر طیف مرجع به‌عنوان یک بردار در فضای چندبعدی ذخیره شده و همراه با ویژگی‌های طیفی خاص خود قابل دسترسی است.

در این سامانه، از تکنیک‌های پیشرفته پردازش داده استفاده شده تا به‌طور مؤثر نویزهای موجود در داده‌ها را کاهش دهد و ویژگی‌های مهم طیفی را حفظ کند. این روش‌ها با ترکیب شبکه‌های عصبی عمیق به‌ویژه CNNها، امکان استخراج و ذخیره ویژگی‌های پیچیده را به صورت خودکار فراهم کرده و ساختاری یکپارچه و قابل توسعه برای توسعه پایگاه داده مرجع ایجاد کرده‌اند. این طراحی، علاوه بر شناسایی مواد، امکان استفاده در کاربردهای عملی و محیط‌های متنوع را به‌طور مؤثر پشتیبانی می‌کند.

استفاده از شباهت کسینوسی و مقایسه بازتاب در تحلیل طیف‌ها

از شباهت کسینوسی به عنوان یکی از معیارهای کلیدی برای مقایسه طیف‌های مختلف و شناسایی مواد استفاده شده است. این معیار با بررسی زاویه بین دو بردار طیفی در فضای چندبعدی، میزان شباهت یا تفاوت بین آن‌ها را مشخص می‌کند. هر بردار طیفی شامل مقادیری در چندین بُعد است که بیانگر شدت بازتاب یا جذب در طول موج‌های مختلف است. زاویه کوچکتر بین دو بردار نشان‌دهنده شباهت بیشتر و در نتیجه احتمال تطابق بیشتر بین مواد است.

$$\cos(\theta) = \frac{A \cdot B}{|A||B|}$$

$$\cos(\theta) = \frac{\sum_{i=1}^{n} A_i \cdot B_i}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n} A_i^2} \times \sqrt{\sum_{i=1}^{n} B_i^2}}$$

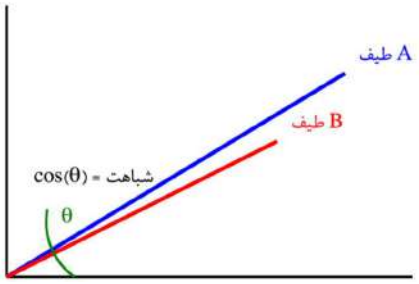
در این پژوهش، از تکنیک‌های هوش مصنوعی، به‌ویژه الگوریتم‌های یادگیری ماشین، برای تحلیل و مقایسه دقیق‌تر زاویه بین طیف‌ها استفاده می‌شود. الگوریتم‌های هوش مصنوعی امکان پردازش و تحلیل سریع و دقیق داده‌های فراطیفی بزرگ را فراهم می‌آورند. این تکنیک‌ها، نه‌تنها شباهت کسینوسی را با دقت بیشتری محاسبه می‌کنند، بلکه با استفاده از شبکه‌های عصبی و الگوریتم‌های یادگیری عمیق، می‌توانند ویژگی‌های

1 convolutional neural networks

2 principal component analysis

پنهان طیف‌ها را نیز استخراج کرده و در فرآیند مقایسه به‌کار گیرند.

علاوه بر شباهت کسینوسی، مقایسه مقادیر بازتاب هر ماده با مواد مرجع موجود در پایگاه داده نیز به عنوان یک معیار مکمل برای بهبود دقت شناسایی به‌کار گرفته شده است. در این روش، هر طیف جدید با طیف‌های مرجع مقایسه شده و تطابق‌های احتمالی شناسایی می‌شود. این دو معیار (شباهت کسینوسی و مقایسه بازتاب) با یکدیگر ترکیب شده و امکان شناسایی دقیق‌تر و قابل اطمینان‌تر مواد را فراهم می‌آورند:[4]



شکل ۱: مفهوم زوایای کسینوسی و نحوه محاسبه شباهت بین دو طیف

این معیار مقداری بین -۱ و ۱ ارائه می‌دهد:

- مقدار ۱: نشان‌دهنده هم‌جهت بودن کامل دو بردار است، که بیانگر شباهت کامل بین دو بردار (طیف) است.
- مقدار ۰: نشان‌دهنده آن است که دو بردار عمود بر یکدیگر هستند و هیچ شباهتی ندارند.
- مقدار -۱: نشان‌دهنده جهت‌های کاملاً مخالف و بیشترین عدم شباهت است.

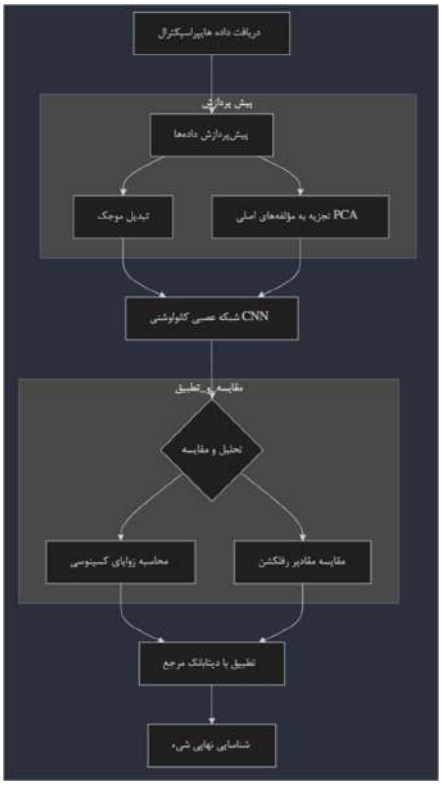
علاوه بر شباهت کسینوسی، بررسی مقدار بازتاب هر ماده در طول‌موج‌های کلیدی با مواد مرجع موجود در پایگاه داده کمک می‌کند تا بتوان با دقت بالاتری شباهت‌ها و تفاوت‌ها را مشخص کرد. این ویژگی به ویژه در مواقعی که طیف مواد بسیار نزدیک به هم هستند، امکان تمایز دقیق‌تر را فراهم می‌کند.

مزیت استفاده از زاویه کسینوسی و مقایسه بازتاب

شباهت کسینوسی تنها زاویه بین بردارها را در نظر می‌گیرد و از طول بردارها مستقل است. این ویژگی به ویژه در پردازش‌های طیفی مناسب است، زیرا تغییرات ناشی از شدت نور یا اندازه‌گیری‌ها بر شباهت طیفی تاثیری نمی‌گذارند. در کنار این معیار، بررسی بازتاب ماده با مواد مرجع کمک می‌کند که علاوه بر الگوی طیفی، به تفاوت‌های کوچک در مقادیر بازتاب نیز مورد توجه قرار گیرد.

کاربرد عملی در شناسایی مواد

در کاربرد شناسایی مواد، هر طیف استخراج‌شده از داده‌های فراطیفی با طیف‌های مرجع موجود در پایگاه داده مقایسه می‌شود. زاویه کسینوسی بین بردار طیفی جدید و بردارهای مرجع محاسبه می‌گردد و اگر زاویه کوچک باشد ($\cos(\theta)$ یعنی) به یک نزدیک باشد)، به این معناست که طیف جدید شباهت زیادی به طیف مرجع دارد و می‌توان ماده را شناسایی کرد. سپس، مقدار بازتاب طیف جدید با مقادیر بازتاب مواد مرجع مقایسه می‌شود تا دقت شناسایی و قابلیت تمایز بهبود یابد.

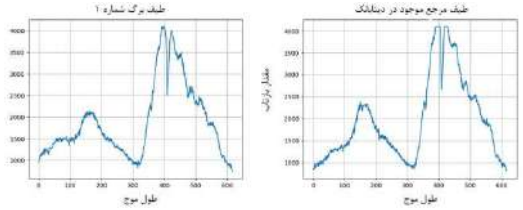


شکل ۲ : مراحل کلی روش پیشنهادی از دریافت داده تا شناسایی نهایی

در فرآیند شناسایی مواد با استفاده از داده‌های فراطیفی، یکی از روش‌های افزایش دقت و کاهش خطا در مقایسه مقادیر بازتاب، محاسبه میانگین بازتاب است. در این روش، به جای بررسی

بازتاب در نقاط خاص، از مقدار بازتاب میانگین در طول موج‌های کلیدی استفاده می‌شود. این کار به ما کمک می‌کند تا مقادیر بازتاب طیف جدید و طیف مرجع به طور کلی‌تر و پایدارتر مقایسه شوند و اختلافات جزئی که ممکن است ناشی از نویز یا شرایط متغیر محیطی باشند، تاثیر کمتری بر نتیجه نهایی داشته باشند.

در این روش، میانگین مقادیر بازتاب در طول موج‌های مشخص و کلیدی محاسبه می‌شود. این مقدار میانگین، نمایانگر وضعیت کلی بازتاب ماده در طول موج‌های انتخابی است. سپس این مقدار میانگین بازتاب برای طیف جدید و طیف‌های مرجع موجود در پایگاه داده محاسبه و مقایسه می‌شود. اگر اختلاف میانگین‌ها منطقی و در یک بازه قابل قبول باشد، می‌توان فرض کرد که طیف جدید و طیف مرجع به هم خیلی نزدیک هستند و احتمالاً ماده شناسایی‌شده همان ماده مرجع است.



شکل۳ : مقایسه طیف ماده نمونه با طیف مرجع که به شناسایی دقیق ماده کمک می‌کند.

در این مقایسه(شکل۳)، پس از ثبت دقیق طیف مرجع، طیف برگ ناشناخته را با آن سنجیده‌ایم تا شباهت‌ها و تفاوت‌های طیفی آن مشخص شود. این فرآیند به ما امکان می‌دهد تا به‌طور هوشمند نوع ماده ناشناخته (برگ شماره ۱) را شناسایی کنیم.

تاثیر میانگین‌گیری در کاهش خطا

میانگین‌گیری از مقادیر بازتاب در طول موج‌های کلیدی، باعث می‌شود که اختلافات جزئی و ناهماهنگی‌های کوچک میان طیف جدید و طیف مرجع نادیده گرفته شود. به این ترتیب، این روش به عنوان یک فیلتر عمل کرده و از تاثیر نویز یا تغییرات محیطی که ممکن است در مقادیر بازتاب در طول موج‌های خاص رخ دهد، جلوگیری می‌کند. این کار دقت و قابلیت اطمینان فرایند شناسایی را افزایش می‌دهد، چرا که تنها اختلافات کلی و معنادار میان طیف‌ها مورد توجه قرار می‌گیرند.

این روش ترکیبی از مقایسه زاویه کسینوسی و میانگین‌گیری از مقادیر بازتاب، به ما این امکان را می‌دهد که شناسایی مواد با دقت بیشتری انجام شود و احتمال خطا در تشخیص به طور قابل توجهی کاهش یابد.

نتایج و بحث

نتایج این تحقیق نشان می‌دهند که استفاده از زوایای کسینوسی به همراه مقایسه بازتاب و روش‌های تکمیلی پیش‌پردازش، باعث افزایش دقت شناسایی شده است. در آزمون‌های انجام شده، سیستم پیشنهادی با دقتی بیش از ۹۰٪ موفق به شناسایی صحیح مواد مختلف در پایگاه داده شد. مقایسه با روش‌های دیگر نشان داد که تبدیل موجک و PCA باعث کاهش زمان پردازش به میزان قابل توجهی می‌شوند، و ترکیب زوایای کسینوسی و مقایسه بازتاب به تمایز دقیق‌تر مواد مشابه کمک می‌کند..

نتیجه‌گیری

در این تحقیق، یک رویکرد جامع برای شناسایی و ایجاد پایگاه داده طیف‌سنجی فراطیفی با ترکیب زوایای کسینوسی و شبکه‌های عصبی پیچشی (CNN) همراه با روش‌های تکمیلی مانند تبدیل موجک، تجزیه به مولفه‌های اصلی و مقایسه بازتاب ارائه شد. نتایج نشان دادند که این روش با دقت بالایی توانسته است به شناسایی مواد مختلف بپردازد و به ویژه در کاربردهایی مانند کشاورزی دقیق و صنایع کیفیت‌سنجی موثر خواهد بود.

مرجع‌ها

[1] Ali, F., Razzaq, A., Tariq, W., Hameed, A., Rehman, A., Razzaq, K., Sarfraz, S., Rajput, N. A., Zaki, H. E. M., Shahid, M. S., et al. (2024). Spectral intelligence: AI-driven hyperspectral imaging for agricultural and ecosystem applications. Agronomy, 14(10), 2260.

[2] Li, S., Song, W., Fang, L., Chen, Y., Ghamisi, P., & Benediktsson, J. A. (2019). Deep learning for hyperspectral image classification: An overview. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 57(9), 6690-6709.

[3] Du, B., Zhou, Q., Guo, J., Guo, S., & Wang, L. (2021). Deep learning with long short-term memory neural networks combining wavelet transform and principal component analysis for daily urban water demand forecasting. Expert Systems with Applications, 171, 114571.

[4] Homayouni, S., & Roux, M. (2004). Hyperspectral image analysis for material mapping using spectral matching. In Proceedings of the ISPRS Congress, Volume XXXV, Commission 7, 46-52

بهبود اپتیکی برای کاهش انعکاس آشکارسازهای نوری مبتنی بر سیلیکون نوع P

محمد قلی زاده[۲]، هادی رحیمیان*[۱]،علی‌اکبر رضایی[۱]، امید ساعدی پور[2]

[1]پژوهشگر، دانشکده علوم پایه، دانشگاه جامع امام حسین(ع)، تهران، ایران

[2]دانشجوی کارشناسی ارشد رشته اپتیک و لیزر، دانشکده علوم پایه، دانشگاه جامع امام حسین(ع)، تهران، ایران

چکیده: برای کاهش بازتاب نور از سطح ویفرهای سیلیکونی و افزایش بهره‌وری آن‌ها، دو روش اصلی به‌کار گرفته شده است: ۱- استفاده از پوشش‌های لایه نازک نابازتابنده و۲- اصلاح ساختار سطح با ایجاد میکروساختارها و نانوساختارها. این مقاله بر روش دوم تمرکز دارد و از روش زدایش شیمیایی ناهمسانگرد با استفاده از محلول پتاسیم هیدروکسید (KOH) بهره می‌برد. پارامترهای مؤثر بر کیفیت زدایش، مانند دما، درصد محلول KOH و مدت‌زمان زدایش، به دقت بررسی شدند. علاوه بر این، ویفرهای سیلیکونی تحت تابش باریکه الکترونی از شتاب‌دهنده الکترونی قرار گرفتند تا تأثیر آن بر ساختار سطح و کاهش بازتاب نور از سطح ارزیابی شود. نتایج حاصل از مقایسه روش‌های مختلف زدایش بر روی ویفرهای سیلیکونی(100)P و(111)P نشان داد که روش زدایش شیمیایی با محلول KOH نسبت به تابش الکترونی در کاهش بازتاب نوری مؤثرتر است. عمق زدایش سطح با استفاده از میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) و اندازه‌گیری طیف بازتابی مورد تحلیل قرار گرفت. شرایط بهینه در نمونه S6، ویفر سیلیکونی (100)P که در محلول حاوی 5% KOH و 2% الکل ایزوپروپیل در دمای ۸۰ درجه سانتی‌گراد و به مدت ۶۰ دقیقه زدایش شده بود، کمترین بازتاب به میزان ۱۶/۴۸ درصد را نشان داد.

کلیدواژه: زدایش، زدایش مرطوب، آشکارساز سیلیکون، آشکارسازهای نیمه‌رسانا، سیلیکون سیاه، اصلاح ساختار سطح

Optical Enhancement for Reducing Reflection in P-Type Silicon-Based Photodetectors

Mohamad Gholizadeh[2], Hadi Rahimian[*1], Aliakbar Rezaei[1], Omid Saedipour[2]

[1]Researcher, Faculty of Science, Imam Hossein University, Tehran, Iran

[2]Masters student in laser and optic, Faculty of science, Imam Hossein University, Tehran, Iran

Hrahimian@ihu.ac.ir

Abstract: To reduce light reflection from the surface of silicon wafers and enhance their efficiency, two main approaches have been employed: 1- the use of anti-reflective thin film coatings, and 2- surface structure modification through the creation of microstructures and nanostructures. This paper focuses on the second method, utilizing anisotropic chemical etching with a potassium hydroxide (KOH) solution. The parameters affecting the etching quality, such as temperature, KOH solution concentration, and etching duration, were carefully investigated. Additionally, silicon wafers were exposed to electron beam irradiation from an electron accelerator to evaluate its impact on surface structure and light reflection reduction. Results from comparing various etching methods on silicon wafers with P(100) and P(111) orientations indicated that KOH chemical etching was more effective than electron beam irradiation in reducing light reflection. The etching depth was analyzed using a scanning electron microscope (SEM) and reflectance spectrum measurements. The optimal conditions were found in sample S6, a P(100) silicon wafer etched in a solution containing 5% KOH and 2% isopropyl alcohol at 80°C for 60 minutes, which exhibited the lowest reflection of 16.48%.

Keywords - Etching, Wet Etching, Silicon Photodetector, Semiconductor Photodetectors, Black Silicon, Surface Morphology Modification

مقدمه

به دلیل ضریب شکست بالای سیلیکون، اتلاف ناشی از بازتاب، عملکرد ادوات مبتنی بر جذب فوتون را تا 40% محدود می‌کند. برای کاهش بازتاب نور و افزایش جذب آن، دو روش وجود دارد: الف) پوشش نابازتابنده، ب) به دام‌اندازی نور با اصلاح ساختار سطح. روش دوم به دلیل هزینه کمتر و محدوده طیفی وسیع‌تر مؤثرتر است. با ایجاد ساختارهای هرمی میکروسکوپی بر روی سطح سیلیکون، نمونه‌ای به نام سیلیکون سیاه به دست می‌آید که بازتاب بسیار کمی دارد و در محدوده طول موج ۲۵۰-۲۵۰۰ نانومتر جذب بالایی نشان می‌دهد[1]. سیلیکون سیاه به دلیل ساختار نانومقیاس سطحی خود، راه‌حلی ایده‌آل برای پوشش‌های نابازتابنده در سلول‌های خورشیدی، آشکارسازهای نوری، فتودیودها و حسگرهای گاز ارائه می‌دهد. ساختارهای نانومقیاس می‌توانند به شکل مخروط‌های معکوس یا منافذ نانومتری باشند که به طور تصادفی بر روی سطح توزیع شده‌اند [2].

با این حال، تکنیک‌های پیچیده بافت‌سازی هزینه تولید را افزایش می‌دهند. از این رو، روش‌های کم‌هزینه و مؤثر مانند تشکیل لایه‌های سیلیکون متخلخل (PS1) با زدایش الکتروشیمیایی برای به دام‌اندازی نور پیشنهاد می‌شود. ضریب شکست PS را می‌توان با تنظیم شرایط زدایش کنترل کرد تا پوشش نابازتابنده مؤثری ایجاد شود[3]. در این کار، علاوه بر روش زدایش مرطوب، برای اولین بار از تابش پرتوهای الکترونی نیز استفاده شده است. تأثیر زدایش مرطوب بر روی ویفرهای سیلیکونی P(100) و P(111)، دمایزدایش، درصد محلول KOH و مدت زمان زدایش مورد بررسی قرار گرفته‌اند.

روش کار

در این پژوهش اقدامات لازم در سه مرحله انجام شده است، مرحله اول شامل مراحل آماده‌سازی نمونه است که نمونه‌ها در این پژوهش شامل دو دسته ویفر سیلیکونی P(111) و P(100) می‌باشد. برش هر نوع از ویفرها در اندازه ۱ سانتی‌متر مربع به‌وسیله لیزر فیبری صورت می‌گیرد و سپس شستشوی ویفرهای سیلیکونی در داخل دستگاه اولتراسونیک با آب و صابون، اتانول و استون به مدت ۵ دقیقه انجام شده و در ادامه به منظور حذف لایه اکسیدی موجود بر روی ویفر برای رسیدن بهتر محلول زدایش به سطح سیلیکون در داخل محلول ۵ درصد حجمی هیدروفلوئوریک اسید به مدت ۳۰ ثانیه قرار داده شد. سپس در مرحله دوم آزمایش نمونه‌ها درون محلول پتاسیم هیدروکسید 5% ، ۱۰٪، 12% در دمای ۸۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۴۵ و ۶۰ دقیقه به منظور بررسی میزان تاثیر پارامترهای محلول زدایش و دما گذاشته شدند که این دماها و درصدها با توجه به کار سایر پژوهشگران و بررسی آثار مشابه تعیین و بهینه‌سازی شده است[4] و در روش زدایش شیمیایی با کنترل پارامترهایی مثل غلظت ماده زداینده، دما و زمان می‌توان ساختارهایی با اندازه و توزیع یکنواخت ایجاد کرد. در مرحله سوم پس از خارج کردن نمونه‌ها از داخل محلول پتاسیم هیدروکسید، با آب دیونیزه شستشو داده می‌شوند و برای مشاهده نحوه تشکیل میکروساختارها، تست‌های میکروسکوپ نوری، میکروسکوپ الکترونی و بررسی مقدار بازتاب سطح ویفر، طیف بازتابی UV-VIS گرفته شدند. در مشخصه‌یابی نمونه‌ها، بدین صورت عمل شده که ابتدا از همه نمونه‌های زدایش شده، تصاویر میکروسکوپ نوری گرفته شد و سپس نمونه‌های که زدایش بهتری صورت گرفته بود به منظور سنجش دقیق‌تر تصویر میکروسکوپ الکترونی و طیف بازتابی از سطح ویفر گرفته شد.برای بررسی اثر پرتودهی یک دسته دیگری از نمونه ویفرها تحت تابش باریکه الکترونی با انرژی ۱۰ MeV با دز دریافتی ۳۰ kGy قرار داده شد. این پرتودهی با استفاده از دستگاه شتاب‌دهنده الکترونی رودترون مستقر در مجتمع پژوهشی ایران مرکزی صورت گرفت.

نتایج و بحث

در این بخش نتایج حاصل از تصویربرداری میکروسکوپ الکترونی روبشی FE-SEM و طیف بازتابی در ناحیه UV-VIS-IR از ساختارهای هرمی شکل موجود در سطح سیلیکون که به روش زدایش شیمیایی و تابش باریکه الکترونی تشکیل‌شده‌اند، مورد بررسی قرارگرفته است. همچنین اثرات متفاوت روش زدایش شیمیایی بر روی دو نمونه ویفر سیلیکونی P(111) و P(100) پرداخته‌شده است. عبارت KOH در این مقاله نشان دهنده درصد پتاسیم هیدروکسید، IPA نشان دهنده درصد ایزوپروپیل الکل ، Time مدت زمان انجام آزمایش و Temp دمای

1 Porous silicon

انجام آزمایش و Type نوع ویفر مورد استفاده می‌باشد. در جدول (۱) شرایط زدایش و درصدهای مختلف محلول زدایش برای نمونه‌های مورد آزمایش آورده شده است و نمونه‌های S1 و S3 به ترتیب ویفر P(111) و P(100) زدایش نشده می‌باشند.

جدول۱: شرایط زدایش نمونه‌ها به روش مرطوب

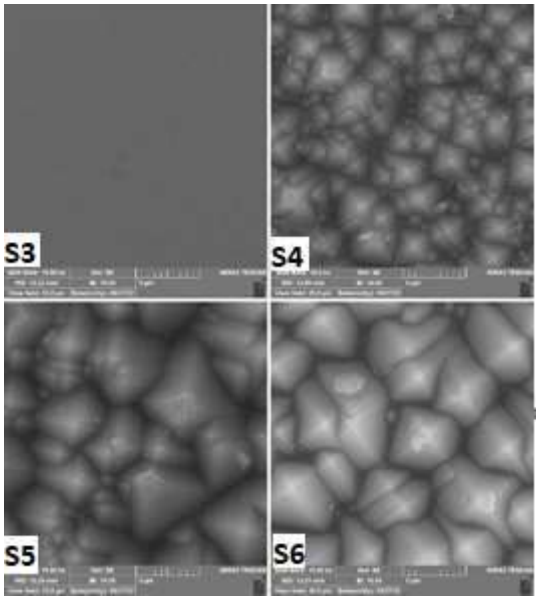
نمونه	KOH(%)	IPA(%)	Time (min)	Temp(°C)	Type
S1	-	-	-	-	P(111)
S2	-	-	-	-	P(111)
S3	-	-	-	-	P(100)
S4	۱۲	۳۰	۶۰	۸۰	P(100)
S5	۵	۲	۴۵	۸۰	P(100)
S6	۵	۲	۶۰	۸۰	P(100)
S7	۱۲	۳۰	۴۵	۸۰	P(100)
S8	-	-	-	-	P(111)
S9	۱۰	۵	۴۵	۶۰	P(111)
S10	۱۰	۵	۶۰	۶۰	P(111)
S11	۱۰	۵	۸۰	۶۰	P(111)

واکنش کلی بین سیلیکون و KOH به صورت زیر است:

$$Si + 2KOH + H_2O \rightarrow K_2SiO_3 + 2H_2\uparrow$$

در این واکنش، تولید گاز هیدروژن می‌تواند منجر به تشکیل حباب‌هایی روی سطح سیلیکون شود که بر یکنواختی زدایش تأثیر منفی می‌گذارد. افزودن ایزوپروپیل الکل (IPA) به محلول زدایش به کاهش تنش سطحی کمک می‌کند و باعث می‌شود حباب‌های هیدروژن سریع‌تر از سطح جدا شوند، که در نتیجه یکنواختی زدایش بهبود می‌یابد.

در شکل (۱) نمونه (S3) ویفر سیلیکون P(100) است که مراحل شستشو را پشت سر گذاشته و برای زدایش آماده‌سازی شده است. همچنین نمونه (S4) تصویر میکروسکوپ الکترونی از سطح ویفر سیلیکونی P(100) است که در محلول بازی KOH 12% و ایزوپروپیل الکل ۳۰٪ و در دمای ۸۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۶۰ دقیقه زدایش شده است. بر روی آن هرم‌ها به شکل نامنظم تشکیل‌شده است و اندازه هرم‌ها در ابعاد مختلف است.

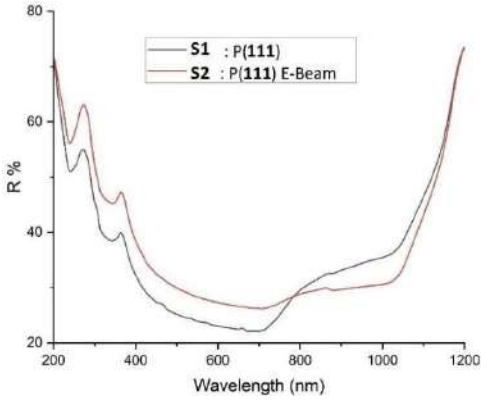


شکل (۱). نتایج میکروسکوپ الکترونی (SEM) ویفر P(100) نمونه های(S3)ویفر p(100) خام (S4) ویفر P(100) KOH 12% و IPA 30 (S5) ویفر P(100) KOH 5% و ۴۵ دقیقه (S6) ویفر P(100) KOH 5% و ۶۰ دقیقه

اندازه هر ضلع قاعده هرم‌های بزرگ در حدود ۲/۵ میکرومتر و اندازه قاعده هرم‌های کوچک‌تر ۱/۵ میکرومتر است، همچنین ضلع قاعده کوچک‌ترین هرم‌ها که بین بقیه هرم‌ها تشکیل‌شده‌اند ۰/۷ میکرومتر اندازه دارند. (S5) تصویر میکروسکوپ الکترونی از سطح ویفر سیلیکونی P(100) است که در محلول بازی KOH 5% و ایزوپروپیل الکل 2% در دمای ۸۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۴۵ دقیقه زدایش شده که دارای هرم‌هایی با سه اندازه مختلف است. (S6) تصویر میکروسکوپ الکترونی از سطح ویفر سیلیکونی P(100) است که در محلول بازی KOH 5% و ایزوپروپیل الکل 2% در دمای ۸۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۶۰ دقیقه زدایش شده است که دارای هرم‌هایی با دارای بهترین ساختار سطح در بین همه سطوح است و هرم‌ها در این تصویر بسیار منظم‌تر از حالت‌های قبلی هستند؛ و سطوح جانبی هرم صفحات (۱۰۰) هستند که در اثرزدایش از بین نرفته‌اند و اندازه ضلع قاعده غالب هرم‌های موجود ۳ میکرون است.

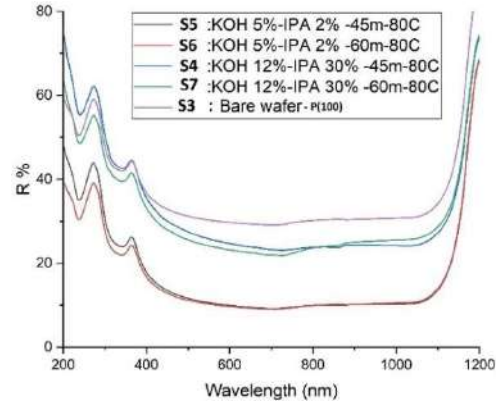
در شکل (۲) با مقایسه طیف بازتابی نمونه S1 سیلیکونی خام P(111) با نمونه S2 E-Beam P(111) این نتیجه حاصل شد که نمونه‌ای که تحت تابش پرتو الکترونی قرارگرفته است دارای بازتاب کمتری در ناحیه طول موج مادون قرمز ۱۲۰۰-۸۰۰

نانومتر می‌باشد که این نشان‌دهنده مؤثر بودن تابش الکترونی در کاهش بازتاب ویفر سیلیکونی در بازه ۱۲۰۰-۸۰۰ نانومتر است که می‌توان با تغییر پارامترهای تابش الکترونی میزان این بازتاب را کمتر کرد تا به نمونه بهینه دست‌یافت.



شکل (۲). مقایسه طیف بازتابی نمونه S1 سیلیکونی خام P(111) با نمونه S2 P(111) E-Beam

بررسی نمودارهای شکل(۳) نشان می‌دهد که بازتاب نمودارهای مشکی و قرمز ، که به ترتیب مربوط به نمونه‌های S5 و S6 می‌باشد، در اثر زدایش با محلول پتاسیم ۵ درصد جرمی و ایزوپروپیل الکل ۲ درصد و که به ترتیب در مدت‌زمان ۴۵ و ۶۰ دقیقه و در دمای ۸۰ درجه سانتی گراد، حدود ۱۷ درصد کمتر از ویفر زدایش نشده می‌باشد و کمترین بازتاب را در بین همه نمونه‌ها دارا هستند و ایده‌آل ترین نمونه‌های ما جهت ساخت آشکارساز نوری می‌باشند. نمونه های S5 و S6 از نوع ویفر P(100) هستند.



شکل (۳). نتایج طیف بازتابی نمونه‌ها سیلیکونی P(100)نسبت به نمونه خام

نتیجه‌گیری

با بهینه‌سازی درصد پتاسیم هیدروکسید، ایزوپروپیل الکل و زمان آزمایش، بازتاب از سطح ویفر سیلیکونی کاهش یافت. که با بررسی طیف های بازتابی این نمونه ها، نتیجه حاصل این شد که، بازتاب نمونه‌های خام سیلیکون بعد از تابش پرتو الکترونی تولید شده توسط دستگاه رودترون در ناحیه ۸۰۰ تا ۱۲۰۰ نانومتر کاهش یافته است.

همان‌طور که از تصاویر میکروسکوپ الکترون(SEM) مشهود است نمونه S6 که از نوع ویفر P(100) است و دارای بهترین ساختار سطح ازلحاظ ساختار منظم و با اندازه هرم‌های یکدست است و همچنین طیف بازتابی از این نمونه گویای آن است که ویفر سیلیکونی S6 و S5 دارای کمترین بازتاب در بازه طول موجی مادون قرمز (۱۲۰۰-۸۰۰) نانومتر از سطح به میزان ۱۶/۴۸ درصد است. پس از بررسی‌های فوق می‌توان به این مطلب پی برد که بهترین درصدها برای ساخت آشکارساز نوری با کمترین میزان بازتاب از سطح و بهترین عملکرد استفاده از پتاسیم هیدروکسید 5% و ایزوپروپیل الکل 2% می‌باشد که در دمای ۸۰ درجه سانتی گراد به مدت ۶۰ دقیقه (نمونه S6 و S5) زدایش می‌شود.

مرجع‌ها

[1] Wang, Y., Liu, Y., Liang, H., Mei, Z., & Du, X. (2013). Broadband antireflection on the silicon surface realized by Ag nanoparticle-patterned black silicon. Physical Chemistry Chemical Physics, 15(7), 2345–2350.

[2] Garin, M., Heinonen, J., Werner, L., Pasanen, T. P., Vähänissi, V., Haarahiltunen, A., … & Savin, H. (2020). Black-silicon ultraviolet photodiodes achieve external quantum efficiency above 130%. Physical Review Letters, 125(11), 117702.

[3] Selj, J. H., Thøgersen, A., Foss, S. E., & Marstein, E. S. (2010). Optimization of multilayer porous silicon antireflection coatings for silicon solar cells. Journal of Applied Physics, 107(7)

[4] Moona, G., Kapruwan, P., Sharma, R., & Ojha, V. N. (2018). Silicon wafer surface reflectance investigations by using different surface texturing parameters. Proceedings of the National Academy of Sciences, India Section A: Physical Sciences, 88, 617–623.

بررسی پارامترهای تابش در ساخت الکترودهای گرافنی با استفاده از فرایند گرافن القای لیزری

فاطمه رجبی [۱] ، هدیه پازکیان [۲] ، مریم بحرینی[۳و*] ، محسن منتظرالقائم [۴]

[۱،۳]دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران

[۲،۴]پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای ایران، پژوهشکده فوتونیک و فناوری های کوانتومی

چکیده – در این مقاله به بررسی فرایند القای لیزری گرافن (LIG) برای ایجاد الکترودهای گرافنی به منظور ساخت حسگرهای زیستی پرداخته شده است. بدین منظور از پلیمر پلی‌آمید به عنوان نمونه هدف توسط لیزر با طول موج ۴۴۵ نانومتری با شرایط مختلف مورد تابش قرار گرفت. نمونه های تابش داده شده با استفاده از طیف‌سنجی رامان، میکروسکوپ الکترونی و مقاومت سنجی به ترتیب برای بررسی ایجاد گرافن، تغییرات در مورفولوژی سطح و تعیین مقاومت الکتریکی الکترود مورد بررسی قرار گرفتند. نتایج نشان می‌دهد که با تغییر پارامترهای لیزری تاثیر مهمی در ویژگی‌های الکترود ایجاد شده و در نتیجه نوع کاربرد آن دارد.

کلیدواژه - الکترودهای گرافنی، القای لیزری گرافن، حسگرهای زیستی

Investigating laser irradiation parameters in laser induced graphene electrodes

Fatemeh Rajabi [1] , Hedieh Pazokian [2] , Maryam Bahreini [3] , Mohsen Montazerolghaem [4]

[1,3] Physics Department, Iran University of science and technology, Tehran, Iran

[2,4] Photonic and Quantum technologies research school, Nuclear science and technology research Institute, Tehran, Iran

m_bahreini@iust.ac.ir

Abstract- In this paper the laser induced graphene process for making graphene electrodes has been investigated. For this purpose, polyamide polymer as target sample was irradiated by 445nm laser. Irradiated samples were investigated for change in morphology, graphene formation and electrical resistance with scanning electron microscopy, Raman spectroscopy and resistance meter, respectively. The results show that changing irradiation parameters has significant effect on fabricated electrode and so its application.

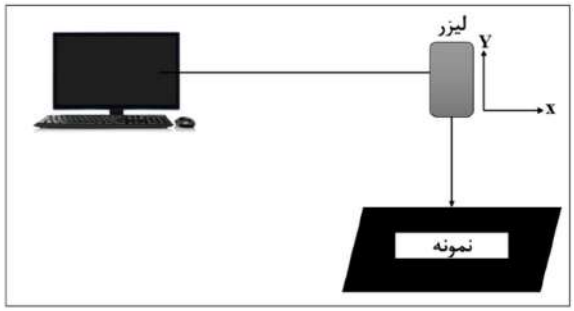
Keywords: Graphene electrodes, Laser induced graphene, Biosensors

مقدمه

گرافن به دلیل ساختار دو بعدی منحصر به فرد و خواص فیزیکی و شیمیایی عالی، به عنوان یک ماده کاربردی بالقوه در زمینه ساخت حسگرها در نظر گرفته شده است. با این حال، روش‌های سنتی آماده‌سازی گرافن پیچیده هستند و شکل‌دهی ساختارهای الگودار دشوار است [۱]. از طرفی روش‌های سنتی برای تهیه گرافن عمدتاً شامل رسوب بخار شیمیایی، ردوکس، جداسازی مکانیکی و رشد همپایه و غیره است. روش‌های مذکور برای تهیه گرافن دارای فرآیندهای پیچیده، راندمان پایین، انتخاب محدود مواد بستر هستند و برای دستیابی به الگوی گرافن به فرآیندهای الگوبرداری اضافی نیاز دارند. بنابراین، توسعه فناوری با فرآیندهای عملیاتی ساده، هزینه‌کم، راندمان بالا، انتخاب گسترده مواد خام، الگوی گرافن قابل کنترل و فرآیند آماده سازی سازگار با محیط زیست ضروری است [۲]. گرافن القا شده با لیزر یکی از روش‌های پیشرفته برای تولید گرافن است که از تابش لیزر برای ایجاد ساختار گرافنی روی سطح مواد اولیه، مانند پلیمرها یا لایه‌های کربنی استفاده می‌کند. این روش نسبت به روش‌های دیگر، از سرعت بالا، سادگی فرایند و دقت بالایی برخوردار است و امکان تولید ساختارهای پیچیده و قابل تنظیم را فراهم می‌سازد [۳]. گرافن القا شده با لیزر اخیراً به دلیل ویژگی‌های منحصربه‌فردش، مانند ساختار سه‌بعدی درشت متخلخل، رسانایی خوب و فرآیند ساخت آسان، توجه زیادی به کاربرد حسگرهای زیستی پیدا کرده است. حسگرهای زیستی دستگاه‌های تحلیلی هستند که یک واکنش بیوشیمیایی/بیولوژیکی را به یک سیگنال فیزیکی و شیمیایی قابل اندازه‌گیری تبدیل می‌کنند که ارزیابی کمی از غلظت آنالیت را فراهم می‌کند. به عنوان مثال اخیراً گرافن به دلیل خواص الکتریکی و نوری خارق‌العاده، علایق قابل توجهی را برای کاربردهای حسگر زیستی مانند نظارت بر گلوکز، سنجش DNA و تشخیص اسید فولیک به خود جلب کرده است [۴]. حسگرهای زیستی مبتنی بر گرافن القای لیزری، نسبت به حسگرهای دیگر مانند حسگرهای الکتروشیمیایی یا حسگرهای نوری دارای مزایای متعددی هستند. این حسگرها از نظر زمان پاسخ‌دهی سریع‌تر بوده و دقت بالاتری دارند، همچنین به دلیل هزینه پایین‌تر و فرایند ساده تولید، در کاربردهای گسترده‌تری مورد استفاده قرار می‌گیرند. در این مقاله با توجه به اهمیت فرایند القای لیزری برای ایجاد الکترودهای گرافنی به منظور ساخت حسگر، به بررسی تغییرات ایجاد شده در زیرلایه پلی‌آمید طی فرایند القای لیزری گرافن در شرایط مختلف پرداخته شده است. برای این کار از طیف سنجی رامان و تصویربرداری میکروسکوپ الکترونی روبشی برای توصیف ساختار LIG و تغییرات مورفولوژی سطح استفاده شده است. همچنین مقاومت الکتریکی الکترودهای ایجاد شده جهت بررسی عملکرد آنها اندازه گیری شده است [۵].

آزمایش

در این آزمایش از پلیمر پلی‌آمید به عنوان بستر برای ایجاد الکترودهای گرافنی استفاده شده است. فیلم پلی‌آمید روی لام شیشه‌ای محکم شده و به عنوان زیرلایه مورد استفاده قرار گرفت. شکل ۱ چیدمان آزمایش را نشان می‌دهد. همان طور که از شکل مشخص است، برای تابش‌دهی نمونه از لیزر با طول موج ۴۴۵ نانومتری و نرخ تکرار ۱۵ کیلوهرتز استفاده شد. لیزر روی میز متحرک با قابلیت جابه‌جایی در راستای X و Y قرار داده شده و نمونه ثابت حین حرکت لیزر با شرایط متفاوت مورد تابش قرار گرفت. نمونه‌های تابش داده شده با استفاده از طیف‌سنجی رامان، میکروسکوپ الکترونی روبشی و مقاومت‌سنج از لحاظ ایجاد گرافن، مورفولوژی سطح ساختارهای ایجاد شده و مقاومت الکترود مورد بررسی قرار گرفتند.



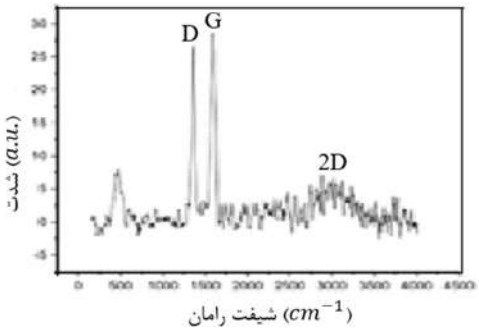
شکل ۱. طرح چیدمان آزمایش

نتایج و بحث

شکل۲ تصاویر نوری از سه الکترود ایجاد شده با شرایط تابش‌دهی متفاوت و شکل۳ طیف رامان گرافن ایجاد شده روی نمونه را نشان می‌دهد.



شکل۲. تصاویر نوری نوعی از الکترودهای ایجاد شده با شرایط مختلف تابش‌دهی (الف)۲ وات، (ب)۱.۷۵ وات، (ج)۱.۵ وات در تعداد خط ثابت ۲۰۰



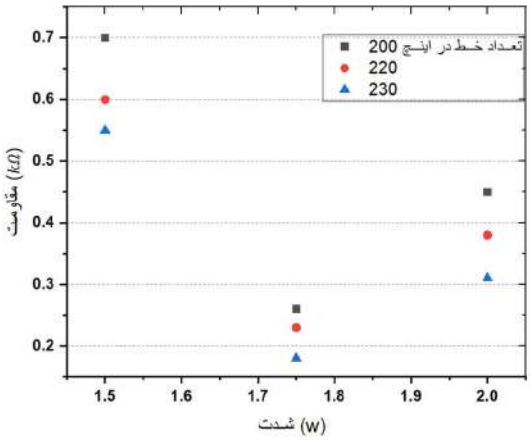
شکل۳. طیف رامان گرافن ایجاد شده

طیف رامان نمونه تابش داده شده به وضوح ایجاد گرافن روی نمونه را نشان می‌دهد.، یک پیک در محدوده نزدیک به ۱۳۵۰ وجود دارد که پیک D نام دارد، این پیک نشان‌دهنده نقص و ناهنجاری‌های ساختاری در گرافن است. یک پیک قوی در محدوده نزدیک به ۱۵۸۰ دیده می‌شود که پیک G نام دارد، این پیک نمایانگر ارتعاشات پیوند کربن-کربن در ساختار شش‌ضلعی گرافن است. یک پیک ضعیف هم در محدوده ۲۷۰۰ مشاهده می‌شود که به پیک 2D اشاره دارد، این پیک می‌تواند اطلاعاتی در مورد تعداد لایه‌های گرافن ارائه دهد.

همان‌طور که در جدول۱ مشخص است، پارامترهای تابش‌دهی تاثیر زیادی روی ابعاد هندسی الکترودها دارند. به منظور بررسی تاثیر پارامترهای تابش‌دهی شامل توان لیزر و میزان خطوط تابش‌دهی شده در هر اینچ از مساحت نمونه که درواقع معیاری از همپوشانی خطوط است، زیرلایه با سه توان مختلف لیزر شامل توان‌های ۱.۵، ۱.۷۵ و ۲ وات با میزان همپوشانی‌های مختلف (تعداد خط در اینچ) تابش‌دهی شد. شکل۴ نمودار مقاومت الکترودهای ایجاد شده برحسب توان را برای سه الکترود نشان می‌دهد.

جدول۱. پارامترهای تابش‌دهی الکترودهای ایجاد شده

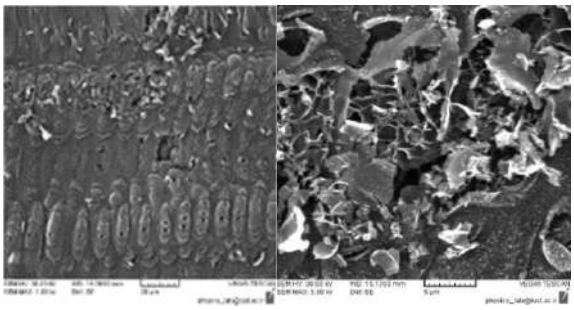
نمونه	سرعت (m m/s)	توان (w)	مقاومت (kΩ)	تعداد خط در اینچ
۱	۱۰	۱.۵	۰.۶	۲۰۰
۲	۱۰	۱.۷۵	۰.۱۸	۲۳۰
۳	۱۰	۲	۰.۳۸	۲۲۰



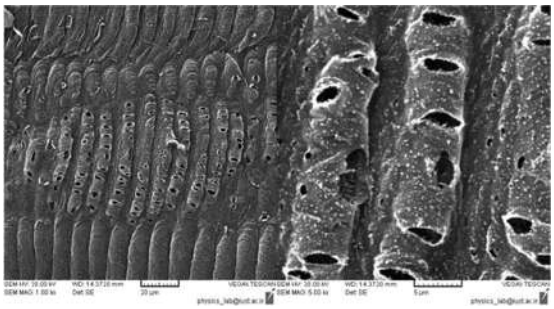
شکل۴. نمودار مقاومت الکترودهای ایجاد شده بر حسب توان

همان‌طور که در نمودار مشخص است، با افزایش توان لیزر در میزان همپوشانی ثابت، مقاومت الکترود ابتدا کاهش و سپس افزایش می‌یابد. این مسئله در مورد تغییر میزان همپوشانی نیز صادق است. بدین معنی که با افزایش تعداد خطوط، مقدار مقاومت به میزان زیادی کاهش می‌یابد. این موضوع نشان می‌دهد که با افزایش تعداد خطوط، ساختار به گونه‌ای بهبود یافته که مقاومت کمتری ایجاد شده و خواص رسانایی بهبود پیدا کرده است. با این‌حال افزایش بیشتر همپوشانی در توان ثابت لیزر منجر به ایجاد صدمه در نمونه می‌شود. کمینه مقاومت در توان ۱.۷۵ وات و تعداد خط در اینچ برابر با ۲۳۰ اتفاق می‌افتد. از طرفی پارامتر مهم دیگر در ساخت الکترودهای گرافنی مورفولوژی آن‌ها است. افزایش تخلخل در ساختار گرافن ایجاد شده باعث افزایش سطح موثر می‌شود که در بسیاری از کاربردها دارای اهمیت زیادی است. بدین منظور بعد از اندازه‌گیری مقاومت، نمونه‌های منتخب (با میزان مقاومت قابل قبول)، با

استفاده از میکروسکوپ الکترونی مورد بررسی قرار گرفتند. شکل۵ تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی تعدادی از نمونه‌ها را در دو بزرگنمایی متفاوت ۵ و ۲۰ میکرون نشان می‌دهد.



(الف)



(ب)

شکل۵. تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از نمونه‌های تابش‌دهی شده: (الف) توان ۱.۵ وات، تعداد خط در اینچ ۲۰۰، مقاومت۰.۶کیلواهم و (ب) توان ۱.۷۵ وات، تعداد خط در اینچ ۲۲۰، مقاومت ۰.۲۴کیلواهم.

همان‌طور که در تصاویر نشان داده شده است، با وجود پایین‌تر بودن مقاومت نمونه تابش داده شده با سرعت ثابت۱۰mm/s و توان ۱.۷۵وات، نسبت به نمونه تابش داده شده با همان سرعت وتوان ۱.۵وات، ساختار ایجاد شده در نمونه با مقاومت بیشتر نسبت به نمونه با مقاومت کمتر دارای تخلخل بیشتر و درنتیجه سطح بزرگتری است. بنابراین می‌توان با توجه به کاربرد موردنظر برای الکترود شرایط تابش‌دهی را بهینه کرد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله فرایند القای لیزری گرافن برای ایجاد الکترودهای گرافنی روی زیرلایه پلی‌آمید با استفاده از لیزر با طول‌موج ۴۴۵ نانومتری مورد بررسی قرار گرفت. در این فرایند تابش لیزر با شکستن پیوندهای شیمیایی در مواد پایه کربنی، منجر به آزاد شدن اتم‌های کربن شده و درنتیجه ساختارهای شش‌ضلعی گرافنی سازمان‌دهی می‌شوند. یکی از ویژگی‌های قابل توجه این فرایند، قابلیت کنترل دقیق ساختار و ضخامت لایه‌های گرافن است. با تغییر پارامترهای لیزر مانند انرژی، شدت، مدت تابش و تعداد خطوط می‌توان لایه‌های گرافنی با ضخامت و ویژگی‌های مختلف ایجاد کرد. این تنظیمات امکان ایجاد ساختارهایی متناسب با نیازهای کاربردی مختلف مانند حسگرها یا خازن‌های الکتریکی فراهم می‌کند. بعد از پایان تابش لیزر لایه‌های گرافن ایجادشده به سرعت خنک می‌شود و روی سطح ماده باقی می‌مانند. این لایه ها معمولا متخلخل بوده و از سطح زیرین جدا هستند، که این خاصیت متخلخل بودن باعث می‌شود که گرافن القایی با لیزر سطح تماس بیشتری داشته باشد و برای کاربردهای بیشتری مفید باشد. طیف‌های رامان گرفته شده طی این فرایند، تشکیل گرافن روی نمونه را نشان می‌دهد. همچنین تغییرات سطح توسط تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی در بزرگنمایی ۵ و ۲۰ به خوبی قابل مشاهده است. نتایج بدست‌آمده نشان‌دهنده تاثیر پارامترهای تابش برای ساخت الکترودگرافنی با استفاده از روش گرافن القای لیزری است.

مراجع

.۱ Guo, Y., et al., Research progress on the preparation and applications of laser-induced graphene technology. Nanomaterials, 2022. 12(14): p. 2336.

.۲ Lin, J., et al., Laser-induced porous graphene films from commercial polymers. Nature communications :(۱)۵ .۲۰۱۴ ,p. 5714.

.۳ Cheng, L., et al., Laser-induced graphene for environmental applications: progress and opportunities. Materials Chemistry Frontiers, 2021. 5(13): p. 4874-4891.

.۴ Wan, Z., et al., Laser induced graphene for biosensors. Sustainable Materials and Technologies, 2020. 25: p. e00205.

.۵ Aparicio-Martínez, E.P., et al., Salivary Glucose Detection with Laser Induced Graphene/AgNPs Non-Enzymatic Sensor. Biosensors, 2023. 13(2): p. 207

بررسی اثر تغییر ضدحلال بر خواص اپتیکی ترکیب پروسکایتی $MAPbI_3$

لیلا ندائی،ریحانه نبی زاده اربابی، نسا جعفرزاده، شادی فیروز یار، بیژن غفاری قمی، محبوبه ربانی، شهاب نوروزیان علم

چکیده - در این پژوهش، خواص اپتیکی متیل آمونیوم سرب یدید ($MAPbI_3$) مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج تجربی نشان داد که این ترکیب دارای شکاف نواری قابل تنظیم است که آن را برای کاربردهای مختلف در فناوری‌های نوری و الکترونیکی مانند آشکارساز ها و LEDها و سلول‌های خورشیدی مناسب می‌سازد. این ترکیب نه‌تنها از لحاظ کارایی نوری بالا، بلکه از نظر سنتز آسان و هزینه پایین نیز جلب توجه می‌کند. در این پژوهش با استفاده از روش تک مرحله ای پوشش دهی چرخشی سنتز انجام شد. رفتار نوری نمونه‌ها با استفاده از روش‌های طیف‌سنجی جذبی شناسایی و مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج حاصل نشان می‌دهند که مولفه‌های تاثیرگذار در سنتز این مواد، بر اندازه ذرات و در نتیجه بر شکاف نواری و خواص اپتیکی آن‌ها تاثیرگذار هستند.

کلیدواژه - آشکارساز نوری، پروسکایت، خواص اپتیکی، متیل آمونیوم سرب (II) یدید

Investigating the effect of changing antisolvent on optical properties of $MAPbI_3$ perovskite compound

Leila Nedaei, Reihaneh Nabizadeh Arbabi, Nesa Jafarzadeh,Shadi Firozear , Bijan Ghafari Ghomi, Mahboubeh Rabbani, Shahab Norouzian Alam

norouzian@iust.ac.ir

Abstract- In this research, the optical properties of methylammonium lead iodide ($MAPbI_3$) have been investigated. Experimental results showed that this compound has a tunable band gap that make it suitable for various applications in optical and electronic technologies such as detectors, LEDs, and solar cells. This combination attracts attention not only in terms of high optical efficiency, but also in terms of easy synthesis and low cost. In this research, the synthesis was carried out using a one-step spin coating method. The optical behavior of the samples has been identified and investigated using absorption spectroscopy methods. The results show that the effective components in the synthesis of these materials affect the particle size and thus their band gap and optical properties.

Keywords: Methylammuniom lead (II) iodide, Optical property, Perovskite, Photodetector.

مقدمه

پروسکایت یک گونه معدنی با فرمول عمومی شیمیایی ABX_3 است که توسط کانی شناس روسی به نام ال. ای. پروسکی[1]نام گذاری شده است [۱]. مطالعات اخیر بر پروسکایت‌های متشکل از آنیون‌های هالید، کاتیون‌های فلزی دو ظرفیتی و کاتیون‌های فلزی معدنی تک ظرفیتی یا آلی متمرکز شده‌اند[۲]. کاتیون ها به عنوان مثال، Cs^+، Rb^+، $CH_3NH_3^+$ و CH_2^+ هستند [3-5].

پروسکایت‌ها بر اساس نوع کاتیون به سه دسته اصلی تقسیم می‌شوند: پروسکایت‌های آلی، معدنی، و آلی-معدنی. پروسکایت‌های آلی دارای کاتیون‌های آلی هستند که معمولاً از ترکیبات کربنی تشکیل شده‌اند. پروسکایت‌های معدنی شامل کاتیون‌های فلزی هستند. در نهایت، پروسکایت‌های آلی-معدنی ترکیبی از هر دو نوع کاتیون‌ها را شامل می‌شوند و به دلیل خواص تلفیقی و بهبود یافته خود، قابلیت‌های بالقوه‌ای در فناوری‌های نوری و الکترونیکی دارند [6,7]

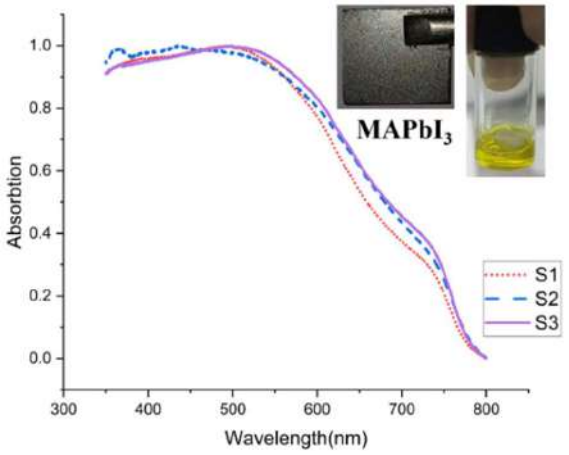
متیل آمونیوم سرب (II) یدید یکی از ترکیبات مهم در زمینه پروسکایت‌ها است که به دلیل خواص نوری و الکترونیکی برجسته‌اش، توجه زیادی را به خود جلب کرده است. برای مثال، در یکی از مطالعات، چن و همکارانش با استفاده از تکنیک‌های محلول‌پاشی موفق به سنتز این ترکیب شدند و نشان دادند که این ماده می‌تواند به بهبود کارایی‌های نوری کمک کند. [8]

روش فراوری متیل آمونیوم سرب (II) یدید

تمیزکاری زیرلایه شامل مراحل مختلف از جمله: شست و شو با آب گرم و صابون، و فرآیند التراسونیک به مدت ۳۰ دقیقه در آب دیونیزه و اتانول و ایزوپروپانول انجام شد و لام های مربعی ۱/۲ سانتی متر به کمک گاز نیتروژن و قرار دادن برروی هات پلیت خشک گردیده و در نهایت تحت تابش Uv-Ozone قرار داده شدند. مقدار (۱ mol)، ۱۱۵ gr از جامد نارنجی رنگ سرب (II) یدید توسط ترازو توزین شد. سپس در ۱۵۰ µL از حلال DMSO حل شد. در مرحله بعد (۱ mol)۴۰ gr جامد بلورین بی رنگ MAI توزین و به محلول پیشین اضافه گردید. محلول را بوسیله همزن مغناطیسی هم زده تا کاملا حل شده و محلول نارنجی حاصل گردد. پس از آماده سازی زیرلایه‌ها محلول پیش ساز $MAPbI_3$ ، به روش پوشش دهی چرخشی لایه‌نشانی گردید. پس از آن، برای تبدیل فاز میانی ایجاد شده به پروسکایت نمونه‌ها تحت عملیات بازپخت در دمای ۱۰۰°C به مدت ۱۰ دقیقه قرار گرفتند. سپس دو ضد حلال مختلف با دو میزان متفاوت بر روی آن تزریق گردید. تمام آزمایش ها در دمای اتاق و فشار اتمسفر انجام شد.

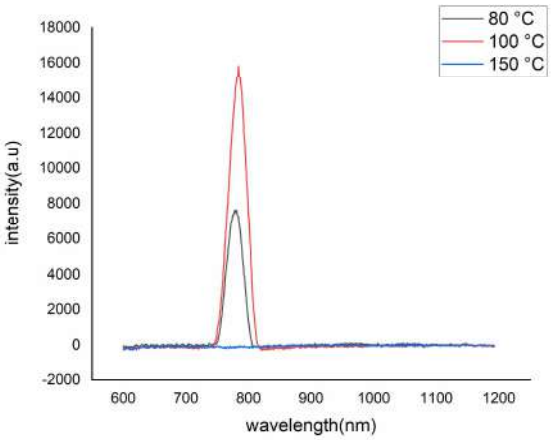
مشخصه یابی اپتیکی

باتوجه به اهمیت شکاف نواری در مواد پروسکایتی به عنوان نیمه رساناهای نوظهور در این مقاله طیف جذبی نمونه‌ها در بازه طول موجی ۳۰۰-۸۰۰ nm توسط دستگاه Spectrophotometer UV-2100 Rayleigh بررسی شده است که شکل ۱ همین موضوع را نشان می‌دهد و نمودار جذب برحسب طول موج را می‌بینید. همچنین در مقالات قبلی از طیف‌سنجی فوتولومینسانس استفاده شده است که در شکل ۲ مشاهده می‌کنید که نمودار شدت برحسب طول موج را نشان می‌دهد. داده های بدست آمده برای استخراج شکاف نواری استفاده شد که در ادامه نحوه محاسبه شرح داده شده است.



شکل۱. نمودار طیف سنجی جذبی برای نمونه های مختلف.

1 L. A. Perovski

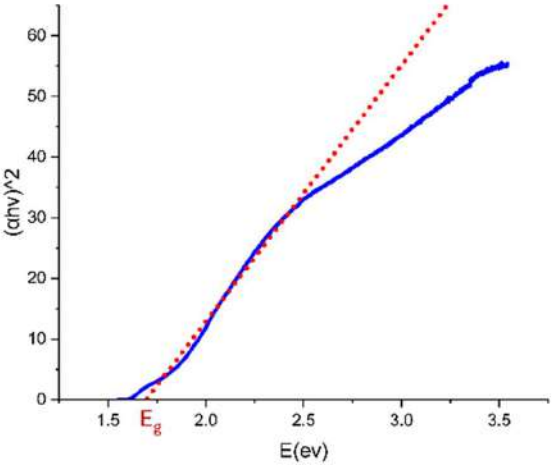


شکل۲. نمودار طیف فوتولومینسانس $MAPbI_3$

گزارش داده های تجربی

نحوه بدست اوردن شکاف نواری از نمودار جذب بر حسب طول موج:

با استفاده از روش تاک [8] نمودار انرژی (E) برحسب $(ahν)^2$ رسم شده و عرض از مبدا خط مماس بر نمودار حاصل در نقطه لبه جذب محاسبه گردید که نشان دهنده شکاف نواری است که در شکل ۳ ملاحظه می‌کنید (این بخش در نرم افزار اوریجین انجام شده است).



شکل۳. نمودار Tauc برای نمونه S_3

قانون بیر ـلامبرت:

$$A = -\log I/I_0 \quad (۱)$$

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\alpha t} \quad (۲)$$

$$\alpha = \frac{1}{0.4343} \times \frac{A}{t} \quad (۳)$$

t ضخامت لایه برحسب سانتی متر است.

t=1 انگاه:

$$\alpha = 2.302A\left(\frac{1}{cm}\right) \quad (۴)$$

قانون تاک:

$$(\alpha h\nu)^2 = B(h\nu - E_g) \quad (۵)$$

$$E = \frac{hc}{\lambda} \cong \frac{1240}{\lambda} \quad (۶)$$

سمت راست قانون تاک را برابر صفر قرار داده و شکاف نواری محاسبه گردید.

در جدول ۱ شکاف نواری برای نمونه های سنتز شده با ضد حلال تولوئن در دو نسبت مختلف ۲:۱ و ۳:۱ (محلول پیش ساز : ضدحلال) آورده شده است. این داده ها تاثیر مستقیم میزان ضد حلال را بر شکاف نواری نشان می دهند.

جدول۱. تاثیر میزان ضد حلال بر شکاف نواری.

نمونه	شکاف نواری(ev)	نوع ضد حلال و نسبت محلول پیش‌ساز به ضد حلال	مقدار ضد حلال(µL)
S_1	۱/۷۹	تولوئن(۲:۱)	۵۰
S_2	۱/۷۳	تولوئن(۳:۱)	۸۵

جدول۲. تاثیر نوع ضد حلال بر شکاف نواری

نمونه	شکاف نواری(ev)	نوع ضد حلال و نسبت محلول پیش‌ساز به ضد حلال	مقدار ضد حلال(µL)
S_1	۱/۷۹	تولوئن(۲:۱)	۵۰
S_3	۱/۷۱	کلروبنزن(۲:۱)	۱۰۰

دو ضد حلال مختلف تولوئن و کلروبنزن را به منظور بررسی تاثیر ضد حلال بر شکاف نواری مورد استفاده قرار گرفته است و مشاهده می‌شود که با تغییر نوع ضد حلال می‌توان به شکاف نواری بهینه دست یافت. هم چنین می‌توان گفت که تغییر شکاف نواری نشان دهنده تغییر اندازه ذرات است. بنابراین نمونه

هایی که در فرایند سنتز آنها از ضدحلال تولوئن استفاده شده است اندازه ذرات کوچکتر و شکاف نواری بزرگتری دارند [7]. تولوئن به عنوان ضدحلال در سنتز متیل آمونیوم سرب یدید (MAPbI3) استفاده می‌شود تا با کاهش حلالیت، رسوب‌دهی این ماده را تسهیل کند و کریستال‌های خالص‌تر و منظم‌تری تشکیل شود. این فرآیند به کنترل اندازه نانوکریستال‌ها و جلوگیری از تشکیل محصولات جانبی ناخواسته کمک می‌کند. در آزمایشگاه، معمولاً تولوئن به صورت تدریجی به محلول MAI و PbI2 در حلال‌هایی مانند DMF یا DMSO اضافه می‌شود تا فرآیند رسوب‌دهی کنترل شده‌ای صورت گیرد. برای بهینه‌سازی غلظت ضدحلال، باید این عمل به آرامی و با مشاهده دقیق واکنش انجام شود.

نتیجه گیری

در این پژوهش، خواص اپتیکی پروسکایت متیل آمونیوم سرب (II) یدید با استفاده از روش‌های طیف‌سنجی فرابنفش بررسی شد. نتایج به دست آمده نشان داد که، نسبت ضد حلال به محلول پیش‌ساز در خواص نوری و فاصله شکاف نواری ماده پروسکایتی بر پایه ید تاثیرگذار است و نسبت بهینه آن سبب پهن تر شدن شکاف نواری می‌شود.

این ترکیب دارای خواص نوری برجسته‌ای است که آن را برای استفاده در کاربردهای مختلف فناوری‌های نوری و الکترونیکی مناسب می‌سازد. سهولت سنتز و هزینه پایین این پروسکایت نیز از دیگر مزایای آن است. بررسی دقیق طیف‌سنجی فرابنفش نشان داد که این ترکیب می‌تواند به عنوان گزینه‌ای مناسب در دستگاه‌های الکترونیکی نوری بخصوص آشکارساز های نوری مورد استفاده قرار گیرد. این نتایج نویدبخش کاربردهای گسترده‌تر و پیشرفت‌های بیشتر در زمینه مواد پروسکایتی است.

مرجع‌ها

.۱ Cheng, Z. and J. Lin, Layered organic–inorganic hybrid perovskites: structure, optical properties, film preparation, patterning and templating engineering. CrystEngComm, 2010. 12(10): p. 2646-2662.

.۲ Lebeugle, D., et al., Very large spontaneous electric polarization in BiFeO3 single crystals at room temperature and its evolution under cycling fields. Applied Physics Letters, 2007. 91.(۲)

.3 Manser, J.S., J.A. Christians, and P.V. Kamat, Intriguing optoelectronic properties of metal halide perovskites. Chemical reviews, 2016. 116(21): p. 12956-13008.

.4 Zhao, Y. and K. Zhu, Organic–inorganic hybrid lead halide perovskites for optoelectronic and electronic applications. Chemical Society Reviews, 2016. 45(3): p. 655-689.

.5 Shi, Z., et al., Lead-free organic–inorganic hybrid perovskites for photovoltaic applications: recent advances and perspectives. Advanced Materials, 2017. 29(16): p. 1605005.

.6 Khan, M., et al., 700 keV Au ions beam effect on the structural, optical and photovoltaic properties of MAPbI3 solar cells. Ceramics International, 2023. 49(5): p. 8546-8553.

.7 Lin, P.-Y., Y.-C. Chung, and Y.-H. Wang, Effects of Different Anti-Solvents and Annealing Temperatures on Perovskite Thin Films. Crystals, 2022. 12(8): p. 1074.

.8 Chen, Q., Zhou, H., Fang, Y., Stieg, A. Z., Song, T.-B., Wang, H.-H., ... & Yang, Y. (2015). The optoelectronic properties of hybrid perovskites. *Nature Materials*, 14(1), 99-103

محاسبه پاشندگی مرتبه دوم، سوم و چهارم در موجبر پلاسمونیک سه لایه فلز-عایق-فلز

رویا عطارزاده[۱]، محسن حاتمی[۲]، و محمد محمودی[۱]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان، زنجان ، ایران

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

چکیده- در این مقاله، ما تحلیل دقیقی از موجبرهای پلاسمونیک سه لایه فلز-عایق-فلز ارائه می کنیم. با استفاده از یک ساختار فلز-عایق-فلز متشکل از دو لایه نقره و یک لایه سیلیکا، پاشندگی مرتبه های مختلف را محاسبه کردیم. به‌دلیل تابع پیچیده فرکانس و ثابت انتشار، از محاسبه عددی و دیفرانسیل عددی برای یافتن پاشندگی مرتبه اول، دوم، سوم و چهارم استفاده کرده‌ایم. پاشندگی مرتبه دوم صفر موجبر پلاسمونیک نسبت به فاصله بین فلزات تغییر می کند. به‌دلیل محصورشدگی میدان در موجبر پلاسمونیک، این محاسبه برای کاربردهای غیرخطی مانند تولید پیوستار به‌کار می‌رود. تولید پیوستار معمولاً در نزدیکی پاشندگی مرتبه دوم صفر در فیبر و یا موجبرهای پلاسمونیک رخ می دهد.

کلیدواژه - موجبر پلاسمونیک، پاشندگی

Calculation of Second, Third and Fourth Order Dispersion in a Three-Layer Metal-Insulator-Metal (MIM) Plasmonic Waveguide

Roya Attarzadeh[1], Mohsen Hatami[2], and Mohammad Mahmoudi[1]

[1]Department of Physics, University of Zanjan, P.O.BOX: 45371-38791, Zanjan, Iran

[2]Faculty of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

mahmoudi@znu.ac.ir, roya.attar@znu.ac.ir, hatami@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, we presented a detailed analysis of three-layer metal-insulator-metal (MIM) plasmonic waveguides. By employing a MIM structure composed of two layers of silver and a layer of silica, we calculated the different orders of dispersion. Because complicated function of frequency and propagation constant we used numerical calculation and numerical differentiation to find first, second, third and fourth order dispersion. The zero second order dispersion of plasmonic(ZDP) waveguide varies with the gap distance between the metals. Because of field confinement in plasmonic waveguide, this calculation is used for nonlinear application such as continuum generation. Continumm generation usually occur near ZDF in fiber and ZDP in plasmonic waveguides.

Keywords: Plasmonic Waveguides, Dispersion

1. Introduction

The initial investigations into plasmonics can be traced to the early 20th century. Initially, Professor Robert Wood noted the peculiar and inexplicable characteristics associated with the measurement of light reflection from metallic networks. Within the reflection spectrum of his experiments, he identified narrow bands, which he termed singular anomalies [1]. David Pines later deduced that the energy observed was utilized in the collective movement and fluctuation of free metal electron species, coining the term plasmone[2]. In 1956, Jae Woong introduced the term Polariton to describe the oscillation of metal-bound electrons in conjunction with incident beam photons [3].

Plasmonics is founded on the interaction between electromagnetic waves and conduction electrons in nanoscale metals, and these plasmonic effects amplify nonlinear optical phenomena that are contingent upon the electromagnetic field. Electromagnetic waves that travel along the interface of a metal and an insulator are referred to as Surface Plasmon Polaritons (SPPs).

The characteristics of plasmonic excitations are significantly influenced by the properties of the dielectric, the metal, and the surrounding environment, which renders plasmonic waveguides particularly effective as highly sensitive sensors [4]. In the realm of nonlinear optics, this characteristic can be exploited to induce nonlinear alterations in the dielectric properties of either a metal or an insulator via light, consequently affecting light propagation and enabling ultrafast processing of optical signals [5,6]. This paper begins with a linear analysis of a three-layer plasmonic waveguide composed of two layers of silver and one layer of silica as the dielectric. Through numerical methods, we obtain various orders of dispersion and illustrate their corresponding diagrams as a function of wavelength.

2. Equations

Single-layer plasmonic waveguides stand out among various types of waveguides, including dielectric waveguides, as they represent some of the most effective configurations made from metal and dielectric materials. These single-layer plasmonic waveguides significantly enhance the transverse magnetic (TM) mode due to the presence of an extrinsic electric field component that activates the plasmon polariton, thereby fulfilling the necessary boundary conditions.

The electromagnetic fields at the metal-dielectric boundary are derived from a thorough analysis of Maxwell's equations, along with the application of appropriate boundary conditions:

$$\vec{\nabla}.\mathrm{D} = \rho \qquad (1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathrm{E}} = -\partial\vec{\mathrm{B}}/\partial\mathrm{t} \qquad (2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathrm{H}} = \vec{\mathrm{J}}_{\mathrm{ext}} + \partial\vec{\mathrm{D}}/\partial\mathrm{t} \qquad (3)$$

Combining Equations (2) and (3), by assuming $\vec{\mathrm{J}}_{\mathrm{ext}} = 0$ and $\rho = 0$, Helmholtz equation for electric and magnetic field components in the frequency domain are derived as follows

$$\nabla^2\mathrm{H}_y + \varepsilon(\omega)\mathrm{k}_0^2\mathrm{H}_y = 0 \qquad (4)$$

$$\nabla^2\mathrm{E}_x + \varepsilon(\omega)\mathrm{k}_0^2\mathrm{E}_x = 0 \qquad (5)$$

$$\nabla^2\mathrm{E}_z + \varepsilon(\omega)\mathrm{k}_0^2\mathrm{E}_z = 0 \qquad (6)$$

Where ω is frequency and k_0 is propagation constant in the free space, and $\varepsilon(\omega)$ is dielectric constant, which is a function of the frequency.

We will now direct our attention to surface plasmon polaritons (SPPs) in a three-layer configuration consisting of rotating conducting and dielectric lean films. In this context, each distinct interface can support bound SPPs. Our focus will shift to the three-layer SPP systems depicted in Fig. 1, which are formed by thin dielectric and metallic films. A silica dielectric layer (I) is situated between two infinitely thick silver claddings (II, III), thereby creating a metal/insulator/metal (MIM) heterostructure.

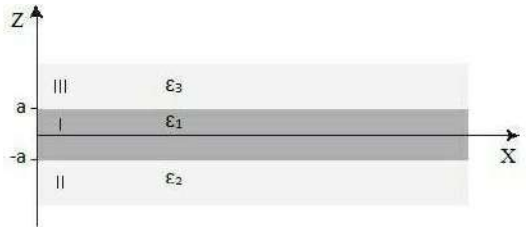


Fig. 1: A three-layer structure consisting of a silica-lean layer I positioned between two infinite half-silver regions II and III.

Our primary focus is on the lowest-order bound modes, and we will begin our analysis with the TM modes oriented in the z-direction as follows [7]:

$$\mathrm{H}_y = \mathrm{A}e^{-\mathrm{k}_3\mathrm{z}}e^{\mathrm{i}\beta\mathrm{x}} \qquad (7\text{-a})$$

$$\mathrm{E}_x = -\mathrm{i}\frac{1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_3}\frac{\partial\mathrm{H}_y}{\partial\mathrm{z}} = \mathrm{i}\frac{\mathrm{A}\mathrm{k}_3}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_3}e^{-\mathrm{k}_3\mathrm{z}}\,e^{\mathrm{i}\beta\mathrm{x}} \qquad (7\text{-b})$$

$$\mathrm{E}_z = -\frac{\beta}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_3}\mathrm{H}_y = -\frac{\beta\mathrm{A}}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_3}e^{-\mathrm{k}_3\mathrm{z}}e^{\mathrm{i}\beta\mathrm{x}} \qquad (7\text{-c})$$

for $\mathrm{z} > \mathrm{a}$,

$$\mathrm{H}_y = \mathrm{C}e^{\mathrm{k}_1\mathrm{z}}e^{\mathrm{i}\beta\mathrm{x}} + \mathrm{D}e^{-\mathrm{k}_1\mathrm{z}}e^{\mathrm{i}\beta\mathrm{x}} \qquad (8\text{-a})$$

$$\mathrm{E}_x = -\mathrm{i}\frac{\mathrm{k}_1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_1}(\mathrm{C}e^{\mathrm{k}_1\mathrm{z}} - \mathrm{D}e^{-\mathrm{k}_1\mathrm{z}})\,e^{\mathrm{i}\beta\mathrm{x}} \qquad (8\text{-b})$$

$$\mathrm{E}_z = \frac{\beta}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_1}(\mathrm{C}e^{\mathrm{k}_1\mathrm{z}} + \mathrm{D}e^{-\mathrm{k}_1\mathrm{z}})e^{\mathrm{i}\beta\mathrm{x}} \qquad (8\text{-c})$$

for $-\mathrm{a} < \mathrm{z} < \mathrm{a}$, and

$$H_y = Be^{k_2 z}e^{i\beta x} \quad (9\text{-a})$$

$$E_x = -i\frac{Bk_2}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_2}e^{k_2 z}\, e^{i\beta x} \quad (9\text{-b})$$

$$E_z = -\frac{\beta B}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_2}e^{k_2 z}e^{i\beta x} \quad (9\text{-c})$$

for $z < -a$, where for $= 1,2,3$: $k_i^2 = \beta^2 - k_0^2\varepsilon_i$,$k_0 = \frac{\omega}{c}$.

By imposing boundary conditions,

$$B = \frac{\left(\frac{k_1}{\varepsilon_1}+\frac{k_3}{\varepsilon_3}\right)}{\left(\frac{k_1}{\varepsilon_1}-\frac{k_2}{\varepsilon_2}\right)}e^{k_2 a}e^{2k_1 a}e^{-k_3 a}A \quad (10)$$

$$C = \frac{\left(\frac{k_1}{\varepsilon_1}-\frac{k_3}{\varepsilon_3}\right)}{\left(2\frac{k_1}{\varepsilon_1}\right)}e^{-k_1 a}e^{-k_3 a}A \quad (11)$$

$$D = \frac{\left(\frac{k_1}{\varepsilon_1}+\frac{k_3}{\varepsilon_3}\right)}{\left(2\frac{k_1}{\varepsilon_1}\right)}e^{k_1 a}e^{-k_3 a}A \quad (12)$$

3. Dispersion

Dispersion is a critical factor in the transmission of short optical pulses, as the various frequency components of the pulse propagate at distinct velocities. When nonlinear effects are present and interact with light dispersion, the material exhibits diverse behaviors. The propagation of a pulse occurs at a speed defined as $v_g \equiv 1/\beta_1$.

The broadening of the pulse arises from the fact that various frequency components of the pulse travel through the waveguide at slightly different velocities, a phenomenon attributed to group velocity dispersion (GVD) characterized by β_2. A delay in the arrival of different spectral parameters results in the broadening of pulses.

The wave equation for TM modes is

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2\varepsilon - \beta^2)H_y = 0 \quad (13)$$

The different degrees of dispersion are calculated from the numerical derivative of β in relation toω, that is, from the following expression [8].

$$\beta_m = \left(\frac{d^m\beta}{d\omega^m}\right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 1,2,\dots.) \quad (14)$$

The resolution of this system of linear equations yields an implicit expression for the dispersion relation that connects β and ω[7].

$$e^{-4k_1 a} = \frac{k_1/\varepsilon_1+k_2/\varepsilon_2}{k_1/\varepsilon_1-k_2/\varepsilon_2}\frac{k_1/\varepsilon_1+k_3/\varepsilon_3}{k_1/\varepsilon_1-k_3/\varepsilon_3} \quad (15)$$

In Fig. 2 various orders of dispersion is shown the gap distance between metals is $2a = 250\text{nm}$.

According to the values indicated in the charts, the various orders of dispersion -$\beta_1, \beta_2, \beta_3, \beta_4$- in a plasmonic waveguide at a wavelength of 1.55 are equal to 5.1299×10^{-9} , 5.5304×10^{-26} , 2.7456×10^{-40} and -4.7511×10^{-55}respectively.

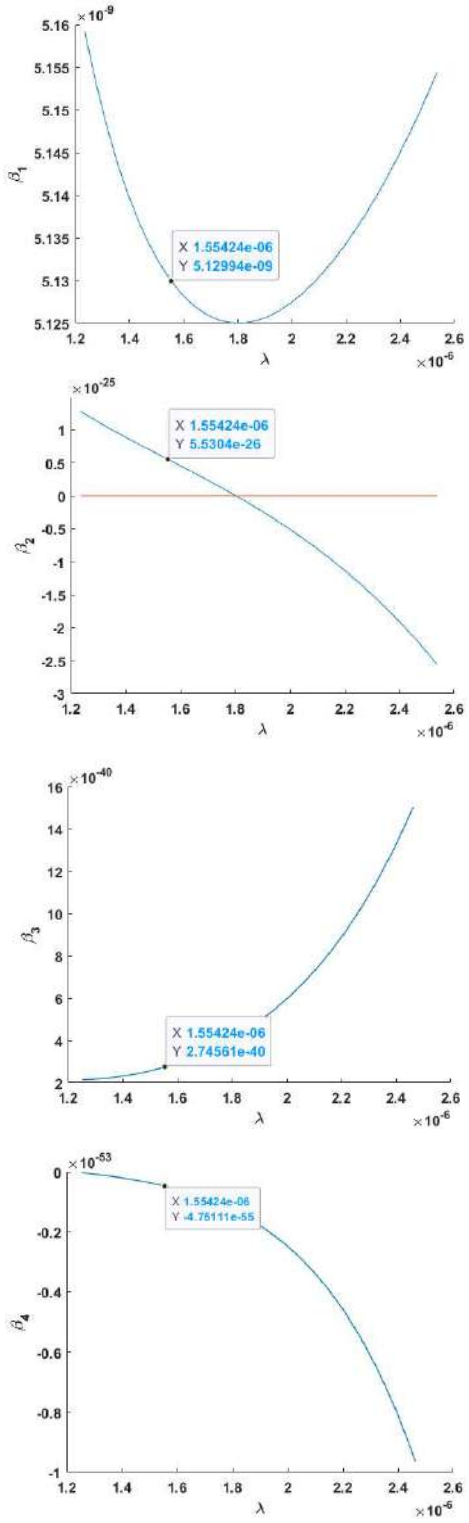


Fig. 2: Various orders of dispersion in plasmonic waveguides

The diagram illustrates that the second-order dispersion exhibits negative values across a range of wavelengths. The zero second order dispersion of plasmonic(ZDP) waveguide varies with the gap distance between the metals.

An ultra-short optical pulse, which is propagated through a nonlinear medium, results in significant spectral broadening. This phenomenon is commonly referred to as continuum generation. Because of field confinement in plasmonic waveguide, this calculation is used for nonlinear application such as continuum generation. Continuum generation usually occurs near ZDF in fiber and ZDP in plasmonic waveguides. Table 1 presents the various wavelength values corresponding to the ZDP, along with the associated values of β_1, β_3, and β_4.

Table I. The various wavelength values corresponding to the ZDP, along with the associated values of β_1, β_3, and β_4.

2a	λ_0	β_1	β_3	β_4
50 nm	1.8835×10^{-6}	5.892×10^{-9}	5.369×10^{-40}	-1.857×10^{-54}
150 nm	1.8072×10^{-6}	5.259×10^{-9}	4.313×10^{-40}	-1.435×10^{-54}
250 nm	1.8635×10^{-6}	5.892×10^{-9}	5.369×10^{-40}	-1.857×10^{-54}
300 nm	1.8045×10^{-6}	5.0910×10^{-9}	4.267×10^{-40}	-1.356×10^{-54}
400 nm	1.8127×10^{-6}	5.048×10^{-9}	4.321×10^{-40}	-1.319×10^{-54}

The data presented in the table1 clearly indicates that of wavelength values corresponding to the ZDP exhibit a pattern of decrease and increase across the specified ranges: from 2a=50nm to 150nm, from 150nm to 250nm, from 250nm to 300nm, and from 300nm to 400nm, respectively.

References

[1] R. W. Wood, "On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum," Phil. Mag. Vol. 4, pp. 396, 1902.

[2] D. Pines, "Collective Energy Losses in Solids," Rev. Mod. Phys . J. Vol. 28, pp. 184, 1956.

[3] J. W. Yoon and R. Magnusson, "Fano resonance formula for lossy two-port systems," Opt. Express . J. Vol. 21, pp. 17751–17759, 2013.

[4] M. Kauranen and A. V. Zayats, "Nonlinear plasmonics," Nature Photonics .J. Vol. 6, pp.737, 2012.

[5] B. Sharma, R. Frontiera, A. Henry, E. Ringe and R. P. van Duyne, "SERS: materials, applications and the future," Mater. Today .J. Vol. 15, pp. 16–25, 2012.

[6] M. I. Stockman, "Nanoplasmonics: past, present, and glimpse into future," Optics Express.J. Vol.19, pp. 22029-22106.

[7] S.-A. Maier, Plasmonics:fundamentals and applications, First ed., Springer Science & Buisiness Media, pp. 123–135, 2007.

[8] G.-P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 5th ed, pp. 75–85, 2013

مطالعه تجربی پاسخ اپتیکی غیرخطی نوری روغن ترکیبی آفتاب‌گردان – کنجد

مهرنوش عبادی[۱]، محمدعلی حداد[۱و۲]، حمیده بیدمشکی[۱]، فاطمه قدیری[۱]، معین گلستانی‌فر[۱]

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

[۲] گروه پژوهشی فوتونیک، آزمایشگاه تحقیقاتی بیناب‌نگاری لیزری، دانشگاه یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه، یزد، صندوق پستی: ۸۹۱۵۸۱۸۴۱۱

چکیده – اخیراً، پاسخ اپتیکی غیرخطی برخی از روغن‌ها در اصالت‌سنجی آن‌ها به‌عنوان یک سنجه‌ی اندازه‌گیری پیشنهاد شده است. در این مقاله، پاسخ اپتیکی غیرخطی ترکیب روغن‌های گیاهی آفتاب‌گردان -کنجد را با نسبت‌های حجمی متفاوت با بررسی حلقه‌های پراش تکنیک مدولاسیون خود-فاز فضایی ناشی از پرتوی لیزر پیوسته ۴۰۵ نانومتری مورد مطالعه تجربی قرار گرفته شده است. به کمک ثبت تعداد حلقه‌های پراش میدان-دور مشاهده شده برحسب شدت پرتو لیزر برای ترکیب‌های روغن آفتابگردان- کنجد با غلظت‌های متفاوت ضریب شکست اپتیکی غیرخطی محاسبه شد. با استفاده از این محاسبات، ارتباط مستقیم ضریب شکست اپتیکی غیرخطی با غلظت روغن‌های ترکیبی یافت شده است، نتایج حاکی از آن است که رفتار اپتیکی غیرخطی مشاهده شده برگرفته از ویژگی‌های القایی حرارتی ناشی از تابش لیزر در نمونه‌های انتخابی است.

کلیدواژه – پاسخ اپتیکی غیرخطی-روغن آفتابگردان- روغن کنجد- ضریب شکست غیرخطی - مدولاسیون خود-فازفضایی

Experimental study of the nonlinear optical response of sunflower-sesame oil mixture

Ebadi, Mehrnoush[1]; Haddad, Mohammad Ali[1,2]; Bidmeshki, Hamideh[1]; Ghadiri, Fatemeh[1]; Golestanifar, Moein[1]

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

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

mehrnooshebadi@stu.yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir

Abstract: Recently, nonlinear optical response of some oils has been proposed as a measurement metric for their authenticity. In this paper, the nonlinear optical response of sunflower-sesame oil mixtures with different volume ratios was experimentally investigated by studying the diffraction rings of a 405 nm continuous-wave laser beam using the self-phase modulation technique. By recording the number of far-field diffraction rings observed as a function of laser beam intensity for sunflower-sesame oil mixtures with different concentrations, the nonlinear refractive index was calculated. Using these calculations, a direct relationship between the nonlinear refractive index and the concentration of the oil mixtures was found. The results indicate that the observed nonlinear optical behavior originates from the thermally induced effects caused by laser irradiation in the selected samples.

Keywords: Nonlinear optical response, Nonlinear refractive index, sesame oil, Spatial self-phase modulation, Sunflower oil

مقدمه

خواص اپتیک غیرخطی (NLO) یافت شده در مواد مختلف به دلیل کاربردهای گسترده آن‌ها در حوزه اپتیک و فوتونیک، ساخت و طراحی محدود کننده‌های نوری از اهمیت بسیار زیادی برخوردار هستند [۱]. اهمیت این موضوع محققان را به کشف و معرفی مواد جدیدی که می‌توانند برای پیشبرد حوزه‌های فوتونیک و ارتباطات مورد استفاده قرارگیرد، سوق داده است [۲]. از سوی دیگر، اخیراً استفاده از پاسخ‌های اپتیک غیرخطی به عنوان یک رویکرد عملی برای احراز هویت و تشخیص تقلب در مواد مختلف مورد توجه قرار گرفته شده است. به طور کلی، اپتیک غیرخطی با ایجاد تغییراتی در خواص مواد مانند ضریب شکست و ضریب جذب، که در اثر قرار گرفتن در معرض پرتو لیزر پرتوان ایجاد می‌شوند، مرتبط است. در حال حاضر، تکنیک‌های مختلفی برای بررسی خواص اپتیک غیرخطی مواد مختلف بکار می‌رود، از جمله این تکنیک‌ها می‌توان به مدولاسیون خود-فاز فضایی (SSPM)، جاروب محوری Z- (Z scan)، قطبش بیضوی و تداخل دو یا چهار موج اشاره کرد. در مطالعات اخیر نشان داده شده است که روغن‌های گیاهی خواص اپتیک غیرخطی قابل توجهی دارند و می‌توان از آن‌ها به منظور یافتن کاربردهای نوری مختلف استفاده کرد [۳]. در این مقاله، پاسخ اپتیکی غیرخطی مخلوط روغن دو ترکیبی آفتاب‌گردان و روغن کنجد با تکنیک مدولاسیون خود-فازفضایی مورد بررسی و مطالعه قرار گرفت. در نهایت ارتباط ضریب شکست اپتیکی غیرخطی و ضریب جذب خطی ترکیبات مختلف روغن محاسبه شد. اندازه‌گیری‌ها و محاسبات انجام شده حاکی از آن است که اثر اپتیکی غیرخطی مشاهده شده در این نمونه‌ها دارای رفتار تجربی منجر به مشاهده‌ی حلقه‌های پراش SSPM در رژیم حرارتی است. در این پژوهش، به‌صورت تجربی نشان داده شده است که چگونه افزایش ضریب جذب خطی در نمونه های مختلف منجر به تشدید ضریب شکست غیرخطی القایی برآمده از تابش پرتو لیزر است. این ویژگی این امکان را فراهم آورده است که با مشاهده‌ی الگوهای SSPM میزان تفاوت دو نمونه‌ی مایع با دقت بسیار خوبی محک زده شود.

روش آزمایشگاهی و تهیه نمونه

الف) تهیه نمونه: در این پژوهش، ۱۱ نمونه روغن که شامل روغن آفتاب‌گردان و روغن کنجد و همچنین ۹ ترکیب مختلف با نسبت‌های حجمی، ۱:۹، ۲:۸، ۳:۷، ۴:۶، ۵:۵، ۶:۴، ۷:۳، ۸:۲ و ۹:۱، به‌ترتیب شامل روغن‌های آفتاب‌گردان، کنجد به‌عنوان نمونه‌های آزمایشگاهی تهیه گردید.

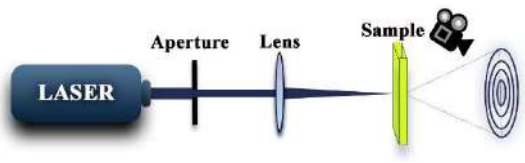
ب) پدیده‌ی SSPM : هنگامی که یک پرتو لیزر با شدت بالا از یک محیط غیرخطی عبور می‌کند، باعث ایجاد پدیده‌های مختلف غیرخطی و تغییرات وابسته به‌شدت در ضریب شکست محیط می‌شود. ازاین‌رو این تغییر منجر به تغییر فاز شعاعی پرتو لیزر خواهد شد که باعث مشاهده‌ی حلقه‌های پراش در میدان - دور پس از عبور پرتو از نمونه می‌شود. این حلقه‌ها به دلیل تداخل سازنده و ویرانگر ناشی از مدولاسیون خود - فاز پرتو ایجاد می‌شوند. مطالعات نشان می‌دهد که تغییرات تعداد حلقه‌ها به طور مستقیم با افزایش شدت پرتو از کم به زیاد اتفاق می‌افتد. با استفاده از شیب خط تغییرات تعداد حلقه‌ها برحسب شدت پرتو فرودی، ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ی آزمایشگاهی از رابطه زیر قابل‌محاسبه است [۴-۵].

$$n_{2,th} = \frac{\lambda}{L_{eff}} \frac{N}{I} \qquad (۱)$$

در اینجا، λ طول‌موج لیزر، N تعداد حلقه‌های پراش و I شدت نور فرودی به ماده است. همچنین، L_{eff} نیز طول موثر ماده اپتیکی در زمان برهم‌کنش نور لیزر با ماده را نمایش می‌دهد و از رابطه‌ی زیر محاسبه می‌شود:

$$L_{eff} = \frac{1-e^{-\alpha_0 L}}{\alpha_0} \qquad (۲)$$

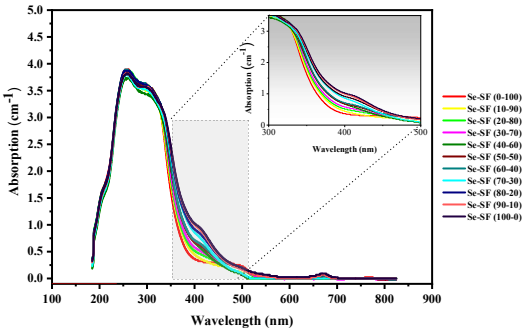
که α_0 جذب خطی ماده $L = 1\ mm$ طول سلول اپتیکی حاوی غلظت‌های مختلف روغن‌ها می‌باشد. برای انجام آزمایش، از لیزر پیوسته با طول‌موج ۴۰۵ نانومتر با توان حداکثری ۱۰۰ میلی‌وات برای مشاهده‌ی پدیده‌ی حلقه‌های پراش ناشی از پدیده‌ی SSPM با نسبت‌های ترکیبی گوناگون روغن آفتاب‌گردان و روغن کنجد در آزمایشگاه استفاده شده است. شکل (۱) چیدمان نوعی SSPM را نشان می‌دهد.



شکل ۱: چیدمان تکنیک SSPM

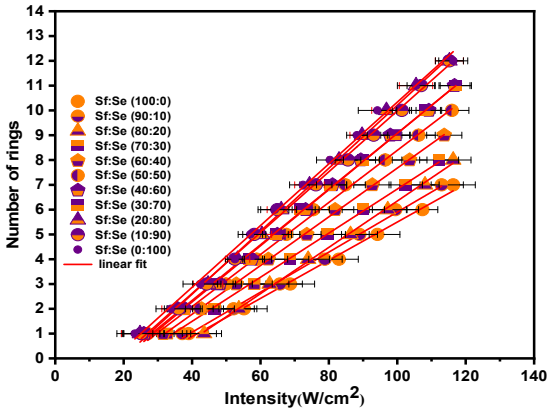
نتایج و بحث

رفتار اپتیکی غیرخطی در رژیم حرارتی مستقیماً به ضریب جذب ماده در طول موج اعمال شده مرتبط است. باید توجه داشت که نمونه‌هایی با ضریب جذب خطی بالاتر، نور بیشتری را در یک طول موج خاص جذب می‌کنند و اثرات حرارتی قوی‌تری را از خود نشان می‌دهند. شکل (۲) بیناب جذبی ۱۱ نمونه ترکیبی روغن آفتابگردان-کنجد با نسبت حجمی متفاوت را نشان می‌دهد. همانطور که در این شکل مشاهده می‌شود، روغن کنجد در طول موج ۴۰۵ نانومتر دارای ضریب جذب بالاتری نسبت به دیگر نمونه‌های آزمایشی دارد. بنابراین روغن کنجد اثرات حرارتی قوی‌تری نسبت به دیگر ترکیب‌های روغن آفتابگردان-کنجد خواهد داشت و همانگونه که انتظار می‌رفت که این نمونه ضریب شکست غیرخطی بزرگتری نسبت به دیگر نمونه‌ها نشان می‌دهد.



شکل۲: بیناب جذبی ۱۱ ترکیب روغن آفتابگردان-کنجد با نسبت حجمی متفاوت

شکل ۳، نمایش تغییرات حلقه‌های مشاهده شده به شدت‌های مختلف نور فرودی در نمونه‌های مختلف از ترکیب روغن‌های آفتابگردان-کنجد را نشان می‌دهد. همانگونه که مشاهده می‌شود، شیب تغییرات حلقه‌های مشاهده شده با افزایش شدت نور فرودی برای نمونه‌های مختلف تفاوت دارد. مقدار این شیب با افزایش غلظت روغن کنجد در نمونه‌های ترکیبی بیشتر از نمونه‌هایی است که غلظت این نوع روغن در ترکیب نهایی کمتر است. این تفاوت ناشی از اختلاف نوع ترکیب‌های روغن در فراوانی مولکول‌های اسید چرب مخصوص در هر یک از نمونه‌ها است. از این رو می‌توان با استفاده از رابطه ی (۱) مقدار $n_{2,th}$ را محاسبه نمود. جدول (۱) مقادیر محاسبه شده $n_{2,th}$ برای هر یک از نمونه‌های آزمایش شده نشان می‌دهد.

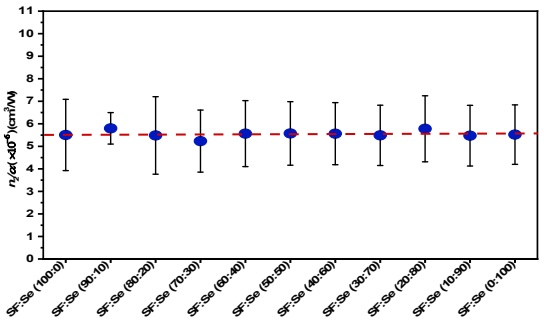


شکل ۳: نمودار تغییر تعداد حلقه برحسب شدت فرودی در SSPM

جدول ۱: مقادیر محاسبه شده SSPM

Material	$\alpha_0(cm^{-1})$	$L_{eff}(cm)$	$\frac{N}{I}(\frac{cm^2}{W})$	$n_{2,th}(\times10^{-6}\frac{cm^2}{W})$	$\frac{n_{2,th}}{\alpha_0}(\times10^{-6}\frac{cm^2}{W})$
SF-S (100-0)	۰/۴۱۴۵	۰/۸۱۹	۰/۰۴۶ ±۰/۰۱۲	۲/۲۸ ±۰/۸۶	۵/۵۱ ±۲/۱۸
SF-S (90-10)	۰/۴۱۴۵	۰/۸۱۹	۰/۰۴۹ ±۰/۰۱۳	۲/۴۰ ±۰/۹۰	۵/۸۰ ±۲/۲۹
SF-S (80-20)	۰/۴۸۳۶	۰/۷۹۳	۰/۰۵۲ ±۰/۰۱۵	۲/۶۵ ±۰/۹۲	۵/۴۸ ±۱/۹۹
SF-S (70-30)	۰/۵۷۵۸	۰/۷۶۰	۰/۰۵۷ ±۰/۰۱۴	۳/۰۱ ±۰/۸۲	۵/۲۳ ±۱/۴۹
SF-S (60-40)	۰/۶۲۱۸	۰/۷۴۵	۰/۰۶۴ ±۰/۰۱۶	۳/۴۶ ±۰/۹۱	۵/۵۶ ±۱/۵۴
SF-S (50-50)	۰/۷۱۳۹	۰/۷۱۵	۰/۰۷۰ ±۰/۰۱۷	۳/۹۸ ±۰/۹۸	۵/۵۷ ±۱/۴۳
SF-S (40-30)	۰/۸۰۶۱	۰/۶۸۷	۰/۰۷۶ ±۰/۰۱۸	۴/۴۸ ±۱/۰۸	۵/۵۶ ±۱/۳۸
SF-S (30-70)	۰/۸۲۹۱	۰/۶۸۰	۰/۰۷۶ ±۰/۰۱۸	۴/۵۵ ±۱/۰۸	۵/۴۹ ±۱/۳۴
SF-S (20-80)	۰/۸۹۸۲	۰/۶۶۰	۰/۰۸۵ ±۰/۰۲۱	۵/۱۹ ±۱/۲۸	۵/۷۸ ±۱/۴۶
SF-S (10-90)	۰/۹۶۷۳	۰/۶۲۱	۰/۸۴ ±۰/۰۲۰	۵/۲۹ ±۱/۲۷	۵/۴۷ ±۱/۳۵
SF-S (0-100)	۱/۰۱۳۳	۰/۶۲۹	۰/۰۸۶ ±۰/۰۲۰	۵/۵۹ ±۱/۳۲	۵/۵۲ ±۱/۳۳

برای مطالعه‌ی منشأ رفتار اپتیکی غیرخطی مشاهده شده، نسبت $\frac{n_{2,th}}{\alpha}$ برای نمونه‌های مختلف مورد بررسی قرار گرفت. چنانچه رفتار مشاهده شده برگرفته از اثرات حرارتی القایی ناشی از جذب فوتون‌های تابشی در نمونه است و به بیان دیگر این رفتار به علت حرارت القایی پرتو لیزر در نقطه‌ی کانونی در نمونه‌ها ایجاد شده است، با افزایش $n_{2,th}$ همبسته با افزایش مقدار جذب در نمونه‌های ترکیبی مختلف است. شکل(۴) تغییرات نسبت $\frac{n_{2,th}}{\alpha}$ برای نمونه‌های مختلف نشان می‌هد یکسان بودن روند این تغییرات برای نمونه‌های مختلف حاکی از آن است که رفتار غیرخطی اپتیکی مشاهده شده منشا حرارتی دارد. همچنین در جدول ۱، ضریب جذب، نسبت تعداد حلقه‌های متحدالمرکز به شدت پرتو برهم‌کنشی با ماده، مقادیر ضریب شکست غیر خطی، و نسبت ضریب شکست غیرخطی به ضریب جذب برای هر غلظت به صورت جدا محاسبه شده است. از بررسی و تحلیل این مقادیر می توان نتیجه گرفت که غلظت‌های مختلف روغن دارای مقادیر منحصر به‌فردی است و می‌توان از آنها برای اصالت سنجی و تفکیک روغن‌ها از یکدیگر بهره برد.



شکل ۴ : نمودار مقادیر محاسبه شده $n_{(2,th)}/\alpha$ با روش SSPM

نتیجه‌گیری

در این مطالعه، ما به طور تجربی رفتار اپتیک غیرخطی ۱۱ نمونه ترکیبی روغن آفتابگردان-کنجد با نسبت حجمی مختلف را با استفاده از تکنیک SSPM با یک پرتو لیزر پیوسته ۴۰۵ نانومتری بررسی کردیم. نتایج نشان داد که با افزایش غلظت روغن کنجد در نمونه‌ها رفتار اپتیکی غیرخطی نمونه چشمگیرتر خواهد بود. یافته‌های این مطالعه از اهمیت زیادی برخوردار است زیرا نشان می‌دهد که خواص اپتیک غیرخطی هر ماده‌ای می‌تواند به عنوان یک شاخص تشخیص و اصالت‌سنجی استفاده شود.

سپاسگزاری

نویسندگان از گروه تحقیق و توسعه‌ی به سبب حمایت‌های انجام‌شده‌ی صنایع محصولات نشاط‌آور یزد (داتیس) تقدیر و تشکر می‌نماید.

مرجع‌ها

[1] Chen H, Wang C, Ouyang H, Song Y, Jiang T. All-optical modulation with 2D layered materials: status and prospects. Nanophotonics. 2020;9(8):2107-24.

[2] Wu L, Huang W, Wang Y, Zhao J, Ma D, Xiang Y, et al. 2D tellurium based high-performance all-optical nonlinear photonic devices. Advanced Functional Materials. 2019;29(4):1806346.

[3] Hassan AN, Haddad MA, Golestanifar M, Behjat A. investigation of non-linear optical properties of edible oils by spatial self-phase modulation (SSPM) method. Food Analytical Methods. 2023;16(8):1392-402.

[4] Boyd RW. The intensity-dependent refractive index. Nonlinear optics. 2008:207-52

[5] Hassan AN, Haddad MA, Golestanifar M, Behjat A. Investigating the nonlinear optical response of virgin cherry kernel oil and its application to detecting adulteration. Physica Scripta. 2024;99(7):075507.

افزایش بازده سلول خورشیدی پروسکایتی با غیرفعال سازی نقص در سطح مشترک لایه انتقال دهنده الکترون با پروسکایت

مصطفی شعبانلو[۱]، محیا خوش ترکیب[۲] ، فاطمه زارعلی[۳] ، الناز یزدانی[۴*]، نیما تقوی‌نیا[۵]

[۱،۲،۳،۴]بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

[۵] دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

چکیده-سلول‌های خورشیدی هالید پروسکایت آلی-معدنی فلزی به دلیل هزینه کم و راندمان بالا به عنوان یکی از امیدوار کننده‌ترین گزینه‌ها در زمینه فتوولتائیک در نظر گرفته می‌شوند، حفظ هزینه پایین ساخت این سلول‌ها همراه با طبیعت نقص خیز در آنها موجب می‌شود که ساخت آنها همواره چالش برانگیز باشد. استفاده از روش‌های منفعل سازی نشان داده‌اند که می‌توانند با هدف کاهش نقص و افزایش بازده مورد استفاده قرار بگیرند. در این پژوهش از اتیلن دی آمین تترا-استیک اسید (Ethylenediaminetetraacetic acid)به عنوان یک اصلاح کننده بین سطحی برای منفعل سازی نواقص بین سطح انتقال دهنده الکترون (SnO_2) و پروسکایت استفاده شده است. سلول‌های خورشیدی ساخته شده توسط آنالیز جریان-ولتاژ، تحت نور ۱/۵AM اندازه‌گیری شدند. همچنین رفتار لایه پروسکایت با و بدون اضافه کردن (EDTA)توسط آنالیزهای طیف سنجی نورتابی و جذب مرئی-فرابنفش بررسی شدند.

کلیدواژه - سلول خورشیدی، پروسکایت، فتوولنائیک، منفعل سازی، نواقص ساختاری

Enhancing the Efficiency of Perovskite Solar Cells by Passivating the Electron Transfer Layer and Perovskite Interface

Mostafa Shabanloo[1], Mahya khooshtarkib [2], Fatemeh Zarali [3], Elnaz Yazdani[4*], Nima Taghavinia[5]

[1,2,3,4] Physics Department, Faculty of Basic Science, Tarbiat Modares University, Tehran

Faculty of Physics, Sharif University of technology, Tehran[5]

[1]M.Shabanloo@modares.ac.ir [2]Khmahya834@gmail.com [3] F.Zarali@modares.ac.ir [4]Elnaz.Yazdani@modares.ac.ir
[5]Taghavinia@sharif.edu

Abstract- Perovskite organic-inorganic metal halide solar cells are considered as one of the most promising options in the field of photovoltaics due to their low cost and high efficiency. Keeping the low-cost manufacturing method, along with their defect-prone nature, makes their manufacturing always a challenge. The use of passivation methods has shown that they can be used with the aim of reducing defects and increasing efficiency. In this research, ethylenediaminetetraacetic acid has been used as an interfacial modifier to passivate the defects between the surface of the electron transport layer (SnO2) and perovskite. The fabricated solar cells were measured by current-voltage analysis under 1.5 AM sunlight. Also, the behavior of the perovskite layer with and without the addition of (EDTA) was investigated by photoluminescence and UV-visible spectroscopy.

Keywords: Solar cell, perovskite, photovoltaic, passivation, structural defects

مقدمه

مواد پروسکایت کاندیدای قابل توجه‌ای برای نسل جدید مواد فتوولتائیک هستند. دلیل چنین توجه‌ای را می‌توان در خاصیت‌های متعدد نظیر گاف اپتیکی تغییر پذیر، مولفه‌ی ضریب جذب بالا و خاصیت انتقال حامل‌های بار عالی در آنها دانست. تا به امروز این نسل از سلول‌های خورشیدی بازده‌های بالایی را ثبت کرده‌اند که نتیجه‌ی آن، جذب علاقه‌ی جامعه فتوولتائیک به خود است. [1]

به روزترین سلول‌های خورشیدی بر پایه پروسکایت عموما توسط روش‌های حلالی در دمای پایین آماده می‌شوند. بدیهی است چنین فرایند لایه نشانی موجب تشکیل نواقص بین سطحی زیادی می‌گردد که متعاقبا عملکرد سلول را تحت شعاع قرار می‌دهد. در مقایسه با نواقص حجمی، نواقص بین سطحی به دلیل چگالی بیشتر، مخرب‌تر هستند و عملکرد سلول را با افت بیشتری همراه می‌کنند. نواقص بین سطحی همچنین موجب افزایش بازترکیب‌های غیر تابشی در سطح می‌گردد که لازم است تا رهیافتی برای این معضل پیدا گردد.[2]

برای کاهش چگالی نواقص بین سطوح روش‌های منفعل سازی متعددی توسعه یافته‌اند. می‌توان این روش‌ها را به دو دسته منفعل سازی بالا و پایین لایه پروسکایت تقسیم کرد. در روش منفعل سازی سطح پروسکایت مولفه‌های سبک آلی سطح پروسکایت در حین بازپخت آزاد می‌گردند که موجب کاهش آزادی سرب و تهی‌جایی هالید می‌شوند. در منفعل سازی گروه دوم، به عبارتی منفعل سازی از پایین سطح پروسکایت، کاهش نقص‌های سطح لایه انتقال دهنده بار) مانند (SnO_2) را شامل می‌شود که علاوه بر کاهش نواقص، در رشد پروسکایت نقش بسیار مهمی را دارد.[3]

در این پژوهش از اتیلن دی آمین تترا-استیک اسید (Ethylenediaminetetraacetic acid) به عنوان یک اصلاح کننده بین سطحی برای منفعل سازی نواقص بین سطح انتقال دهنده الکترون (SnO_2) و پروسکایت استفاده شده است. حضور (EDTA)در بین این دو لایه با افزایش بازده سلول خورشیدی و کاهش نواقص بین سطحی همراه است. سلول‌های خورشیدی ساخته شده توسط آنالیز جریان-ولتاژ، تحت نور ۱/۵AM اندازه‌گیری شدند. همچنین رفتار لایه پروسکایت با و بدون اضافه کردن (EDTA) توسط آنالیزهای طیف سنجی نورتابی و جذب مرئی-فرابنفش بررسی شدند.

بخش تجربی

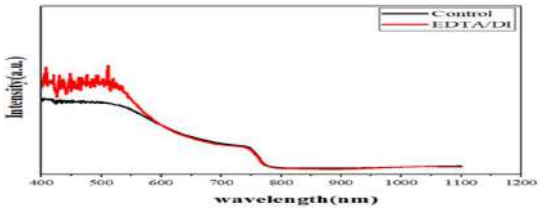
ساخت سلول خورشیدی با شستشوی لایه‌های ITO آغاز می‌گردد. این شستشو شامل چند مرحله اعم از آب صابون، دیونیزه و اتانول می‌باشد. پس از شستشو و خشک کردن لایه‌ها، آب دوستی لایه‌ها توسط UV-Ozone انجام می‌شود. لایه نشانی SnO_2 توسط حل پیش ماده $SnCl_4$ در اتانول و لایه نشانی آن طی یک مرحله و دو بار انجام پذیرفت. دلیل تکرار لایه نشانی ایجاد لایه یک دست می‌باشد. لایه نشانی EDTA طی یک مرحله بر روی لایه‌های قبلی انجام شد. در ادامه لایه نشانی پروسکایت ابتدا با ترکیب پودرهای پروسکایت (PbI_2, $PbBr_2$, FAI, CsI MAI) ۱/۳ مولار در ترکیب DMF:DMSO ۱:۴ طی لایه نشانی دو مرحله‌ای انجام شد. کلروبنزن به عنوان پاد حلال در نیمه‌ی مرحله دوم به پروسکایت اضافه گردید. نانو مواد Copper Indium Sulfide (CIS) به عنوان لایه انتقال حفره بر روی لایه پروسکایت تشکیل شد. همچنین کربن به عنوان الکترود بر روی لایه‌ی آخر توسط روش دکتر بلید انجام شد. جدول ۱ مراحل لایه نشانی همراه با شرایط لایه نشانی را نشان می‌دهد.

جدول ۱: شرایط لایه نشانی

ماده	UV-Ozone	شرایط لایه نشانی	بازپخت
$SnCl_4$	15, 5 min	4000 rpm 30 sec	30 min 180 C°
EDTA	15 min	6000 rpm 30 sec	30 min 180 C°
PSK	15 min	1000 rpm 10 sec 6000 rpm 30 sec	- 1 hour 100 C°
CIS	- -	3000 rpm 30 sec	10 min 100 C°
Carbon	-	Doctor Blade	30 min 100 C°

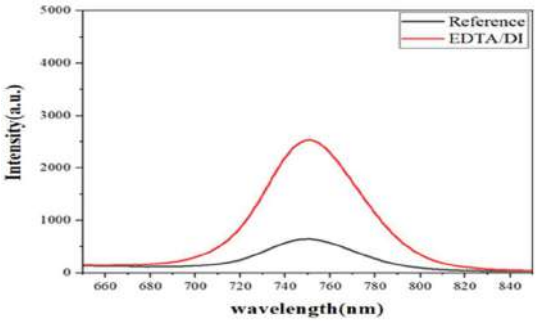
نتایج

شکل ۱ نتایج طیف سنجی جذب مرئی-فرابنفش لایه‌های پروسکایت لایه نشانی شده با و بدون EDTA را نشان می‌دهد. با توجه به نمودار، لبه‌ی جذب تغییری نداشته و همچنین جذب در نواحی طول موج‌های کوتاه‌تر کمی بیشتر شده است که می‌تواند به دلیل کاهش نواقص در سطح میان SnO_2 و پروسکایت باشد.



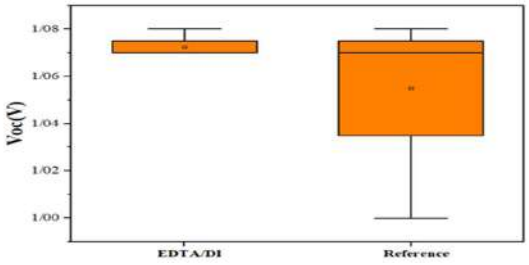
شکل۱: نتایج طیف سنجی جذب مرئی-فرابنفش لایه‌های پروسکایت لایه نشانی با و بدون EDTA

شکل ۲ نتایج طیف سنجی نورتابی لایه‌های پروسکایت لایه نشانی شده با و بدون EDTA را نشان می‌دهد. مجددا این نتایج نشان می‌دهند که همراه با کاهش نواقص و تله‌های مرتبط با آن در سطح میان SnO_2 و پروسکایت، نورتابی لایه‌های شامل EDTA بیشتر می‌باشد. به دنبال بهبود نقص‌های میان SnO_2 و پروسکایت، تله‌ها و نوار انرژی مرتبط با آنها بهبود می‌یابند که این امر مستقیما باعث کاهش بازترکیب‌های غیر تابشی می‌گردد.

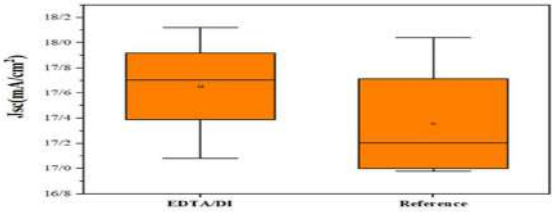


شکل۲: نتایج طیف سنجی نورتابی لایه‌های پروسکایت لایه نشانی با و بدون EDTA

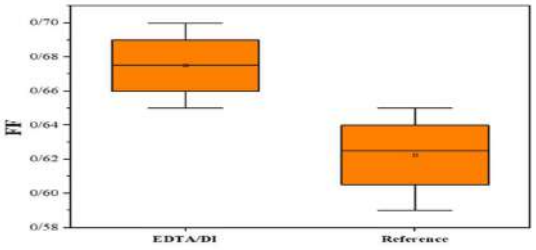
شکل‌های۳-۶ پارامترهای فتوولتائیک به ترتیب ولتاژ مدار باز Voc، جریان اتصال کوتاه Jsc، ضریب پرشدگی FF و بازده تبدیل توان PCE٪ را نشان می‌دهند.



شکل۳ : نتایج ولتاژ مدار باز Voc، با و بدون EDTA



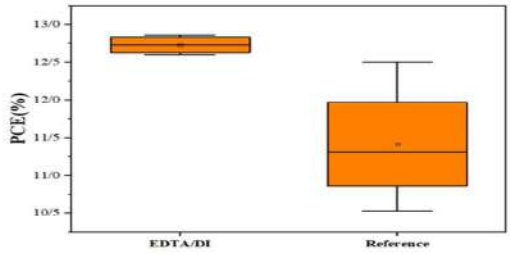
شکل۴ : نتایج جریان اتصال کوتاه Jsc، با و بدون EDTA



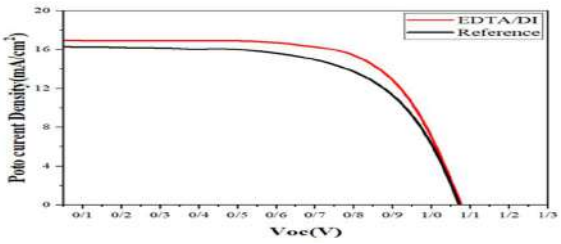
شکل۵ : نتایج ضریب پرشدگی FF با و بدون EDTA

افزایش ولتاژ مدار باز می‌تواند نتیجه مستقیمی از بهبود نقص‌های بین لایه‌ای باشد. از آنجاییکه طول انتشار حامل در پروسکایت نسبت به لایه‌های انتقال دهنده حامل‌ها بیشتر است، تجمع بارها در این سطوح اتفاق می‌افتد و در حضور تله‌های مرتبط با نقص‌ها، بازترکیب غیر تابشی می‌تواند موجب کاهش ولتاژ مدار باز گردد. همچنین شکل ۴ نشان می‌دهد که جریان در سلول‌های حاوی EDTA نه تنها کاهش نداشته، بلکه به طور جزئی افزایش یافته است. این افزایش نشان می‌دهد حضور لایه‌ی اضافی EDTA در ساختار به انتقال حامل‌ها نیز کمک می‌کند که می‌تواند به دلیل اتصال بهتر دو نوار انرژی رسانش پروسکایت و SnO_2 توسط نوار انرژی EDTA باشد. شکل ۵ افزایش و بهبود ضریب پرشدگی در سلول‌های حاوی EDTA را نشان می‌دهد. این افزایش می‌تواند به دلیل افزایش مقاومت شانت و یا کاهش مقاومت سری رخ بدهد که همچنان نتایج قبلی را تایید می‌کند.

نهایتا در شکل ۶ افزایش بازده را نتیجه می‌گیریم و از آنجاییکه بازده تبدیل توان نتیجه مستقیم ۳ پارامتر فتوولتائیک اخیر مورد بررسی است، این نتیجه دور از انتظار نیست و میانگین بازده از ۱۱/۵ به ۱۲/۲۵ رسیده است. همزمان با افزایش تمام پارامترهای فتوولتائیک، شاهد کاهش در پراکندگی داده‌ها هستیم که نشان می‌دهد حضور لایه EDTA در ساختمان سلول خورشیدی می‌تواند نقش موثری در راندمان این سلول ایفا کند. شکل ۷ نیز منحنی J-V از سلول‌های قهرمان با و بدون EDTA را نشان می‌دهد.



شکل۶ : نتایج بازده تبدیل توان PCE% با و بدون EDTA



شکل۷ : نتایج منحنی J-V از سلول‌های قهرمان با و بدون EDTA

نتیجه گیری

سلول‌های خورشیدی بر پایه پروسکایت و با استفاده از کربن به عنوان الکترود با موفقیت ساخته شدند. یک لایه EDTA در ساختار سلول و ما بین لایه پروسکایت و لایه انتقال دهنده الکترون SnO_2 با موفقیت لایه نشانی شد. این لایه نشانی به همراه آنالیزهای مربوطه نشان داد می‌تواند نقش موثری هم در راندمان سلول و هم در کاهش پراکندگی داده‌ها در ساخت سلول را ایفا کند. تمامی پارامترهای فتوولتائیک در این آزمایش با افزایش همراه بودند که نشان دهنده نقش لایه EDTA در سلول هستند.

مرجع‌ها

[1] Wu, Z., Bi, E., Ono, L. K., Li, D., Bakr, O. M., Yan, Y., & Qi, Y, "Passivation strategies for enhancing device performance of perovskite solar cells," Nano Energy, p. 108731, 2023.

[2] Ni, Z., Bao, C., Liu, Y., Jiang, Q., Wu, W. Q., Chen, S., ... & Huang, J, "Resolving spatial and energetic distributions of trap states in metal halide perovskite solar cells," Science, vol. 367, no. 6484, pp. 1352-1358, 2020.

[3] Wang, H., Zheng, Y., Zhang, G., Wang, P., Sui, X., Yuan, H., ... & Shao, Y. (2024), "In Situ Dual-Interface Passivation Strategy Enables The Efficiency of Formamidinium Perovskite Solar Cells Over 25%," Advanced Materials, vol. 36, no. 6, p. 2307855, 2024.

تخمین پارامتر در سامانه توزیع کلید کوانتومی مستقل از دستگاه اندازه‌گیری با دو حالت فریب

فاطمه نادری، محمد واحدی*

دانشگاه علم و صنعت ایران، مرکز پژوهش، فناوری و نوآوری شبکه‌های کوانتومی (سای نت)

چکیده - این مقاله به بررسی تخمین پارامترها و نرخ کلید مخفی در توزیع کلید کوانتومی مستقل از دستگاه اندازه‌گیری-MDI) (QKDبا دو حالت فریب می‌پردازد. این مطالعه بر حل معادلات کلیدی برای حالت‌های مختلف تعداد فوتون (n=0,1,2) برای به‌دست‌آوردن پارامترهای حیاتی بهره (Q) و نرخ خطای بیت کوانتومی (QBER,E) متمرکز است. با جایگزینی این پارامترها در فرمول نرخ کلید، تولید نرخ کلید مخفی امن در شرایط واقعی ارزیابی می‌شود. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که روش دو حالت فریب به طور مؤثر کارایی (Y_n) و نرخ خطا (e_n) را برای همه حالت‌های تعداد فوتون، حتی در حالت فریب، تخمین می‌زند. یافته‌ها اهمیت تخمین پارامتر در بهینه‌سازی عملکرد MDI-QKD را نشان می‌دهد و راه را برای اجرای امن در سناریوهای دنیای واقعی هموار می‌کند.

کلیدواژه - بهره، توزیع کلید کوانتومی مستقل از دستگاه اندازه‌گیری، نرخ کلید امن، نرخ خطای بیت کوانتومی.

Parameter estimation in a measurement device-independent quantum key distribution system using two decoy states

Fatemeh Naderi, Mohammad Vahedi*

Research, Technology and innovation Center of Quantum Networks (PSI-Net), IUST

*mvahedi@iust.ac.ir

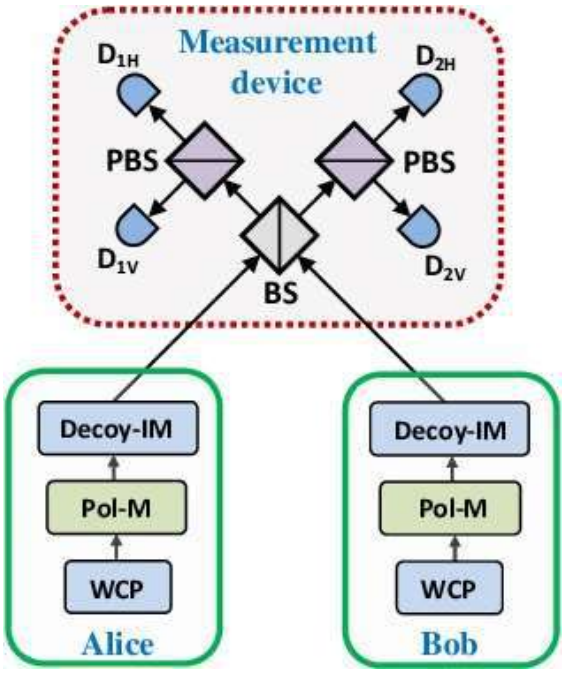
Abstract- This paper investigates parameter estimation and secret key rate analysis in measurement device-independent quantum key distribution (MDI-QKD) with two decoy states. The study focuses on solving the key equations for different photon number states (n = 0, 1, 2) using computational methods, to obtain the critical parameters: gain (Q) and quantum bit error rate (QBER). By substituting these parameters into the key rate formula, the secret key rate under real conditions is evaluated. Simulation results show that the two-decoy-state method effectively estimates the efficiency (Y_n) and error rate (e_n) for all photon number states, even in the decoy state. The findings demonstrate the importance of parameter estimation in optimizing the performance of MDI-QKD and pave the way for secure implementation in real-world scenarios.

Keywords: Gain, Measurement device-independent quantum key distribution, Secret key rate, Quantum bit error rate

مقدمه

توزیع کلید کوانتومی (QKD) یک روش امن برای برقراری ارتباط است که از قوانین مکانیک کوانتومی استفاده می‌کند تا اطمینان حاصل شود که هیچ‌کس نمی‌تواند به پیام‌های رمزگذاری شده دسترسی پیدا کند [۱]. توزیع کلید کوانتومی مستقل از دستگاه اندازه‌گیری (MDI-QKD) که توسط Lo و Curty و Qi (۲۰۱۲) معرفی شد، می‌تواند بسیاری از مشکلاتی را که در روش‌های قدیمی‌تر وجود داشت، برطرف کند. یکی از مهم‌ترین مزایای MDI-QKD این است که در برابر حملاتی که به دستگاه‌های اندازه‌گیری انجام می‌شود، مقاوم است [۲].

در پروتکل MDI-QKD ، دو طرف ارتباطی با کمک یک شخص سوم چارلی اقدام به ایجاد یک کلید رمز مشترک و امن می‌نمایند. چارلی با انجام اندازه‌گیری حالت بل بر روی حالات کوانتومی ارسالی، به دو طرف کمک می‌کند تا یک کلید مشترک استخراج کنند (شکل ۱) [۳].



شکل ۴: در MDI-QKD ، آلیس و باب پالس‌های ضعیف همدوس با حالت‌های قطبش BB84 و شدت‌های فریب را به یک دستگاه اندازه‌گیری ارسال می‌کند، جایی که سیگنال‌های آن‌ها تداخل کرده و توسط آشکارسازهای تک فوتونی تشخیص داده می‌شوند. نتایج به صورت عمومی گزارش می‌شود [3].

کدگذاری کیوبیت‌ها در MDI-QKD می‌تواند از روش‌های فاز، قطبش و زمان‌بندی استفاده کند [۴]. حالت‌های قطبش فوتون‌ها را می‌توان به دو پایه اصلی تقسیم کرد: پایه مستقیم شامل حالت‌های افقی (H) و عمودی (V) و پایه مورب شامل حالت‌های مورب (D) و ضد مورب(A). آلیس کیوبیت‌های خود را در یکی از این پایه‌ها کدگذاری کرده و آن‌ها را به سمت باب، ارسال می‌کند. باب با استفاده از یک اندازه‌گیر قطبش که با یکی از دو پایه تنظیم شده است، اطلاعات را رمزگشایی می‌کند [5]. پس از آن، آلیس و باب پایه‌های خود را مقایسه می‌کنند و فقط حالت‌های اندازه‌گیری شده در همان پایه را برای تعیین مقادیر بیت حفظ می‌کنند. امنیت این پروتکل عمدتاً به دلیل استقلال چارلی از حالت‌های کوانتومی آلیس و باب است. به عبارت دیگر، چارلی تنها به نتیجه‌ی اندازه‌گیری خود دسترسی دارد و نمی‌تواند اطلاعات دقیقی در مورد حالت‌های اولیه‌ی کیوبیت‌ها به دست آورد. این امر باعث می‌شود که شنودکنندگان نتوانند بدون آشکارسازی حضور خود، اطلاعات را از کانال ارتباطی استخراج کنند. یکی از مهم‌ترین معیارهای ارزیابی عملکرد پروتکل MDI-QKD، نرخ تولید کلید امن است. این پژوهش به درک بهتر عملکرد پروتکل MDI-QKD و چالش‌های موجود در پیاده‌سازی آن کمک می‌کند. نتایج این پژوهش می‌تواند در طراحی سیستم‌های ارتباطی کوانتومی با امنیت بالاتر و سرعت بیشتر مورد استفاده قرار گیرد.

تئوری

نرخ کلید امن R در MDI-QKD به‌صورت زیر بیان شود معادله [1]:

$$R = Q_{rect}^{1,1}[1 - H(e_{diag}^{1,1})] - Q_{rect} f(E_{rect}) H(E_{rect}) \quad (1)$$

در این بخش، Qrect و Erect به ترتیب نشان‌دهنده میزان موفقیت‌آمیز بودن تشخیص فوتون‌ها و میزان خطایی هستند که در حالت خاصی از اندازه‌گیری (پایه مستقیم) رخ می‌دهد. نرخ کلید مخفی که به ما می‌گوید چقدر می‌توانیم اطلاعات امن را انتقال دهیم، به این دو پارامتر بستگی دارد. علاوه بر این، نرخ کلید مخفی به دو عامل دیگر نیز وابسته است: یک تابع $f(E_{rect}) > 1$ که نشان‌دهنده میزان کارایی روش تصحیح خطا است و H(x)، تابع آنتروپی شانون که یک مفهوم مهم در نظریه اطلاعات است و در معادله [۲] به طور دقیق تعریف شده است.

$$H(x) = -x\log_2(x) - (1-x)\log_2(1-x) \qquad (2)$$

در پروتکل MDI-QKD، حالت فریب با تغییر شدت نور، به آلیس و باب کمک می‌کند تا بین رویدادهای تک فوتونی و چند فوتونی به‌دقت تمایز قائل شوند. این روش با محاسبه دقیق پارامترهای بهره (Q) و نرخ خطا (e) به کمک معادلات ۳ و ۴ [۳, ۶]، به ارزیابی دقیق کیفیت ارتباط کوانتومی و افزایش امنیت پروتکل می‌انجامد:

$$Q^i = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\mu_i} \frac{\mu_i^n}{n!} Y_n \qquad (3)$$

$$Q^i E^i = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\mu_i} \frac{\mu_i^n}{n!} Y_n e_n \qquad (4)$$

روش‌شناسی

در این پژوهش، ما یک مدل شبیه‌سازی طراحی کردیم تا بتوانیم میزان کلید امنی که در MDI-QKD در طول ۱۰ کیلومتر فیبر مخابراتی تولید می‌شود را محاسبه کنیم. در این روش، از دو حالت نور با شدت‌های متفاوت استفاده می‌شود تا بتوان اطلاعات دقیق‌تری از کانال ارتباطی به دست آورد. با حل یک دستگاه معادله می‌توانیم پارامترهای مهمی را که بر روی عملکرد این روش تأثیر می‌گذارند، محاسبه کنیم. برای این کار، از نرم‌افزار Mathematica استفاده کردیم و سه حالت مختلف برای نور را بررسی کردیم: حالتی که هیچ فوتونی در آن وجود ندارد n=0 (حالت خلأ)، حالتی که تنها یک فوتون در آن وجود دارد n=1 (حالت تک فوتون) و حالتی که دو فوتون در آن وجود دارد n=2 (حالت دو فوتون).

برای محاسبه احتمال موفقیت‌آمیز تشخیص فوتون‌ها در حالت‌های مختلف که با ($y_{rect}^{1,1}$) و ($y_{diag}^{1,1}$) نشان داده می‌شوند، سیستمی از معادلات را تشکیل می‌دهیم. برای حل این سیستم، از فرمول ارائه شده در معادله [۵] برای حالت مستقیم و برای حالت مورب از معادله [۶] استفاده می‌کنیم:

$$Q_{rect}^{i,j} = \sum_{n,m=0}^{\infty} e^{-\mu_i} \frac{\mu_i^n}{n!} e^{-\nu_j} \frac{\nu_j^m}{m!} Y_{rect}^{n,m} \qquad (5)$$

$$Q_{diag}^{i,j} = \sum_{n,m=0}^{\infty} e^{-\mu_i} \frac{\mu_i^n}{n!} e^{-\nu_j} \frac{\nu_j^m}{m!} Y_{diag}^{n,m} \qquad (6)$$

در آزمایش انجام شده، متوسط تعداد فوتون‌ها به ترتیب $\mu = 0.3$ برای حالت سیگنال، $\nu = 0.1$ و $\lambda = 0.01$ برای دو حالت فریب انتخاب شده است. همچنین، نسبت تعداد پالس‌های ارسال شده با شدت‌های μ ، ν و λ به ترتیب ۷:۹:۴ تنظیم شده است. در مجموع $N = 1.69 \times 10^{11}$ پالس در آزمایش ارسال شده است [۲]. بر اساس نتایج آزمایش، مقدار ($Q_{rect}^{i,j}$) برای حالت سیگنال اصلی(i=0.3 و j=0.3) برابر با 4.66×10-5 بدست آمده است [۲]. با حل سیستم معادلات، می‌توانیم احتمال موفقیت‌آمیز بودن تشخیص را برای حالت‌هایی که n=0,1,2 است، به دست آوریم. این احتمال‌ها با $y_{rect}^{0,0}$ و $y_{rect}^{0,1}$ و $y_{rect}^{1,0}$ و $y_{rect}^{1,1}$ و ... نشان داده می‌شوند.

$Q_{rect}^{1,1}$ احتمال شرطی است که هم آلیس و هم باب حالت‌های تک فوتونی را ارسال می‌کنند. باجای‌گذاری مقدار $y_{rect}^{1,1}$ برابر 3.8×10^{-4} به‌دست‌آمده در معادله [7]:

$$Q_{rect}^{1,1} = \mu_A \mu_B e^{-(\mu_A+\mu_B)} Y_{rect}^{1,1} \qquad (7)$$

مقدار $Q_{rect}^{1,1}$ برابر 1.88×10^{-5} بدست آمد.

برای بررسی دقت این روش، میزان خطایی که در اطلاعات منتقل شده رخ می‌دهد (که به آن نرخ خطای بیت کوانتومی یا QBER می‌گویند) محاسبه شد. ابتدا مقدار y_{diag} به روشی مشابه محاسبات ارائه شده در بخش قبلی (مراجعه به معادله 6) بدست می‌آید. سپس با استفاده از معادله [8] و با در نظر گرفتن مقادیر $Q_{diag}^{i,j} = 9.03 \times 10^{-5}$ و $E_{diag}^{i,j} = 0.262$ برای حالت سیگنال (که در مرجع [۲] ذکر شده است)، مقدار QBER محاسبه می‌شود:

$$Q_{diag}^{i,j} E_{diag}^{i,j} = \sum_{n,m=0}^{\infty} e^{-\mu_i} \frac{\mu_i^n}{n!} e^{-\nu_j} \frac{\nu_j^m}{m!} Y_{diag}^{n,m} e_{diag}^{n,m} \qquad (8)$$

بر اساس محاسبات انجام شده، مقدار $e_{diag}^{1,1}$ برابر 2.9×10^{-2} بدست آمده است. با جای‌گذاری مقادیر محاسبه شده $Q_{rect}^{1,1}$ و نرخ خطا $e_{diag}^{1,1}$ در معادله [1]، توانستیم نرخ تولید کلید امن در این روش ارتباطی را محاسبه کنیم. نتیجه این محاسبات نشان داد که نرخ تولید کلید امن برابر با 3.08×10-5 بیت بر ثانیه

است. پارامترهای $y_{rect}^{1,1}$ و $e_{diag}^{1,1}$ نقش بسیار مهمی در تعیین نرخ کلید امن دارند. به عبارت دیگر، هرچه احتمال موفقیت‌آمیز بودن تشخیص فوتون‌ها بیشتر و نرخ خطا کمتر باشد، نرخ تولید کلید امن نیز بیشتر خواهد بود. بنابراین، این دو پارامتر به طور مستقیم بر روی عملکرد و قابلیت اطمینان سیستم تأثیر می‌گذارند.

نتایج

در این پژوهش، ما روشی برای ارزیابی عملکرد MDI-QKD ارائه دادیم. نتایج شبیه‌سازی به ما اطمینان می‌دهد که می‌توان از پروتکل MDI-QKD در شرایط واقعی و حتی در حضور اختلالات استفاده کرد. با استفاده از نرم‌افزار Mathematica، توانستیم معادلات سیستم را حل کرده و نرخ تولید کلید امن را بادقت بالایی محاسبه کنیم. در مطالعات آتی، قصد داریم روش‌های پیچیده‌تری از دو حالت فریب را مورد بررسی قرار دهیم و همچنین به بررسی حملات دینامیکی و روش‌های مقابله با آنها بپردازیم. به طور خلاصه، نتایج این پژوهش نشان می‌دهد که پروتکل MDI-QKD با استفاده از روش دو حالت فریب، یک گام مهم به سمت تحقق ارتباطات کوانتومی امن و پایدار برداشته است.

مرجع‌ها

[1] Braunstein, S. L., & Pirandola, S. (2012). Side-channel-free quantum key distribution. Physical review letters, 108(13), 130502.

[2] Tang, Z. (2016). Measurement-Device-Independent Quantum Cryptography. University of Toronto (Canada).

[3] Lo, H. K., Curty, M., & Qi, B. (2012). Measurement-device-independent quantum key distribution. Physical review letters, 108(13), 130503.

[4] Xu, F., Curty, M., Qi, B., & Lo, H. K. (2014). Measurement-device-independent quantum cryptography. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 21(3), 148-158.

[5] Tang, Z., Liao, Z., Xu, F., Qi, B., Qian, L., & Lo, H. K. (2014). Experimental demonstration of polarization encoding measurement-device–independent quantum key distribution. Physical review letters, 112(19), 190503.

[6] Lo, H. K., Ma, X., & Chen, K. (2005). Decoy state quantum key distribution. Physical review letters, 94(23), 230504.

تاثیر تیمار پلاسمای DBD وآب فعال شده با پلاسما PAW برای جوانه زنی و رشد بذر رقم گندم برزگر و دانش

علیرضا شانظری، مریم بحرینی* و سلاله منصوری

دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران

چکیده - مطالعات متعددی در یافته های تحقیقاتی خود به اثرات مثبت تیمار پلاسمای سرد و آب فعال‌شده با پلاسما (PAW) بر بذرها و گیاهان اشاره کرده‌اند. این مطالعه به بررسی اثر PAW و تیمار مستقیم پلاسما بر جوانه‌زنی بذر گندم می‌پردازد. شواهد نشان می‌دهند که هر دو روش تأثیر مثبتی بر جوانه‌زنی و رشد قابل ملاحظه ای نسبت به نمونه کنترل داشتند . به طور کلی، بر اساس یافته‌های این پژوهش، پیش‌تیمار با پلاسمای DBD اتمسفری و آرک مستقیم پلاسما به آب تاثیر مثبتی بر جوانه زنی و سرعت آن بدون آسیب به بذرها داشته است. با بهبود ویژگی‌های بذر از طریق به‌کارگیری تکنیک‌های متناسب، می‌توان به افزایش عملکرد محصولات کشاورزی کمک کرد.

کلیدواژه: آب فعال شده با پلاسما ، پلاسمای سرد ، جوانه زنی بذر

The impact of DBD plasma treatment and plasma activated water (PAW) on germination and seed growth of cultivars Barzegar and Danesh

Shanazari, Alireza;Bahreini,Maryam * ; and Mansory , Solaleh

Department of Physics, University of Science & Technology

alireza_shanazari78@physics.iust.ac.ir, * m_bahreini@iust.ac.ir, solaleh.mansory@gmail.com

Abstract- Multiple studies have highlighted the positive effects of cold plasma treatment and plasma-activated water (PAW) on seeds and plants. This study investigates the impact of PAW and direct plasma treatment on wheat seed germination. Evidence suggests that both methods significantly positively impact germination and growth compared to the control samples. Overall, based on the findings of this research, pretreatment with atmospheric DBD plasma and direct plasma arc to water has positively influenced germination and its speed without harming the seeds. Improving seed characteristics through appropriate techniques makes it possible to enhance agricultural product yields.

Keywords: Cold plasma, Plasma-activated water, Seed germination

مقدمه

با توجه به تغییرات جمعیتی و تغییرات اقلیمی ناشی از صنعتی‌سازی، نیاز به راه‌های نوین برای افزایش تولیدات کشاورزی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است ویکی از نوین ترین روش ها برای بهبود بذر ، استفاده از پلاسما به شمار می آید[۱]. با روش های متفاوتی می شود از پلاسما برای افزایش نرخ جوانه زنی استفاده کرد. تیمارمستقیم بذر با پلاسما به عنوان یک روش و بدون نیاز به مواد شیمیایی، گزینه‌ای ایمن برای محیط زیست به شمار می آید و افزایش نرخ جوانه‌زنی بذرهای تحت تاثیر پلاسما در مقایسه با کنترل (نمونه شاهد)توسط چندین نویسنده گزارش شده است[۲]. یکی از راه های غیر مستقیم تیمار بذر،استفاده از آب فعال شده با پلاسما (PAW) است که نه تنها در بهبود کیفیت محصولات غذایی موثر است ، بلکه به طور چشم گیری نرخ جوانه زنی بذر ها را نیز در مقایسه با نمونه های تیمار نشده افزایش می دهد[۳]. تولید گونه‌های نیتروژنی، به ویژه نیترات‌ها، در PAW نقشی کلیدی در رشد گیاهان ایفا می‌کند، چرا که این گونه‌ها به‌عنوان مواد مغذی ضروری عمل می‌کنند. علاوه بر این، گونه های فعال اکسیژنی در PAW توانایی مهار هورمون‌های مسئول خواب بذر را دارد، که به نوبه خود موجب تحریک رشد گیاهان می‌شود. این ویژگی‌ها نشان‌دهنده پتانسیل

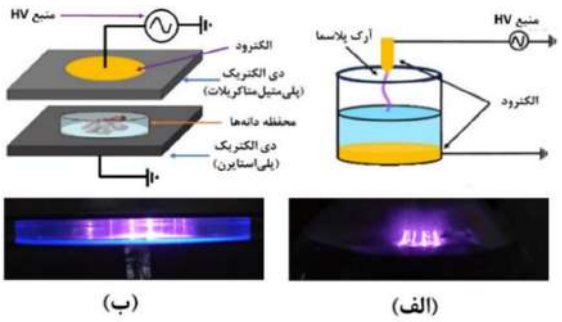
بالای PAW در کشاورزی پایدار و بهینه‌سازی روند رشد گیاهان است[۱] . در این پژوهش ، تاثیر آب فعال شده با پلاسما (PAW) که با روش آرک مستقیم روی آب تولید شده است ، و همچنین تیمار مستقیم بذر ها به روش تخلیه سد دی الکتریک (DBD) بر روی بذر های گندم مورد بررسی قرار گرفته است . به منظور بررسی اثر پلاسما ، مقایسه ای میان داده های جوانه زنی گروه ها با استفاده از پارامتر های درصد جوانه زنی نهایی (FGP) و شاخص جوانه زنی (GI) انجام شده است . همچنین ، طول جوانه های گندم تحت تیمار های مختلف پس از گذشت هفت روز با نمونه شاهد مقایسه گردیده است.

مواد و روش ها

یک منبع HV با ولتاژ مؤثر ۱۰.۶۱ کیلو ولت، جریان ۲۰ میلی‌آمپر و فرکانس ۵۰ هرتز، برای تشکیل پلاسما استفاده شده است. پیکربندی تخلیه مستقیم پلاسما آرک که برای تولید آب فعال‌شده با پلاسما (PAW) مورد استفاده قرار می‌گیرد، در شکل ۱.الف به تصویر کشیده شده است. این پیکربندی شامل یک الکترود استوانه‌ای با قطر ۰.۷ میلی‌متر است که به طور تقریبی در ارتفاع ۳.۵ سانتی‌متر از سطح آب قرار دارد و یک الکترود صاف نیز درون آب واقع شده است. در این سیستم، قوس پلاسما بین الکترود استوانه ای و آب تشکیل می شود. 100 میلی‌لیتر آب مقطر را به مدت5 ، 10 و 20دقیقه با این چیدمان، فعال می کنیم.

برای تیمار مستقیم ، از پلاسمای DBD استفاده شده است که شماتیک آن را در ۱.ب نمایش داده شده است. این پیکر بندی شامل دو صفحه با ضخامت ۰.۲ میلیمتر از جنس پلی‌متیل‌متاکریلات و پلی‌استایرن است که در فاصله ۲ سانتی متر از یکدیگر قرار دارند و به عنوان دی‌الکتریک عمل می کنند. دانه ها به مدت 30 ثانیه با پلاسما تیمار می شوند . بذر های گندم از ارقام برزگر و دانش جمع آوری شده و صرفا بذرهای کاملاً رسیده و عاری از هر گونه عیب قابل مشاهده انتخاب گردیده اند.

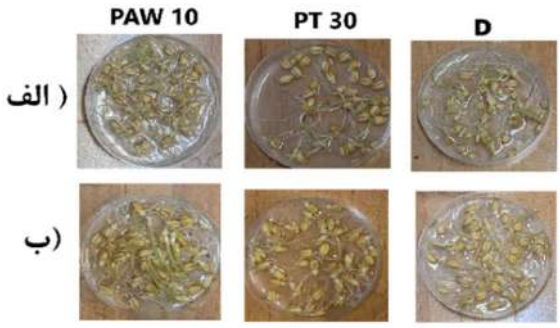
برای آماده سازی بذر ها برای سه گروه تیمار مستقیم، PAW و نمونه شاهد (آب مقطر) ، 160 عدد بذر گندم را در 4 گروه 40 تایی را در پتری دیش قرار می دهیم. به منظور تهیه محیط کشت ، دانه ها را درون هر پتری دیش قرار داده و با تزریق ۱۰ میلی لیتر آب فعال شده برای گروه (PAW) و ۱۰ میلی لیتر آب مقطر برای تیمار مستقیم و نمونه شاهد،بستر کشت را محیا می کنیم .و برای جلوگیری از تبخیر رطوبت، درب پتری دیش ها را به خوبی پلمپ کرده و به مدت 3 روز مورد بررسی قرار می‌گیرند. . بذرها در دما ۲۶ تا ۲۸ درجه سانتی گراد و به دور از نور خورشید نگهداری شده اند.



شکل ۱ : الف) شماتیک و تصویری واقعی از آزمایش تخلیه مستقیم پلاسما آرک بر روی آب ب) شماتیک و تصویری واقعی از فرایند تیمار مستقیم بذر به روش تخلیه سد دی الکتریک پلاسما DBD

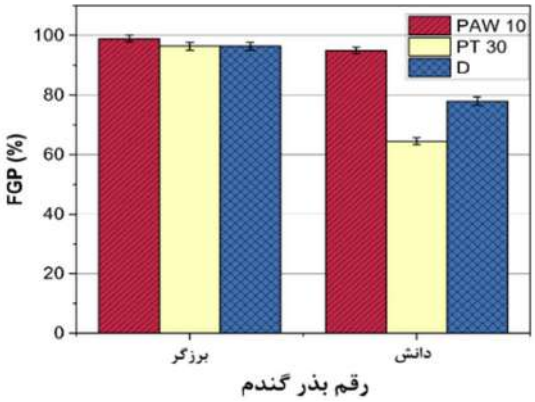
نتایج و بحث ها

شکل 2 شامل تصاویری است که وضعیت بذر گندم را در سومین روز جوانه زنی به نمایش می‌گذارد. در شکل 3 نمودار تغییرات FGPبذرها در شرایط مختلف، نسبت دانه‌های جوانه‌زده به کل دانه‌ها را به تصویر می‌کشد. این پارامتر به عنوان یک شاخص کلیدی، سلامت و کیفیت بذرها را مورد ارزیابی قرار می‌دهد. به عبارت ساده‌تر، FGP نه تنها نشان‌دهنده توانایی دانه‌ها در جوانه زدن است، بلکه کیفیت و سلامت کلی آن‌ها را نیز بازتاب می‌دهد[۴].



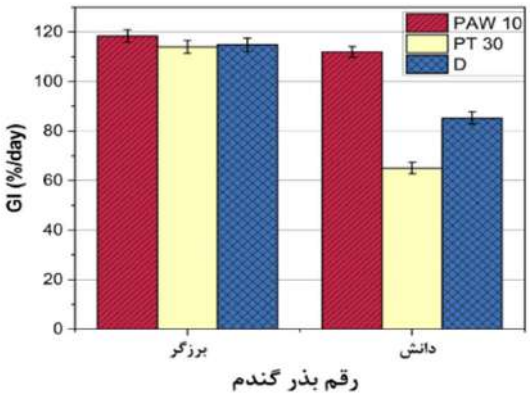
شکل 2 : جوانه زنی دانه های گندم در روز سوم جوانه زنی الف)رقم دانش ب)رقم برزگر

افزایش FGP به معنای سرزندگی و سلامتی بیشتر بذرهاست، در حالی که کاهش آن می‌تواند نشانه‌ای از مشکلات در کیفیت یا شرایط نگهداری بذرها باشد. بیشترین درصد جوانه‌زنی (FGP) بذر گندم برای ارقام برزگر و دانش برای PAW-10 ثبت شد که به ترتیب 99 و 95 درصد بود. تیمار مستقیم نیز برای رقم برزگر عملکرد بدی نداشت و میتوان مشاهده کرد که تیمار مستقیم به جنین دانه آسیبی نزده است ولی برای رقم دانش تیمار مستقیم عملکرد مناسبی نداشت و احتمالا به جنین دانه آسیب زده و توان بذر را برای جوانه زنی به مقدار قابل توجه ای نسبت به PAW و نمونه شاهد کاهش داده است. این به آن علت است که والد پدری رقم برزگر، رقم کارچیا است که دارای جنینی مقاوم تر نسبت تنش ها و تغییرات محیطی است[۵].



شکل ۳. نمودار FGP برای بذر های گندم

شکل 4 نمودار تغییرات شاخص جوانه‌زنی (GI) بذرها را در شرایط مختلف به تصویر می‌کشد. این شاخص هم درصد جوانه‌زنی و هم سرعت آن را اندازه‌گیری می‌کند، به طوری که مقادیر بالاتر نمایانگر درصد و سرعت جوانه‌زنی بیشتر می‌باشد[4].برای دانه گندم تیمار شده با پلاسما برای دو رقم برزگر و دانش به ترتیب شاهد کاهش 0.8 و 22.2 درصدی نسبت به نمونه آب مقطر بوده ایم. این در حالی است که برای نمونه های PAW برای دو رقم برزگر و دانش شاهد افزایش 3.6 و 26.8 درصدی نسبت به نمونه آب مقطر بوده ایم.



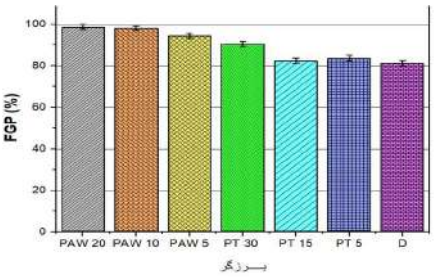
شکل 4 .نمودار GI برای بذر های گندم

با توجه به اهمیت رقم برزگر برای کشت در مناطق معتدل با شرایط آب و خاک شور به بررسی اثر زمان تیمار برای این رقم پرداخته ایم. هر چه زمان تیمار آب با پلاسما بیشتر، PH کمتر می شود . با بیشتر شدن زمان تیمار آب ES افزایش پیدا می کند یعنی هدایت الکتریکی آن بیشتر می شود و با افزایش زمان تیمار TDS بیشتر، در نتیجه خالصی آب کمتر می شود.

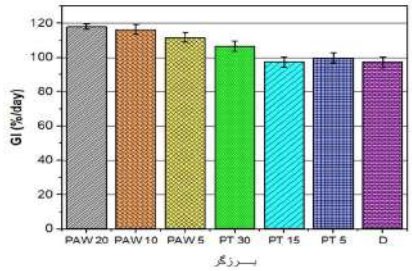
جدول 1 خواص فیزیکوشیمیایی آب های مختلف

نمونه	PH	EC (µS cm-1)	TDS (ppm)
D	6.9±0.1	1.6±0.6	0.0±0.0
PAW-5	3.99±0.1	70±2.5	34±5.5
PAW-10	3.90±0.1	82±6	41±3
PAW-20	3.81±0.2	156±4	78±2

شکل 5 نمودار FGP برای رقم برزگر را نشان می دهد که بیشترین درصد جوانه زنی (FGP) برای PAW-20 ثبت شده که به بالای 98 دست یافته است. و شکل6 نمودار GI برای رقم برزگر را نشان می دهد که برای دانه گندم تیمار شده در زمان 30 ثانیه با پلاسما برای رقم برزگر شاهد افزایش 9.25 درصدی نسبت به نمونه آب مقطر بوده ایم. این در حالی است که برای تیمار بذر با آب فعال شده، PAW-20 برای رقم برزگر شاهد افزایش 20.75 درصدی نسبت به نمونه آب مقطر بوده ایم.

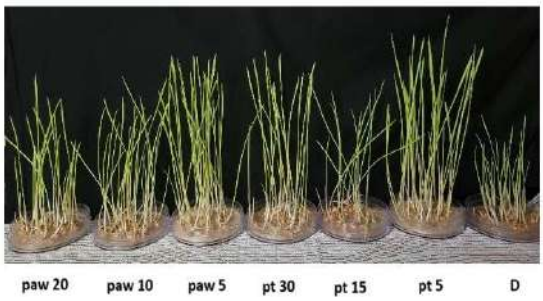


شکل 5. نمودار FGP برای دانه های گندم (رقم برزگر) در زمان های متفاوت برای آزمایش دوم



شکل 6. نمودار GI برای دانه های گندم (رقم برزگر)در زمان های متفاوت برای آزمایش دوم

برای آزمایش دوم پس از گذشت هفت روز، میزان رشد گندم‌ها با تیمار های مختلف را در مقایسه با نمونه شاهد مورد بررسی قرار گرفت. بیشترین رشد مربوط به تیمار pt 5 بود که به طول تقریبی ۱۷.۵ سانتی‌متر رسید و این افزایش رشد به نسبت نمونه شاهد، به میزان ۴۵.۸۳ درصد گزارش شد. این نتایج نشان‌دهنده تأثیر مثبت تیمار pt 5 بر رشد گندم‌ها است.



شکل 7. میزان رشد دانه های گندم با تیمار های متفاوت در مقایسه با آب مقطر بعد از هفتمین روز

نتیجه‌گیری

در این پژوهش به اثر تیمار مستقیم پلاسما و PAW برای جوانه زنی و رشد بذر گندم برای ارقام برزگر و دانش پرداخته شد. نتایج نشان داد که تیمار مستقیم با پلاسما برای رقم برزگر میتواند موثر باشد ولی برای رقم دانش عملکرد مناسبی نداشت و موجب آسیب به جنین بذر شد. این امر ممکن است به دلیل نازکی پوسته رقم دانش نسبت به رقم برزگر باشد. از سوی دیگر، نتایج آزمایش ها حاکی از این بود که PAW برای هر دو رقم عملکرد مطلوبی داشت و برای ارقام برزگر و دانش شاهد افزایش 3.6 و26.8 درصدی نسبت به نمونه آب مقطر بوده ایم و توانست سرعت جوانه زنی گندم را به طور قابل توجهی افزایش دهد. در آزمایش بعدی زمان های مختلفی را برای تیمار بذر گندم (رقم برزگر) با PAW و پلاسمای مستقیم مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد PAW-20 بالاترین تاثیر را بر درصد جوانه زنی وسرعت جوانه زنی بذر های گندم داشته است و حدود 20.75 درصد نسبت به نمونه آب مقطر رشد داشته است.PAW-20 به دلیل تیمار طولانی‌تر با پلاسما نسبت به سایر تیمارها، نمک محلول بیشتری دارد که نشان از حل گونه های فعال بیشتری در آن می تواند باشد. افزایش ناخالصی های محلول می‌تواند به رشد بهتر گیاهان کمک کند و به همین دلیل، PAW-20 نسبت به PAW-10 ، PAW-5 و نمونه شاهد عملکرد بهتری از خود نشان داده است. از طرف دیگر PT 5 بعد از هفت روز طول جوانه های بیشتری را دارا بود. این یافته‌ها می‌تواند به بهبود روش‌های جوانه‌زنی و رشد بذر گندم کمک کرده و راهکارهایی برای افزایش عملکرد این دو رقم گندم ارائه دهد.

مرجع‌ها

۱. Rathore, V., B.S. Tiwari, and S.K. Nema, Treatment of pea seeds with plasma activated water to enhance germination, plant growth, and plant composition. Plasma chemistry and plasma processing, 2022: p. 1-21.

۲. Dobrin, D., et al., The effect of non-thermal plasma treatment on wheat germination and early growth. Innovative Food Science & Emerging Technologies, 2015. 29: p. 255-260.

۳. Guragain, R.P., et al., Impact of non-thermal plasma treatment on the seed germination and seedling development of carrot (Daucus carota sativus L.). Journal of Physics Communications, 2021. 5(12): p. 125011.

۴. Kader, M.A., A comparison of seed germination calculation formulae and the associated interpretation of resulting data. Journal and Proceeding of the Royal Society of New South Wales, 2005. 138: p. 65-75.

۵. Amini Sefidab, A., et al., Barzegar, a new irrigated bread wheat cultivar, with high adaptability and yield stability, suitable for moderate climate saline lands. Research Achievements for Field and Horticulture Crops, 2022. 11(1): p. 1-14.

اندازه‌گیری دمای جسم گداخته با طیف‌سنجی مادون قرمز نزدیک

فؤاد پورفائز[۱]، هادی برزویی[۲]، محمد کمالی مقدم[۲] و احسان احدی اخلاقی[۳،۱]

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

[۲] گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری‌های نوین، دانشگاه حکیم سبزواری، کد پستی ۹۶۱۷۹۷۶۴۸۷

[۳] شرکت فتح نور میهن (فتح اپتیک)، پارک علم و فناوری دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان.

چکیده – این مقاله یک روش اپتیکی غیرتماسی برای اندازه‌گیری دمای سیم نیکل-کروم در دماهای بالا را با استفاده از طیف‌سنجی معرفی می‌کند. طیف‌سنج در فاصله ۷/۵ سانتی‌متری از سیم، شدت تابش را ثبت کرده و با بهره‌گیری از قانون تابش وین و فرضیات مرتبط با گسیلمندی، دمای سیم را محاسبه می‌کند. برای ارزیابی دقت این روش، دماهای به‌دست‌آمده از طیف‌سنج با داده‌های اندازه‌گیری‌شده توسط ترموکوپل مقایسه شده و ضریب همبستگی ۰/۹۹۸۶ به همراه ریشه میانگین مربعات خطا برابر با ۲/۰۲۶۵ کلوین حاصل شده است. نتایج نشان می‌دهند که روش طیف‌سنجی، به دلیل پاسخ سریع، دقت بالا و ماهیت غیرتهاجمی، می‌تواند در شرایطی که استفاده از ابزارهای تماسی محدود است، جایگزین مناسبی باشد.

کلیدواژه - دمای بالا، دماسنجی، طیف‌سنجی، گسیلمندی.

Measuring the temperature of the molten body with near-infrared spectroscopy

Foad Poorfaez[1], Hadi Borzouei[2], Mohammad Kamali Moghaddam[2], and Ehsan Ahadi Akhlaghi[1,3]

[1] Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, 45137-66731

[2] Department of Modern Technologies, Hakim Sabzevari University, Sabzevar 96179-76487

[3] Fathoptics Company, Zanjan University of Basic Sciences Science and Technology Park

foadpoorfaez@iasbs.ac.ir, e.a.akhlagi@iasbs.ac.ir, h_borzouei@yahoo.com, m.kamali1982@gmail.com,

Abstract- This paper presents a non-contact optical method for measuring the temperature of a nickel-chromium wire at high temperatures using spectroscopy. The spectrometer, positioned 7.5 cm away from the wire, records the intensity of the radiation and calculates the temperature using Wien's radiation law and assumptions about emissivity. To validate the method's accuracy, temperature data from the spectrometer are compared with readings from a thermocouple, yielding a correlation coefficient of 0.9986 and a root mean square error of 2.0265 Kelvin. The results demonstrate that spectroscopy, with its fast response, high accuracy, and non-invasive nature, can be an effective alternative to contact-based methods in high-temperature environments where direct measurement tools face limitations.

Keywords: Emissivity, High Temperatures, Spectroscopy, Thermometry.

مقدمه

دما مؤلفه اصلی قانون صفرم ترمودینامیک و نیز مشخص‌کننده حالت ترمودینامیکی جسم است. در تمام فرایندهای عملیات حرارتی و نورد فلزات و سرامیک‌ها، اندازه‌گیری مداوم و برخط دما جزء ملزومات پایش ابزار دقیق است. محاسبه دما امکان سنجش پایداری فرایند، افزایش کیفیت و صرفه‌جویی انرژی را ایجاد می‌کند [۱].

زمانی که یک فرایند در دماهای بالا انجام می‌شود تنوع ابزار برای اندازه‌گیری دما خیلی کاهش می‌یابد، بنابراین روش‌های غیرتماسی در اولویت خواهند بود. روش‌های اپتیکی به‌دلیل قابلیت اندازه‌گیری از راه دور، پاسخ آنی به تغییر دما، گستره اندازه‌گیری زیاد دمایی، قابلیت اندازه‌گیری دمای جسم‌های متحرک و مقاومت در محیط‌های خطرناک این قابلیت را دارد تا در دماهای بالا به‌عنوان ابزار مناسب برای اندازه‌گیری دما استفاده شود [۱].

رایج‌ترین رویکرد در میان روش‌های غیرتماسی اپتیکی، طیف‌سنجی است [۲]، در این روش از قانون تابش پلانک، قانون جابه‌جایی وین و قانون استفان-بولتزمن برای محاسبه دما استفاده می‌شود [۳].

در روش طیف‌سنجی مادون قرمز، شدت نور تابشی برای یک جسم گداخته با دمای معلوم، یک‌بار اندازه‌گیری شده و طیف تابشی آن به عنوان طیف دمای مرجع در آن جسم ذخیره می‌شود. با تغییر دمای جسم، طیف تابشی آن نیز تغییر می‌کند که توسط طیف‌سنج دریافت شده و از طریق مقایسه با طیف مرجع، دماسنجی می‌شود [۱]. این روش به‌دلیل سادگی در محاسبات و سرعت بالا، کاربردهای گسترده‌ای دارد.

در این مقاله با استفاده از روش دماسنجی مادون قرمز، دمای سیم گداخته نیکل-کروم اندازه‌گیری شده و نتایج آن با داده‌های دماسنج تماسی، ترموکوپل، مقایسه می‌شود.

مبانی نظری

در دماهای بالاتر از ۱۰۰۰ کلوین (۷۰۰ درجه سانتی‌گراد)، قانون تابش پلانک در طول‌موج‌های مرئی و مادون‌قرمز نزدیک با مقدار خطای اندکی با رابطه تابش وین تقریب می‌خورد، مطابق با این رابطه، گسیلندگی بینایی یک جسم سیاه کامل به‌صورت تابعی از دما و طول‌موج تابش گسیلی با

$$I(\lambda) = \frac{C_1}{\lambda^5} e^{-C_2/\lambda T} \qquad (۱)$$

بیان می‌شود که در آن $I(\lambda)$ تابش گسیلیده برحسب توان بر یکای مساحت بر بازه طول‌موج (wm^{-3})، λ طول موج، T دمای جسم سیاه برحسب درجه کلوین و C_1 و C_2 به‌ترتیب ثابت‌های اول و دوم تابش هستند که از فیزیک نظری محاسبه می‌شوند.

در واقعیت بیشتر تابشگرهای گرمایی، جسم سیاه کامل نیستند. بسیاری از آن‌ها به اصطلاح اجسام خاکستری هستند که شدت توزیع بینایی آن‌ها کمتر از جسم سیاه آرمانی است. نسبت کاهش شدت با متغیری به‌نام گسیلمندی (ε) در معادله (۱) در نظر گرفته می‌شود [۴].

در دمای بالا با فرض این‌که متغیر گسیلمندی مستقل از دما و فضا باشد، دما مطابق

$$T = \frac{1}{\frac{1}{T_r} - \frac{\lambda}{C_2}\ln(\frac{I_r(\lambda)}{I(\lambda)})} \qquad (۲)$$

محاسبه می‌شود که T_r، دمای نقطه فضایی مرجع با طیف مشخص است و $I_r(\lambda)$، شدت‌ثبت شده از آن است.

توان مصرفی ترموکوپل به‌ازای ولتاژ و جریان مشخص، مطابق با

$$P = VI \qquad (۳)$$

خواهد بود، بنابران می‌توان دمای خوانده‌شده از روی طیف‌سنج و ترموکوپل را بر اساس توان محاسبه‌شده از معادله (۳) مورد بررسی قرار داد و همبستگی بین نتایج را از رابطه

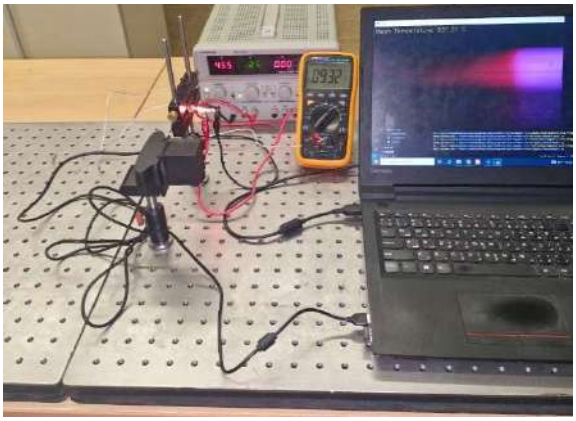
$$\frac{n(\sum TT') - (\sum T)(\sum T')}{\sqrt{n\sum T^2 - (\sum T)^2}\sqrt{n\sum T'^2 - (\sum T')^2}} \qquad (۴)$$

محاسبه کرد به‌طوری‌که T، دمای خوانده‌شده از روی ترموکوپل و T'، دمای خوانده‌شده از روی طیف‌سنج و n، تعداد داده‌ها است [۵].

پیاده‌سازی روش

چیدمان کلی آزمایش مطابق با شکل ۸ است. یک سیم از جنس نیکل-کروم به عنوان منبع نور به دور یک قطعه غلاف آلومینا که

رسانای حرارتی است پیچیده شده و به یک گیره متصل شد، حسگر ترموکوپل نیز از طرف دیگر غلاف وارد شده و در وسط آن قرار گرفت. با اتصال دو طرف سیم به منبع تغذیه و با ترموکوپل دمای سیم اندازه‌گیری می‌شود. توان مصرفی جسم گداخته توسط جریان و ولتاژ خوانده شده اندازه‌گیری می‌شود.



شکل ۸. طرح‌واره کلی از چیدمان طیف‌سنج و ترموکوپل که در حال پایش دمای سیم نیکل-کروم به‌عنوان منبع نور هستند.

دستگاه دماسنج اپتیک در فاصله ۷٫۵ سانتی‌متری از سیم قرار می‌گیرد، این دستگاه یک دوربین فراطیفی بوده و دارای تفکیک‌پذیری بهتر از یک نانومتر است. طراحی اپتیکی و الگوریتم تحلیل داده‌های طیفی حاصل از این دستگاه از حیطه‌ی این مقاله خارج است و در این‌جا تنها به ارائه‌ی تصویر طیفی شکل ۹ اکتفا می‌شود. این تصویر به‌عنوان تصویر مرجع دمایی، به‌ازای خط طیفی ۶۰۰ = y از کانال قرمز و دمای ۱۱۹۵ درجه کلوین اندازه‌گیری و ذخیره شده است.

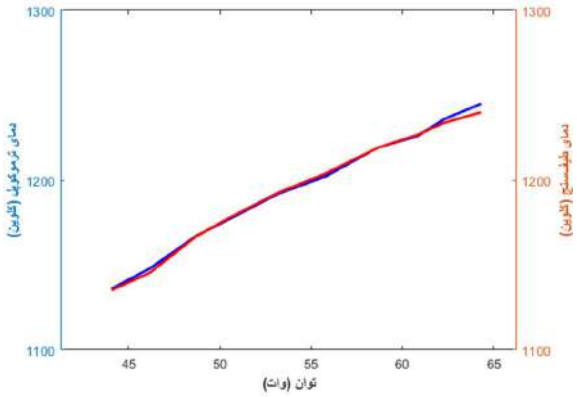


شکل ۹. تصویر طیفی خروجی طیف‌سنج. این تصویر با کمک دمای خوانده شده پایدار از ترموکوپل به‌عنوان دمای مرجع در نظر گرفته شده و کانال قرمز خط طیفی با بیشترین شدت نیز به‌عنوان خط دمایی مرجع انتخاب شد.

برای محاسبه $I(\lambda)$ در معادله (۲)، از شدت نور ثبت‌شده در کانال قرمز، خطوط طیفی ردیف ۵۵۱ تا ۶۰۰ میانگین گرفته می‌شود. از این به بعد، به‌ازای توان‌های مختلفی که به جسم گداخته اعمال می‌شود، طیف تابشی متناظر با آن اندازه‌گیری شده و دماهای مختلف سیم نیکل-کروم محاسبه می‌شوند.

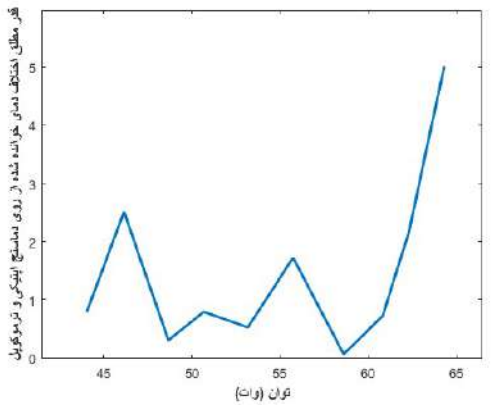
تحلیل و بررسی نتایج

آزمایش در بازه دمایی ۱۱۰۰ تا ۱۳۰۰ کلوین انجام شد و ده داده دمایی اندازه‌گیری‌شده برحسب توان مصرفی مطابق با نمودار شکل ۱۰ به‌دست آمد. همان‌طور که از شکل مشخص است دمای اندازه‌گیری‌شده از روی هر دو دستگاه همبستگی خوبی دارد و از معادله (۴) مقدار ۰٫۹۹۸۶ به‌دست می‌آید.



شکل ۱۰. نمودار دمای خوانده‌شده از روی طیف‌سنج و ترموکوپل برحسب توان مصرفی که از ولتاژ و جریان منبع تغذیه محاسبه شده است.

باتوجه به اختلاف دمای به‌دست آمده از داده‌های دمایی دماسنج اپتیکی و ترموکوپل مطابق با نمودار شکل ۱۱ ریشه میانگین مربعات خطا مقدار ۲٫۰۲۶۵ کلوین به‌دست می‌آید. با حذف فرض استقلال دمایی و فضایی ضریب گسیلمندی در جهت غیرطیفی و لحاظ آن در معادله (۲) دمای خوانده‌شده از طیف‌سنج می‌تواند به دمای خوانده‌شده از ترموکوپل نزدیک‌تر شود و بدین ترتیب می‌توان مقدار بیشتر همبستگی و همچنین کاهش ریشه میانگین مربعات خطا را به‌دست آورد.



شکل ۱۱. نمودار قدرمطلق اختلاف دمای خوانده‌شده از روی ترموکوپل و طیف‌سنج برحسب توان مصرفی.

نتیجه‌گیری

با کمک روش طیف‌سنجی، دمای سیم گداخته نیکل-کروم در دمای بالا و از بازه ۱۱۰۰ تا ۱۳۰۰ کلوین بررسی شد و با داده‌های دمایی به‌دست آمده از ترموکوپل به‌ازای توان‌های مختلفی محاسبه‌شده از روی ولتاژ و جریان منبع تغذیه مقایسه شد. ضریب همبستگی بین دماها مقدار ۰٫۹۹۸۶ و ریشه میانگین مربعات خطا نیز مقدار ۲٫۰۲۶۵ به‌دست آمد، بنابراین باتوجه به‌این‌که روش طیف‌سنجی برخلاف روش تماسی ترموکوپل برهم‌کنشی با نمونه ندارد و از طرفی مطابقت دمایی خوبی که در این آزمایش با ترموکوپل داشت در دماهای بالاتر از ۱۳۰۰ کلوین (۱۰۰۰ درجه سانتی‌گراد) که اکثر روش‌های تماسی قادر به اندازه‌گیری دما نیستند طیف‌سنجی می‌تواند جایگزین مناسبی برای آن باشد.

مرجع‌ها

[1] X. Wu, J. Li, F. Liu, C. Liao, S. Chen, X. Wang, "Optical noninvasive temperature measurement of molten melts in metallurgical process: a review," MAPAN, Vol. 37, pp.793-809, 2022.

[2] H. Soltanian, M.Z. Targhi, H. Pasdarshahri, "Chemiluminescence usage in finding optimum operating range of multi-hole burners," Energy, Vol. 180, pp. 398-404, 2019.

[3] H. Huang, Z. Zhang, Y. Niu, C. Zhang, J. Jiang, "Review of multispectral radiation thermometry data processing algorithms," Infrared Physics & Technology, Vol. 129, pp. 104573 (1-??), 2023.

[4] W.J. Smith, Modern optical engineering: the design of optical systems, 4nd ed., The McGraw-Hill Companies. ISBN 978-0-07-147687-4, pp. 231-236, 2008.

[5] S. Weisberg, Applied linear regression, Wiley, pp. 290-293, 2005.

خصوصیات نوری پیکربندی چهار ترازی لوزی گونه محصور در مشدد حلقوی

محّمدرضا پورصادق بجارگفشه[1*]، محّمدجواد محّمدپور نشرودکلی[2]، سعید باطبی[1]

[1]دانشکده علوم‌پایه، دانشگاه گیلان، رشت، ۴۱۹۹۶۱۳۷۷۶، ایران

[2]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ۱۹۸۳۹۶۹۴۱۱، ایران

چکیده - در این کار تحقیقاتی خصوصیات نوری یک سامانه شامل اثرات همدوس کوانتومی و مشدد حلقوی مورد بررسی قرار گرفته است. بررسی‌های ما سه رژیم مختلف برای پذیرفتاری و جمعیت معکوس تحت شرایط پاسخ سریع، بر حسب تغییرات نسبت دامنه میدان های محرکه و فرکانس ناکوکی گذار مد نظر و میدان محرکه در سیستم چهارترازی ۵ گونه محصور در مشدد حلقوی را توصیف می‌کند. رژیم‌هایی تحت عنوان؛ ۱) بهره در غیاب وارونگی جمعیت(مانند لیزر در غیاب وارونگی جمعیت) ، ۲) بهره در حضور وارونگی جمعیت و ۳) شفافیت القایی، مطالعه و نشان داده شد که هرکدام از این سه رژیم چه خصوصیات نوری از خود بروز می‌دهند. با بررسی دوپایایی و چندپایایی نوری برای هر یک از سه رژیم مختلف برحسب فرکانس ناکوکی مشدد و میدان گردش کننده درون آن، مشاهده شد که افزایش ناکوکی مشدد منجر به تضعیف دوپایایی سیستم شده و همچنین بر روی آستانه دوپایایی نیز تاثیر گذار است.

کلیدواژه - دوپایایی نوری، وارونگی جمعیت، مشدد حلقوی، پیکربندی لوزی گونه، ناکوکی‌مشدد

Optical properties of four-level diamond configuration confined in ring resonator

M.Reza Poorsadegh bejargafsheh[1*], M.Javad Mohammadpour Nashrudkoli[2], Saeed Batebi[1]

[1] Department of Physics, University of Guilan, 4199613776, Rasht, Iran

[2] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, 1983969411, Tehran, Iran

Nimamrp1998@gmail.com, mo_mohammadpour@sbu.ac.ir, s_batebi@yahoo.com

Abstract- We present the optical properties of a ring resonator filled with media that includes quantum coherent effects. the quantum coherent effects we consider is a closed-loop, four-level atomic media whose levels are coupled by four laser beams under the diamond-type configuration. Under fast response conditions, we obtain, three regimes of susceptibility and population inversion depending on the ratio of the amplitudes of the four driving fields and detuning of the atomic transition and driving field; 1) gain without inversion (this is similar to lasing without inversion), 2) gain with inversion, and 3) induced transparency, we investigate the properties each of these three regimes. Through the examination of the optical bistability and multistability across the three different regimes based on the frequency detuning of resonator and the circulating field, it was found that the increase of detuning led to a reduction in the bistability of system, and also affected the bistablility threshold.

Keywords: Optical Bistability, Population Inversion, Ring Resonator, Diamond configuration, cavity detuning

مقدمه

در سال‌های اخیر اپتیک کوانتومی و اپتیک غیرخطی برای توصیف پدیده های فیزیکی بیش از پیش به کار برده می‌شود. اندرکنش نور-ماده زیر بنای مباحث اپتیک کوانتومی و اپتیک غیر خطی می‌باشد و با توصیف گذارهای مجاز، نتایج جالبی را تحت عنوان پدیده ها همدوس کوانتومی معرفی می کند[۱]. پدیده‌هایی نظیر شفافیت القایی الکترومغناطیسی، تله‌اندازی همدوس جمعیت، لیزر بدون وارونگی جمعیت[۱]، دوپایایی و چندپایایی نوری[۲] و...را بدست دهد. در اواخر دهه ۸۰ و اوایل دهه ۹۰ بررسی‌های گسترده‌ای در خصوص دوپایایی نوری با اتم‌های دو ترازی محصور شده در یک مشدد نوری صورت گرفت. دلیل اصلی توجه ویژه به این موضوع پتانسیل کاربردی آن در سوئیچ‌های نوری، حافظه‌های نوری و ارتباطات و محاسبات نوری است. در این مقاله ما به بررسی برخی از خصوصیات نوری برای سیستم چهار ترازی ◊ گونه[۳, ۴]خواهیم پرداخت.

مدل بندی تئوری

ما در این مقاله، چهار تراز از یک محیط اتمی را که با چهار باریکه همدوس لیزری به صورت ◊ گونه جفت شده است، مورد مطالعه قرار می‌دهیم، و دینامیک سیستم را تحت رهیافت نیمه‌کلاسیک اندرکنش نور-ماده بررسی می‌کنیم. ترازهای $|1\rangle$ و $|2\rangle$ به وسیله‌ی G_1، ترازهای $|1\rangle$ و $|3\rangle$ به وسیله‌ی G_P، تراز های $|2\rangle$ و $|3\rangle$ به وسیله‌ی G_3 و ترازهای $|3\rangle$ و $|4\rangle$ به وسیله‌ی G_4 به هم جفت شده‌اند. Δ_j ناکوکی بین فرکانس G_j و گذار اتمی از تراز i به تراز j می‌باشد، و همچنین گذار بین ترازهای $|2\rangle$ و $|3\rangle$، و گذار بین ترازهای $|1\rangle$ و $|4\rangle$، بنا بر قاعده انتخاب پاریته ممنوع می‌باشد.

نرخ‌های فروریزش از ترازهای برانگیخته توسط γ_{42}، γ_{43}، γ_2، γ_3 و γ_4 از طریق رویکرد پدیده‌شناختی به سیستم افزوده می‌شوند. نرخ گذار جمعیت از ترازهای پایینی به تراز بالاتر به دلیل اثرات برخوردی را نادیده می‌گیریم، چون فاصله بین ترازهای انرژی به حد کافی بزرگتر K_BT در نظر گرفته شده است[۵]. هامیلتونی نیمه کلاسیک برای سیستم مورد نظر به صورت:

$$\mathcal{H}_I = \hbar G_1\left(a_2^\dagger a_1 e^{-i\Delta_2 t} + a_1^\dagger a_2 e^{i\Delta_2 t}\right) + \hbar G_P\left(a_3^\dagger a_1 e^{-i\Delta_3 t} + a_1^\dagger a_3 e^{i\Delta_3 t}\right) + \hbar G_3\left(a_4^\dagger a_2 e^{-i\Delta_4 t} + a_2^\dagger a_4 e^{i\Delta_4 t}\right) + \hbar G_4\left(a_4^\dagger a_3 e^{-i\Delta_4 t} + a_3^\dagger a_4 e^{i\Delta_4 t}\right) \quad (۱)$$

بیان می‌شود. که در آن $a_i^\dagger = |i\rangle$ و $a_i = \langle i|$ با $(i = 1,2,3,\dots)$ به ترتیب عملگرهای خلق و نابودی الکترون را نمایندگی می‌کنند. ما از طریق رهیافت نیمه‌کلاسیک اندرکنش نور_ماده، معادله حرکت لیویل را با افزودن ترم‌های فروریزش به صورت پدیده‌شناختی به آن، تحت تقریب موج چرخان حل کرده، و عناصر ماتریس چگالی را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

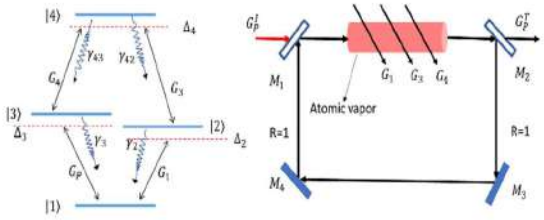
$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{11} &= i\frac{G_1}{2}(\rho_{12}-\rho_{21}) + i\frac{G_P}{2}(\rho_{13}-\rho_{31}) + \gamma_3\rho_{33} + \gamma_2\rho_{22}\\
\dot{\rho}_{22} &= i\frac{G_1}{2}(\rho_{21}-\rho_{12}) + i\frac{G_3}{2}(\rho_{24}-\rho_{42}) + \gamma_4\rho_{44} - \gamma_2\rho_{22}\\
\dot{\rho}_{33} &= i\frac{G_P}{2}(\rho_{31}-\rho_{13}) + i\frac{G_4}{2}(\rho_{34}-\rho_{43}) + \gamma_{43}\rho_{44} - \gamma_3\rho_{33}\\
\dot{\rho}_{12} &= \left(i\Delta_2 - \frac{\gamma_2}{2}\right)\rho_{12} + i\frac{G_3}{2}\rho_{14} - i\frac{G_P}{2}\rho_{32} + i\frac{G_1}{2}(\rho_{11}-\rho_{22})\\
\dot{\rho}_{13} &= \left(i\Delta_3 - \frac{\gamma_3}{2}\right)\rho_{13} + i\frac{G_4}{2}\rho_{14} - i\frac{G_1}{2}\rho_{23} + i\frac{G_P}{2}(\rho_{11}-\rho_{33})\\
\dot{\rho}_{14} &= \left(i\Delta_4 - \frac{\gamma_4}{2}\right)\rho_{14} + i\frac{G_3}{2}\rho_{12} + i\frac{G_4}{2}\rho_{13} - i\frac{G_1}{2}\rho_{24} - i\frac{G_P}{2}\rho_{34}\\
\dot{\rho}_{23} &= \left(i(\Delta_3-\Delta_2) - \frac{\gamma_2+\gamma_3}{2}\right)\rho_{23} - i\frac{G_1}{2}\rho_{13} + i\frac{G_P}{2}\rho_{21} - i\frac{G_3}{2}\rho_{43} + i\frac{G_4}{2}\rho_{24}\\
\dot{\rho}_{24} &= \left(i(\Delta_4-\Delta_2) - \frac{\gamma_2+\gamma_4}{2}\right)\rho_{24} - i\frac{G_1}{2}\rho_{14} + i\frac{G_4}{2}\rho_{23} + i\frac{G_3}{2}(\rho_{22}-\rho_{44})\\
\dot{\rho}_{34} &= \left(i(\Delta_3-\Delta_4) - \frac{\gamma_3+\gamma_4}{2}\right)\rho_{34} - i\frac{G_P}{2}\rho_{14} + i\frac{G_3}{2}\rho_{32} + i\frac{G_4}{2}(\rho_{33}-\rho_{44})
\end{aligned} \quad (۲)$$

مساله مهمی که در اندرکنش نور ماده به دنبال آن هستیم، پذیرفتاری(χ) است که به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$\chi_{13} = \frac{2Nd_{21}}{\varepsilon_0 E_2}\rho_{13}(\omega_{13}) \quad (۳)$$

که در آن N چگالی اتم‌های موجود در سیستم است. ما پاسخ اتم به میدان فرودی در گذار $|1\rangle$ و $|3\rangle$ را مورد مطالعه قرار می‌دهیم، به همین دلیل است که پذیرفتاری در این گذار برای‌ما حائز اهمیت می‌باشد. سیستم ما مشددی از نوع حلقوی است، که با

بخاری از اتم‌های چهارترازی مثل اتم (Rb) در الگوی جفت‌شدگی ◊ پر شده است (شکل ۱).



شکل ۱۲: شمای پیکربندی بخار اتمی محصور در مشدد حلقوی یا پیکربندی ◊ گونه، که در آن حالت پایه‌ی |1⟩، و حالت‌های برانگیخته‌ی |2⟩، |3⟩ و|4⟩،تحت اعمال میدان‌های G_P، G_1، G_3 و G_4 قرار دارند.

میدان تزریقی G_p هنگام ورود به مشدد ترازهای |1⟩ و |3⟩ را تحت ناکوکی Δ_3 جفت کرده و درون مشدد تحول می‌یابد. دینامیک میدان به‌وسیله معادله میدان میانگین و به صورت:

$$\partial_t E = G_P - (1 + i\theta)E + (2C)\rho_{13} + i\nabla^2 E \qquad (۴)$$

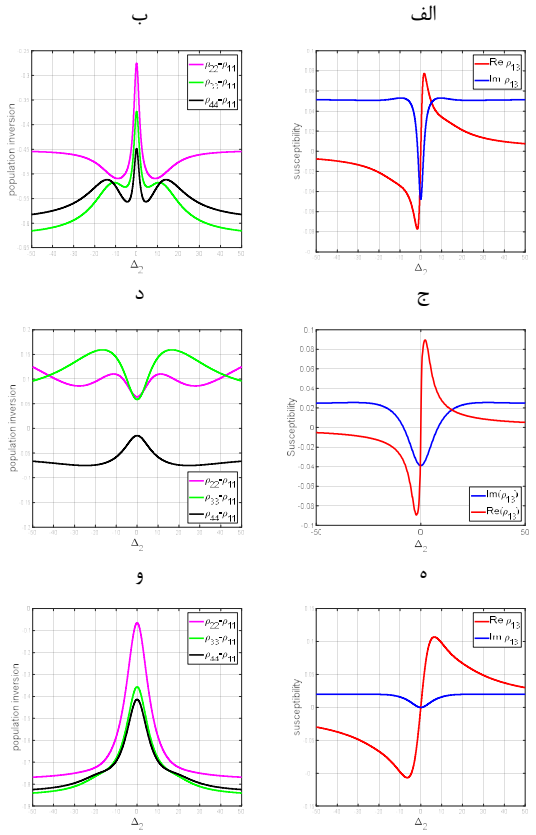
توصیف می‌شود.که در آن θ ناکوکی بین فرکانس میدان گردش کننده درون مشدد و فرکانس تشدید مشدد می‌باشد و 2C پارامتر همبستگی (جفت شدگی نور ماده) نام دارد. ترم پراش عرضی در دو بعد نیز با لاپلاسی بیان می‌شود. در این پژوهش ما برای بررسی خصوصیات نوری سیستم، علاوه بر پذیرفتاری به جواب‌های همگن پایا نیز می‌پردازیم، از این رو با قرار دادن $\partial_t = 0$ و $\nabla^2 = 0$ در رابطه‌ی (۴)، خواهیم داشت:

$$|G_P|^2 = \left[\left(1 + 2C\mathrm{Im}(\rho_{13})\right)^2 + \left(\theta - 2C\mathrm{Re}(\rho_{13})\right)^2\right]|E_s|^2 \qquad (۵)$$

که $|E_s|^2$ میدان خروجی از مشدد در حالت همگن پایا می‌باشد.

بحث و نتایج

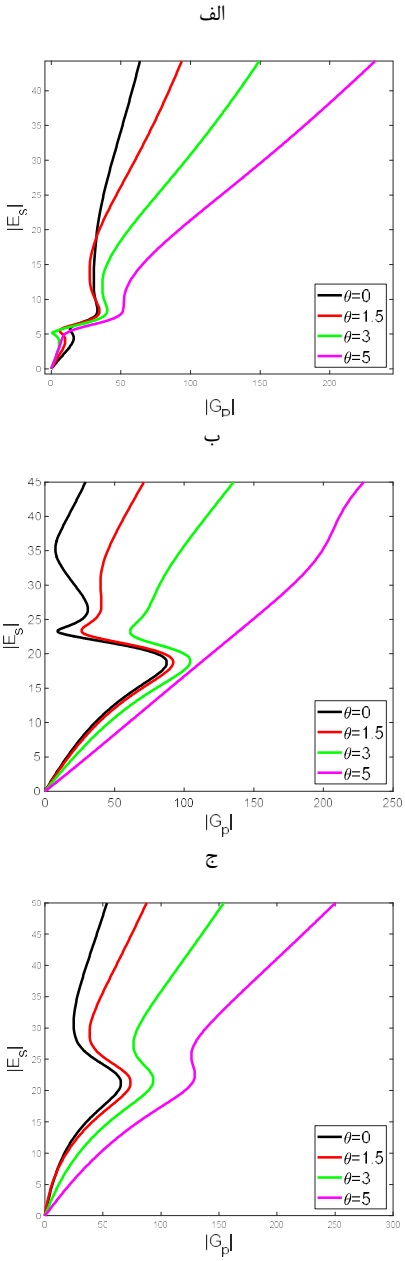
از شکل۲(ب) به وضوح جذب منفی(بهره)به میزان 0.05 قابل مشاهده است که با توجه به غیاب وارونگی جمعیت شکل۲(الف) می‌توان به آن رژیم بهره در غیاب وارونگی جمعیت گفت. از شکل۲(ج) می‌توان به این نتیجه رسید که جمعیت در تراز های |2⟩ و |3⟩ به تله افتاده و شاهد پدیده‌ای تحت عنوان تله اندازی همدوس جمعیت هستیم. شکل۲(د) که نشان دهنده0.04 جذب منفی (بهره) برای این رژیم می‌باشد.با توجه به شکل۲(ه) مشاهده می‌کنیم، که همواره جمعیت تراز پایه بیشتر از ترازهای برانگیخته بوده و وارونگی جمعیت حاصل نمی‌شود. همچنین از شکل۲(و) به وضوح دیده می‌شود که جذب برای سیستم درناحیه تشدید ($\Delta_2 = 0$) به صفر میل می‌کند که به معنای ایجاد شفافیت القایی در سیستم می‌باشد.



شکل ۱۳: نمایش پذیرفتاری و وارونگی جمعیت بر حسب ناکوکی Δ_2 در سه رژیم مختلف؛ جذب، پاشندگی و وارونگی جمعیت برای رژیم، (الف، ب) بهره در غیاب وارونگی جمعیت. مقادیر پارامترها؛ $G_P = 4, \frac{G_4}{G_P} = 3, \frac{G_3}{G_P} = 1, \frac{G_1}{G_P} = 5\gamma$، (ج، د) بهره در حضور وارونگی جمعیت. مقادیر پارامترها؛ $G_P = 28\gamma, \frac{G_1}{G_P} = 1, \frac{G_3}{G_P} = 1, \frac{G_4}{G_P} = \frac{8}{10}\gamma$ (ه،و)شفافیت القایی. مقادیر پارامترها: $G_P = 5\gamma, \frac{G_1}{G_P} = 2, \frac{G_3}{G_P} = 3, \frac{G_4}{G_P} = 7$ و مقادیر $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$ و $\gamma_4 = \gamma_{42} + \gamma_{43} = 3\gamma$ و $\Delta_3 = \Delta_4 = \gamma$ یکسان هستند.

منحنی دوپایایی برای رژیم بهره بدون وارونگی جمعیت شکل۳(الف) نشان می‌دهد که با افزایش ناکوکی مشدد (θ) آستانه دوپایایی کاهش می‌یابد. از طرفی منحنی دوپایایی برای رژیم بهره در حضور وارونگی جمعیت شکل۳(ب) نشان می‌دهد

که سیستم دارای چندپایایی می‌باشد و آستانه دوپایایی نیز با افزایش ناکوکی مشدد افزایش می‌یابد. همچنین منحنی دوپایایی برای رژیم شفافیت شکل۳(ج) نشان می‌دهد که با افزایش ناکوکی مشدد (θ) آستانه دوپایایی افزایش می‌یابد.



شکل ۳: منحنی دوپایایی دامنه میدان خروجی از مشدد بر حسب میدان پمپ ورودی، برای سه رژیم؛ (الف) بهره در غیاب وارونگی جمعیت. مقادیر پارامترها: $\Delta_2 = 0.5\gamma$ (ب) بهره در حضور وارونگی جمعیت. مقادیر پارامترها: $\Delta_2 = 0.5\gamma$ (ج) شفافیت القایی. پارامترها: $\Delta_2 = 0.8\gamma$. سایر پارامترها مانند شکل ۲ تعیین شده‌اند.

در هر سه رژیم مورد بحث، به دلیل افزایش اختلاف بین فرکانس میدان بازخورد شونده در مشدد و فرکانس مشدد، فوتون‌های کمتری در داخل مشدد تقویت می‌شوند و به تبع آن شدت خروجی به میزان زیادی تحت تاثیر افزایش ناکوکی قرار می‌گیرد و به همین دلیل اثرات غیرخطی مانند دوپایایی و چندپایایی با افزایش ناکوکی مشدد (θ) درتمامی رژیم‌ها تضعیف شده و در ناکوکی‌های نسبتا بزرگتر کاملا ناپدید می‌شوند.

نتیجه‌گیری

در رژیم بهره با وارونگی جمعیت، آستانه دوپایایی با ناکوکی مشدد(θ) نسبت مستقیم دارد و سیستم بهره‌ای به میزان0.04 بدست می‌دهد. همچنین در رژیم بهره بدون وارونگی جمعیت، آستانه دوپایایی با ناکوکی مشدد (θ) نسبت عکس دارد، و سیستم بهره‌ای به میزان 0.05 را نشان می‌دهد. در رژیم شفافیت القایی، آستانه دوپایایی با ناکوکی مشدد نسبت مستقیم داشته، و شاهد جذب صفر هستیم. همچنین برای هر سه رژیم فوق دوپایایی و چندپایایی با افزایش ناکوکی مشدد تضعیف شده و به مرور ناپدید می‌شود.

مرجع‌ها

[1]J. Mompart, C. Peters, and R. Corbalán, "Lasing without inversion in three-level systems: Self-pulsing in the cascade schemes," Physical Review A, vol. 57, no. 3, p. 2163, 1998.

[2]Z. Wang and M. Xu, "Control of the switch between optical multistability and bistability in three-level V-type atoms," Optics Communications, vol. 282, no. 8, pp. 1574-1578, 2009.

[3]G. Morigi, S. Franke-Arnold, and G.-L. Oppo, "Phase-dependent interaction in a four-level atomic configuration," Physical Review A, vol. 66, no. 5, p. 053409, 2002.

[4]R. Karimi, M. Eghbalpour, S. Asadpour, S. Batebi, and H. Rahimpour Soleimani, "Magnetically dependent optical bistability and multistability in open diamond nitrogen-vacancy centers," JETP letters, vol. 102, pp. 284-289, 2015.

[5]W. Yang, A. Joshi, and M. Xiao, "Chaos in an electromagnetically induced transparent medium inside an optical cavity," Physical review letters, vol. 95, no. 9, p. 093902, 2005.

استفاده از مدل اپتیک هندسی برای بررسی حضور مانع دایروی در قدرت تله‌ی انبرک نوری

مهیار لطفی[۱] و فائقه حاجی‌زاده[۱]

[۱]دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان، ایران.

چکیده – در این مقاله، به بررسی قدرت تله‌ی انبرک نوری با استفاده از مدل اپتیک هندسی در حضور یک مانع دایروی پرداخته شد. این مدل برای ذراتی با اندازه‌ی بزرگ‌تر از طول‌موج لیزر برقرار است. علاوه بر بررسی رفتار نیرو در راستای محوری، رابطه‌ی کاهشی سختی تله با شعاع ذره نیز مشخص شد. در ادامه، با حضور یک مانع دایروی با اندازه‌های مختلف نسبت به قطر عدسی شیئی که تنها نواحی کم شدت نور لیزر گاوسی را عبور می‌دهد، قدرت تله‌ی نوری در راستای محوری مورد بررسی قرار گرفت. با محاسبات و شبیه‌سازی‌های صورت گرفته برای نسبت مانع‌های مختلف و اندازه‌ی ذرات مختلف، سختی تله‌ی محوری در نسبت مانع 0.801 بیشینه می‌شود که مستقل از اندازه‌ی ذرات نیز بود.

کلیدواژه - قدرت تله‌ی نوری محوری، مانع دایروی، ناحیه‌ی اپتیک هندسی، و نسبت مانع.

Using the geometrical optics model to investigate the presence of the circular stop in the trap stiffness of optical tweezers

Mahyar Lotfi[1] and Faegheh Hajizadeh[1]

[1]Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran

mahyarlotfi@iasbs.ac.ir

Abstract- In this paper, the trap stiffness of optical tweezers was investigated using geometric optics model in the presence of a circular stop. This model is applicable for particles that are larger than the laser wavelength. In addition to investigating the force behavior in the axial direction, the decreasing relationship between the trap stiffness and the particle radius was also determined. Then, with the presence of a circular stop of different sizes relative to the diameter of the objective entrance that passes only the low-intensity regions of the Gaussian beam of the laser, the trap stiffness of the optical tweezers in the axial direction was investigated. By calculations and simulations for different obstruction ratios and different bead sizes, the trap stiffness of the axial trap stiffness is maximized in the obstruction ratio of 0.801, which is also independent of the particle size.

Keywords: Axial trapping stiffness, circular stop, geometrical optics regime, and obstruction ratio.

مقدمه

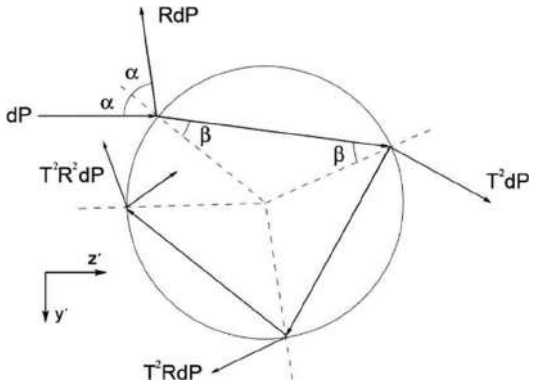
یک لیزر کانونی شده توسط یک عدسی شیئی با گشودگی عددی بالا، قادر به تله‌اندازی ذرات دی‌الکتریک (عموما میکروکره‌ها)، نزدیک کانون است [۱]. چنین چیدمانی را انبرک نوری می‌نامند [۱]. انبرک نوری را با توجه به اندازه‌ی ذره نسبت به طول‌موج نور، در سه ناحیه‌ی مختلف می‌توان تحت بررسی قرار داد. در ناحیه‌ی اپتیک هندسی که برای ذرات بزرگ‌تر از طول‌موج است، با استفاده از پرتوها می‌توان نیروهایی که باعث تله‌اندازی ذره می‌شوند را با استفاده از بازتاب و شکست بر روی ذره توجیه کرد [۲]. در ناحیه‌ی ریلی[1]، برای اندازه‌ی ذرات کوچک‌تر، می‌توان آن‌ها را همانند دوقطبی‌هایی در میدان الکتریکی در نظر گرفت [۲]. ناحیه‌ی می[2] ذرات با سایز نزدیک به طول‌موج را تحت بررسی قرار می‌دهد که نیازمند مدلی پیچیده‌تر از پراکندگی و الگوهای تداخلی است [۲]. با اندازه‌گیری نیروی انبرک نوری در ناحیه‌های مختلف، می‌توان نظریه‌ی تله‌اندازی را برای گستره‌ی عظیمی از اندازه‌ی ذرات، از چند نانومتر تا سلول‌های زیستی بزرگ فراهم کرد [۲]. در این بررسی قصد داریم، به قدرت تله‌ی نوری در حضور یک مانع دایروی در مسیر نور بپردازیم.

مدل اپتیک هندسی

همان‌طور که گفته شد، از این مدل در ناحیه‌ی اپتیک هندسی، یعنی $a \gg \lambda$ استفاده می‌شود که در آن a، شعاع ذره، و λ طول‌موج نور لیزر است. در این مدل، ابتدا نیروی وارده از سوی تک پرتو بر ذره، توسط رابطه‌ی (۱) به دست می‌آید که اولین بار توسط رووسن[3] و اشکین[4] محاسبه شد [۳]:

$$d\vec{F} = \frac{n_m}{c}\left[\mathrm{Re}(Q_t)\hat{z}' + \mathrm{Im}(Q_t)\hat{y}'\right]dP \qquad (۱)$$

در مرحله‌ی آخر، بر روی کل پرتوها انتگرال‌گیری می‌شود تا نیروی ناشی از انبرک نوری محاسبه شود [۱]. در رابطه‌ی (۱)، n_m ضریب شکست محیط و c سرعت نور است. Q_t عبارتی است که تحت عنوان بازدهی تله شناخته می‌شود و تابعی از زاویه‌ی فرودی و شکست است [۱، ۳]. $\hat{z}'$ و $\hat{y}'$ بردارهای یکه‌ای است که همانند شکل ۱ جهت پرتوی فرودی بر ذره را نمایش می‌دهد.

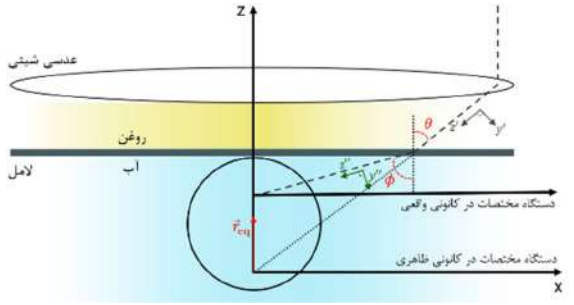


شکل ۱: پرتوی فرودی در جهت $\hat{z}'$ که دچار بازتاب و شکست‌های متوالی تحت زاویه‌ی فرودی α و شکست β نسبت به خط عمود بر کره می‌شود. جمله‌ی حقیقی معادله‌ی (۱) در راستای $\hat{z}'$ نیروی پراکندگی و جمله‌ی موهومی در راستای $\hat{y}'$، نیروی گرادیانی وارد بر ذره را نشان می‌دهند [1].

از آن‌جایی که این محاسبات، حالت کلی شکست از سطح لامل به مانند شکل ۲ را نیز در بر می‌گیرد، بایستی اتلاف توان هم در معادله‌ی (۱) لحاظ شود. با این‌کار به معادله‌ی

$$d\vec{F} = \frac{n_m}{c}T(\theta,\phi)\left[\mathrm{Re}(Q_t)\hat{z}'' + \mathrm{Im}(Q_t)\hat{y}''\right]dP \qquad (۲)$$

می‌رسیم که $T(\theta,\varphi)$، ضریب عبور از لامل است [۱].



شکل ۲: تغییر مؤلفه‌های بردارهای یکه‌ی $\hat{z}'$ و $\hat{y}'$ پس از شکست با زاویه‌ی ϕ بین محیط انتشار عدسی و محیطی که ذره در آن قرار دارد. $\vec{r}_{eq}$، فاصله‌ی مرکز ذره از مبدأ دستگاه مختصات (عمق ظاهری) را در حالت تله‌ی ذره نشان می‌دهد.

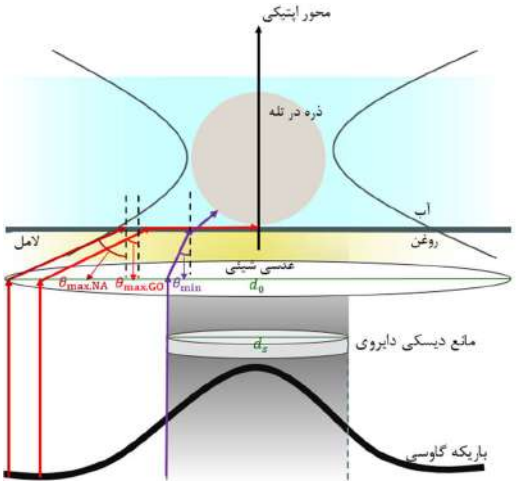
[1] Rayleigh
[2] Mie
[3] Roosen
[4] Ashkin

هندسه‌ی مربوطه برای به‌دست آوردن $\hat{z}''$، $\hat{y}''$ و زاویه‌های فرودی و شکست از سطح ذره برای محاسبه‌ی Q_t، در مقاله‌ی مرجع [۱] با جزئیات شرح داده شده است. بدین ترتیب، برای محاسبه‌ی نیروی کل ناشی از باریکه‌ی گاوسی کافی است از رابطه‌ی

$$\vec{F} = \int_0^{2\pi} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\vec{F}(\theta,\varphi) \qquad (۳)$$

استفاده کنیم که φ زاویه‌ی سمتی است. کران‌های θ نیز تعیین کننده‌ی زاویه‌ی همگرایی مخروط نوری است که از عدسی خارج می‌شود. در حضور یک دیسک دایروی با قطر d_s همانند شکل ۳، به عنوان مانعی قبل از عدسی شیئی (و نسبت مانع $\varepsilon = \frac{d_s}{d_0}$ که در آن d_0 قطر دهانه‌ی عدسی است)، می‌توان منجر به تشکیل یک باریکه‌ی حلقوی در کانون عدسی شد [۴]. در مقاله‌ی مرجع [۴] به‌صورت تجربی نشان داده شده است که وجود یک مانع دایروی با اندازه‌ای مناسب می‌تواند در افزایش قدرت تله‌ی نوری در راستای محوری تأثیرگذار باشد.

حال با در نظر گرفتن این مانع مطابق شکل ۳، در ناحیه‌ی اپتیک هندسی، نیروی محوری انبرک نوری و ضریب سختی در همین راستا را می‌توانیم بررسی می‌کنیم. با توجه به شکل ۳، با افزایش قطر مانع، $\theta_{\min}$ نیز به تدریج افزایش پیدا می‌کند.

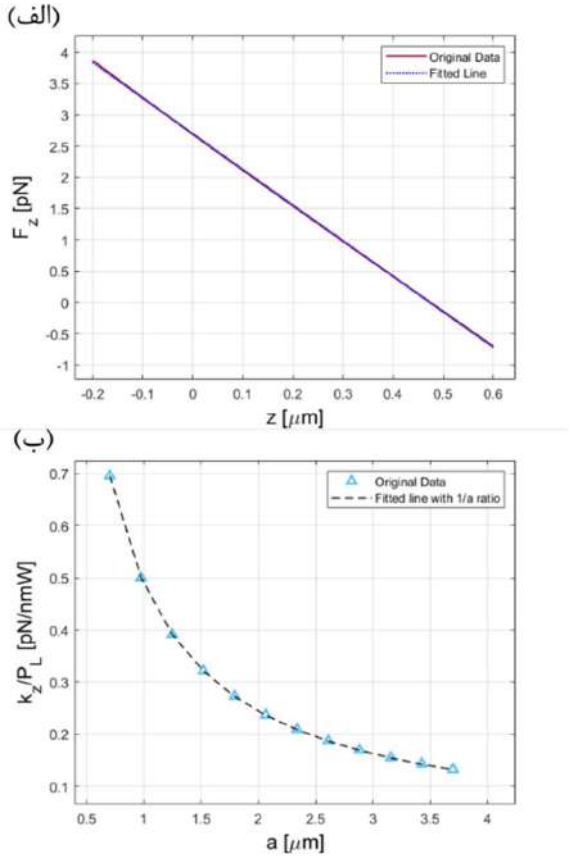


شکل ۳: تغییر در اندازه‌ی مانع دایروی باعث تغییر زاویه‌ی کمینه‌ی (θ_{min}) می‌شود. $\theta_{max,GO}$، ناشی از زاویه‌ی حدی بین دو محیط، و $\theta_{max,NA}$، ناشی از بیشینه زاویه‌ی پذیرش عدسی شیئی تعیین می‌شود.

بحث و نتایج

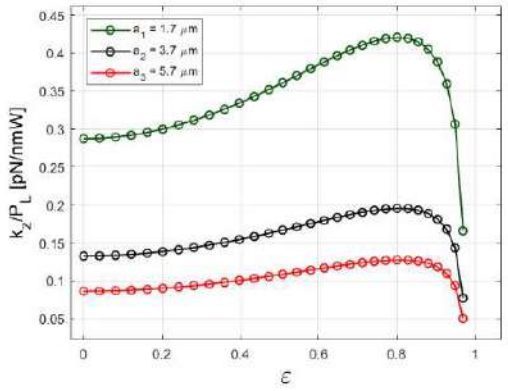
پارامترهای به‌کار رفته برای محاسبات عددی این مدل با توجه به قسمت تجربی [۴]، به‌صورت $\lambda = 1064\ \text{nm}$، $P_l = 20 \pm 0.2\ \text{mW}$، $\text{NA} = 1.2$، قطر دهانه‌ی عدسی شیئی $5.5\ \text{mm}$، ضرایب شکست $n_m = 1.33$ (آب)، $n_s = 1.60$ (عدسی شیئی)، و نسبت $n_g = 1.518$ (ذره‌ی پلی‌استایرن)، پهنای باریکه به قطر عدسی شیئی برابر 1 در نظر گرفته شده است. $\theta_{\max,GO}$ (ناشی از زاویه‌ی حدی عبور نور از محیط شیشه‌ای لامل به آب) با توجه به این داده‌ها، 61.73° و $\theta_{\max,NA}$ حاصل از زاویه‌ی پذیرش عدسی، 64.46° محاسبه می‌شود. برای تعیین ε از طریق $\theta_{\min}$ نیز، از رابطه‌ی مرجع [۴] که به‌صورت $\theta_{\min} = \sin^{-1}\left(\frac{\varepsilon \text{NA}}{n_m}\right)$ است، استفاده می‌کنیم.

با داشتن این مقادیر، می‌توان با استفاده از نرم‌افزار MATLAB، نیروی F_z بر حسب فاصله‌ی محوری z از مبدأ دستگاه مختصات اصلی (کانونی ظاهری) را قبل از قرار دادن مانع، به صورت نمودار شکل ۴ (الف) به دست آورد. هم‌چنین قبل از قرار دادن مانع، وابستگی سختی تله‌ی محوری به اندازه‌ی ذرات مختلف، در شکل ۴ (ب) نشان داده شده است. محل تعادلی ذره قبل از قرار دادن مانع، به کمک معادله‌ی خط نمودار شکل ۴ (الف) نیز در $z_{eq} = 0.473\ \mu\text{m}$ نتیجه گرفته می‌شود. اکنون از طریق شیب نیروی خطی، می‌توان سختی تله را به ازای مانع با قطرهای مختلف و یا همان $\theta_{\min}$ های مختلف، به‌دست آورد.



شکل ۴: (الف) نمودار نیرو بر حسب فاصله‌ی محوری برای ذره‌ی پلی‌استایرن با قطر $3.4\,\mu m$ قبل از حضور مانع. (ب) نمودار سختی تله در راستای محوری برای شعاع ذرات مختلف که متناسب با ضریب $1/a$، کاهشی است.

شکل ۵، نمودار سختی تله برای نسبت مانع‌های مختلف و برای سه ذره با شعاع‌های مختلف را نشان می‌دهد. می‌توان گفت در $\varepsilon = 0.801$، با وجود آن که بخش زیادی از پرتوها مسدود می‌شود، در عین حال این موضوع باعث بیشینه شدن مقدار ضریب سختی محوری تله‌ی نوری می‌شود. این نتیجه، با نتایج تجربی و مدل می حاصل از مرجع [۴] که به ازای یک مانع با اندازه‌ی بهینه، بیشینه مقدار ضریب سختی محوری را می‌دهد، سازگاری خوبی دارد.



شکل ۵: نتایج حاصل از مدل اپتیک هندسی برای ضریب سختی محوری سه ذره با شعاع مختلف برحسب تابعی از نسبت مانع ε. این نتایج با توجه به توان لیزر بعد از عبور از مانع که در هر مرتبه تغییر می‌کند، بهنجار شده است.

جمع‌بندی

با استفاده از مدل اپتیک هندسی برای ذرات بزرگ، توانستیم به بررسی ضریب سختی تله در راستای محوری در حضور یک مانع دایروی بپردازیم. طبق نتایج شبیه‌سازی و محاسبات صورت گرفته، به ازای نسبت مانع $\varepsilon = 0.801$، ضریب سختی محوری به بیشینه مقدار خود می‌رسد. این نسبت، مستقل از اندازه‌ی ذرات نیز بود. در مقایسه با نتایج حاصل از مدل می و نتایج تجربی ذکر شده از مرجع [۴]، این مدل، رفتار ضریب سختی در حضور مانع را با دقت مناسبی پیش‌بینی می‌کند.

مرجع‌ها

[1] M. S. Rocha, “Optical tweezers for undergraduates: Theoretical analysis and experiments,” American Journal of Physics, vol. 77, no. 8, pp. 704–712, Jul. 2009.

[2] P. H. Jones, O. M. Maragò, and G. Volpe, Optical Tweezers: Principles and Applications. 2016.

[3] A. Ashkin, “Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime,” Biophysical Journal, vol. 61, no. 2, pp. 569–582, Feb. 1992.

[4] H. G. Alinezhad, S. Meydanloo, and S. N. S. Reihani, “Enhancement of axial force of optical tweezers by utilizing a circular stop at the back focal plane of the objective,” Journal of the Optical Society of America B, vol. 35, no. 11, p. 2654, Oct. 2018

عکسبرداری تجمیع زمانی: ابزاری ارزشمند در ارزیابی و بهینه سازی طراحی مولد پلاسمای کانونی مینیاتوری

حسین جعفری، مرتضی حبیبی

چکیده - در این پژوهش به منظور راه اندازی و بهینه سازی پارامترهای طراحی و ساخت یک مولد پلاسمای کانونی مینیاتوری (بیشنه‌ی انرژی: ۲۰۰ ژول) از تکنیک عکسبرداری تجمیع زمانی (مستقل از زمان) در کنار سایر ابزار سنجشی الکتریکی استفاده گردید. از مزایای تکنیک عکسبرداری تجمیع زمانی می توان به سادگی اجرای کار، کاهش قابل توجه هزینه های اجرا نسبت به تکنیک های سایه نگاری لیزری، عکاسی شیلرن و تداخل سنجی و قابلیت مشاهده ی یکنواختی تشکیل پلاسما در اطراف الکترودهای دستگاه و امکان ارزیابی عملکرد برای اثبات صحیح بودن طراحی و عملکرد مطلوب دستگاه اشاره نمود. براساس نتایج تجربی به دست آمده مشاهده گردید با تنظیمات سخت افزاری و نرم افزاری صحیح چیدمان آزمایش می توان وقایع مهمی از جمله شکست الکتریکی، تقارن تشکیل ستون پلاسما و وقوع ستون پینچ از نظر کمی و کیفی ثبت کرد و براساس ارزیابی آن نتایج، از صحت عملکرد دستگاه در شرایط کاری مختلف اطمینان حاصل نمود.

کلیدواژه -پلاسمای کانونی، عکسبرداری تجمیع زمانی، ستون پینچ.

Time-integrated imaging technique: a valuable tool in evaluating and optimizing the design of miniature plasma focus device

Hossein Jafari, Morteza Habibi

Hossein.jafari@aut.ac.ir , Mortezahabibi@gmail.com

Abstract- In this study, in order to set up and optimize the design and manufacturing parameters of a miniature plasma focus device (maximum energy: up to 200 Joules), the time-integrated imaging technique (time-independent) was used along with other electrical measurement tools. The advantages of the time-integrated imaging technique include the ease of implementation, significant reduction in implementation costs compared to Laser shadowgraphy, Schlieren and interferometry techniques, the ability to observe the uniformity of plasma formation around the electrodes, and the ability to evaluate performance to prove the correctness of the design and desired performance of the device. Based on the experimental results, it was observed that with the correct hardware and software settings of the experimental setup, important events such as electrical breakdown, symmetry of plasma column formation, and the occurrence of pinch columns can be recorded quantitatively and qualitatively, and based on the evaluation of those results, the accuracy of the device's performance under different operating conditions can be assured.

Keywords: plasma focus, time-integrated imaging, pinch column.

مقدمه

مولد پلاسمای کانونی یکی از دستگاه های شناخته شده‌ی در حوزه-ی فیزیک پلاسما است که از طریق عبور یک جریان بسیار بالا از درون گاز کم فشار، شرایط وقوع برهمکنش های گداخت گرما هسته ای و باریکه-هدف را فراهم می آورد که از محصولات آن می توان به ذرات پرانرژی و تابش های ایکس و فرابنفش اشاره کرد. در سال-های اخیر به دلیل امکان گسیل تابش های شدید و متنوع، هزینه کم راه اندازی و فشرده بودن ابعاد مولدهای پلاسمای کانونی مینیاتوری، کاربردهای مختلفی مانند لایه نشانی و تصفیه سطوح، لیتوگرافی و عکسبرداری های سریع برای آنها تعریف شده است. در نتیجه، به منظور هرچه صنعتی تر شدن این دستگاه همواره تلاش می شود بهترین نقطه کاری آن با برقراری شرط همزمانی ایجاد پینچ پلاسما با زمان بیشینه‌ی جریان تخلیه به عنوان شرط اصلی در بهبود بازدهی تابش های دستگاه، طی انجام آزمایش ها و تحلیل های مختلف تعیین شود [۱, ۲].

روش‌های مختلفی برای مشخص کردن عملکرد صحیح دستگاه پلاسمای کانونی وجود دارند که از بین آنها می توان از ادواتی همچون پیچه های روگوفسکی، پراب ولتاژ فشار قوی، دوربین عکسبرداری شاتر باز، دوربین روزنه سوزنی، آشکار ساز سوسوزن پلاستیک جفت شده با تکثیرکننده فوتونی، آشکارساز فعالساز نقره، آشکارساز تناسبی ^{3}He و غیره نام برد.

در این پژوهش که به تعیین شرایط بهینه‌ی کاری یک مولد پلاسمای کانونی مینیاتوری (بیشینه انرژی: ۲۰۰ ژول) پرداخته شده، از ابزار عکسبرداری در طیف نور مرئی به منظور مشخص نمودن شرط لازم (نه کافی) در تشکیل ستون پینچ بهره برده شده است.

عکسبرداری با دوربین شاتر باز

با توجه به طیف گسترده و پرشدت نور گسیلی از ستون پلاسمای کانونی، امکان عکسبرداری از مراحل مختلف دینامیک پلاسما در ناحیه‌ی مرئی وجود دارد.

تکنیک های سایه نگاری لیزری، عکاسی شیلرن و تداخل سنجی برای مشاهده و ثبت تغییرات چگالی جریان سیال و تصویربرداری از گرادیان های چگالی با تغییرات سریع، امواج ضربه ای و آشفتگی در پلاسما به کار می‌روند. این تکنیک ها به محققین در اندازه گیری پارامترهای پلاسما و همچنین تصویربرداری از دینامیک پلاسما کمک شایانی داشته است [۳, ۴]. دینامیک ستون پلاسما در مولد پلاسمای کانونی شامل فازهای شکست، شتابگیری محوری، حرکت شعاعی (تشکیل پینچ)، فروپاشی شعاعی و انبساط محوری ستون پلاسما است که تاکنون توسط بسیاری از مراکز تحقیقاتی مورد مطالعه قرار گرفته است. در مسیر مطالعاتی که توسط محققین انجام شده دسته‌بندی دیگری نیز در مقالات معتبر علمی تحت دوعنوان عکسبرداری مستقل از زمان و عکسبرداری وابسته به زمان مطرح گردیده است. روش-های فوق الذکر که از ابزار با پیچیدگی اپتیکی و سخت افزاری خاص برای عکسبرداری از حرکت ستون پلاسما و تغییرات لحظه‌ای آن استفاده شده اند در دسته‌ی عکسبرداری وابسته به زمان مطرح هستند. در مقابل، درصورتی که نیاز به اثبات عملکرد دستگاه پس از فرایند ساخت و حین بهره برداری از آن باشد (یعنی بررسی فازهای مختلف دینامیک پلاسما در این مرحله از پژوهش مورد نظر نباشد) می توان از دوربین های دیجیتال با فیلترهای پلاریزاسیون متناسب با شدت نور پلاسمای کانونی استفاده کرد. تحت این شرایط، به دلیل ثبت تمامی وقایع از ابتدای فاز شکست الکتریکی تا فاز انبساط محوری ستون پلاسما، از این روش عکسبرداری به عنوان تکنیک مستقل از زمان یا عکسبرداری تجمیع زمانی یاد می شود. از مزایای این روش عکسبرداری می توان به سادگی اجرای کار، کاهش قابل توجه هزینه های اجرا، قابلیت مشاهده ی یکنواختی تشکیل پلاسما در اطراف الکترودهای دستگاه و امکان ارزیابی عملکرد برای اثبات صحیح بودن طراحی و عملکرد مطلوب دستگاه اشاره نمود. در این پژوهش، که در امتداد راه اندازی و بهینه سازی یک مولد پلاسمای کانونی مینیاتوری است از عکسبرداری تجمیع زمانی بهره برده شده است.

چیدمان آزمایش و ابزار سنجشی

چیدمان و هندسه الکترودهای مربوط به مولد پلاسمای کانونی (بیشنه‌ی انرژی: ۲۰۰ ژول) در شکل (۱) نشان داده شده است. ولتاژ شارژ دستگاه تا ۱۲ کیلوولت، ظرفیت بانک خازنی آن ۲ میکروفاراد و گاز کاری هیدروژن می باشد. در چیدمان آزمایش، قطر آند برابر ۱۴ میلیمتر، طول موثر آند برابر ۱۷ میلیمتر و طول موثر عایق برابر ۷ میلیمتر انتخاب شدند. علت استفاده از آند مخروطی، تقویت میدان مغناطیسی در قسمت بالایی آند است. تحت این شرایط، امکان محصورسازی و فشرده سازی ستون پلاسما توسط انرژی مغناطیسی قوی تری وجود خواهد داشت. ارتفاع محفظه‌ی خلا و قطر دهانه بالایی آن به ترتیب ۱۱۳ و ۶۶ میلیمتر درنظر گرفته شدند.



شکل ۱: چیدمان آزمایش مولد پلاسمای کانونی مینیاتوری.

در این پژوهش، از دوربین دیجیتال CMOS digital single-lens reflex camera با قابلیت باز نگه داشن شاتر و با نصب فیلتر پلاریزاسیون روی آن استفاده شد (شکل ۲).



شکل ۲: دوربین دیجیتال تحت عنوان CMOS digital single-lens reflex camera و لنز پلاریزاسیون.

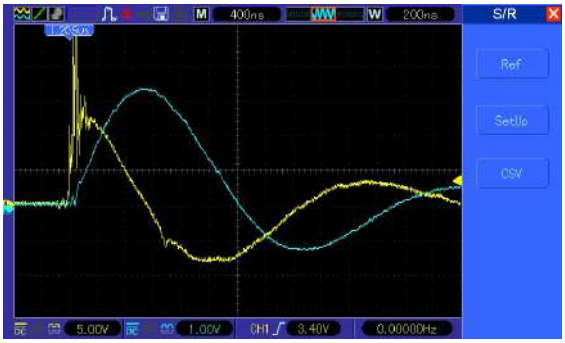
تعیین شرایط کاری و اثبات پینچ

در این آزمایش ها، پس از ایجاد خلاء و تزریق گاز خالص داخل محفظه دستگاه، از فشارهای بالا (در حدود ۱۰ تور در دمای ۲۵ درجه سانتیگراد) شروع به انجام شات زنی میکنیم و رفته رفته از فشار گاز داخل محفظه کم می کنیم تا جایی که دیگر روی آند، اثری از ستون پینچ نباشد. لازم به ذکر است برای ایجاد اطمینان از نتایج به دست آمده، پس از هر ۵ شات، گاز درون محفظه تعویض می شود.

- تعیین فشار کاری بهینه: در شکل های (۳) و (۴) می توان نتایج مربوط به گاز هیدروژن در فشارهای ۱ و ۴/۵ تور را مشاهده نمود. با دقت در نتایج مربوط به گاز هیدروژن مشخص است که تشکیل ستون پلاسمای پینچ در فاز فشرده سازی شعاعی انجام شده که نشان از عملکرد صحیح دستگاه می دهد. همچنین مشاهده می شود در فشارهای پایین، درحالیکه بیشینه‌ی دامنه‌ی جریان تخلیه به دلیل پایین بودن مقاومت پلاسما، بیشتر است، اما موقعیت وقوع پینچ نیز با کاهش فشار، به پس از قله جریان انتقال یافته است. این عدم تقارن در زمان یک چهارم دوره تناوب و زمان وقوع پینچ منجر به کم شدن بازدهی پینچ می شود. در مقابل، با افزایش فشار گاز هیدروژن، مشاهده می شود که موقعیت پینچ به قله جریان نزدیکتر شده است، اما به دلیل زیاد بودن فشار گاز، مقاومت پلاسما افزایش یافته و بیشینه‌ی دامنه‌ی جریان تخلیه کاهش یافته است. در نتیجه، برای بهبود شرایط کاری دستگاه در حالت کار با گاز هیدروژن، باید به جای تغییر فشار کاری، طول آند بهبود یابد.



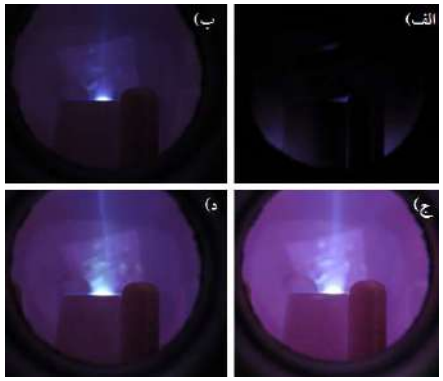
شکل ۳: شکل موج جریان تخلیه (رنگ آبی) و مشتق جریان (رنگ زرد) مربوط به گاز هیدروژن با فشار ۱ تور.



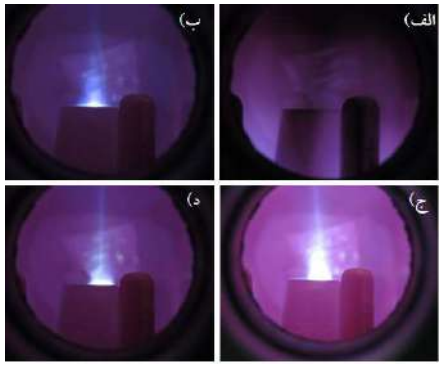
شکل ۴: شکل موج جریان تخلیه (رنگ آبی) و مشتق جریان (رنگ زرد) مربوط به گاز هیدروژن با فشار ۴/۵ تور.

- تعیین ولتاژ کاری بهینه: بدین منظور، از تکنیک عکسبرداری از ستون پلاسمای پینچ در ولتاژهای مختلف استفاده می کنیم. تحت این شرایط، می توان شکل گیری پوسته‌ی پلاسما در ابتدا و انتهای دینامیک پلاسما را برای ولتاژهای مختلف مشاهده نمود. در تنظیمات دوربین دیجیتال، زمان جمع آوری ۲ ثانیه و روشن شدن همزمان آن با عملکرد سیگنال تریگر مدنظر بوده است. تنظیمات فیلتر پلاریزاسیون نیز به صورت دستی به گونه ای انجام شد تا ضمن عدم مشاهده نور محیط آزمایشگاه توسط دوربین، تابش شدید مربوط به شکست الکتریکی نیز فیلتر شود.

با دقت در نتایج مربوط به ولتاژهای کاری مختلف (۱۱/۵ و ۱۲/۵ کیلو ولت) مشاهده می شود که در فشارهای کمتر از ۵ تور می‌توان به تقارن تشکیل ستون پلاسما و دستیابی به فاز شتابگیری محوری (تشکیل ستون پینچ) پی برد. همچنین مشاهده می شود در ولتاژ شارژ بانک خازنی بالاتر، قدرت پینچ قوی تر شده، ضمن اینکه گستره‌ی فشار کاری برای ایجاد پینچ نسبتا خوب نیز افزایش یافته است.



شکل ۵: عکسبرداری از پلاسما با ولتاژ ۱۱/۵ کیلو ولت و فشار گاز هیدروژن الف) ۱۰ تور، ب) ۷ تور، ج) ۴/۵ تور و د) ۲ تور.

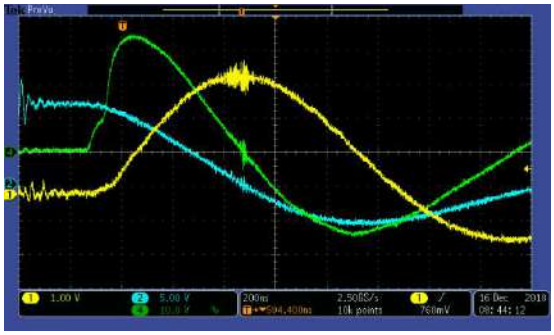


شکل۶: عکسبرداری از پلاسما با ولتاژ ۱۲/۵ کیلو ولت و فشار گاز هیدروژن الف) ۹ تور، ب) ۶/۵ تور، ج) ۴ تور و د) ۱/۸ تور.

براساس نتایج بدست آمده از دو بخش قبل، اقدام به کاهش زمان عکسبرداری به ۱ ثانیه و تنظیم فیلتر پلاریزاسیون و کاهش نور ورودی نمودیم که منجر به مشاهده‌ی تشکیل ستون پینچ پلاسما و حذف اثر جرقه با لبه های الکترود آند شد (شکل ۷). نمونه ای از سیگنال های جریان تخلیه (کانال ۱)، ولتاژ تخلیه (کانال ۲) و مشتق جریان تخلیه (کانال ۴) برای حالت بهینه‌ی الکترود مرکزی و عایق دور آن در شکل (۸) نشان داده شده است.



شکل۷: تصویر ستون پینچ پلاسما برای ولتاژ ۱۲/۵ کیلو ولت.



شکل ۸: نمونه ای از سیگنال های جریان تخلیه (کانال ۱)، ولتاژ تخلیه (کانال ۲) و مشتق جریان تخلیه (کانال ۴) برای حالت بهینه‌ی الکترود مرکزی و عایق دور آن.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش با استفاده از تکنیک عکسبرداری تجمیع زمانی (مستقل از زمان) در کنار سایر ابزار سنجشی الکتریکی اقدام به تعیین شرایط کاری دستگاه و انتخاب محدوده‌ی بهینه‌ی ولتاژ شارژ و فشار بهینه‌ی گاز هیدروژن نمودیم. براساس نتایج تجربی به دست آمده مشاهده گردید با تنظیمات سخت افزاری و نرم افزاری صحیح چیدمان آزمایش می توان وقایع مهمی از جمله شکست الکتریکی، تقارن تشکیل ستون پلاسما و وقوع ستون پینچ از نظر کمی و کیفی ثبت کرد و براساس ارزیابی آن نتایج، از صحت عملکرد دستگاه در شرایط کاری مختلف اطیمنان حاصل نمود.

مرجع‌ها

[1] Z. Pan, R. Rawat, R. Verma, J. Lin, H. Yan, R. Ramanujan, et al., "Miniature plasma focus as a novel device for synthesis of soft magnetic FeCo thin films," Physics Letters A, vol. 374, pp. 1043-1048, 2010.

[2] J. Moreno, P. Silva, and L. Soto, "Optical observations of the plasma motion in a fast plasma focus operating at 50 J," Plasma Sources Science and Technology, vol. 12, p. 39, 2002.

[3] A. Talebitaher, S. Kalaiselvi, S. V. Springham, P. Lee, T. Tan, and R. S. Rawat, "Laser Shadowgraphic study of the influence of krypton-seeding, switch synchronization and electrode geometry on plasma dynamic in plasma focus device," Journal of Fusion Energy, vol. 34, pp. 794-801, 2015.

[4] L. Soto, C. Pavez, F. Castillo, F. Veloso, J. Moreno, and S. Auluck, "Filamentary structures in dense plasma focus: Current filaments or vortex filaments?," Physics of Plasmas, vol. 21, 2014.

اثر تک‌لایه‌ای گرافن بر روی جابه‌جایی گوس-هانشن فضایی و زاویه‌ای از فصل مشترک هوا و شیشه

صبرئ مهرنیا [۱]، رضا عبدی قلعه [۱]، مادح سجادی [۲]، علی‌رضا مرادی [۳،۲]

[۱] گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، آذربایجان شرقی

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، زنجان

[۳] پژوهشکده علوم نانو، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران

چکیده- در این مقاله، جابجایی گوس-هانشن فضایی و زاویه‌ای نور بازتابی از فصل مشترک هوا و شیشه که گرافن تک لایه روی آن قرار گرفته باشد، بررسی شده و با حالت بدون گرافن مقایسه شده است. باریکه فرودی مد گاوسی TEM_{00}، قطبش فرودی p و طول موج ۶۳۳ نانومتر دارد. نتایج به‌صورت تحلیلی و با بررسی رفتار دامنه و فاز ضریب بازتاب دامنه نور برحسب زاویه‌ی فرودی ارزیابی شده‌اند. نتایج نشان می‌دهند که حضور گرافن روی زیر لایه‌ی شیشه، تغییری از مرتبه 10^{-13} روی ضریب بازتاب شدت نور دارد و مقدار زاویه بروستر را به‌صورت محسوس تغییر نمی‌دهد. بررسی جابجایی فضایی برحسب زاویه فرودی نشان می‌دهد که در زاویه بروستر به‌دلیل شیفت فازی π رادیان در فاز نور بازتابی، مقدار جابه‌جایی به‌صورت مجانبی در این زاویه افزایش می‌یابد که مستقل از حضور گرافن است. همچنین بررسی جابه‌جایی زاویه‌ای، تغییر علامت آن از $+\infty$ به $-\infty$ را در نزدیکی زاویه بروستر نشان می‌دهد و تأثیر حضور گرافن روی منحنی تغییرات از مرتبه 10^{-3} رادیان بدست می‌آید.

کلیدواژه - جابه‌جایی گوس-هانشن فضایی، جابه‌جایی گوس-هانشن زاویه‌ای، گرافن.

Monolayer Graphene effect on the spatial and angular Goos-Hänchen shifts at Air-Glass Interface

Sabra Mehrnia[1], Reza Abdi-Ghaleh[1], Madeh Sajjadi[2], and Ali-Reza Moradi[2,3]

[1]Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab

[2]Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan

[3]School of Nano Science, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

mehrniasabraa@gmail.com

Abstract- In this paper, the spatial and angular Goos- Hänchen shifts of reflected light from the air-glass interface covered with a monolayer graphene are investigated and compared with the case without the graphene. The incident beam has a TEM_{00} Gaussian mode with incident polarization p and a wavelength of 633 nm. The results are evaluated analytically by examining the behavior of the amplitude and phase of the light amplitude reflection coefficient as a function of incident angle. The findings indicate that the presence of graphene on the glass substrate has a change of the order of 10^{-13} on the light intensity reflection coefficient, while the Brewster angle remains mainly unchanged. The investigation of the spatial shift as a function of the incident angle shows that at the Brewster angle, due to the phase shift of π radians in the phase of the reflected light, the spatial shift value increases asymptotically at this angle, independent of the presence of graphene. Additionally, inspecting the angular shift reveals a sign change from $+\infty$ to $-\infty$ near the Brewster angle, and the monolayer graphene effect on the variation curve is of the order of 10^{-3} radians.

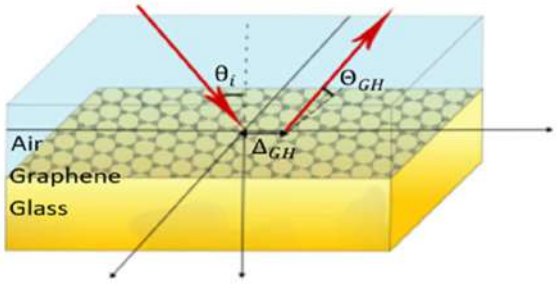
Keywords: Spatial Goos-Hänchen shift, Angular Goos-Hänchen shift, Graphene.

مقدمه

در سال‌های اخیر، پیشرفت‌های شگرفی در حوزه اپتیک و نانومواد به وقوع پیوسته است. یکی از پدیده‌های جذاب و کاربردی در این زمینه، جابه‌جایی گوس-هانشن است که به‌عنوان انحراف پرتو نور از مسیر پیش‌بینی شده توسط اپتیک هندسی شناخته می‌شود [۱]. این پدیده در بسیاری از کاربردهای اپتیکی از جمله حسگرها و اندازه‌گیری، نقشی کلیدی ایفا می‌کند. به همین دلیل، کنترل و تقویت این پدیده همواره مورد توجه پژوهشگران بوده است [۲و۳]. در این پژوهش، به بررسی تأثیر گرافن تک لایه، بر روی جابه‌جایی گوس-هانشن می‌پردازیم. هدف اصلی این مطالعه، بررسی جابه‌جایی فضایی و زاویه‌ای باریکه گاوسی با طول موج ۶۳۳ نانومتر از فصل مشترک هوا و شیشه پوشش داده شده با گرافن تک لایه و مقایسه آن با حالت بدون گرافن است.

مدل ساختار و روش محاسباتی

شکل ۱ به‌طور شماتیک جابه‌جایی گوس-هانشن فضایی و زاویه‌ای را نشان می‌دهد. پرتو نوری با زاویه تابش θ_i به سطح گرافن تابیده و پس از برخورد، به‌دلیل جابه‌جایی گوس-هانشن، در فاصله Δ_{GH} از نقطه‌ی برخورد و با زاویه Θ_{GH} نسبت به زاویه بازتاب، بازتابیده می‌شود. جابه‌جایی‌های فضایی و زاویه‌ای نور در صفحه‌ی تابش رخ می‌دهد.



شکل ۱: شماتیک جابه‌جایی گوس-هانشن فضایی و زاویه‌ای از گرافن تک لایه‌ی قرار داده شده در سطح مشترک هوا و شیشه.

جابه‌جایی‌های گوس-هانشن فضایی (Δ_{GH}) و زاویه‌ای (Θ_{GH}) یک باریکه گاوسی با مد TEM_{00} و با قطبش فرودی p از فصل مشترک دو محیط پوشش داده شده با گرافن یا هر ماده‌ی دوبعدی دیگر با روابط زیر به‌دست می‌آید[۴]:

$$\Delta_{GH} = \frac{1}{k_r}\mathrm{Im}(\partial \ln r_p/\partial\theta_i) \qquad (۱)$$

$$\Theta_{GH} = -\frac{1}{k_r Z_R}\mathrm{Re}(\partial \ln r_p/\partial\theta_i) \qquad (۲)$$

که k_r اندازه بردار موج در محیط بازتابی و Z_R طول رایلی باریکه‌ی گاوسی است.

r_p ضریب بازتاب دامنه برای قطبش فرودی p است که با رابطه زیر بدست می‌آید [۴]:

$$r_p = \frac{\beta_-}{\beta_+} \qquad (۳)$$

در اینجا $\beta_\pm$ به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\beta_\pm = (k_{iz}\varepsilon_t \pm k_{tz}\varepsilon_i + k_{iz}k_{tz}\sigma_L/\omega)/\varepsilon_0 \qquad (۴)$$

در این رابطه k_{iz} و k_{tz} به‌ترتیب مولفه بردار موج در محیط فرودی (i) و محیط خروجی (t) هستند. ε_i، ε_t و ε_0 به‌ترتیب گذردهی‌های الکتریکی محیط ورودی، محیط خروجی و خلأ هستند. ω فرکانس زاویه‌ای نور فرودی و σ_L رسانندگی اپتیکی ماده‌ی دوبعدی است.

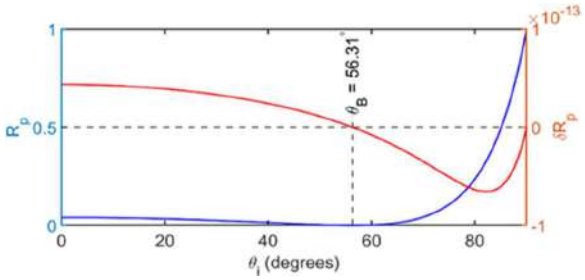
r_p کمیتی مختلط است و می‌توان آن را به‌صورت $r_p = |r_p|e^{i\varphi_p}$ نوشت که $|r_p|$ و φ_p به‌ترتیب اندازه و فاز r_p هستند. در این صورت $\frac{\partial \ln r_p}{\partial\theta_i} = \frac{\partial \ln|r_p|}{\partial\theta_i} + i\varphi_p$ می‌شود و می‌توان روابط (۱) و (۲) را به‌صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\Delta_{GH} = \frac{1}{k_r}\frac{\partial\varphi_p}{\partial\theta_i} \text{ ، } \Theta_{GH} = -\frac{1}{k_r Z_R}\frac{\partial \ln|r_p|}{\partial\theta_i} \qquad (۵)$$

نتایج و بحث ها

در محاسبات عددی طول موج باریکه گاوسی ۶۳۳ نانومتر و کمر باریکه ۱۰ میکرومتر در نظر گرفته شده است. ضریب شکست گرافن در طول این موج برابر با $n_g = 3 + i\,1.9$ گزارش شده است [۴]. همچنین، گذردهی الکتریکی هوا و شیشه به‌ترتیب $\varepsilon_i = 1$ و $\varepsilon_t = 2.25$در نظر گرفته شده است. یکی از رایج‌ترین مدل‌ها برای گرافن تک‌لایه، مدل تیغه‌ای (slab model) است که در آن گرافن تک لایه به‌عنوان یک تیغه اپتیکی فوق نازک با ضخامت $d_g \cong 0.34\ nm$ در نظر گرفته می‌شود و گذردهی الکتریکی آن با رابطه‌ی $\epsilon_g = 1 + i\frac{\sigma_L}{\epsilon_0\omega d_g}$ بیان می‌شود. بنابراین با توجه به رابطه‌ی $n_g = \sqrt{\epsilon_g}$ مقدار $\sigma_L = (10.2 - i\,3.93) \times 10^{-5}\ (\frac{1}{\Omega})$ به دست می‌آید.

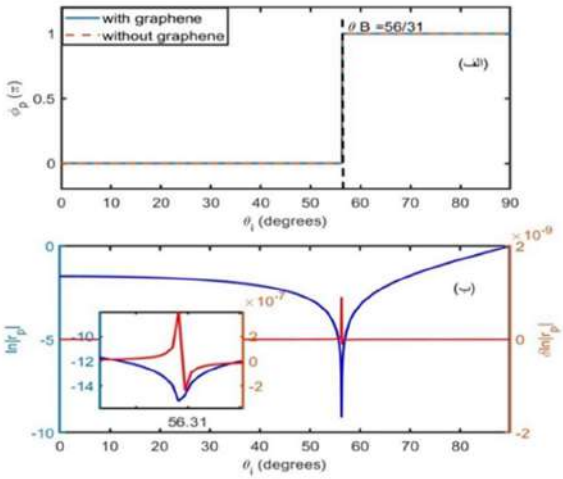
در ابتدا اثر گرافن بر ضریب شدت نور بازتاب $R_p = |r_p|^2$ بررسی شده است. برای این منظور در شکل۲ ضریب بازتاب از هوا به شیشه در حضور گرافن (R_p) همچنین $\delta R_p = R_p - R'_p$ که تفاضل R_p با ضریب بازتاب از هوا به شیشه بدون حضور گرافن (R'_p) است رسم شده است.



شکل ۲: ضریب بازتاب شدت نور بازتابیده از سطح مشترک هوا و شیشه در حضور گرافن (منحنی آبی) و اختلاف آن در عدم حضور گرافن δR (منحنی قرمز) بر حسب زاویه‌ی فرودی.

مشاهده می‌شود که حضور گرافن تغییری از مرتبه10^{-13} در ضریب بازتاب شدت ایجاد می‌کند که مقداری اندک است و در آزمایشگاه به‌راحتی قابل اندازه‌گیری نیست. همچنین مقدار R_p در فرود قائم برای حالت بدون گرافن از رابطه شناخته شده‌ی $R_p = \left|\frac{n_t - n_i}{n_t + n_i}\right|^2 = 0.04$ پیروی می‌کند. مشاهده می‌شود که مقدار ضریب بازتاب در زاویه بروستر$\theta_B = 56.31$ برابر صفر می‌شود. برای تعیین زاویه‌ی بروستر در حضور گرافن، باید صورت کسر در رابطه (۳) صفر باشد، که در این صورت به رابطه‌ی $k_{iz}\varepsilon_t - k_{tz}\varepsilon_i + k_{iz}k_{tz}\frac{\sigma_L}{\omega} = 0$ می‌رسیم. برای طول موج ۶۳۳ نانومتر مقدار فرکانس زاویه‌ای $\omega \cong 2.97 \times 10^{15}\text{Hz}$ است. همچنین $k_{iz} \cong 5.5 \times 10^6$ و $k_{tz} \cong 1.2 \times 10^7$ در این طول موج و در زاویه‌ی بروستر به‌دست می‌آید. حاصل دو جمله اول این رابطه تقریباً -17.57 می‌شود، در حالی که جمله سوم که ناشی از حضور گرافن است از مرتبه 10^{-6} به دست می‌آید. بنابراین، می‌توان نتیجه گرفت که تأثیر گرافن بر جابه‌جایی زاویه بروستر بسیار ناچیز است.

طبق رابطه‌ی (۵)، برای بررسی Δ_{GH} و Θ_{GH} بایستی اطلاعاتی از نحوه رفتار φ_p و $\ln|r_p|$ بر حسب زاویه‌ی فرودی داشته باشیم. برای این منظور در شکل ۳-الف، φ_p در حضور و عدم حضور گرافن روی زیر لایه شیشه رسم شده است.

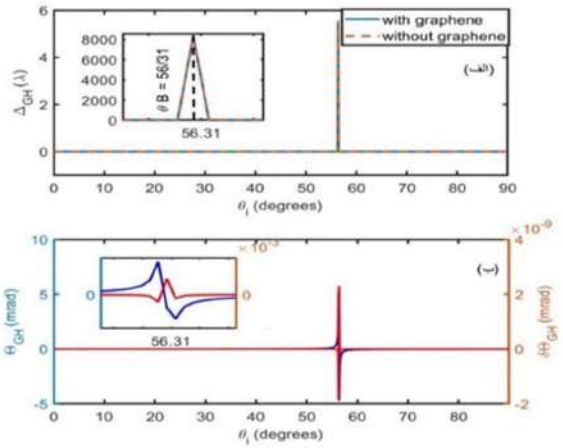


شکل ۳: (الف) فاز ضریب بازتاب دامنه (φ_p) در حضور و عدم حضور گرافن و (ب) $\ln|r_p|$ (منحنی آبی) و اختلاف آن در عدم حضور گرافن $\delta \ln|r_p|$ (منحنی قرمز) برحسب زاویه فرودی (شکل کوچک بزرگنمایی محدوده زاویه بروستر).

همان‌طور که مشاهده می‌شود در زوایای کمتر از θ_B، φ_p برابر صفر است. در θ_B شیفت فازی به اندازه‌ی π رادیان رخ می‌دهد و در زوایای بیشتر از θ_B، همواره $\varphi_p = \pi$ بدست می‌آید. بررسی دقیق در نزدیکی زاویه بروستر نشان دهنده‌ی رفتار مشابه φ_p در حضور و عدم حضور گرافن است. شیفت فازی که در زاویه‌ی بروستر اتفاق می‌افتد، با شیب ۹۰ درجه است، بنابراین طبق رابطه‌ی (۵) انتظار می‌رود که Δ_{GH} که متناسب با $\frac{\partial \varphi_p}{\partial \theta_i}$ است در این زاویه به $+\infty$ میل کند.

نمودار تغییرات $\ln|r_p|$ برحسب زاویه‌ی فرودی در شکل ۳-ب نمایش داده شده است. همانطور که انتظار می‌رود در θ_B به دلیل صفر شدن $|r_p|$، $\ln|r_p|$ به $-\infty$ میل می‌کند. همچنین قابل توجه است که در نزدیکی زاویه‌ی بروستر شیب $\ln|r_p|$ در سمت راست و سمت چپ θ_B به‌ترتیب به $+\infty$ و $-\infty$ میل می‌کند. بنابراین طبق رابطه‌ی (۵) انتظار می‌رود که Θ_{GH} رفتاری متناسب با قرینه این رفتار را نشان دهد. در شکل۳-ب $\delta\ln|r_p| = \ln|r_p| - \ln|r'_p|$ که نشان دهنده تفاضل $\ln|r_p|$ (در حضور گرافن) و $\ln|r'_p|$ (در عدم حضور گرافن) است، رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود $\delta\ln|r_p|$ از مرتبه10^{-7} است ولی در نزدیکی θ_B رفتار مجانبی نشان می‌دهد.

در نهایت، در شکل۴، Δ_{GH} و Θ_{GH} در حضور و عدم حضور گرافن رسم شده است.



شکل۴: (الف) جابه‌جایی گوس-هانشن فضایی (Δ_{GH}) در حضور و عدم حضور گرافن و (ب) جابه‌جایی گوس-هانشن زاویه‌ای در حضور گرافن (Θ_{GH}) و اختلاف آن در عدم حضور گرافن ($\delta\Theta_{GH}$) بر حسب زاویه‌ی فرودی (شکل کوچک بزرگنمایی محدوده زاویه بروستر).

شکل ۴-الف نشان می‌دهد که جابه‌جایی فضایی از فصل مشترک هوا و شیشه صفر بوده و فقط در θ_B رفتار مجانبی مشاهده می‌شود و حضور گرافن در فصل مشترک تاثیر محسوسی روی Δ_{GH} ندارد. همچنین، در شکل۴-ب نیز مشاهده می‌شود که Θ_{GH} از فصل مشترک هوا و شیشه در حضور گرافن از مرتبه میلی رادیان است و در زاویه θ_B رفتار مجانبی به وجود می‌آید. به‌طوری که به‌ازای زوایایی که اندکی کمتر از θ_B باشند $\Theta_{GH} \to +\infty$ و به‌ازای زوایایی که اندکی از θ_B بزرگتر باشند $\Theta_{GH} \to -\infty$ میل می‌کند. در این شکل $\delta\Theta_{GH}$ نشان دهنده‌ی تفاضل جابه‌جایی زاویه‌ای در حضور گرافن و در عدم حضور گرافن است. همانطور که در شکل نیز مشاهده می‌شود، حضور گرافن باعث تغییری از مرتبه 10^{-3} mrad در جابه‌جایی گوس-هانشن زاویه‌ای می‌شود.

هر چند که حضور گرافن روی زیر لایه‌ی شیشه باعث تغییرات بسیار اندکی در R_p و Θ_{GH} می‌شود که به راحتی در ازمایشگاه‌های معمولی قابل آشکارسازی نیست، ولی این مقادیر در آزمایش‌های با دقت بالا مانند اندازه‌گیری ضعیف کوانتومی و اثر هال اسپینی نور می‌توانند تاثیر زیادی روی نتایج داشته باشند.

نتیجه گیری

در این کار، اثر حضور گرافن تک لایه روی جابه‌جایی گوس-هانشن فضایی و زاویه‌ای باریکه گوسی با قطبش فرودی p و طول موج ۶۳۳ نانومتر در فصل مشترک هوا و شیشه بررسی و با حالت بدون گرافن مقایسه شد. نتایج نشان می‌دهد که تأثیر گرافن روی ضریب بازتاب شدت از مرتبه‌ی 10^{-13}، و روی جابه‌جایی گوس-هانشن زاویه‌ای در نزدیکی زاویه بروستر از مرتبه 10^{-3} میلی رادیان است که می‌تواند در اندازه‌گیری‌های دقیق مانند اثر هال اسپینی نور و اندازه‌گیری ضعیف کوانتومی مورد توجه واقع شود.

مرجع‌ها

[1] Z. Chen Z, X. Zhang, H. Zhang, Y. Meng, W. Zhen, “Goos-Hänchen shifts on spin representation”, New J. Phys. Vol. 26, pp. 073004, 2024.

[2] M. Luo, F. Wu, “Refractive-index sensing based on large negative Goos-Hänchen shifts of a wavy dielectric grating”, Phys. Rev. Applied, Vol. 22, pp. 014050, 2024.

[3] P. Ares, K. S. Novoselov, “Recent advances in graphene and other 2D materials”, Nano Materials Science, Vol. 4, No. 1, pp. 3-9, 2022

[4] X. Ling, Z. Zhang, Sh. Chen, X. Zhou, H. Luo, "Beam shifts in two-dimensional atomic crystals", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 55, No. 13, pp. 133001, 2021.

طراحی و ساخت میکروسکوپ تصویربرداری مغناطیسی برپایه‌ی نقص نیتروژن تهی‌جا در بلور الماس

محمد جمشیدی[۱]، نوید اکبری[۱]، مرتضی جعفری سیاوشانی[۱]، علی اسفندیار[۱]

۱-دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ایران.

چکیده- امروزه در بسیاری از زمینه‌های علم و فناوری نیاز به اندازه‌گیری میدان مغناطیسی و یا تصویربرداری از آن در مقیاس‌های فضایی و شدتی ریز مقیاس وجود دارد. به همین دلیل ساخت حسگرهای کوانتومی برای اندازه‌گیری میدان‌های مغناطیسی ضعیف، برپایه‌ی نقص‌های اسپینی در مواد حالت جامد مورد توجه قرار گرفته است. یکی از این نقص‌های حالت جامد، نقص نیتروژن-تهی‌جا (NV) در بلور الماس است. حسگرهایی که برپایه‌ی این نقص ساخته می‌شوند به دلیل توان تفکیک در مقیاس نانومتر، دقت نانوتسلا در اندازه‌گیری میدان مغناطیسی و عملکرد در دما و فشار اتاق، توجه زیادی به خود جلب کرده‌اند. اثر میدان مغناطیسی خارجی روی حالت اسپینی این نقص به صورت نوری قابل آشکارسازی است که به آن پدیده‌ی آشکارسازی تشدید مغناطیسی به روش نوری گفته می‌شود. در این پژوهش یک میکروسکوپ تصویربرداری مغناطیسی برپایه‌ی نقص نیتروژن تهی-جا و با استفاده از روش آشکارسازی تشدید مغناطیسی ساخته شد. پس از ساخت این دستگاه از آن برای اندازه‌گیری و تصویربرداری از میدان مغناطیسی استفاده شده است و میزان حساسیت این حسگر کوانتومی در بازه‌ی $۲۰۰ - ۷۰۰ \frac{\mathrm{nT}}{\sqrt{\mathrm{Hz}}}$ بدست آمده است.

کلیدواژه - آشکارسازی نوری تشدید مغناطیسی، تصویربرداری میدان گسترده، حسگر کوانتومی، نقص نیتروژن تهی‌جا در الماس

Design and Construction of a Magnetic Imaging Microscope based on Nitrogen Vacancy Centers in Diamond Crystal

Mohammad Jamshidi[1], Navid Akbari[1], Morteza Jafari Siavashani[1], Ali Esfandiar[1]

1-Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran, Iran.

mo.jamshidi.la@gmail.com - na78sam@gmail.com - m.siavashani@sharif.edu - esfandiar@sharif.edu

Abstract- Nowadays, in many fields of science and technology, there is demand to measure magnetic fields or image them on spatial and intensity scales at a microscale. To address this, the potential of quantum sensors for measuring weak magnetic fields based on spin defects in solid-state materials has been considered. One of these solid-state defects is the nitrogen vacancy (NV) defect in diamond crystal. Sensors based on this defect have attracted much attention due to their high resolution at the nanometer scale, nanotesla precision in magnetic field measurements, and capability to operate at room temperature and pressure. The effect of an external magnetic field on the spin state of this defect can be detected optically, which is so called optical magnetic resonance detection method. In this study, a magnetic imaging microscope based on the nitrogen vacancy defect was constructed using the magnetic resonance detection method. After the configuration of this set up, it was used to measure and image the magnetic field, and the sensitivity of this quantum sensor was obtained in the range of 200–700 $\frac{\mathrm{nT}}{\sqrt{\mathrm{Hz}}}$.

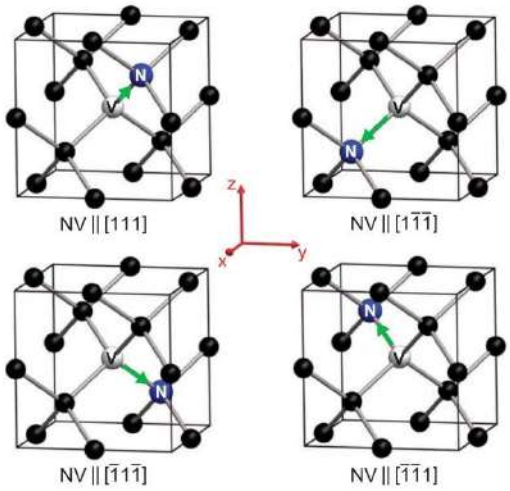
Keywords: nitrogen vacancy center in diamond, optically detected magnetic resonance, quantum sensing, widefield magnetic imaging

مقدمه

مراکز نیتروژن تهی‌جا (NV) در الماس یکی از پیشروترین ابزارها برای حسگری و تصویربرداری از میدان‌های مغناطیسی هستند. حسگرهای NV-الماس در شرایط مختلف محیطی می‌توانند به‌عنوان آشکارساز برای میدان‌های مغناطیسی به کار روند. در این مقاله طراحی و ساخت یک میکروسکوپ مغناطیسی کوانتومی که برپایه‌ی نقص نیتروژن تهی‌جا کار می‌کند گزارش شده است. همچنین برخی از نتایجی که با استفاده از این چیدمان اندازه‌گیری شده است بررسی و ارائه شده است.

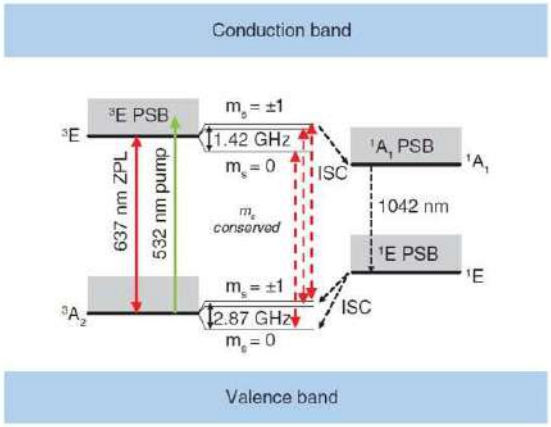
مبانی نظری

مرکز رنگ نیتروژن تهی‌جا، یکی از نقص‌های پایدار در داخل شبکه بلور الماس است. همان‌گونه که در شکل ۱ نمایان است، این نقص متشکل از یک اتم نیتروژن و یک تهی‌جا در همسایگی آن است که در مکان دو اتم کربن در شبکه الماس قرار گرفته‌اند [۱].



شکل ۱: ساختار نقص نیتروژن تهی‌جا در بلور الماس و جهت‌گیری‌های مختلف آن.

مرکز نیتروژن تهی‌جا می‌تواند به شکل‌های بدون بار (NV^0)، با بار منفی (NV^-) و با بار مثبت (NV^+) وجود داشته باشد. حالت NV^- الکترون اضافی خود را از اتم نیتروژن در همسایگی خود دریافت می‌کند. در ادامه‌ی این مقاله، تنها به حالت NV^- پرداخته می‌شود و از آن به عنوان مرکز NV نام برده می‌شود. نمودار ترازهای انرژی این نقص در شکل ۲ آمده است.



شکل ۲: ترازهای انرژی نقص نیتروژن تهی‌جا که در آن گذارهای تابشی و غیرتابشی مشخص شده‌اند.

اگر تنها برهم‌کنش اسپین نقص NV با میدان خارجی را در نظر بگیریم، با فرض اینکه محور NV در امتداد جهت z است، هامیلتونی به صورت زیر داده می‌شود:

$$H = DS_z^2 + \gamma B_0 S_u$$

که در آن $D = 2/87\ GHz$ شکافتگی میدان صفر حالت است و $\gamma = 28\ \frac{MHz}{mT}$ ضریب ژیرومغناطیسی الکترون است. همچنین B_0 میدان خارجی اعمال شده در جهت دلخواه $\vec{u}$ است و $S_{x,y,z,u}$ ماتریس‌های اسپین S=1 در راستای محورهای x، y، z و u است. نور لیزر سبز با طول موج ۵۲۰ nm یا ۵۳۲ nm می‌تواند الکترون‌های NV را از حالت پایه به حالت‌های مجازی برانگیخته (ناحیه‌ی سایه‌دار نزدیک حالت ^3E) ببرد (که به آن تحریک غیرتشدیدی گفته می‌شود) و از آنجا الکترون‌ها در نهایت به حالت ^3E می‌روند.

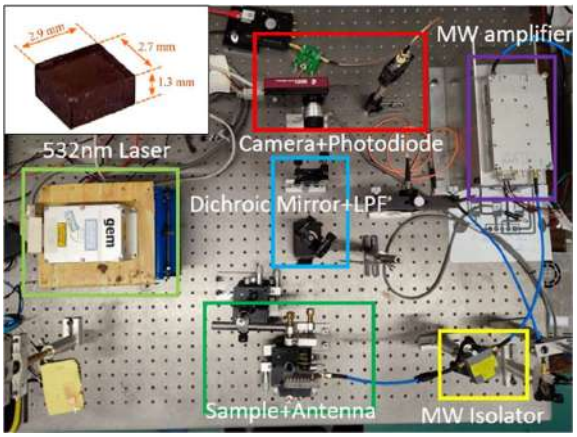
الکترون‌ها می‌توانند از دو مسیر تابشی یا غیر تابشی از حالت برانگیخته‌ی ^3E به حالت پایه $^3A_2$ بازگردند. در مسیر تابشی $^3E \rightarrow {}^3A_2$ فوتون‌هایی با طول موج ۶۳۷ nm منتشر می‌شوند. در مسیر $^3E \rightarrow {}^1A_1 \rightarrow {}^1E \rightarrow {}^3A_2$ گذارهای میان حالت‌های اسپینی ^3E و $^1A_1$ و همچنین ^1E و $^3A_2$ غیر تابشی است؛ اما گذار $^1E \rightarrow {}^1A_1$ یک گذار تابشی است. احتمال گذار غیرتابشی از ^1E به حالت اسپینی $m_s = 0$ $^3A_2$ حدود ۱/۱ تا ۲ برابر گذار به حالت‌های $m_s = \pm 1$ است. این اختلاف نرخ گذار اجازه می‌دهد تا بتوانیم حالت NV را با تابش لیزر سبز در حالت $m_s = 0$ $^3A_2$ مقداردهی کنیم. بنابراین عبور میان سامانه‌ای

باعث کاهش شدت تابش فلورسانس مراکز نیتروژن تهی‌جا در حالات $m_s = \pm 1$ می‌شود؛ زیرا هنگام عبور از مسیر غیرتابشی، فوتون‌های کمتری تابش می‌شوند. اختلاف کسری شدت میان مراکز نیتروژن تهی‌جا در $m_s = +1$ و $m_s = -1$ تباین فلورسانس نامیده می‌شود. اگر یک موج مایکروویو که بسامد آن با اختلاف انرژی این دو تراز یکسان باشد به الماس بتابانیم، گذار $m_s = 0$ به $m_s = +1$ و یا $m_s = -1$ رخ می‌دهد [۲].

چناچه یک میدان مایکروویو پیوسته، همزمان با دمش نوری به سامانه اعمال شود و روی بسامد مایکروویو پیمایش انجام دهیم، در فرکانس‌های تشدید افت تابش فلورسانی الماس اتفاق می‌افتد. بنابراین خروجی اندازه‌گیری‌هایی که با این حسگر کوانتومی انجام می‌شوند، طیف‌هایی شبیه به شکل ۴ یا ۵ هستند که در آن شدت فلورسانی دریافتی برحسب بسامد مایکروویو اعمال شده رسم می‌شود. اندازه‌گیری تابش فلورسانس نیتروژن تهی‌جا برحسب بسامد میدان مایکروویو اعمال‌شده، روش ODMR نام دارد. در این روش اثر میدان خارجی بر روی نقص، به صورت شکافتگی زیمان وارد می‌شود و باعث می‌شود فاصله‌ی زیرترازهای $m_s = +1$ و $m_s = -1$ به صورت $2\gamma B$ باشد که B مؤلفه‌ی میدان در راستای محور NV است. این میدان مغناطیسی مجموع یک میدان بایاس و میدان نمونه است. میدان بایاس به این دلیل اعمال می‌شود تا سهم برهم‌کنش زیمانی را در هامیلتونی نقص غالب کند. در غیر این صورت برهم‌کنش نقص با میدان الکتریکی، دما، تنش و کرنش الماس، دقت اندازه‌گیری میدان مغناطیسی را کاهش می‌دهد. در نهایت با بررسی تفاوت بسامد دره‌های طیف می‌توانیم میدان مغناطیسی در محل نقص را بدست آوریم و با کم کردن میدان بایاس، میدان نمونه را بدست آوریم. عملکرد این حسگر با کمیتی به نام حساسیت سنجیده می‌شود. واحد این کمیت $\mathrm{THz}^{-\frac{1}{2}}$ است. حساسیت ODMR حالت پیوسته به صورت $\eta_{CW\,ODMR} \approx \frac{4}{4\sqrt{3}} \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta\upsilon}{C\sqrt{R}}$ بدست می‌آید [۳]. در این رابطه، R تعداد فوتون‌های آشکارسازی شده در واحد زمان، C مقدار تباین طیف ODMR، و $\Delta\upsilon$ پهنای خط تشدید طیف است.

چیدمان

چیدمان این حسگر کوانتومی از دو بخش نوری و مایکروویو تشکیل می‌شود (شکل۳).



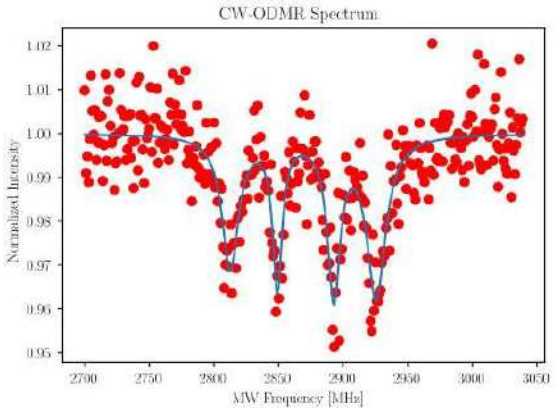
شکل ۳: تصویر چیدمان آزمایشگاهی از بالا که در آن دستگاه‌های مختلف بر روی میز اپتیکی قرار گرفته‌اند. تصویر میکروسکوپی بلور الماس در بالا سمت چپ آمده است.

در این چیدمان ابتدا نور لیزر به یک آینه‌ی دورنگی می‌رسد که نور سبز را بازتاب می‌کند و نور قرمز را عبور می‌دهد. نور سبز بازتاب شده به یک عدسی شیئی ۱۰x با NA=۰/۲۵ می‌رسد و از آنجا بر روی الماس و نمونه‌ای که روی آن قرار دارد متمرکز می‌شود. همزمان تابش مایکروویو از طریق یک منبع تولیدکننده مایکروویو با عبور از تقویت‌کننده توان و جداکننده مایکروویو به یک آنتن حلقوی که الماس در مرکز آن قرار دارد می‌رسد و در نهایت از طریق آنتن به نقص NV می‌رسد. بنابر توضیحاتی که در بخش مبانی نظری داده شد، الماس نور فلورسانی قرمز می‌تابد که با عبور از آینه‌ی دورنگی به فیلتر ۶۵۰ nm می‌رسد. از این فیلتر تنها تابش فلورسانی الماس عبور می‌کند و در نهایت به یک دوربین CCD یا یک فوتودیود سیلیکونی می‌رسد. همچنین میدان بایاس خارجی پایدار به میزان ۱ تا ۵ میلی‌تسلا با استفاده استفاده از آهنربای دائمی NdFeB ایجاد شده است. بلور الماسی که در این چیدمان استفاده شده است دارای غلظت نقص ppm ۵ است و جهت‌گیری برش آن به صورت [۱۰۰] می‌باشد.

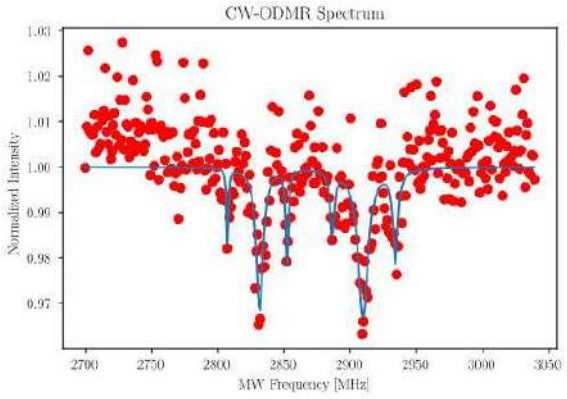
نتایج

نمونه‌هایی از طیف‌های اندازه‌گیری شده و میدان‌های بدست آمده در شکل‌های ۴ و ۵ آمده است. مثلاً در طیف شکل ۴ یک طیف با چهار دره دیده می‌شود. این حالت زمانی اتفاق می‌افتد که جهت میدان مغناطیسی در راستای یکی از جهت‌گیری‌های بلور الماس، مثلاً [۱۱۱]، قرار گیرد و با سه جهت دیگر زاویه‌ی یکسان بسازد. از روی نمودار تفاوت بسامدهای دره‌ها بدست

می‌آید و در نهایت اندازه‌ی میدان مغناطیسی برای این طیف برابر با ۲/۰۱mT بدست می‌آید. همچنین حساسیت این طیف برابر با ۶۷۶ $\frac{\mathrm{nT}}{\sqrt{\mathrm{Hz}}}$ محاسبه شده است.

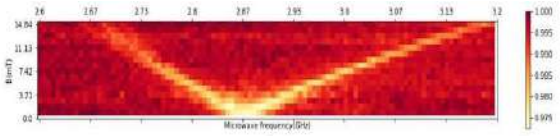


شکل ۴: طیف ODMR حالت پیوسته برای چهار دره. این طیف متناظر با یک میدان مغناطیسی ۲/۰۱ mT و حساسیت ۶۷۶ $\frac{nT}{\sqrt{Hz}}$ است.



شکل ۵: طیف ODMR حالت پیوسته برای شش دره. این طیف متناظر با یک میدان مغناطیسی ۲/۷۲ mT و حساسیت ۱۶۶ $\frac{nT}{\sqrt{Hz}}$ است.

در ادامه، برای بررسی اثر میدان مغناطیسی بر ترازهای اسپین، بسامد دره‌های مرکزی برای ۱۰ مقدار مختلف میدان مغناطیسی در شکل ۶ رسم شده و خطی بودن آن به عنوان نشانه‌ای از اثر زیمان نمایش داده شده است.



شکل ۶: شکافتگی زیمان در نقص NV. محور افقی بسامد مایکروویو برحسب GHz است و محور عمودی اندازه‌ی میدان برحسب میلی‌تسلا است.

مراجع

[۱] C. Osterkamp, M. Mangold, J. Lang, P. Balasubramanian, T. Teraji, B. Naydenov, and F. Jelezko, “Engineering preferentially-aligned nitrogen-vacancy center ensembles in cvd grown diamond,” Scientific reports, vol.9, no.1, p.5786, 2019.

[2] L. M. Pham. Magnetic field sensing with nitrogen-vacancy color centers in diamond. Harvard University,2013.

[3] E. V. Levine, M. J. Turner, P. Kehayias, C. A. Hart, N. Langellier, R. Trubko, D. R. Glenn, R. R. Fu, and R. L. Walsworth, “Principles and techniques of the quantum diamond microscope,” Nanophotonics, vol.8, no.11, pp.1945–1973, 2019.

تحلیل اختلاط چهار موج همسان در محیط‌های غیرخطی برای شناسایی و مشخصه‌یابی مواد و مولکول‌ها

محسن ثمره مکاری، علی اکبر رستمی، عزالدین مهاجرانی

چکیده – اختلاط چهار موج همسان (DFWM) به‌عنوان یکی از تکنیک‌های پیشرفته در اپتیک غیرخطی مرتبه سوم، توانایی بی‌نظیری در شناسایی و مشخصه‌یابی مواد و مولکول‌ها ارائه می‌دهد. این روش با استفاده از سه موج هم‌فرکانس در یک محیط غیرخطی، موج چهارمی تولید می‌کند که اطلاعاتی ارزشمند از ساختار مولکولی و ویژگی‌های نوری ماده در بر دارد. ویژگی منحصربه‌فرد DFWM در ثبت و بازسازی تصاویر هولوگرافی دینامیک، آن را به ابزاری قدرتمند برای تحلیل تغییرات نانو و پیوندهای شیمیایی تبدیل کرده است. در این مقاله، اصول نظری و عملی DFWM مورد بررسی قرار گرفته و کاربردهای آن در مطالعه مواد، از جمله تحلیل ساختارهای مولکولی و دینامیکی، ارائه شده است.

کلیدواژه - اختلاط چهار موج همسان، غیرخطی مرتبه سوم، ، مشخصه‌یابی مواد و مولکول‌ها، ثبت دینامیک هولوگرافی

Analysis of Degenerate Four-Wave Mixing (DFWM) in Nonlinear Media for Material and Molecular Characterization

Mohsen Samareh Mokari, Ali Akbar Rostami, Ezeddin Mohajerani

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

Abstract- Degenerate Four-Wave Mixing (DFWM), as an advanced technique in third-order nonlinear optics, offers unparalleled capabilities for material and molecular characterization. This method employs three coherent waves in a nonlinear medium to generate a fourth wave that carries valuable information about the molecular structure and optical properties of the material. The unique ability of DFWM in dynamic holographic image recording and reconstruction makes it a powerful tool for analyzing nanoscale changes and chemical bonds. This paper examines the theoretical and practical principles of DFWM and explores its applications in material studies, including the analysis of molecular and dynamic structures.

Keywords: degenerate four-wave mixing (DFWM), third-order nonlinearity, Material and Molecular Characterization, Dynamic Holographic Recording.

مقدمه

شناخت و تحلیل ویژگی‌های مواد و مولکول‌ها یکی از مهم‌ترین اهداف در علوم پایه و کاربردی است که همواره با چالش‌های متعددی همراه بوده است. مواد غیرخطی نوری، به‌ویژه در حوزه اپتیک غیرخطی مرتبه سوم، نقش کلیدی در گسترش فناوری‌های نوین ایفا کرده‌اند. این مواد به دلیل پاسخ‌های غیرخطی منحصربه‌فرد خود، ابزارهایی کارآمد برای شناسایی و مشخصه‌یابی فراهم می‌کنند. یکی از روش‌های برجسته در این زمینه، تکنیک اختلاط چهار موج همسان (DFWM) است که با استفاده از پدیده‌های غیرخطی مرتبه سوم، اطلاعات ارزشمندی از ساختار و خواص نوری مواد استخراج می‌کند.

این روش مبتنی بر تولید یک موج چهارم از طریق ترکیب سه موج هم‌فرکانس در یک محیط غیرخطی است. موج چهارم حاصل، حاوی اطلاعاتی حیاتی درباره ویژگی‌های مولکولی و دینامیکی ماده است که می‌تواند در شناسایی پیوندهای شیمیایی، مطالعه ساختارهای نانو و حتی ارزیابی تغییرات محیطی به کار رود.

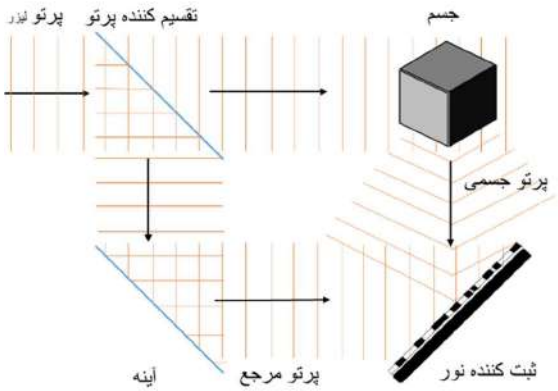
تکنیک DFWM علاوه بر ایجاد phase conjugation، که امکان بازسازی امواج نوری را فراهم می‌آورد، کاربردهای گسترده‌ای در هولوگرافی دینامیک دارد. از ویژگی‌های کلیدی این روش می‌توان به حساسیت بالا، قابلیت ثبت سریع تغییرات و توانایی بازسازی اطلاعات نوری اشاره کرد. در این مقاله، با تحلیل اصول نظری و عملیDFWM ، به بررسی کاربردهای این روش در شناسایی و مشخصه‌یابی مواد و مولکول‌ها می‌پردازیم.

اصول و مبانی نظری

هولوگرافی

هولوگرافی یک روش تصویربرداری است که بجز ثبت اطلاعات شدتی نور (دامنه) اطلاعات فاز را نیز ذخیره می‌کند.

اساس ثبت تصویر در هولوگرافی به تداخل امواج باز می‌گردد؛ به این صورت که نور تولیدی از منبع همدوس را به دو بخش تقسیم می‌کنیم. یکی از دو بخش به صورت مستقیم به آشکارساز می‌رسد (پرتو مرجع) و شاخه دیگر بعد از بازتاب از سطح مورد نظر برای ثبت تصویر (پرتو جسم) به آشکارساز می‌رسد. این دو پرتو در سطح ثبت کننده تصویر باهم تداخل می‌کنند و یک الگوی تداخلی به وجود می‌آورند. الگوی تداخلی به وجود آمده شامل اطلاعات کامل دامنه و فاز جسم است. حال با ثبت این طرح تداخلی یک فیلم هولوگرام داریم که اگر پرتوی لیزری را به این الگو تداخلی بتابانیم، پرتو دچار پراش می‌شود و امواجی مشابه با موج اولیه جسم تولید می‌کند. نتیجه این پدیده، بازسازی تصویر سه بعدی از جسم است (شکل ۱).



شکل ۱: طرح‌واره ثبت تصویر هولوگرافی

نیازها و کاربردهای متفاوت از قبیل کاربردهای نظامی، شناسایی و مشخصه‌یابی نیازمند ثبت تصاویر هولوگرافی به صورت دینامیک است. از این رو، همواره نیاز به محیط‌هایی بوده است که بتوانند الگوهای تداخلی پیچیده را در بازه زمانی بسیار کوتاه ایجاد و بازسازی کنند. بررسی‌های گسترده در این حوزه نشان داده‌اند که استفاده از مواد غیرخطی، به ویژه مواردی که پاسخ سریعی به تغییرات میدان نور دارند، نقش کلیدی در کاربرد مورد نظر ایفا می‌کنند. این مواد قادرند با تعاملات غیرخطی شبکه‌های هولوگرافیک پایداری را در حضور پرتوهای لیزر شکل دهند.

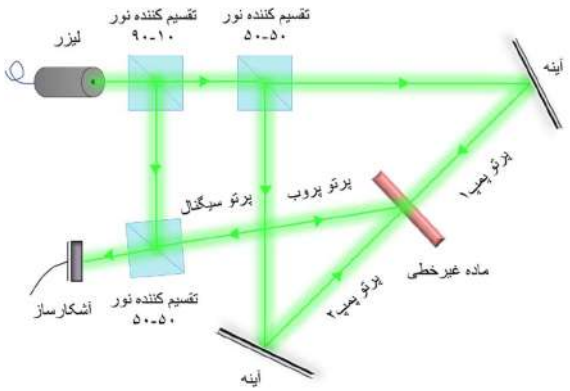
در این میان، تکنیک DFWM به عنوان یکی از کاربردهای پیشرفته اپتیک غیرخطی، از این ویژگی بهره می‌برد. DFWM با ایجاد و خواندن هولوگرام‌های وابسته به زمان در مواد غیرخطی، امکان مطالعه آنی و دینامیک مواد و بازسازی سیگنال‌های نوری با دقت بالا را فراهم می‌کند.

اختلاط چهار موج همسان (DFWM)

مطابق شکل ۲، در پدیده اختلاط چهار موج همسان (DFWM) ترکیب سه موج ورودی هم فرکانس به واسطه پدیده اپتیک غیرخطی مرتبه سوم (ترم سوم معادله ۱) باعث ایجاد موج چهارم

می‌شود. ویژگی‌های موج چهارم وابسته به مشخصات و خصوصیات سه موج اول، ماده غیرخطی و شرایط محیطی موجود می‌باشد.

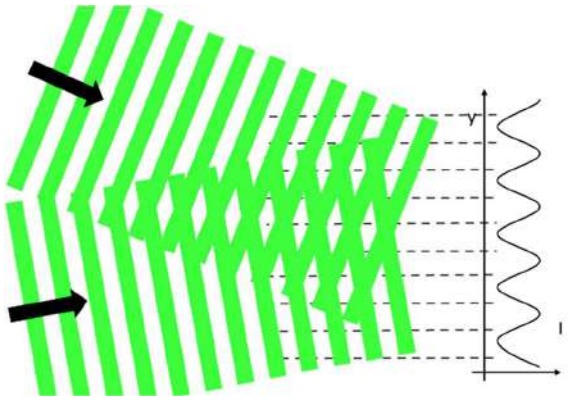
$$\vec{P} = \varepsilon_0(\chi^{(1)}\vec{E} + \chi^{(2)}\vec{E}^2 + \chi^{(3)}\vec{E}^3 + \cdots) \qquad (1)$$



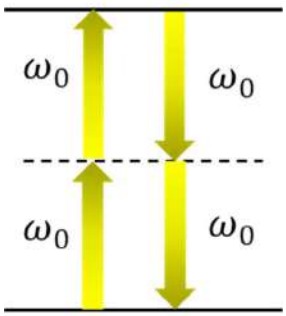
شکل۲: طرحواره سیستم اختلاط چهار موج همسان

از تاثیر دو به دو هر یک از پرتوهای موجود در پدیده اختلاط چهار موج همسان، یک توری پراش به وجود می‌آید. هر توری با توجه به شرایط جفت‌شدگی پرتوها سهم متفاوتی در پدیده یاد شده دارند. بهترین شرایط برای جفت شدگی قابل ملاحظه، توسط هر یک از پرتوهای پمپ با پرتو پروب ایجاد می‌شود. هر یک از پرتوهای پمپ و پرتو پروب باهم تداخل می‌کنند و طرح تداخلی حاصل باعث به وجود آمدن توری پراش در ماده غیرخطی می‌شود، توری تشکیل شده به واسطه ضریب شکست غیرخطی ماده است؛ به این صورت که در مکان‌های شامل تداخل سازنده و ویرانگر ضریب شکست ماده متفاوت است و تفاوت ضریب شکست باعث پراشیده شدن پرتو سوم می‌شود. (شکل۳)

حال اگر یکی از پرتوهایی که توری را به وجود آورده‌اند را قطع کنیم توری محو می‌شود. نتیجه آن هم توقف ساطع شدن پرتو سیگنال است. اما آیا بلافاصله بعد از قطع پرتو ورودی، پرتو سیگنال نیز قطع می‌شود؟ یا این که زمان می‌برد تا پرتو قطع شود؟ در پاسخ به این سوال باید به ترازهای انرژی الکترونی مراجعه کرد(شکل۴).



شکل۳: طرح تداخلی ایجاد شده توسط پرتو پمپ و پرتو پروب



شکل۴: سیستم ترازی DFWM [۲]

برانگیختگی الکترون‌ها در ماده می‌تواند در ترازهای مختلفی از جمله ترازهای انتقالی (الکترونی)، بین سیستمی(spins) ، و چرخشی رخ دهد که هر یک زمان زندگی مشخصی دارند. هر کدام از ترازهای انرژی یاد شده سرعت و طول عمر متفاوتی دارند مثلا ترازهای سیستمی طول عمر خیلی کوتاه و ترازهای چرخشی و حرارتی طول عمر خیلی زیادی دارند. توری شکل گرفته باعث تحریک اتم‌ها به هر روش یاد شده میتواند باشد، از این رو گسیل پرتو سیگنال می‌تواند مدتی بعد از قطع شدن پرتوهای ورودی با توجه به عمر ترازها ادامه داشته باشد. از این رو پرتو بلا فاصله قطع نمی‌شود.

در هر فرایند حداقل چند نوع تحریک برای ماده صورت می‌گیرد که هر نوع تحریک سهم متفاوتی در تولید پرتو سیگنال دارند. از آن جا که سرعت ساطع کردن انرژی در هر حالت متفاوت است پس پرتو سیگنال به صورت ترکیبی از چند تابع نمایی مختلف کاهش می‌یابد. اگر بعد از قطع توری، محو شدگی پرتو سیگنال را ثبت کنیم و با متناسب کردن نمودار بدست آمده با نمودارهای

نمایی مختلف میتوانیم اطلاعات مختلفی از ماده و سهم هر نوع تحریک متفاوت را بدست آورد. از آن‌جا که پیش‌بینی می‌کنیم سهم هر یک از این روش‌های تحریک منحصر به فرد برای هر ماده است.

کاربرد

تکنیک اختلال چهار موج همسان به دلایل ذکر شده در تولید پرتو چهارم شامل اطلاعات غنی از ویژگی‌های مواد است. از این رو می‌تواند کاربرد های وسیعی در حوزه‌های مختلف علمی و صنعتی داشته باشد.

پرتو چهارم تولید شده در تکنیک DFWM به عنوان یک نقطه نظر نوری بسیار حساس، اطلاعات جامعی درباره ساختار و ویژگی‌های نوری و مولکولی ماده می‌دهد. پیوندهای شیمیایی متفاوت نسبت به میدان الکتریکی پاسخ متفاوتی دارند برای مثال پیوندهای کوالانسی مستقیم بر قطبش و پاسخ نوری ماده موثر هستند و یا پیوندهای هیدروژنی در مولکول‌های زیستی پرورش دهنده‌های رایجی هستند که تغیرات منحصر به فردی را در قطبش و فرکانس فوتون چهارم ایجاد می‌کنند. علاوه بر آن با توجه به موجود بودن ضریب غیرخطی ($\chi^{(3)}$) مواد مختلف و با استفاده از این سیستم می‌توانیم مولفه‌های مختلف این تانسور را بدست آورد که در نتیجه منجر به شناسایی ماده می‌شود. ضریب غیرخطی ($\chi^{(3)}$) خود وابسته به ساختار عنصری ماده و نور های ورودی است و نسبت به تغیرات شرایط محیطی حساس است.

پرتو چهارم دارای شدت خاصی در شرایط برابر است که این شدت شامل اطلاعاتی درباره غلظت ماده غیرخطی، نوع ماده و... می‌باشد. این امر به شیمیدان‌ها کمک می‌کند خلوص مواد، یا میزان تخریب ماده را بررسی کنند. از آن جا که این فرایند دقیق و حساس است، به کمک آن می‌توان تغیرات کوچک در نانو ساختارهای ریز را نیز اندازه‌گیری کرد [۳]. در پی این ایده آزمایشاتی پیاده سازی کرده ایم که به زودی ارائه خواهد شد.

نتیجه‌گیری

به کمک سیستم DFWM می‌توان دستگاهی جهت شناسایی و استخراج اطلاعات دقیق و حساس مولکولی طراحی و ساخت. این ابزار کمک به سزایی به دانشمندان و محققان حوزه شیمی و مواد خواهد کرد.

مرجع‌ها

[1] Nonlinear Optics of Organic Molecules and Polymers. United States: CRC Press, 2020.

[2] Boyd, R. W. (2008). Nonlinear Optics. Academic Press.

[3] Germann, G. J., A. McIlroy, T. Dreier, R. L. Farrow, and D. J. Rakestraw. "Detection of Polyatomic Molecules using Infrared Degenerate Four-Wave Mixing." Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie 97, no. 12 (1993): 1630-1633.

بررسی گسیل نوری نانوذرات تبدیل افزایشی سنتز شده به روش هیدروترمال

غزاله محجوب[۱]، سمیه سلمانی[۱*]، ناهید غضیانی[۱]

[۱] آزمایشگاه فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران

چکیده – در سال‌های اخیر با توجه به کاربردهای بسیار متنوع نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس در زمینه‌های گوناگون، شیوه‌های متفاوت در سنتز این مواد و همینطور گستردگی نانومواد سنتز شده، این ذرات مورد توجه بسیاری قرار گرفته‌اند. در این مقاله به سنتز $NaYF_4:Yb^{3+},Er^{3+}$، که یکی از پر بازده‌ترین نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس می‌باشد، به شیوه‌ی هیدروترمال پرداخته شده است. در ابتدا کاربردهای متنوع این نانوذرات، ذکر شده و پس از بیان مراحل سنتز، طیف حاصل از آزمون فوتولومینسانس برای اطمینان از عملکرد صحیح تبدیل افزایش فرکانس مورد بررسی قرار گرفته است. سپس، آزمون بررسی ساختار میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی برای این ساختار انجام شد. نتایج بدست آمده از این آزمون‌ها نشان از سنتز صحیح نانوذرات، مشاهده‌ی طیف مورد انتظار و ساختار مناسب مواد دارد.

کلیدواژه - فوتولومینسانس، نانوذرات تبدیل افزایشی فرکانس، هیدروترمال، $NaYF_4:Yb^{3+},Er^{3+}$، FESEM

Investigation the optical emission of Upconversion Nanoparticles synthesized by hydrothermal method

Ghazaleh Mahjoub[1], Somayeh Salmani[1]*, Nahid Ghazyani[1]

[1]Photonics Laboratory, Faculty of Physics, Kharazmi University, Tehran, Iran

ghazalehmahjoub@gmail.com , *salmani@khu.ac.ir , nd.ghazyani@gmail.com

Abstract- In recent years, the different applications of upconversion nanoparticles in various fields have received significant attention, leading to the development of different synthesis methods and a wide range of synthesized nanomaterials. This paper focuses on the hydrothermal synthesis of $NaYF_4:Yb^{3+},Er^{3+}$, one of the most efficient upconversion nanoparticles. Initially, we discuss the various applications of these nanoparticles, followed by a detailed description of the synthesis process. The photoluminescence spectrum obtained is analyzed to confirm the effective upconversion performance. Subsequently, the structure of the nanoparticles is examined using field emission scanning electron microscopy (FESEM). The results indicate the successful synthesis of the nanoparticles, observation of the expected spectrum, and appropriate structural characteristics of the materials.

Keywords: Photoluminescence, Upconversion Nanoparticles, Hydrothermal, $NaYF_4:Yb^{3+},Er^{3+}$, FESEM

مقدمه

نانوساختارها به دلیل اندازه کوچکشان، خواص فیزیکی، شیمیایی و بیولوژیکی منحصر به فردی از خود نشان می‌دهند که با خواص مواد در مقیاس بزرگ‌تر متفاوت است. در سال‌های اخیر، نانوذرات تبدیل افزایشی (UCNPs) توجه گسترده‌ای را در تشخیص، طراحی سیستم‌های دارورسانی و درمان زیست‌پزشکی به خود جلب کرده‌اند[۱].

نانوذرات تبدیل افزایشی برای اولین بار در اواسط سال ۱۹۶۰ ساخته شدند[۲]. UCNPها، ترکیباتی در اندازه‌های نانو هستند که با استفاده از جذب تابش‌های فروسرخ یا فروسرخ نزدیک(IR یا NIR) به وسیله یون فلزات واسطه لانتانیدها و اکتینیدها که در داخل یک میزبان مناسب قرار داده شده‌اند، دو یا چند فوتون کم انرژی را جذب کرده و یک فوتون پر انرژی ساطع می‌کنند[۳]. توانایی جذب پرتوهای با طول‌موج بلند و گسیل پرتوهای با طول‌موج کوتاه در این مواد ناشی از وجود ترازهای میانی نیمه‌پایدار حقیقی با طول عمر کافی (10^{-2}s-10^{-6}) برای ذخیره‌سازی فوتون‌های جذب‌شده می‌باشد[۴]. این فرایند که در آن جذب متوالی دو یا چند فوتون منجر به گسیل نور در طول موج کوتاه‌تر از طول موج تحریک می‌شود، از نوع آنتی‌استوکس است. اگر انرژی پراکندگی کمتر (طول موج بیشتر) از انرژی تابشی باشد، پراکندگی استوکس و اگر انرژی پراکندگی بیشتر (طول موج کمتر) از انرژی اولیه باشد، پراکندگی آنتی‌استوکس نامیده می‌شود[۵]. از نانوذرات تبدیل افزایشی به عنوان مبدل نور NIR استفاده می‌شود. UCNPها عموماً با مواد میزبان، حساس‌کننده‌ها و ساطع‌کننده‌ها (فعال‌کننده‌ها) تشکیل شده‌اند. مواد میزبان محبوب UCNPها، نانوبلورهای اکسید یا فلوراید هستند. حساس‌کننده‌ها و فعال‌کننده‌ها عمدتا عناصر خاکی کمیاب هستند. برای کاربردهای زیست‌پزشکی، در ناحیه NIR، حساس‌کننده‌ها باید سطح مقطع جذب زیادی داشته باشند، در حالی که فعال‌کننده‌ها، طیف لومینسانس نانوذرات تبدیل افزایشی (UCL) ، UV، نور مرئی و حتی نور NIR را تعیین می‌کنند. عناصر خاکی کمیاب دارای ساختارهای انرژی متفاوتی هستند که نسبت به محیط، بسیار بی‌اثر هستند و در نتیجه، طیف‌های انتشاری تبدیل افزایشی عناصر خاکی کمیاب، تقریباً مستقل از شبکه‌های میزبان و بسیار مختص عنصر خاکی کمیاب هستند. انرژی جذب شده توسط یون‌های حساس‌کننده به طور موثر به فعال‌کننده‌ها منتقل می‌شود و منجر به انتشار تبدیل بالا می‌شود[۶]. مواد درخشنده‌ای که انتشار NIR را نشان می‌دهند، در مقایسه با فعال‌کننده‌های UV و یا مرئی مزیت بزرگی دارند. آن‌ها بر اساس دامنه‌های تحریک/انتشار با طول موج بلند هستند که می‌توانند به طور قابل توجهی انتشارات پس‌زمینه را کاهش دهند، زیرا جذب طیفی NIR برای بیشتر مولکول‌های زیستی پایین است[۷]. از دیگر مزیت‌های آن می توان به پایداری شیمیایی بالا، آسیب کمتر نوری به بافت طبیعی و عمق نفوذ بالا در بافت اشاره کرد[۸]. در واقع، ظرفیت ساخت نانوذرات در کاربردهای مختلف و همچنین توانایی تنظیم خواص سطحی آن‌ها، پیچیده‌ترین و هوشمندانه‌ترین مواد را برای هدف‌گیری تومور و تحویل دارو فراهم کرده است[۹].

در بخش تجربی این مقاله به فرایند سنتز نانوذره پرداخته و در بخش بحث و نتایج، به تحلیل و مقایسه نتایج حاصل از تست‌های فوتولومینسانس و میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی پرداخته شده است.

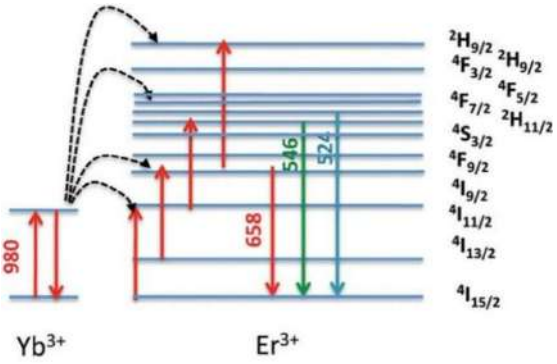
بخش تجربی

در این مقاله به سنتز یکی از پربازده‌ترین نانوذرات تبدیل افزایشی آلاییده شده به مواد لانتانیدی $NaYF_4:Yb^{3+},Er^{3+}$پرداخته شده است. در این‌جا میزبان، $NaYF_4$، با یون لانتانیدی Yb^{3+} به عنوان حساس‌کننده و یون Er^{3+} به عنوان فعال‌کننده، آلاییده شده است. مواد شیمیایی استفاده شده در این پژوهش از جمله $Y(NO_3)_3{\cdot}6H_2O$ ، $Yb(NO_3)_3 . 5H_2O$ ، Er $(NO_3)_3{\cdot}5H_2O$ از سیگما آلدریچ خریداری شدند. مقدار ۱ گرم PAA، ۰.۷۸)$Y(NO_3)_3{\cdot}6H_2O$ میلی‌مول)، $Yb(NO_3)_3{\cdot}5H_2O$ (۰.۲۰ میلی‌مول)، Er $(NO_3)_3{\cdot}5H_2O$ (۰.۰۲ میلی‌مول) و۲ میلی‌مول $NaNO_3$ در ۵۰ میلی‌لیتر اتانول و آب حل شدند و پس از اضافه کردن آمونیاک و هم‌زدن، با استفاده از سانتریفیوژ جمع‌آوری شدند. بعد از اضافه کردن EG، اتانول و NH_4F، برای ۱۲ ساعت (۱۹۵ درجه سانتی‌گراد) به اتوکلاو منتقل شده و پس از خنک شدن، ذرات به دست‌آمده جمع‌آوری شد.

بحث و نتایج

نانوذرات تبدیل افزایشی $NaYF_4:Yb^{3+},Er^{3+}$ با استفاده از روش هیدروترمال سنتز شدند. این UCNPها توسط نور لیزر NIR ۹۸۰ نانومتری به دلیل موقعیت باند جذب خود تحریک می‌شوند

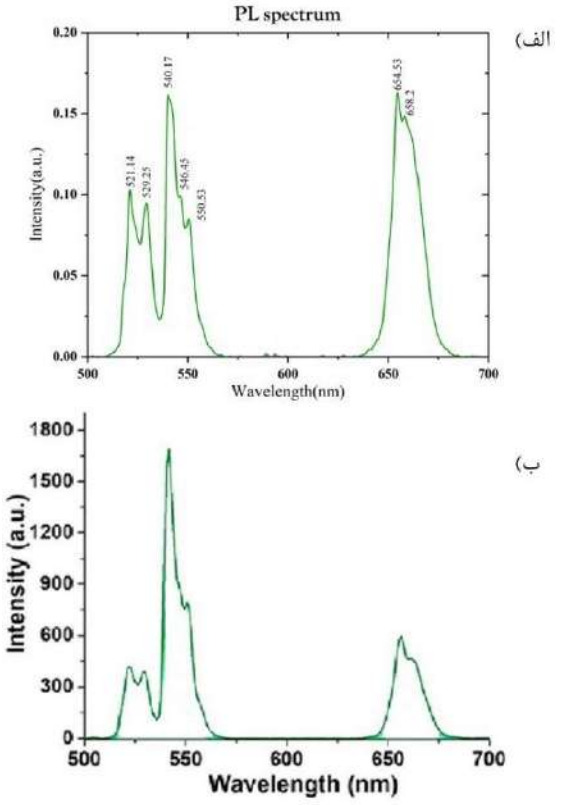
و همانطور که در شکل۱ نشان داده شده است، نوارهای انتشار باریک متعددی را در طول‌موج‌های ۵۲۴، ۵۴۶ و ۶۵۸ نانومتر نشان می‌دهد[۱۰].



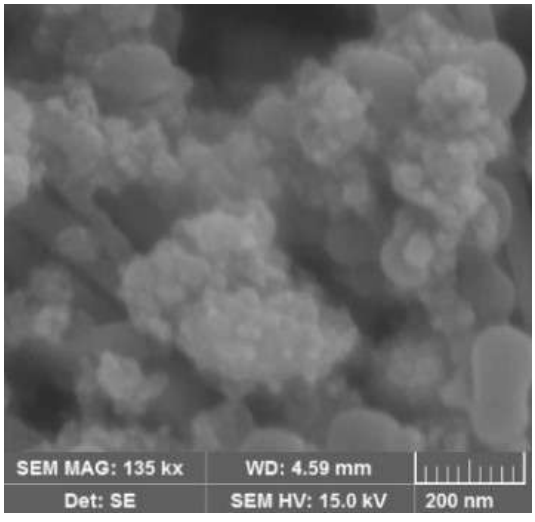
شکل۱ : انتقال بین ترازهای انرژی $NaYF_4:Yb^{3+},Er^3$ پس از تحریک با لیزر ۹۸۰ نانومتری

طیف فوتولومینسانس (PL) $NaYF_4:Yb^{3+},Er^{3+}$ سنتز شده، تحت تابش لیزر ۹۸۰ نانومتر در شکل۲ (الف) نشان داده شده و با طیف فوتولومینسانس نانوذره $NaYF_4:Yb^{3+},Er^{3+}$ در مقاله یونگچون پان و همکاران [۱۱] که در شکل۲ (ب) آمده است، به خوبی قابل مقایسه است و پیک‌های مشاهده شده با هم مطابقت دارند.

همچنین نتیجه آزمون میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی (FESEM) این نانوذره در شکل۳ آورده شده است. با برآورد کلی، میانگین اندازه نانوذرات ۵۰ نانومتر تخمین زده می‌شود. در این تصویر، سطحی با بزرگ‌نمایی ۱۳۵ هزار برابر مشاهده می‌شود.



شکل۲ :الف) طیف فوتولومینسانس $NaYF_4:Yb^{3+},Er^3$ سنتز شده پس از تحریک با لیزر ۹۸۰ نانومتر. ب) طیف UCL مربوط به نانوذره مشابه[۱۱]



شکل۳ : تصویر یک میکروگراف از میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی از نانوذره $NaYF_4:Yb^{3+},Er^{3+}$

نتیجه‌گیری

در این پژوهش نانوذره تبدیل افزایشی $NaYF_4:Yb^{3+},Er^{3+}$ سنتز شد که قابلیت تبدیل نور فروسرخ نزدیک، به نور مرئی را دارد. طیف فوتولومینسانس حاصل از تحریک نانوذرات تبدیل افزایشی با لیزر ۹۸۰ نانومتری بررسی شد و پیک‌هایی در ناحیه سبز و قرمز مشاهده گردید. همچنین ساختار نانوذرات با استفاده از آزمون میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی رویت شد. از ویژگی‌های برجسته این نانوذره تبدیل افزایشی سنتز شده، می‌توان به این موضوع اشاره کرد که زیست سازگار می‌باشند. همچنین می‌توان از این نانوذره در زمینه‌های زیست‌پزشکی، درمان، تصویربرداری و سنسورها استفاده کرد.

مرجع‌ها

[1] N.M. Idris, M.K.G. Jayakumar, A. Bansal, and Y. Zhang, "Upconversion nanoparticles as versatile light nanotransducers for photoactivation applications," Chem. Soc. Rev., Vol. 44, No. 6, pp.1449-1478, 2015.

[2] F. Auzel, "Upconversion and anti-Stokes processes with f and d ions in solids," Chem. Rev., Vol. 104, No. 1, pp.139–174, 2004.

[3] X. Cheng, J. Zhou, J. Yue, Y. Wei, C. Gao, X. Xie, and L. Huang, "Recent development in sensitizers for lanthanide-doped upconversion luminescence," Chem. Rev., Vol. 122, No. 21, pp.15998-16050, 2022.

[4] J. Chen and J. Zhao, "Upconversion nanomaterials: Synthesis, mechanism, and applications in sensing," J. Sens., Vol. 12, No. 3, pp.2414- 2435, 2012.

[5] A.M. Pires, S. Heer, H.U. Güdel, and O.A. Serra, Er, "Yb doped yttrium based nanosized phosphors: particle size,"host lattice" and doping ion concentration effects on upconversion efficiency," J. Fluoresc., Vol. 16, pp. 461-468, 2006.

[6] Y. Feng, Upconversion nanoparticles and application in precision medicine, 2020.

[7] J.V. Frangioni, "In vivo near-infrared fluorescence imaging," COCHBI., Vol. 7, No. 5, pp.626–634, 2003.

[8] N. Dubey and S. Chandra, "Upconversion nanoparticles: Recent strategies and mechanism based applications," J. Rare Earths., Vol. 40, No. 9, pp.1343-1359, 2022.

[9] R. Sheervalilou, M. Shirvaliloo, S. Sargazi, S. Shirvalilou, O. Shahraki, Y. Pilehvar-Soltanahmadi, A. Sarhadi, Z. Nazarlou, H. Ghaznavi, and S. Khoei, "Application of nanobiotechnology for early diagnosis of SARS-CoV-2 infection in the COVID-19 pandemic," Appl. Microbiol. Biotechnol. Vol. 105, pp.2615–2624, 2021.

[10] M.R. Hamblin, "Upconversion in photodynamic therapy: Plumbing the depths," Dalton Trans., Vol. 47, No. 26, pp.8571-8580, 2018.

[11] Y. Pan, X. Luan, Y. Gao, F. Zeng, X. Wang, D. Zhou, W. Li, Y. Wang, B. He, and Y. Song, "In-tumor biosynthetic construction of upconversion nanomachines for precise near-infrared phototherapy," ACS nano, Vol. 17, No. 5, pp.4515-4525, 2023.

استخراج پارامترهای اپتیکی خطی و غیر خطی به روش WD از روشهای اندازه گیری Z اسکن و طیف سنجی بازتابی

خسرو مبهوتی*، فرزانه عسل دوست

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه

چکیده: تلفیق و ترکیب روش‌های محاسباتی در کنار روش‌های اندازه گیری آزمایشگاهی می‌تواند پارامترهای دقیقی را برای مقادیر اپتیکی خطی و غیرخطی مشخص نماید. در این مقاله به دو روش طیف سنجی بازتابی و Z-scan پارامترهای اپتیکی را برای نانو ذرات پروسکایت LSMO به عنوان ماده مرجع انتخابی بدست می آوریم. مواد پروسکایت از نقطه نظر اپتیکی بسیار پرکاربرد می باشند. نخست به کمک روابط کرامرز کرونیگ(K-K) از داده های طیف انعکاس یافته اندازه گیری شده R از نانو ذرات LSMO پارامتر ضریب شکست n را محاسبه می نماییم. سپس پارامتر بدست آمده n را در روابط ومپل دی دومینیک (WD) جایگذاری نموده و پارامترهای تکمیلی n_2، β، χ^3،χ^1 را برای طول موج ۵۳۲ نانومتر محاسبه می نماییم. همچنین، به منظور مقایسه، پارامترهای اپتیکی غیر خطی نانو ذره LSMO را به کمک تکنیک Z-Scan اندازه گیری و استخراج نموده و داده های به دست آمده را مجددا در روابط WD جایگزاری می نماییم. پارامتر های n و χ^1 حاصل این جایگذاری خواهد بود. به عنوان نتیجه مشاهده می‌شود که پارامترهای اپتیکی تکمیلی بدست آمده به کمک روش WD می تواند با دقت بالا ارتباط بین داده های اندازه گیری شده در هر دو روش Z-scan و طیف سنجی بازتابی / K-K را محاسبه نماید.

کلیدواژه- z اسکن، پروسکایت، روش ومپل دی دومینیک، طیف سنجی بازتابی، کرامرز کرونیگ.

Extraction of linear and non-linear optical parameters using WD method from Z-scan measurement methods and reflection spectroscopy

Khosro Mabhouti*, Farzaneh Asaldoust

Department of Physics, Faculty of Sciences, Urmia University, Urmia, Iran

Kh.mabhouti@urmia.ac.ir , a.asaldoust@urmia.ac.ir *

Abstract: The integration and combination of computational methods along with laboratory measurement methods can determine accurate parameters for linear and non-linear optical values. In this article, we obtain the optical parameters for LSMO perovskite nanoparticles as a selected reference material by two methods, reflection spectroscopy and Z-scan. Perovskite materials are widely used in optical area. First, with the help of Kramers-Kronig relations (K-K) from the measured reflected spectrum (R) data of LSMO nanoparticles, we calculate the refractive index parameter (n). Then we place the obtained parameter (n) in the Wimpel de Dominik (WD) relations and calculate the additional parameters n_2, β, χ^3, χ^1 for the wavelength of 532 nm. Also, for the purpose of comparison, we measured and extracted the non-linear optical parameters of the LSMO nanoparticle using the Z-Scan technique and placed the obtained data again in the WD relations. The parameters n and χ^1 will be the result of this placement. As a result, it can be seen that the additional optical parameters obtained with the help of the WD method can accurately calculate the relationship between the data measured in both z-scan and K-K reflectance spectroscopy.

Keywords: Z-scan; DRS; Kramers–Kronig; LSMO; WD method.

۱- مقدمه

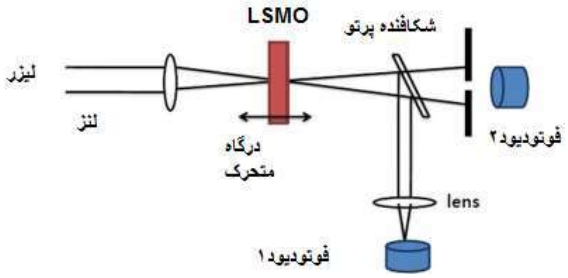
پروسکایت‌ها به دلیل ویژگی‌های منحصر به فرد خود، مواد مناسبی برای کاربردهای الکترونیکی و فتوولتائیک به شمار می‌روند[۱]. این ترکیبات امکان تنظیم خواص شیمیایی و اپتیکی را فراهم آورده و دارای ضرایب جذب نور بالایی هستند. این امر آنها را برای استفاده درصنعت سلول‌های خورشیدی ایده‌آل می‌سازد[۲]. این مواد به دلیل فراوانی و هزینه پایین مواد خام، جایگزین مقرون به صرفه‌ای برای نیمه‌هادی‌های سنتی محسوب می‌شوند. روشهای مختلفی برای اندازه گیری و استخراج پارامترهای اپتیکی خطی و غیر خطی وجود دارد. از جمله آنها می توان به روش اندازه گیری z اسکن برای استخراج پارامترهای اپتیکی غیر خطی و روش DRS برای استخراج پارامترهای خطی اشاره نمود[۳]. در کنار این روشهای اندازه گیری روشهای محاسباتی وجود دارند که دیگر پارامترهای اپتیکی را محاسبه می نمایند. یکی از این روشهای محاسباتی روش کرامرز کرونیگ است که می تواند مقادیر ضرایب n و k را استخراج نماید[۴]. در کنار این روش، روش دیگری تحت عنوان روش ومپل دی دومینیک وجود دارد که می تواند رابطه بین پارامترهای اپتیکی خطی را با پارامترهای اپتیکی غیر خطی تعریف و محاسبه نماید[۵]. ایده اصلی این مطالعه بر مبنای استخراج پارامترهای اپتیکی خطی و غیر خطی به روش z اسکن و طیف سنجی بازتابی استوار است. هدف این مطالعه در گام نخست معرفی روشها و روابط مربوط بوده و در گام بعدی با بهره گرفتن از روابط محاسباتی کرامرز-کرونیگ و ومپل دی دومینیک اعتبارسنجی و تعیین میزان دقت این دو روش اندازه گیری نسبت به یکدیگر می باشد. در مطالعه حاضر، با انتخاب ماده پروسکایت به عنوان ماده مرجع این مقایسه انجام می پذیرد.

۲- روش اندازه گیری

روش اندازه گیری داده های اولیه به دو روش اجرا می شود.

۲-۱ تکنیک Z-scan

این تکنیک، یک روش نوری قدرتمند برای اندازه‌گیری خواص نوری غیرخطی مواد، مانند ضریب شکست غیرخطی، جذب غیرخطی و سایر پارامترهای مرتبط استفاده می‌شود. در این روش، یک پرتو لیزر متمرکز از درون یک نمونه قرار داده شده در یک مسیر اپتیکی که در امتداد محور z متحرک است (جهت انتشار پرتو) عبور می کند. همانطور که نمونه از یک موقعیت دور از کانون به کانون نزدیک شده و از آن عبور میکند، شدت نور عبوری از نمونه، توسط دو روزنه باز و بسته اندازه گیری و سنجش می شوند. شدت ارسال شده به عنوان تابعی از موقعیت نمونه (z) ثبت می شود. این داده ها منجر به منحنی می شود که به طور معمول نشان می دهد که چگونه شدت با عبور نمونه از نقطه کانونی تغییر می کند. شکل منحنی z اسکن می تواند اطلاعاتی در مورد خواص نوری غیرخطی مواد ارائه دهد. به عنوان مثال، یک قله یا دره در منحنی به ترتیب نشان دهنده شکست یا جذب غیرخطی است. از کاربرد های z اسکن میتوان به اندازه گیری ضریب شکست غیرخطی (n_2) و ضریب جذب غیرخطی (β) و استخراج پذیررفتاری مرتبه سوم اشاره نمود. در شکل (۱) نمای شماتیک دستگاه z اسکن ترسیم شده است.



شکل ۱: شماتیک دستگاه z-اسکن[۳].

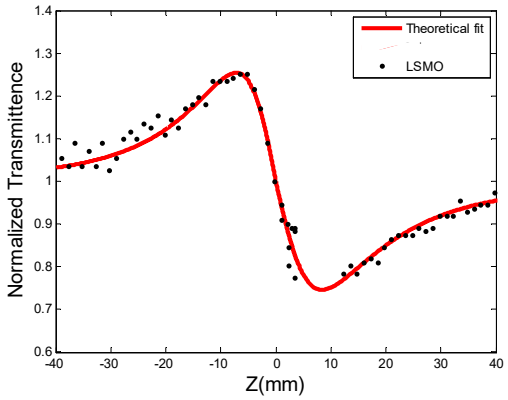
اصلی ترین روابطی که باید پارامترهای آن تعیین مقدار شوند را به صورت زیر می توان معرفی نمود[۳]:

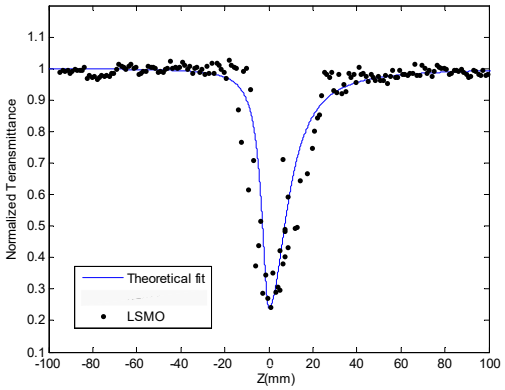
$$n_2 = \frac{\Delta\varphi}{kL_{eff}I_0} \quad (۱)$$

$$\beta = \frac{q_0}{I_0 L_{eff}} \quad (۲)$$

$$\chi^3 = [(Re\chi^3)^2 + (Im\chi^3)^2]^{\frac{1}{2}} \quad (۳)$$

در روابط بالا n_2 ضریب شکست غیر خطی، β جذب غیر خطی و χ^3 پذیرفتاری مرتبه سوم می باشد.





شکل ۲: نمودارهای به دست آمده از اندازه گیری های : روزنه باز (الف) روزنه بسته (ب).

۲-۲ روش دوم طیف‌سنجی بازتابی

روشی است که در آن ضریب بازتابی (R) نسبت به تغییرات طول موج اندازه گیری می شود. این روش تکنیکی است که یک منبع نوری در جهت سطح نمونه پرتو اپتیکی را هدایت می کند، و نور منعکس شده اندازه گیری می گردد. طیف بازتابی با تغییر طول موج و زاویه تابش ثبت می شود. در این روش مقدار R اندازه گیری شده به کمک روابط کرامرز- کرونیگ می تواند پارامترهای n و k را استخراج نماید. روابط k-k مجموعه ای از روابط ریاضی است که بخش های حقیقی و موهومی یک تابع مختلط را به هم متصل مینماید. اغلب در زمینه اپتیک و نظریه الکترومغناطیسی این روابط استفاده می شود. این روابط را به صورت زیر معرفی مینماییم [۴]:

$$n^*(\omega) = n(\omega) + ik(\omega) \quad (۴)$$

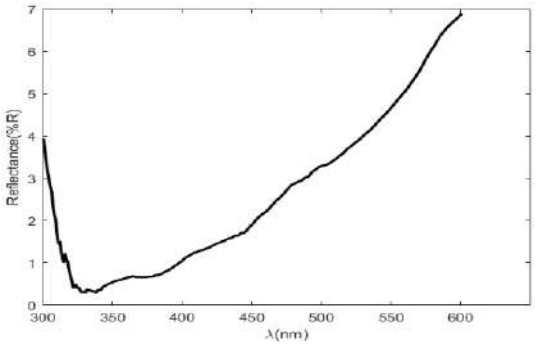
(۵)

$$k(\omega) = \left(\frac{2\sqrt{R(\omega)}\sin\varphi(\omega)}{1 + R(\omega) - 2\sqrt{R(\omega)}\cos\varphi(\omega)}\right)$$

(۶)

$$n(\omega) = \left(\frac{1 - R(\omega)}{1 + R(\omega) - 2\sqrt{R(\omega)}\cos\varphi(\omega)}\right)$$

در روابط بالا k ضریب خاموشی و n ضریب شکست ماده می باشد. نمودار شکل ۳ نتیجه اندازه گیری مستقیم مقادیر منعکس شده از نمونه LSMO را بر حسب تغییرات طول موج نمایش میدهد.



شکل ۳: طیف بازتابی اندازه گیری شده به کمک روش اندازه گیری طیف سنجی بازتابی.

۲-۳ پیاده سازی روش WD

در این بخش با استفاده از روش WD پارامترهای استخراج شده $(n_2), \beta, \chi^3$ از اندازه گیری z-scan و پارامترهای استخراج شده (n) از اندازه گیری طیف سنجی بازتابی و روابط کرامرز- کرونیگ در روابط زیر قرار قرار میدهیم تا تمامی مقادیر آورده شده در جداول ۲ و ۳ را محاسبه نماییم[۵]:

$$\chi^1 = \frac{n^2-1}{4\pi} \quad (۷)$$

$$\chi^3 = \left[\frac{E_d E_0}{4\pi}(E_0^2 - (h\upsilon)^2)\right]^4 \times 10^{-10} \quad (۸)$$

$$n_2 = \frac{12\pi\chi^3}{n} \quad (۹)$$

$$\beta = \frac{48\pi^3\chi^3}{n^2 C\lambda} \quad (۱۰)$$

که در روابط بالا مقادیر λ نشان دهنده طول موج، E_g نشان دهنده گاف انرژی، E_0 نشاندهنده انرژی نوسانگر منفرد، E_d انرژی پاشندگی می باشد. بر اساس محاسبات قبلی در مرجع[۲] و طول موج متناسب با طول موج لیزر به کار رفته در اندازه گیری مقادیر کمیت های ذکر شده در بالا برابر با مقادیر جدول زیر در نظر میگیریم:

جدول ۱. مقادیر پارامترهای مورد استفاده در روابط WD [۲].

λ(nm)	E_geV	E_0eV	E_deV	C
۵۳۲	۲.۹۵	۵.۱۹	۴.۳۲	۳×10^8

جدول ۲. مقادیر محاسبه شده به کمک اندازه گیری طیف سنجی بازتابی و روش محاسباتی KK/WD.

n	χ^1	χ^3 (10^{-4})	n_2 (10^{-9})	β
۱.۳۹	۰.۰۷۴۲	۵.۳	۴.۳۴	۰.۰۰۲۶

جدول ۳. مقادیر محاسبه شده به کمک اندازه گیری Z-Scan و روش محاسباتی Theoretical fit/WD.

n	χ^1	χ^3 (10^{-3})	n_2 (10^{-9})	β
۱.۳۵	۰.۰۶۶۳	۶.۲	۳.۳۳	۰.۰۴۸۵

۳- بحث و بررسی

آنچه که در این مطالعه مد نظر قرار گرفت ترکیب مجموعه روابط اپتیکی است که در کنار اندازه گیری های آزمایشگاهی بتواند پارامترهایی افزون بر پارامترهای اندازه گیری شده را استخراج نماید. البته دقت محاسبات، صحت اعداد گزارش شده یکی از مهمترین عامل هایی است که باید مد نظر قرار گیرد. به عنوان دو روش شناخته شده در اندازه گیری های اپتیکی روشهای z اسکن و طیف سنجی بازتابی انتخاب گردید. یکی برای اندازه گیری پارامترهای غیر خطی و دیگری برای اندازه گیری پارامترهای خطی. آنچه که در هردو روش اندازه گیری جلب توجه می نماید عدم اندازه گیری پارامترهای خطی در روش Z اسکن و عدم اندازه گیری های غیر خطی در روش طیف سنجی بازتابی است. البته که این عدم اندازه گیری ها ایرادی بر این دو روش شناخته شده و مورد استفاده در مقالات علمی ایجاد نمی نماید. اما در این مطالعه نشان داده شده که می توان در ادامه محاسبات با ترکیب روابطی که مقادیر اولیه خود را از طریق اندازه گیری در این دو روش کسب می نمایند پارامترهای تکمیلی اپتیکی را نیز استخراج نمودکه مشخصا برای نمونه ماده انتخاب شده LSMO که البته روابط اپتیکی مورد استفاده در مقاله وابسته به انتخاب ماده نیست، مشاهده شد که پارامترهای تکمیلی به صورت زیر استخراج گردید:

Z اسکن: χ^3، β، n_2، پارامترهای اندازه گیری شده و χ^1، n پارامترهای تکمیلی استخراج شده،

طیف سنجی بازتابی و K-K: R و n پارامترهای اندازه گیری شده و χ^3، β، n_2، χ^1 پارامترهای تکمیلی.

بر اساس مقادیر جداول ۲ و۳ تفاوت میان مقادیر اندازه گیری شده و استخراج شده به صورت زیر گزارش می گردد:

از مرتبه (۰.۰۱) برای ضریب شکست n، از مرتبه (۰.۰۱) برای χ^1 از مرتبه (۰.۰۰۱)، n_2 ، از مرتبه (10^{-9}) و β از مرتبه (۰.۰۱) می باشد. همان طور که نتایج بدست آمده نشان میدهد مقادیر اختلافی در بازه قابل قبولی می باشند که می توانند در پژوهشی های علمی مورد استفاده و سنجش قرار گیرند.

مرجع‌ها

[1] Huang, C. Y., Li, H., Wu, Y., Lin, C. H., Guan, X., Hu, L., & Wu, T. (2023). Nano-Micro Letters, 15(1), 16.

[2] Rong Y, Hu Y, Mei A, Tan H, Saidaminov MI, Seok SI, McGehee MD, Sargent EH, Han H. Science. 2018 Sep 21;361(6408):eaat8235.

[3] Jafari A, Zeynizadeh B, Darvishi S. Journal of Molecular Liquids. 2018 Mar 1;253:119-26.

[4] Mabhouti, K., Norouzzadeh, P., & Taleb-Abbasi, M. (2023). Journal of Non-Crystalline Solids, 610, 122283.

[5] Norouzzadeh, P., Mabhouti, K., & Rahmani, Z. (2024). Physica Scripta, 99(11), 115524.

انتشار لیزر غیرخطی ضعیف در پلاسمای با الکترون‌های بسیار داغ

مینا نظیفی گیلوان، همایون اشراقی

تهران، نارمک، دانشگاه علم وصنعت ایران، دانشکده فیزیک

چکیده: با در نظر گرفتن تقریب دمای فرانسبیتی اما سرعت سیالی نسبیتی ضعیف (تا مرتبه‌ی دوم) برای الکترون‌ها در یک پلاسما و با فرض ساکن بودن یون‌ها، رابطه‌ی پاشندگی غیرخطی عرضی (تا مرتبه‌ی دوم) به دست می‌آید. نشان داده می‌شود که لحاظ دمای بالا برای الکترون‌ها، اثرات غیرخطی را در مقایسه با پلاسمای سرد کاهش می‌دهد.

کلیدواژه - الکترون‌های بسیار داغ، رابطه‌ی پاشندگی غیر خطی

Propagation of weakly nonlinear laser in a plasma with very hot electrons

Mina Nazifi Gilvan, Homayoon Eshraghi

Physics department of Iran university of science and technology

nazifimina94@gmail.com, esraghi@iust.ac.ir

Abstract: Considering the ultrarelativistic temperature approximation but weak relativistic fluid velocity (up to the second order) for electrons in a plasma and assuming that the ions are at rest the transverse nonlinear dispersion relation (up to the second order) is obtained. It is shown that such temperatures for electrons reduce nonlinear effects compared to the cold plasma.

Keywords: very hot electrons, nonlinear dispersion relation

مقدمه

علی‌رغم کاربرد وسیع لیزرهای پرتوان، همچنان انتشار اختلالات ضعیف هم از دیدگاه نظری و هم از جنبه کاربردی دارای اهمیت می‌باشد، به ویژه روابط پاشندگی غیر خطی می‌تواند درک عمیق‌تری از انتشار اختلالات ایجاد کند. یکی از مشخصه‌های مطالعات غیر خطی ضعیف از بسط همه‌ی کمیت‌ها از جمله ضریب نسبیتی $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ تا مرتبهٔ دوم بدست می‌آید که این بررسی‌ها حجم گسترده‌ای از متون علمی را به خود اختصاص داده‌اند[۱-۵]. چنین غیر خطی‌های ضعیفی اگرچه به قدری شدید نیستند که باعث تلاطم و آشوب شوند اما همچنان منجر به پدیده‌های جالب از جمله نیروی پیشران در دو مقیاس دینامیکی، فرآیندهای رامان، پراکندگی بریلوئن و ناپایداری‌های مدولاسیون و خودکانونی می‌شوند.

در اینجا با تقریب خوبی تابع حالت بی‌دررو را برای الکترون‌های نسبیتی فرض می‌کنیم که سبب می‌شود فشار و چگالی تابعی از دما در نظر گرفته شود. این راهبرد در کار حاضر برای محاسبه‌ی مجدد مدهای غیرخطی با احتساب دما برای الکترون‌ها دنبال می‌شود. مشاهده می‌شود که مشابه پلاسماهای سرد اما با اندکی تفاوت، مربع دامنه‌ی موج در رابطه‌ی پاشندگی ظاهر می‌شود.

داغ بودن الکترونهای پلاسما به معنی در نظر گرفتن اثرات نسبیتی در دمای الکترون‌ها است. به نظر می‌رسد که تقریب گاز فوتونی برای الکترون‌ها که در دماهای بالا بکار می‌رود این مزیت را دارد که محاسبات را ساده‌تر می‌کند و امکان بررسی و حل تحلیلی معادلات را می‌دهد و در عین حال، تفاوت محسوسی در خواص فیزیکی پلاسما ایجاد نمی‌کند یعنی تمام نتایج فیزیکی در این تقریب همچنان معتبرند. علاوه بر این چنین دماهای بالایی دور از واقعیت نیستند، به عنوان مثال، لیزرهای پرقدرت اخیر امکان دستیابی به دماهای فوق نسبیتی را فراهم می‌کند. همچنین، چنین دماهایی در کیهان‌شناسی و اخترفیزیک مانند جهان اولیه، هسته‌های فعال کهکشانی، دیسک‌های برافزایشی و غیره و نیز در پلاسمای داغ الکترون-پوزیترون وجود دارند.

رابطهٔ پاشندگی غیر خطی

با اعمال تقریب دو سیالی برای الکترون‌های داغ و یون‌های سرد و ساکن، به معادله‌ی زیر برای الکترون‌ها می‌رسیم:

$$\frac{Dp}{Dt} := \frac{\partial p}{\partial t} + (v.\nabla)p = -\frac{1}{\gamma}\nabla w - e\left(E + \frac{1}{c}v \times B\right), \quad (۱)$$

که E، B، w و e به ترتیب میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی، آنتالپی ویژه و قدر مطلق بار الکترون می‌باشند. همچنین v سرعت سیالی الکترون‌ها، $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ ضریب نسبیتی و $p = (\gamma w/c^2)v$ تکانه تعمیم یافته برای هر الکترون می‌باشد. با نوشتن میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بر حسب پتانسیل‌های برداری A و نرده‌ای φ و کمی ساده‌سازی می‌توانیم معادله‌ی (۱) را به صورت زیر بنویسیم [۶-۷]:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = v \times \nabla \times P - \nabla(\gamma w - e\varphi), \qquad P := p - \frac{e}{c}A \quad (۲)$$

به سادگی دیده می‌شود که $\nabla \times P \equiv 0$ جواب معتبری برای تاو معادله‌ی (۲) می‌باشد. علاوه بر این، از آنجا که ما فقط با امواج الکترومغناطیسی (عرضی) سروکار داریم پتانسیل الکتریکی برابر صفر می‌شود ($\varphi \equiv 0$) لذا معادلهٔ (۲) را به شکل زیر می‌نویسیم:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\gamma w v}{c^2}\right) = \frac{e}{c}\frac{\partial A}{\partial t} - \nabla(\gamma w). \quad (۳)$$

موجی یک بعدی که در جهت z منتشر می‌شود را در نظر می‌گیریم. یک بعدی بودن به این معناست که $\nabla_\perp \equiv 0$، که با اعمال آن در شرط $\nabla \times P \equiv 0$ می‌توانیم نتیجه بگیریم $P_\perp$ مقدار ثابتی می‌باشد. از آنجا که معمولاً کمیت‌های فیزیکی در بی‌نهایت میرا می‌شوند، مقدار این بردار ثابت را صفر فرض می‌کنیم $P_\perp \equiv 0$، که منجر به رابطهٔ زیر می‌شود:

$$v_\perp = \frac{ec_\perp}{\gamma w} \quad (۴)$$

با کاربرد تقریب فرانسبیتی برای الکترون‌ها تابع آنتالپی به صورت $w \approx 4K_BT$ و چگالی تعداد الکترون‌ها با توان سوم دمای آنها متناسب می‌باشد یعنی $(\acute{n}/n_0) \approx (T/T_0)^3$، که T دمای الکترون‌ها، T_0 دمای آنها در هنگام سکون، ń چگالی الکترون‌ها در چارچوب هم حرکت با سیال الکترونی، n_0 چگالی الکترونها در هنگام سکون است [۸]. از آنجا که چگالی تعداد الکترون‌ها در چارچوب مرجع آزمایشگاه n برابر با γń است، تقریب فرانسبیتی زیر را برای آنتالپی ویژه بدست می‌آوریم:

$$w = 4K_BT = 4K_BT_0\left(\frac{\acute{n}}{n_0}\right)^{\frac{1}{3}} = \lambda_0 m_0 c^2 \left(\frac{n}{n_0}\right)^{\frac{1}{3}} \gamma^{\frac{-1}{3}}. \quad (۴)$$

به منظور تشخیص واضح تر مرتبه‌های کوچکی جملات، در تحلیل غیر خطی معادلات، تبدیلات زیر را اعمال می‌کنیم:

$$\frac{w}{m_0c^2}\to\frac{n}{n_0}\to(1+n),\ \frac{v}{c}\to v,\frac{eA}{m_0c^2}\to A,\quad (۶)$$

$$w,$$

$$ct\to t,\frac{\omega}{c}\to\omega,\ \frac{J}{ecn_0}\left(=\frac{-nv}{cn_0}\right)\to -J(=-(1+n)v)$$

که J چگالی جریان الکترون‌ها می‌باشد. با اعمال تبدیلات (۶) در معادلات اصلی یعنی حرکت، پیوستگی و معادله‌ی آمپر به ترتیب خواهیم داشت:

$$\lambda_0\frac{\partial}{\partial t}\left[\gamma^{\frac{2}{3}}(1+n)^{\frac{1}{3}}v\right]=\frac{\partial A}{\partial t}-\lambda_0\nabla\left[\gamma^{\frac{2}{3}}(1+n)^{\frac{1}{3}}\right],\quad (۷)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(1+n)+\nabla.[(1+n)v]=0\quad (۸)$$

$$[\partial_{tt}-(\nabla^2-\nabla\nabla.)]A=-\omega_{pe}^2(1+n)v.\quad (۹)$$

فرض می‌کنیم موج فرودی ضعیف و دارای قطبش خطی به صورت زیر باشد:

$$A^{(1)}(X,t)=A_1e^{i(K.X-\omega t)}+A_1e^{-i(K.X-\omega t)},\quad (۱۰)$$

که در آن دامنهٔ A_1 حقیقی و از مرتبه‌ی اول کوچکی فرض می‌شود. آنچنان که متداول است در این نوع تحلیل‌های غیر خطی هر کمیتی را به صورت مجموع مرتبه‌های کوچکی مختلف می‌نویسیم[۲]:

$$A=A^{(1)}+A^{(2)}+A^{(3)},$$

$$n=n^{(1)}+n^{(2)}+n^{(3)},\quad (۱۱)$$

$$v=v^{(1)}+v^{(2)}+v^{(3)}$$

اندیس بالایی مربوط به مرتبه‌ی کوچکی هر کمیت می‌باشد. با جایگذاری بسطهای (۱۱) در معادلات (۷)، (۸) و (۹) این معادلات را مرتبه‌بندی کرده سپس مولفه‌های فوریه‌ی کمیت‌ها را در هر مرتبه بدست می‌آوریم که تا مرتبه‌ی دوم به نتایج زیر منجر می‌شود.

$$n_{\circ_1}^{(1)}(\omega,k)=0,\quad (۱۲)$$

$$v_{\circ_1}^{(1)}(\omega,k)=\frac{1}{\lambda_0}A_{\circ_1}^{(1)}(\omega,k)=\frac{1}{\lambda_0}A_1\quad (۱۳)$$

$$k^2=\omega^2-\frac{\omega_{pe}^2}{\lambda_0},\quad (۱۴)$$

$$n_{\circ_1}^{(2)}(\acute{\omega},\acute{k})=\frac{\acute{k}.v_{\circ_1}^{(2)}(\acute{\omega},\acute{k})}{\acute{\omega}},\quad (۱۵)$$

$$v_{\circ_1}^{(2)}(\acute{\omega},\acute{k})=\frac{1}{1-\frac{\acute{k}^2}{3\acute{\omega}^2}}\left(\frac{A_{\circ_1}^{(2)}(\acute{\omega},\acute{k})}{\lambda_0}+\frac{\acute{k}}{3\acute{\omega}}v_{\circ_1}^{(1)^2}(\omega,k)\right),\quad (۱۶)$$

$$\acute{\omega}^2A_{\circ_1}^{(2)}(\acute{\omega},\acute{k})=\omega_{pe}^2v_{\circ_1}^{(2)}(\acute{\omega},\acute{k}),\quad (۱۷)$$

که در آن $\acute{\omega}=2\omega$ و $\acute{k}=2k$ و همچنین $A^{(2)}||k||v^{(2)}$.

با جایگذاری معادلهٔ (۱۷) در معادلهٔ (۱۶) خواهیم داشت:

$$v_{\circ_1}^{(2)}(\acute{\omega},\acute{k})=\frac{\lambda_0\acute{\omega}}{\lambda_0(3\acute{\omega}^2-\acute{k}^2)-3\omega_{pe}^2}v_{\circ_1}^{(1)^2}(\omega,k)\,\acute{k}\quad (۱۸)$$

با جایگذاری معادله‌ی بالا در معادله‌ی (۱۵) خواهیم داشت:

$$n_{\circ_1}^{(2)}(\acute{\omega},\acute{k})=\frac{\lambda_0\acute{k}^2}{\lambda_0(3\acute{\omega}^2-\acute{k}^2)-3\omega_{pe}^2}v_{\circ_1}^{(1)^2}(\omega,k).\quad (۱۹)$$

نهایتاً برای بدست آوردن جملات مرتبه‌ی سوم، فرض‌های سازگار $k\perp A^{(1)}\parallel v^{(1)}$ و $A^{(3)}\equiv 0$ را اعمال کرده به نتایج زیر می‌رسیم:

$$v_{\circ_1}^{(3)}(\omega,k)=-\frac{2}{3}\left(v_{\circ_1}^{*(1)}(\omega,k).v_{\circ_1}^{(1)}(\omega,k)\right)v_{\circ_1}^{(1)}(\omega,k)-\frac{1}{3}\left(v_{\circ_1}^{(1)^2}(\omega,k)\right)v_{\circ_1}^{*(1)}(\omega,k)-\frac{n_{\circ_1}^{(2)}(\acute{\omega},\acute{k})}{3}v_{\circ_1}^{*(1)}(\omega,k),\quad (۲۰)$$

که در آن $v_{\circ_1}^{*(1)}(\omega,k)=v_{\circ_1}^{(1)}(-\omega,-k)$.

با نوشتن معادله‌ی (۹) در مرتبه‌ی سوم و جایگذاری روابط بالا در آن نهایتاً به رابطه‌ی پاشندگی غیر خطی برای پلاسمای بسیار داغ می رسیم:

$$k^2=\omega^2-\frac{\omega_{pe}^2}{\lambda_0}+\frac{\omega_{pe}^2}{\lambda_0^3}\frac{16\ _0\omega^2+11\omega_{pe}^2}{3(8\lambda_0\omega^2+\omega_{pe}^2)}A_1^2\quad (۲۱)$$

این رابطه‌ی پاشندگی شبیه به رابطه‌ی پاشندگی برای پلاسمای سرد می‌باشد[۳]:

$$k^2=\omega^2-\frac{\omega_{pe}^2}{\lambda_0}+\frac{\omega_{pe}^2}{\lambda_0^3}\left(1-\frac{2}{3}\frac{k^2\lambda_0}{\lambda_0(3\omega^2-k^2)-(3/4)\omega_{pe}^2}\right)A_1^2\quad (۲۲)$$

دیده می‌شود که جمله‌ی غیر خطی که متناسب با مجذور دامنه است در پلاسمای با الکترون‌های بسیار داغ کوچکتر از جمله‌ی مشابه در پلاسمای سرد است.

نتیجه‌گیری

مشاهده می‌شود که در نظر گرفتن دما برای پلاسما، میزان غیر خطی بودن پدیده‌ها و همچنین بسامد قطع را نسبت به پلاسمای سرد کاهش می دهد.

مرجع‌ها

[1] C.J. McKinstrie and R. Bingham, Stimulated Raman forward scattering and the relativistic modulational instability of light waves in rarefied plasma, Phys.Fluids B4, 2626(1992).

[2] C. J. McKinstrie and R. Bingham, The modulational instability of coupled waves, Phys.Fluids B1, 230(1989).

[3] C. Max, J. Arons, and A. Bruce Langdon, Self-modulation and self-focusing of electromagnetic waves in plasmas, Phys. Rev Lett. 33,209 (1974).

[4] Pallavi, Singh, Ram Gopal, Upadhyay, Ajay,k.upadhyay, Pulse distortion and modulation instability in laser plasma interaction, Phys. Plasmas 16,013107(2009).

[5] Pallavi Jha, Rohit K. Mishra, Ajay K. Upadhyaya, and Gautav Raj, Self-focusing of intense laser beam in magnetized plasma, Phys. Plasmas 14,093107 (2007).

[6] H. Eshraghi, On the vortex dynamics in fully relativistic plasmas, Phys. Plasmas10,9, 3577-3583 (2003).

[7] M. Lontano, S. Bulanov, J. Koga, One-dimensional electromagnetic solitons in a hot electron-positron plasma. Phys. Plasmas 8, 12(2001).

[8] L.N. Tsintsadze, Relativistic shock waves in an electron–positron plasma. Phys.Plasmas 2, 4462-4469 (1995).

ارتقا و بهینه سازی رگیاب اپتیکی با استفاده از پردازش تصویر و هوش مصنوعی

محسن باهوش[۱]، حمیدرضا سلیمانی[۲]، محمد امیری[۲]، بیژن غفاری[۱]، شهاب نوروزیان علم*[۱]

۱-دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران

۲-دانشکده شمسی پور، دانشگاه ملی مهارت، تهران، ایران

چکیده - در این پژوهش، سیستم رگ‌یاب قابل حمل بر پایه فناوری مادون قرمز نزدیک طراحی شده است که با تابش نور به پوست و پردازش تصویر، رگ‌ها را با کنتراست بالا نمایش می‌دهد. روش بازتابی، با جذب نور مادون قرمز توسط دئوکسی هموگلوبین، موجب تشخیص رگ‌ها به‌صورت خطوط تیره می‌شود. برای بهبود دقت، از روش های پردازش تصویر مانند فیلترهای GaussianBlur و CLAHE جهت کاهش نوفه و افزایش کنتراست استفاده شده است. همچنین، الگوریتم‌های تشخیص لبه نظیر Frangi و آستانه‌گذاری Otsu و شبکه عصبی شبه U-Net بر روی رزبری پای برای بهبود تشخیص به کار رفته‌اند. بررسی مولفه هایی چون شاخص توده بدنی، رنگ پوست و دما نیز برای بهینه‌سازی عملکرد دستگاه در شرایط مختلف انجام شده است. نتایج نشان می‌دهد این سیستم با دقت بالا(حدود ۹۲ درصد)، قابلیت حمل و هزینه پایین، می‌تواند در محیط‌های پزشکی و درمانی به‌کار گرفته شود.

کلیدواژه - رگ‌یاب، مادون قرمز نزدیک، هوش مصنوعی، پردازش تصویر، بهینه‌سازی عملکرد

Enhancement and Optimization of Optical Vein Finder Using Image Processing and Artificial Intelligence

Mohsen bahoush [1] , Hamidreza soleymani [2] , Muhammad amiri [2] , Bijan ghaffari [1] , Shahab norouzianalam [*1]

1-departeman of physics, Iran university of science and technology, Tehran, Iran

2-Shamsipour Faculty, National University of Skills, Tehran, Iran

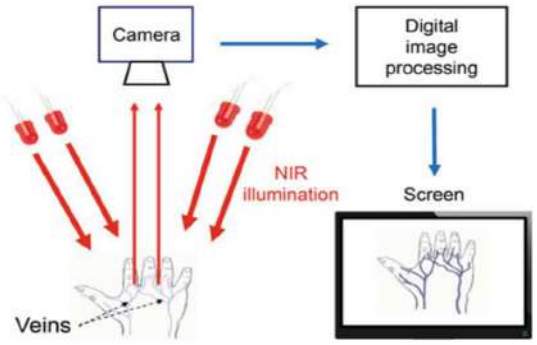
norouzian@iust.ac.ir , mohsen_bahoush@physics.iust.ac.ir

Abstract- In this study, a portable vein detection system based on Near-Infrared (NIR) technology is designed, which uses light irradiation on the skin and image processing to display veins with high contrast. The reflective method, leveraging the absorption of NIR light by deoxyhemoglobin, enables vein detection as dark lines. To enhance accuracy, image processing techniques such as GaussianBlur and CLAHE filters are employed for noise reduction and contrast enhancement. Additionally, edge detection algorithms like Frangi and Otsu thresholding, along with a pseudo U-Net neural network, are implemented on a Raspberry Pi for improved detection. Parameters such as body mass index (BMI), skin tone, and temperature are also evaluated to optimize the device's performance under various conditions. Results indicate that this system, with its high accuracy, portability, and low cost, can be effectively utilized in medical and healthcare environments.

Keywords: Vein finder, near infrared, artificial intelligence, image processing, performance optimization

مقدمه

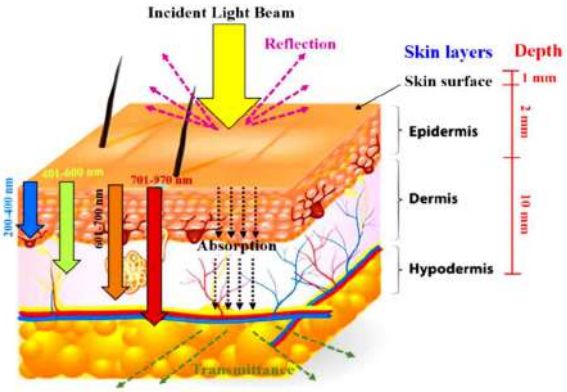
فناوری تشخیص رگ با استفاده از نور مادون قرمز نزدیک (NIR) در حوزه‌های مختلفی مانند مراقبت‌های بهداشتی و زیبایی‌شناسی کاربرد دارد. سیستم های رگ‌یاب قابل حمل با تابش نور(NIR) به پوست، اختلاف روشنایی بین رگ‌ها و بافت های اطراف را ایجاد کرده و تصویری از رگ ها را بی درنگ به نمایش می‌گذارند. در این فرآیند، دوربین تصاویر ناحیه روشن‌شده را ثبت کرده و پس از پردازش تصویر، رگ‌ها با وضوح و کنتراست بالا نمایش داده می‌شوند. برای بهبود دقت این سیستم‌ها، از روش‌های پیشرفته پردازش تصویر مانند آستانه‌گذاری تطبیقی و روش های مورفولوژیکی استفاده می‌شود که می‌توانند نوفه هایی همچون موهای دست را کاهش دهند. در این پژوهش، روش بازتابی برای شبیه‌سازی رگ‌ها استفاده شده است. این روش، با جذب نور مادون قرمز توسط دئوکسی هموگلوبین خون، رگ‌ها را به‌صورت خطوط تیره نمایان می‌کند. بازتابی بودن این روش، به مصرف انرژی کمتر و امکان ساخت دستگاه‌های قابل حمل منجر می‌شود (شکل ۱).



شکل ۱: رگ یاب مبتنی بر نور منعکس شده[11]

بازتاب و پراکندگی نور در بافت

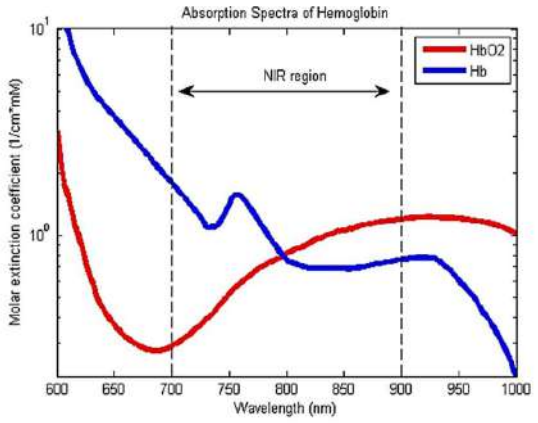
هنگامی که نور به سطح پوست می‌رسد، بخش کمی از آن (۴-۶ درصد) بازتابیده شده و بخش عمده‌ای از آن وارد لایه‌های زیرین پوست می‌شود. در این لایه‌ها، جذب و پراکندگی نور عمدتاً توسط مولکول‌های آب، ملانین و هموگلوبین صورت می‌گیرد. هموگلوبین موجود در خون سیاهرگ‌ها نور مادون قرمز را بیشتر از بافت‌های اطراف جذب می‌کند که باعث افزایش کنتراست تصویر می‌شود. طول موج‌های نزدیک به مادون قرمز در بازه ۷۴۰nm تا ۹۴۰ nm به دلیل توانایی نفوذ بالا و تفاوت در جذب و پراکندگی در بافت‌ها، گزینه مناسبی برای شناسایی رگ‌ها هستند(شکل ۲).



شکل ۲: تعامل نور با لایه‌های پوست: بازتاب، جذب و عبور[12]

شناسایی طول موج بهینه

طول موج‌های مختلف تاثیرات متفاوتی بر نفوذ نور و جذب هموگلوبین دارند. برای مثال، هموگلوبین بدون اکسیژن بیشترین جذب را در طول موج ۷۶۰ nm دارد، در حالی که هموگلوبین اکسیژن‌دار در طول موج‌های بین ۸۵۰ nm تا ۹۶۰ nm جذب بیشتری دارد. این طول موجها برای شناسایی سیاهرگ ها و سرخرگ‌ها به کار می‌روند (شکل۳).

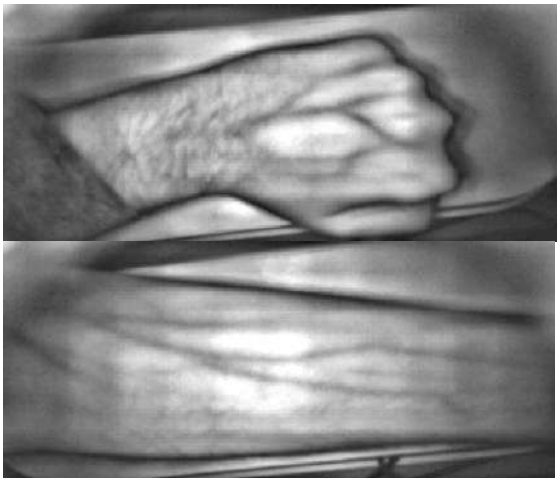


شکل ۳: ضرا یب جذب هموگلو بین اکسیژن دار، هموگلو بین بدون اکسیژن

پیش پردازش

در اولین مرحله برای تشخیص رگ باید فرآیند پیش پردازش طی شود. این مرحله بر طبق (unsupervised deep) پیش رفته است با این تفاوت که به دلیل نیاز به تصویر برداری بی درنگ،

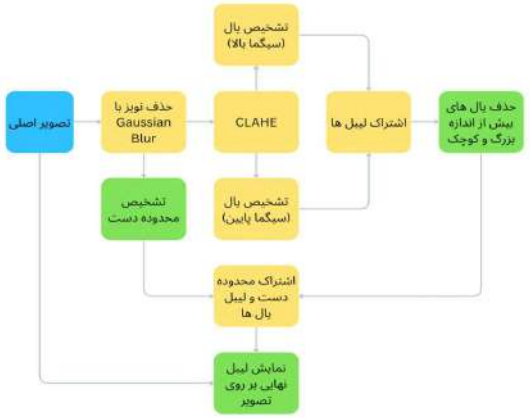
استفاده از الگوریتم n4 امکان پذیر نیست. همچنین برای حذف نوفه تصویر از فیلتر GaussianBlur استفاده میشود، البته استفاده از GaussianBlur با کرنل بالا موجب تار شدن مو ها و تشخیص نادرست میشود پس این فیلتر با کرنلی با سایز کمینه (3x3) اعمال میشود. سپس برای افزایش کنتراست ، فیلتر CLAHE روی تصویر اعمال میشود و در انتها یک ماسک از منطقه مورد نظر (ROI) توسط Connected Components محاسبه میشود تا به وسیله آن بین دست و محیط تمییز داده شود(شکل۴).



شکل۴: تصاویر دریافتی پیش پردازش

تشخیص رگ

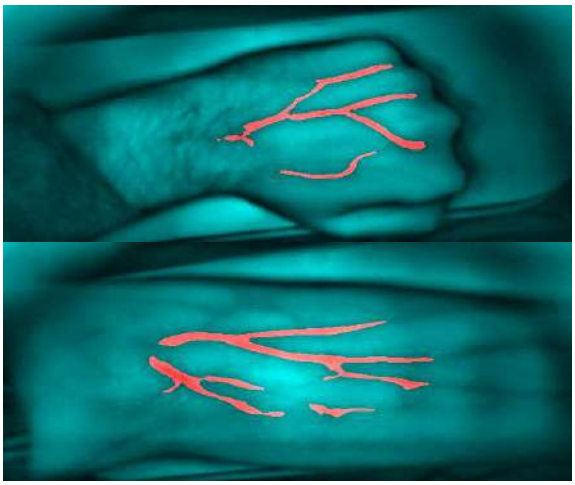
در مرحله بعد، برای تشخیص رگ ها میتوان از الگوریتم های تشخیص یال استفاده کرد. برای این کار، بر خلاف unsupervised deep که از hessian استفاده کرده است، از الگوریتم frangi استفاده شده است. سپس با آستانه گذاری تصویر میتوان به فیلتر مورد نظر دست یافت. برای این کار از آستانه‌گذاری otsu استفاده شده است که در مقایسه با آستانه گذاری به نسبت فراوانی رنگ تصدانه ها افزوده ها و نوفه کمتری دارد. در انتها افزوده های برچسب به دست آمده با استفاده از ماسک مرحله قبل حذف میشود(شکل۵).



شکل۵: ترسیمه الگوریتم پردازش تصویر

تشخیص رگ با شبکه عصبی

با استفاده از روش برچسب گذاری که مطرح شد، میتوان تصاویر رگ را برچسب گذاری کرد تا برای آموزش مدل ما مورد استفاده قرار گیرد. مدل استفاده شده در دستگاه یک مدل شبه U-Net است که برای اجرا شدن روی رزبری پای، تا حد ممکن کوچک شده است(شکل۶).



شکل۶: تصاویر دریافتی پردازش شده



شکل۷: تصویر دستگاه ساخته شده

مقایسه با دستگاه‌های پیشین

این دستگاه نسبت به نمونه‌های پیشین از چندین مزیت برجسته برخوردار است. نخست، از روش بازتابی استفاده می‌کند که باعث افزایش دقت در تشخیص رگ‌ها می‌شود. دقت دستگاه به میزان قابل توجهی افزایش یافته و از حدود ۸۵ درصد در نمونه‌های قبلی به ۹۲ درصد رسیده است. دوم، این دستگاه از هوش مصنوعی برای پردازش تصاویر و شناسایی رگ‌ها بهره می‌برد. الگوریتم‌های هوش مصنوعی مانند شبکه عصبی شبه U-Net قابلیت شناسایی دقیق و مشخص کردن رگ‌های دست را فراهم کرده‌اند. سوم، طراحی کوچک و سبک این دستگاه، همراه با کاهش مصرف انرژی، قابلیت حمل آسان را فراهم کرده است. در نهایت، هزینه تولید این دستگاه تقریباً ۳۰ درصد کمتر از نمونه‌های مشابه پیشین برآورد شده است، که آن را به گزینه‌ای اقتصادی و کارآمد برای استفاده در محیط‌های پزشکی تبدیل می‌کند(شکل۷).

نتیجه‌گیری

این پژوهش سیستم رگ‌یابی قابل حملی را معرفی کرده که با فناوری مادون قرمز نزدیک (NIR) و پردازش تصویر پیشرفته، رگ‌ها را با دقت بالا و کنتراست مناسب نمایش می‌دهد. استفاده از فیلترهای GaussianBlur و CLAHE برای حذف نوفه و الگوریتم‌های Frangi و Otsu برای تشخیص لبه‌ها از ویژگی‌های کلیدی این سیستم است. بهره‌گیری از شبکه عصبی شبه U-Net، بهینه‌شده برای Raspberry Pi، دقت بالا و هزینه تولید پایین را تضمین کرده است. این دستگاه با قابلیت حمل و سازگاری با شرایط مختلف مانند شاخص توده بدنی (BMI)، رنگ پوست و دما، گزینه‌ای مناسب برای کاربردهای پزشکی نظیر خون‌گیری و تزریق است. توسعه‌های آینده می‌تواند شامل سنسورهای پیشرفته‌تر و الگوریتم‌های یادگیری عمیق‌تر باشد.

مرجع‌ها

[۱] کریمی، علی و همکاران، پردازش تصویر و کاربردهای آن در پزشکی و تشخیص‌های بالینی، انتشارات دانشگاه صنعتی شریف، ۱۳۹۳.

[۲] عزیزی، حسین، مدل‌سازی و پردازش تصاویر پزشکی با استفاده از الگوریتم‌های هوش مصنوعی، انتشارات دانشگاه تهران، ۱۳۹۷.

[۳] هاشمی، محمد، کاربرد سیستم‌های رگ‌یاب نوری در پزشکی و تشخیص بیماری‌ها، مجله علوم نوری ایران، دوره ۱۰، شماره ۱، صفحات ۱۵-۲۵، ۱۴۰۰.

[۴] حسینی، سید عباس، پردازش تصویر پزشکی با استفاده از شبکه‌های عصبی مصنوعی، مجله علم و فناوری پزشکی، شماره ۹، صفحات ۳۴-۳۹، ۱۳۹۶.

[5] J. Smith et al., "Development of portable NIR-based vein finding system," Journal of Medical Engineering, vol. 10, no. 2, pp. 123-134, 2021.C.

[6] A. Khan and M. Zhang, "Image processing techniques for noise reduction in NIR systems," Journal of Optical Imaging, vol. 25, pp. 56-65, 2019.

[7] B. Lee and S. Kim, "Enhancing image contrast in optical vein finders," Medical Image Processing, vol. 34, pp. 77-83, 2020.

[8] F. Garcia et al., "Frangi algorithm for edge detection in vein imaging," IEEE Trans. on Image Processing, vol. 28, no. 4, pp. 587-598, 2021.

[9] C. Zhao et al., "Otsu's method in vein detection," Pattern Recognition Letters, vol. 45, pp. 33-42, 2022.

بهینه‌سازی پارامترهای تشدیدگر لیزری به روش الگوریتم ژنتیک

محمد فلاح نژاد[1]، مهدی شایگان‌منش[1]، و محمد حسین مهدیه[1]*

[1]دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران

چکیده- الگوریتم ژنتیکی یک روش جستجو و بهینه‌سازی مبتنی بر اصول تکامل طبیعی مانند انتخاب طبیعی، تلاقی و جهش است. این الگوریتم برای یافتن پاسخ بهینه یا نزدیک بهینه در مسائل پیچیده استفاده می‌شود. در این مقاله، برنامه‌ای با زبان برنامه‌نویسی پایتون توسعه داده شده است که به کمک روش الگوریتم ژنتیکی، یک تشدیدگر لیزری را طراحی می‌کند. در طراحی بهینه ترکیب‌های ممکن از شعاع انحنای آینه‌ها و طول تشدیدگر را، با توجه به محدوده‌های تعیین‌شده، به کاربر پیشنهاد می‌دهد.

کلید واژه- الگوریتم ژنتیکی، بهینه‌سازی، پایتون، تشدیدگر لیزر.

Optimization of Laser Resonator Parameters Using Genetic Algorithm

Mohammad Fallah Nezhad[1], Mahdi Shayganmanesh[1], and Mohammad Hossein Mahdieh[1]*

[1]Deparment of Physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

* mahdm@iust.ac.ir

Abstract- The genetic algorithm is a search and optimization method based on natural evolutionary principles such as natural selection, crossover, and mutation. This algorithm is used to find the optimal or near-optimal solution to complex problems. In this paper, a program developed in Python uses the genetic algorithm to design a laser resonator. In the optimal design, the algorithm suggests possible combinations of mirror curvature radii and resonator length to the user, taking into account the specified ranges.

Keywords: Genetic Algorithm, Laser Resonator, Optimization, Python

1. Introduction

Laser systems require precise tuning of parameters such as the mirror curvature radius and the spacing between them within the resonator to optimize performance. Traditional optimization methods often encounter difficulties when addressing high-dimensional, nonlinear spaces. The genetic algorithm, inspired by the principles of natural evolution, is well-suited to these complex problems. Due to its flexibility, adaptability, and capacity to avoid local optima, the genetic algorithm provides an effective solution for optimizing the design of laser resonators.

2. Overview of the Genetic Algorithm

The genetic algorithm is a population-based approach that evolves solutions using principles of selection, crossover, and mutation. In this algorithm, each solution, or "individual," represents a set of parameters for laser resonator design. These individuals are evaluated based on a fitness function, which assesses the optimality of each parameter combination according to specified criteria. With each generation, the population moves toward better solutions, ultimately converging on an optimal or near-optimal design which will be defined in fitness function.

3. Genetic Algorithm Design

The genetic algorithm for optimizing laser resonator parameters is implemented in Python and follows these steps:

3.1. Parameter Definition

Ranges are set for parameters such as the curvature radius of the mirrors and the distance between them, allowing the algorithm to search for the best values within these limits.

3.2. Fitness Function

A fitness function is defined to evaluate the suitability of each parameter combination. This function is designed the resonator spacing based on mirror curvature.

3.3. Selection

Based on fitness scores, individuals with higher scores are more likely to be selected to produce the next generation. This increases the likelihood of passing high-quality traits to subsequent generations.

3.4. Crossover and Mutation

By combining traits from two individuals and introducing small random changes, the population gradually moves toward optimal parameter values, defined in fitness function.

This iterative approach ensures that, over successive generations, the algorithm converges on a set of parameters that enhance laser resonator performance[1].

4. Mathematical Relations for Mirror Stability in Resonators

In laser resonators, the stability of the laser beam is influenced by the mirror curvature radii and the distance between the mirrors. Stability conditions are used to define the relationship between these curvature radii and the mirror spacing, ensuring that the laser beam remains confined within the resonator, thus enhancing system efficiency.

For a resonator with two mirrors, stability is described using parameters g_1 and g_2, defined as:

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}, g_2 = 1 - \frac{L}{R_2} \quad (1)$$

where:

L is the distance between the two mirrors,

R_1 and R_2 are the radii of curvature of the mirrors

The stability criterion for a resonator is given by the condition:

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1 \quad (2)$$

When this inequality is satisfied, the resonator is stable, meaning that the laser beam will remain within the resonator cavity, leading to improved performance and higher system gain. This stability criterion is fundamental in designing efficient laser resonators[2].

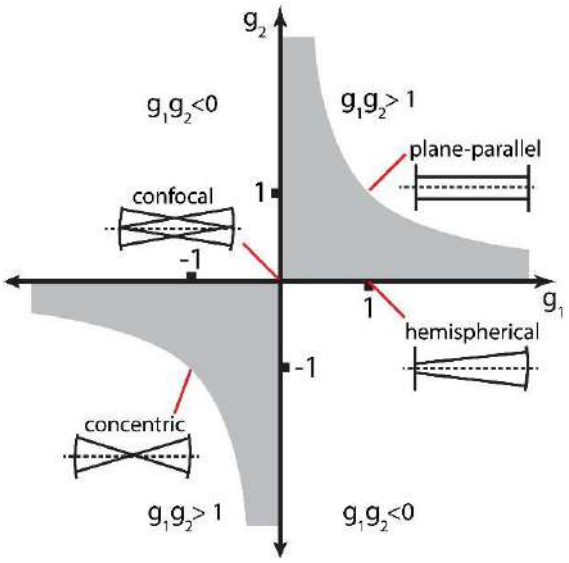


Fig. 1: The axes represent g_1 and g_2, The shaded area indicates the stable region.[3]

To illustrate the stability regions for a laser resonator based on the parameters g_1 and g_2, we can create a stability diagram. This diagram typically shows the stable combinations of g_1 and g_2 values, where the stability criterion holds.

5. Advantages of the Genetic Algorithm

The genetic algorithm demonstrated several advantages in this application[4]:

5.1. Flexibility

The algorithm is highly adaptable to complex, nonlinear design spaces, as it does not require derivatives for optimization. This flexibility makes it suitable for a wide range of engineering problems.

5.2. Convergence Speed

The algorithm rapidly approached optimal values within the initial generations, making it effective for quick optimizations.

6. Extending the Algorithm to Other Parameters

While this study focused on optimizing mirror curvature radii and spacing, the genetic algorithm's adaptable structure allows it to be applied to other laser system parameters as well. Variables such as beam width, wavelength, or laser output power can be optimized using the same approach, leading to an overall improvement in system design.

7. Result

The genetic algorithm can be considered a usefull tool in optimising the laser cavity parameters, while introducing a set of initial numbers for mirror radii and defining a fitness target for g_1 and g_2 this tool proved to be efficient in case of calculating the cavity length based on steps explained earlier.

For the sake of comparability on Table I, after getting the answer of cavity length as the distance, a final calculated $g_1 \cdot g_2$ column is added to see the difference of the target number and the answer.

Table I. Results of the algorithm

Target $g_1 \cdot g_2$	Mirror Radius 1 (m)	Mirror Radius 2 (m)	Distance (m)	Calculatd $g_1 \cdot g_2$
0.60	0.711	0.776	0.5	0.55
0.25	2.024	3.081	1.0	0.339
0.15	1.819	2.543	1.2	0.179
0.01	2.632	3.383	2.75	0.008
0.00	3.475	5.000	5.0	0.00
0.075	4.077	6.554	5.3	0.0575
0.5	3.219	4.060	6.0	0.416

References

[1] A. Pétrowski and S. Ben-Hamida, Evolutionary Algorithms. Hoboken, NJ, USA: Wiley, 2017.

[2] W.T. Silfvast, Laser Fundamentals, Cambridge University Press, 2004.

[3] H.J. Eichler, J. Eichler, and O. Lux, "Optical Resonators," in Lasers, Springer Series in Optical Sciences, vol. 220, Springer, Cham, 2018, pp. 1-12. doi: 10.1007/978-3-319-99895-4_12.

[4] C.-M. Tsai, Y.-C. Fang, and C.-T. Lin, "Application of genetic algorithm on optimization of laser beam shaping," Optics Express, vol. 23, pp. 15877-15887, 2015.

مهندسی عملگر تغییردهنده‌ی مدهای زمانی کوانتومی

محمد آقازاده، رحمان نوروزی

دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه، زنجان،

چکیده - مدهای زمانی یکی از درجات آزادی اصلی فوتون‌ها هستند که می‌توانند اطلاعات کوانتومی را در فضای هیلبرت با ابعاد بالا حمل کنند. این مدها به دلیل خاصیت مقاومت در برابر پاشندگی و سازگاری با سیستم‌های مبتنی بر فیبر نوری، ابزار قدرتمندی برای کاربردهای اطلاعات کوانتومی به شمار می‌روند. با این وجود، نبود ابزارهای کافی برای مهندسی و تغییر مدهای زمانی در سیستم‌های کوانتومی با ابعاد بالا، چالشی اساسی است. در این پژوهش، با ترکیب چند دروازه‌ی تپ کوانتومی (QPG) ابزاری با عنوان تغییردهنده‌ی مدهای زمانی طراحی و ارائه شده است که قادر به مهندسی و تغییر مدهای زمانی فوتون‌ها است. نتایج به‌دست آمده نشان می‌دهد که ابزار پیشنهادی می‌تواند مدهای زمانی را با بازدهی بالا و به‌طور انتخابی تا چهار بعد تغییر دهد. همچنین، این ابزار در تولید حالت‌های درهم‌تنیده با ابعاد بالا عملکرد موفقی داشته و می‌تواند در کاربردهای پیشرفته‌ای نظیر ارتباطات کوانتومی و رمزنگاری استفاده شود.

کلیدواژه- تولید فرکانس مجموع، حالت‌های درهم‌تنیده با ابعاد بالا، دروازه تپ کوانتومی، مدهای زمان.

Quantum Temporal Mode Shifter Engineering

Mohammad Aghazadeh, Rahman Nouroori

Physics Department, Institute for Advanced Studies at Basic Sciences, Zanjan, Iran

m_aghazadeh@iasbs.ac.ir

Abstract- Temporal modes are one of the main degrees of freedom of photons that can carry quantum information in high-dimensional Hilbert space. These modes are considered a powerful tool for quantum information applications due to their scattering resistance and compatibility with fiber-optic systems. However, the lack of sufficient tools for engineering and shifting temporal modes in high-dimensional quantum systems is a major challenge. In this study, a device called temporal mode shifter is designed and presented by combining multiple quantum pulse gates (QPG) that is capable of engineering and shifting the temporal modes of photons. The results obtained show that the proposed device can shift temporal modes with high efficiency and selectively up to four dimensions. Also, this device has been successful in generating high-dimensional entangled states and can be used in advanced applications such as quantum communication and cryptography.

Keywords: Sum Frequency Generation, High-dimensional Entangled States, Quantum Pulse Gate, Temporal Modes.

مقدمه

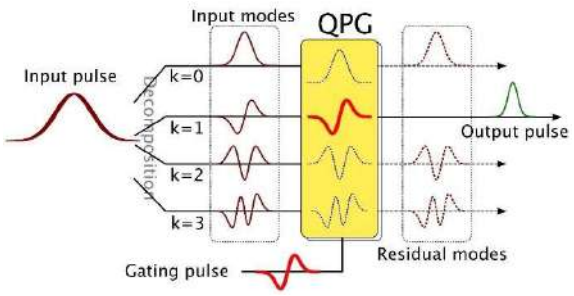
درهم‌تنیدگی کوانتومی به‌عنوان یکی از نتیجه‌های کلیدی مکانیک کوانتومی، نقش اساسی در توسعه فناوری‌های نوین کوانتومی ایفا می‌کند. این پدیده، که امکان ایجاد ارتباطات امن و کارآمد در شبکه‌های کوانتومی و پردازش اطلاعات کوانتومی را فراهم می‌آورد، توجه زیادی را در حوزه‌های مختلف علمی و صنعتی به خود جلب کرده است. به‌ویژه، افزایش نیاز به ارتباطات امن و قابلیت پردازش اطلاعات در ابعاد بالا، انگیزه‌ای قوی برای توسعه ابزارها و روش‌های جدید در این زمینه فراهم کرده است. در این مقاله، ما یک ابزار برای تغییر مدهای زمانی کوانتومی ارائه می‌دهیم که می‌تواند مدهای زمانی فوتون‌ها را به‌طور کارآمد تغییر (Shift) دهد. این ابزار، به‌طور ویژه، برای تولید فوتون‌های درهم‌تنیده در ابعاد بالا طراحی شده است و می‌تواند گامی مهم در مسیر توسعه منابع پیشرفته برای کاربردهای کوانتومی، از جمله رمزنگاری کوانتومی و محاسبات کوانتومی، باشد.

مدهای زمانی و دروازه‌ی تپ کوانتومی

مدهای زمانی (TM) نمایانگر حالت‌های میدان-متعامد زمانی-فرکانسی هستند که می‌توانند اطلاعات کوانتومی را در فضاهای هیلبرت با ابعاد بالا حمل کنند. مدهای زمانی همانند قطبش، مدهای مکانی و فرکانس یکی از درجات آزادی اصلی برای فوتون به حساب می‌آیند. در اصل، یک مد زمانی نشان‌دهنده یک بسته‌موج متمایز با پروفایل طیفی و زمانی خاص است که به دلیل مقاومت در برابر پاشندگی رنگی و سازگاری با سیستم‌های فیبر تک‌مدی، رویکردی قدرتمند برای کاربردهای اطلاعات کوانتومی مبتنی بر فوتون ارائه می‌دهد [۱و۲]. یک حالت کوانتومی تک‌فوتونی در مبنای یک مد زمانی خاص می‌تواند به عنوان ترکیبی از مدهای تک‌رنگ با دامنه طیفی $f_j(\omega)$ بیان شود [۲]:

$$|A_j\rangle = \int \frac{d\omega}{2\pi} f_j(\omega) a^\dagger(\omega)|0\rangle \qquad (۱)$$

که در آن $a^\dagger(\omega)$ عملگر ایجاد فوتون در فرکانس ω است و $f_j(\omega)$ شکل طیفی مد زمانی j ام را توصیف می‌کند. برای یک قطبش و پروفایل فضایی ثابت، هر حالت کوانتومی تک‌فوتونی می‌تواند به صورت ترکیب خطی از مدهای زمانی بسط یابد و یک پایه‌ی کامل برای درجه آزادی زمان-فرکانس فوتون را تشکیل دهد. دروازه‌ی تپ کوانتومی (QPG) یک ابزار پیشرفته است که بر پایه‌ی فرآیند غیرخطی تولید فرکانس مجموع (SFG) طراحی شده است.



شکل ۱: طرحواره‌ی عملکرد دروازه تپ کوانتومی. QPG به‌صورت انتخابی با استفاده از یک تپ دروازه‌ی قوی، یک مد زمانی هدف را که با تپ دروازه به‌لحاظ ساختار مدی تطابق دارد، از تپ ورودی به یک بسامد جدید در مد زمانی پایه تبدیل می‌کند [۱].

به‌گونه‌ای که در شکل ۱ نشان داده شده است، QPG امکان انتخاب یک مد زمانی خاص از یک تپ ورودی چندمدی را با تطبیق ساختار مدی یک تپ دروازه‌ای قوی فراهم می‌کند. از طریق این تعامل، QPG یک مد دلخواه را به طور انتخابی به فرکانسی متفاوت تبدیل می‌کند، در حالی که سایر مدها بدون تغییر باقی می‌مانند [۱]. اگر $|A_j\rangle$ و $|C\rangle$ به ترتیب مد پهن‌باند هدف و خروجی باشند، می‌توان عملگر QPG را با بازدهی $\eta = \sin^2(\theta_j)$ به صورت [۲]:

$$Q_j^{(\eta)} = \mathbb{I} - |A_j\rangle\langle A_j| - |C\rangle\langle C| + \sin(\theta_j)\left(|C\rangle\langle A_j| - |A_j\rangle\langle C|\right) + \cos(\theta_j)\left(|A_j\rangle\langle A_j| + |C\rangle\langle C|\right) \qquad (۶)$$

نوشت که در آن بازدهی η احتمال تبدیل فوتون از مد $|A_j\rangle$ به $|C\rangle$ را نشان می‌دهد.

تولید فوتون‌های درهم‌تنیده در ابعاد بالا با استفاده از همسانی مسیر

فوتون‌های درهم‌تنیده با ابعاد بالا مزایایی از جمله افزایش تراکم داده، بهبود امنیت، و مقاومت در برابر نویز دارند. یکی از روش‌های تولید این فوتون‌ها، درهم‌تنیدگی از طریق همسانی مسیر است که به روش هاردی معروف است [۵]. در یک پیکربندی مطابق شکل ۲ (الف)، دو بلور غیرخطی به‌طور همدوس پمپ می‌شوند و با هم‌پوشانی مسیر فوتون‌های تولیدشده، روش هاردی برای تولید فوتون‌های درهم‌تنیده

پیاده‌سازی می‌شود. هنگامی که ویژگی‌های مختلفی مانند قطبش یا اندازه حرکت مداری (OAM) بین مسیرها تغییر داده می‌شود، این روش می‌تواند جفت فوتون‌های درهم‌تنیده در زیرفضای هیلبرت مربوطه ایجاد کند [۳]. با تعمیم روش هاردی مطابق شکل ۲ (ب)، درهم‌تنیدگی در ابعاد بالا امکان پذیر است [۴]. یک جفت فوتون می‌تواند در یکی از چندین بلور غیرخطی تولید شود. در نتیجه، فوتون‌های تولیدشده از هر بلور با فوتون‌های تولیدشده در دیگر بلورها تمییزناپذیر هستند و یک برهم‌نهی همدوس از چندین مسیر گسیل ایجاد می‌شود [۳و۴]. حالت درهم‌تنیده حاصل برای d بلور SPDC به صورت زیر بیان می‌شود:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{d}}(|0,0\rangle + |1,1\rangle + \cdots + |d-1, d-1\rangle) \qquad (۱۰)$$

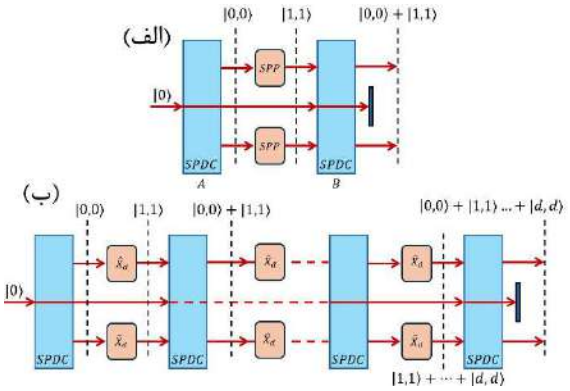
که در آن هر جمله نمایانگر یک مد خاص ممکن است که توسط یکی از بلورها تولید می‌شود.

تغییردهنده‌ی مدهای زمانی کوانتومی

چالش استفاده از مدهای زمانی برای درهم‌تنیدگی با ابعاد بالا، نبود ابزاری مشابه تغییردهنده‌ی مد در طرح هاردی است. برای رفع این مشکل، ما یک ابزار نوین بر پایه‌ی QPG پیشنهاد می‌دهیم که امکان درهم‌تنیدگی در ابعاد بالا در حوزه زمانی را فراهم می‌کند. با ایده گرفتن از عملکرد صفحات SPP با تقریب می‌توان آن‌ها را مانند دروازه‌ی d-بعدی پاؤلی $\hat{X}$ در نظر گرفت [۷]:

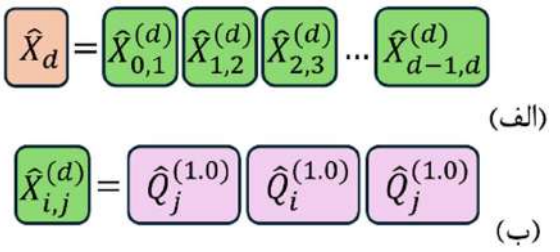
$$\hat{X}_d = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \cdots & 0 & 1 \\ 1 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & 1 & \cdots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & 1 & 0 \end{pmatrix}_{d\times d} \qquad (۱۱)$$

این عملگر چرخشی هر حالت پایه $|j\rangle$ را به $|j+1\rangle$ منتقل می‌کند [۶].



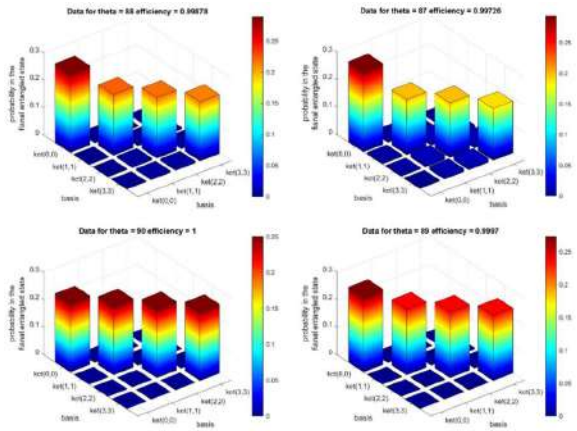
شکل ۲: (الف) روش هاردی برای تولید جفت فوتون‌های درهم‌تنیده. برای تولید فوتون‌های درهم‌تنیده در درجه آزادی OAM، با قرار دادن صفحه فاز مارپیچ (SPP) بین بلورها، یک کوانتوم OAM به فوتون‌ها اضافه شده و با یکسان‌سازی مسیرها، حالت درهم‌تنیده $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0,0\rangle + |1,1\rangle)$ حاصل می‌شود. (ب) تعمیم روش هاردی برای ابعاد بالا. هر بلور، فوتون‌هایی در مدهای خاص OAM یا مدهای زمانی تولید می‌کند. با افزودن عنصر تغییردهنده‌ی مد، یک کوانتوم OAM اضافه شده و حالت درهم‌تنیده‌ی d-بعدی ایجاد می‌شود. عملگر $\hat{X}_d$ نماینده تغییردهنده‌های مد مانندSPP یا تغییردهنده‌ی مد زمانی کوانتومی است.

یافته‌ی ما این است که این دروازه را می‌توان به‌ترتیبی که در شکل ۳ (الف) نشان داده است، به‌کمک ضرب عملگرهای موسوم به عملگر پاؤلی جزئی $\hat{X}_{i,j}$ که به‌صورت $\mathbb{I} - |i\rangle\langle i| - |j\rangle\langle j| + |i\rangle\langle j| + |j\rangle\langle i|$ تعریف می‌شوند، ساخت. از آن‌جایی که می‌تواند با ترکیب خاصی از QPGها نیز (شکل ۳ (ب)) این عملگرهای پاؤلی جزئی را تولید کرد [۲]؛ بنابراین قطعه‌ی مورد نیاز برای تولید فوتون‌های درهم‌تنیده در ابعاد بالا با استفاده از مدهای زمانی فراهم می‌شود.



شکل ۳: (الف) نحوه‌ی ساختن عملگر تغییردهنده‌ی مدهای زمانی کوانتومی (عملگر پاؤلی $\hat{X}_d$) از حاصل‌ضرب عملگرهای پاؤلی جزئی d-بعدی $\hat{X}_{i,j}$. (ب) نحوه‌ی ساختن عملگرهای پاؤلی جزئی $\hat{X}_{i,j}$ به‌کمک توالی QPGهای با بازدهی ۱۰۰٪.

در ادامه به‌کمک شبیه‌سازی رایانه‌ای، با قرار دادن $\hat{X}_d$ با بازدهی‌های مختلف QPGهای سازنده‌ی آن، حالات نهایی تولید شده توسط چیدمان شکل ۲ (ب) برای ۴ بعد محاسبه شد که به عنوان نمونه در شکل ۴ برای θ_jهای مختلف آمده است که نشان می‌دهد که عملگر $\hat{X}_d$ معرفی شده به‌عنوان عملگر تغییردهنده‌ی مدهای زمانی کوانتومی به درستی کار می‌کند. یکی از نتایج مهم این پژوهش این است که اگر بتوانیم در آزمایشگاه برای یک درجه‌ی آزادی خاص سیستم مورد مطالعه عملگرهای پاؤلی جزئی $\hat{X}_{i,j}$ را بسازیم، آنگاه خواهیم توانست عملگر تغییردهنده‌ی مد متناظر را طراحی و مهندسی کنیم.



شکل ۴: احتمال‌های حضور هر پایه‌ی ضربی $|i,j\rangle$ در حالت تولیدشده‌ی نهایی برای زاویه‌ی θ_jهای مختلف QPGها. همان‌طور که می‌توان دریافت، حالت کاملا درهم‌تنیده‌ی ۴ بعدی برای بازدهی‌های نزدیک ٪۱۰۰ برای QPGها حاصل می شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله ابتدا به مفاهیمی مانند مدهای زمانی فوتون و دروازه‌ی تپ کوانتومی (QPG) پرداخته شد، سپس چیدمان شناخته‌شده‌ی هاردی برای تولید فوتون‌های درهمتنیده به کمک همسانی مسیر و تعمیم آن برای ابعاد بالاتر مورد بررسی قرار گرفت. نهایتاً تغییردهنده‌ی مدهای زمانی کوانتومی، ابزار مورد نیاز برای تولید فوتون‌های درهم‌تنیده با استفاده از چیدمان هاردی در زیر فضای هیلبرت مدهای زمانی فوتون، معرفی شد که با توجه به نتایج شبیه‌سازی‌شده به درستی ما را به هدف تولید درهم‌تنیدگی چندبعدی می‌رساند.

مرجع‌ها

[1] A. Eckstein, B. Brecht, and C. Silberhorn, "A quantum pulse gate based on spectrally engineered sum frequency generation," Opt. Express, Vol. 19, pp. 13770-13778, 2011.

[2] B. Brecht, D.V. Reddy, C. Silberhorn, and M.G. Raymer, "Photon temporal modes: a complete framework for quantum information science," Phys. Rev. X, Vol. 5, pp. 041017 (1-10), 2015.

[3] A. Hochrainer, M. Lahiri, M. Erhard, M. Krenn, and A. Zeilinger, "Quantum indistinguishability by path identity: The awakening of a sleeping beauty," arXiv preprint, arXiv:2101.02431, 2021.

[4] M. Krenn, A. Hochrainer, M. Lahiri, and A. Zeilinger, "Entanglement by path identity," Phys. Rev. Lett., Vol. 118, pp. 080401 (1-5), 2017.

[5] L. Hardy, "Quantum mechanics, local realistic theories, and Lorentz-invariant realistic theories," Phys. Rev. Lett., Vol. 68, pp. 2981 (1-4), 1992.

[6] A. Babazadeh, M. Erhard, F. Wang, M. Malik, R. Nouroozi, M. Krenn, and A. Zeilinger, "High-dimensional single-photon quantum gates: concepts and experiments," Phys. Rev. Lett., Vol. 119, pp. 180510 (1-5), 2017.

[7] Y. Wang, S. Ru, F. Wang, P. Zhang, and F. Li, "Experimental demonstration of efficient high-dimensional quantum gates with orbital angular momentum," Quantum Sci. Technol., Vol. 7, pp. 015016 (1-7), 2021.

رویه‌سنجی با استفاده از میکروسکوپ تداخلی میرائو با نوردهی باریکه‌های همدوس و ناهمدوس

سیده رقیه سیدزاده[۱]، محمد خانجانی[۱]، احسان احدی اخلاقی[۱،۲]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، کد پستی ۴۵۱۳۷۶۶۷۳۱، زنجان، ایران.

[۲]مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، کد پستی ۴۵۱۳۷۶۶۷۳۱، زنجان، ایران.

چکیده - این پژوهش روشی جدید برای اندازه‌گیری ناهمواری سطح با استفاده از تداخل‌سنجی میکروسکوپی ارائه می‌دهد. در این روش، از دو منبع نور همدوس و ناهمدوس به همراه یک دوربین رنگی برای درجه‌بندی زمان حقیقی استفاده شده است. فریزهای تداخلی نور همدوس مانند خط‌کش جابه‌جایی نمونه را با دقت بالا ثبت می‌کنند؛ در حالی که فریزهای نور ناهمدوس به‌عنوان کاوش‌گر نوری عمل می‌کنند. تحلیل تصاویر تداخلی ثبت شده با استفاده از جابه‌جایی فریزهای تداخلی ناشی از منبع نور همدوس و یافتن بیشینه نمایانی فریزهای جای‌گزیده‌ی ناشی از منبع نور ناهمدوس در هر گام، امکان اندازه‌گیری دقیق ناهمواری سطح را فراهم می‌سازد. نتایج اولیه نشان می‌دهد که این روش، علاوه‌بر حذف نیاز به ابزارهای گران‌قیمت مانند پیزوالکتریک، دقت بالایی از مرتبه‌ی نانومتر دارد و برای نمونه‌های مختلف با ساختارهای متفاوت قابل استفاده است.

کلیدواژه - تداخل‌سنجی، درجه‌بندی زمان حقیقی، رویه‌سنجی، ناهمواری سطح، همدوسی.

Surface Measurement Using a Mirau Interferometric Microscope with Coherent and Incoherent Optical Beam Illumination

Roghayyeh Seyedzadeh[1], Mohammad Khanjani[1], and Ehsan Ahadi Akhlaghi[1,2]

[1]Department of physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan 45137-66731, Zanjan, Iran.

[2]Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan 45137-66731, Zanjan, Iran.

sr.seyedzadeh@iasbs.ac.ir, mohammadkhanjani@iasbs.ac.ir, e.a.akhlaghi@iasbs.ac.ir

Abstract- This study introduces a new method for measuring surface roughness using interferometric microscopy. The approach utilizes two light sources that are coherent and incoherent along with a color camera for real-time calibration. The interference fringes from the coherent light act as a ruler, accurately recording the sample's displacement, while the fringes from the incoherent light serve as an optical probe. Analysis of the recorded interferometric images using the displacement of interference fringes resulting from a coherent light source and the identification of the maximum visibility of localized fringes resulting from the incoherent light source at each step enables precise surface roughness measurement. Initial results indicate that this method achieves high accuracy on the order of nanometers while eliminating the need for expensive devices like piezoelectric actuators, making it suitable for various samples with different surface structures.

Keywords: coherency, interferometry, real-time calibration, surface characterization, surface roughness.

مقدمه

به‌منظور شناخت بافت سطح، به دانستن سه ویژگی سطح شامل فرم، موجی بودن و ناهمواری نیاز است. به فرآیند سنجش سه پارامتر تعریف شده برای سطوح، رویه‌سنجی گفته می‌شود [۱]. این فرآیند در دو بعد صورت می‌گیرد و کاربردهای فراوانی در پژوهش و همچنین در صنعت دارد؛ به‌عنوان مثال، برای تعیین میزان کارایی قطعات تولید شده و تخمین طول عمر آن‌ها، رویه‌سنجی از این قطعات از اهمیت بالایی برخوردار است [۲ و ۳].

از پرکاربردترین روش‌های رویه‌سنجی تداخل‌سنجی نور سفید و میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی هستند. به‌منظور افزایش دقت در نتیجه‌ی روش‌های نام برده، نیاز به جابه‌جاگرهای دقیق نانومتری مانند پیزوالکتریک‌ها با درجه‌بندی مشخص است؛ اما مشکل اینجاست که این ابزارها بسیار گران‌قیمت‌اند و فراهم آوردن آن‌ها کار آسانی نخواهد بود. در این پژوهش تلاش بر ارائه‌ی روشی جایگزین به‌منظور افزایش بازدهی با حفظ دقت اندازه‌گیری و کاهش هزینه شده است؛ بدین صورت که همزمان با جابه‌جایی نمونه، میزان جابه‌جایی میزچه‌ی متحرک به وسیله‌ی تداخل‌سنج دیگری (استفاده از دو منبع نور) با دقت بالا اندازه‌گیری شود. در این مقاله، در مورد چگونگی اجرای این هدف صحبت شده است.

مبانی نظری

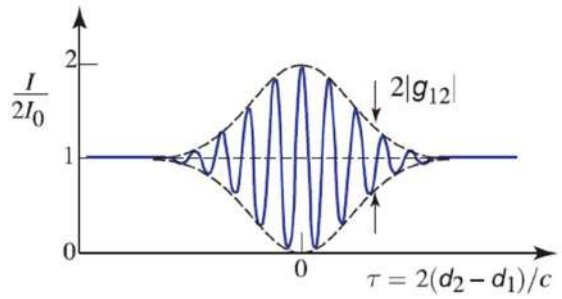
شدت تداخل دو موج نیمه‌همدوس U_1 و U_2 از رابطه‌ی

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}|g_{12}(\tau)|\cos\Delta\varphi\,, \qquad (1)$$

پیروی می‌کند [۴]. در این رابطه، I_1 شدت موج U_1، I_2 شدت موج U_2، $\Delta\varphi$ اختلاف فاز بین دو باریکه و $g_{12}(\tau)$ درجه‌ی همدوسی است که τ زمان معادل اختلاف راه نوری است. کیفیت فریزهای تداخلی با پارامتری به نام نمایانی تعیین می‌شود که با در نظر گرفتن رابطه‌ی (۱) و در شرایطی که شدت‌های دو باریکه‌ی تداخلی با هم برابر باشند ($I_1 = I_2$)، به‌صورت

$$v = |g_{12}(\tau)|, \qquad (2)$$

خواهد بود [۴]. این رابطه نشان می‌دهد که نمایانی معادل با اندازه‌ی درجه‌ی همدوسی است. برای یک منبع نور تک طول‌موج و تک فرکانس فضایی (همدوسی فضایی و زمانی کامل)، نمایانی بین صفر و دو و میانگین آن برابر با یک است. اگر همدوسی زمانی کامل نباشد، یعنی نور دارای چند طول‌موج باشد، در اختلاف فاز صفر همه‌ی طول‌موج‌ها با یکدیگر هم‌فازاند و در این نقطه، بیش‌ترین شدت تداخلی وجود خواهد داشت. هر چه اختلاف فاز بیش‌تر می‌شود، این طول‌موج‌ها از یکدیگر فاصله گرفته و رابطه‌ی فازی بین‌شان کم‌رنگ و کم‌رنگ‌تر می‌شود تا به صفر می‌رسد. در این حالت، نمایانی فریزهای تداخلی گر چه بین صفر و دو باقی خواهد ماند؛ اما در یک بازه‌ی محدودی وجود دارد که به همین دلیل به این فریزها، اصطلاحا فریزهای جای‌گزیده گفته می‌شود (شکل ۱) [۴].



شکل ۱: نمودار نمایانی برحسب زمان برای منبع نوری با همدوسی فضایی و ناهمدوسی زمانی [۴]. به دلیل وجود طول‌موج‌های مختلف، با افزایش تاخیر زمانی، اختلاف فاز بین طول‌موج‌های مختلف بیشتر می‌شود و نمایانی کاهش می‌یابد.

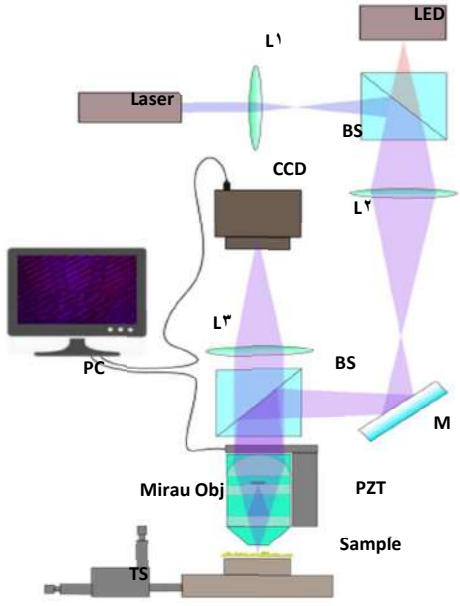
در حالت کلی، که هیچ از همدوسی‌های زمانی و فضایی ایده‌آل نیستند و هر دو به‌صورت جزئی وجود دارند، فریزها به‌صورت جای‌گزیده هستند و عدد نمایانی در بازه‌ی محدودی که کمتر از دو و بیشتر از صفر است، قرار خواهد گرفت. فریزهای تداخلی ناشی از منبع نور ناهمدوس در این پژوهش از این نوع هستند.

چیدمان تجربی

این پژوهش براساس روش تداخل‌سنجی با استفاده از چیدمان تداخل‌سنج میرائو انجام می‌شود. هدف این پژوهش این است که با استفاده از دو منبع نور همدوس و ناهمدوس و استفاده از دوربین رنگی، رویه‌سنجی انجام شود؛ منبع نور همدوس، یک لیزر با طول‌موج ۴۰۵ نانومتر و منبع نور ناهمدوس یک LED قرمز رنگ است. در این شرایط، لیزر به دلیل داشتن طول همدوسی بالاتر نسبت به LED، در فواصل طولانی‌تری فریز تداخلی پدید می‌آورد؛ در حالی که LED در بازه‌ی کوتاه‌تری تداخل خواهد داشت. این ویژگی به ما این امکان را می‌دهد که

فریزهای تداخلی ناشی از LED به‌عنوان یک کاوش‌گر نوری برای ما عمل کنند که با ایجاد فریز در عمق‌های مختلف نمونه، آن را روبش می‌کنند. همچنین، فریزهای تداخلی ناشی از لیزر، که در بازه‌ی روبش نمونه همواره وجود دارند، مانند یک خط‌کش عمل می‌کنند و جابه‌جایی این فریزها میزان جابه‌جایی در عمق را به ما خواهد داد. بدین گونه درجه‌بندی زمان حقیقی صورت می‌گیرد؛ فارغ از این که ابزار جابه‌جاگر نمونه چه باشد و چه دقتی داشته باشد، این جابه‌جایی از فریزهای تداخلی لیزر با دقت بالا دنبال خواهد شد.

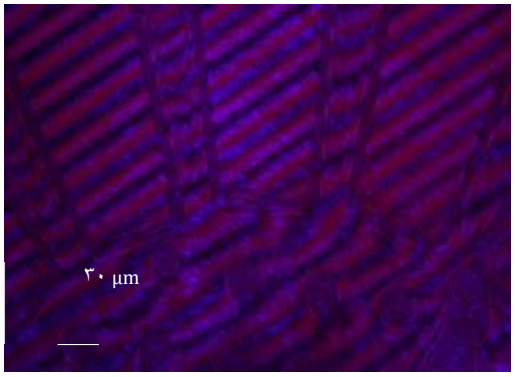
با جابه‌جایی نمونه در عمق، تصاویر تداخلی در راستای z ثبت می‌شوند و روبش نمونه صورت می‌گیرد. سپس، تحلیل داده‌های ثبت شده از طریق دنبال کردن بیشینه‌ی نمایانی فریزهای جای‌گزیده، انجام می‌گردد و پس از انجام مراحل تحلیل، به رویه‌ی سطح نمونه، که شامل فرم، موجی بودن و ناهمواری سطح آن است، دست پیدا خواهیم کرد. طرح‌واره‌ای از چیدمان آزمایشگاهی در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲: طرح‌واره‌ای از چیدمان آزمایشگاهی پروژه. نام هر یک از اجزا در شکل نوشته شده است. نور هر دو منبع همدوس و ناهمدوس پس از یکنواخت و هم‌راستا شدن وارد بخش تداخل‌سنجی و میکروسکوپی می‌شوند؛ در این بخش، اطلاعات نمونه در یک تصویر تداخلی به وسیله‌ی دوربین رنگی ثبت می‌شود. با تحلیل این تصاویر ثبت شده، رویه‌سنجی نمونه صورت می‌گیرد.

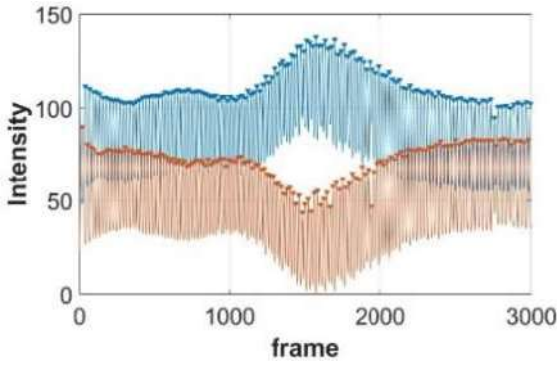
نتایج و جمع‌بندی

در این پژوهش جابه‌جایی نمونه با استفاده از یک پیزوالکتریک درجه‌بندی نشده با گام‌های ۰٫۰۵ ولت انجام شد؛ نمونه‌ای از طرح تداخلی ثبت شده توسط دوربین رنگی، در شکل ۳ نمایش داده شده است.

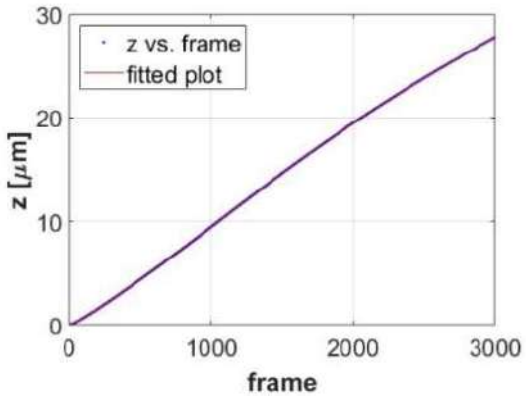


شکل ۳: طرح تداخلی ثبت شده از ساختار یک میکروکانال.

با استفاده از فریزهای تداخلی لیزر آبی که نقش خط‌کش را دارند، گام‌های جابه‌جایی نمونه برحسب نانومتر به‌دست آمدند؛ بدین صورت که با یافتن همه‌ی قله‌ها و دره‌ها (شکل ۴)، دانستن فاصله‌ی بین هر قله تا دره برحسب نانومتر و به‌دست آوردن مقادیر بین قله‌ها و دره‌ها با استفاده از روش برازش، درجه‌بندی گام‌های داده‌برداری صورت گرفت. نمودار این درجه‌بندی در شکل ۵ نشان داده شده است.

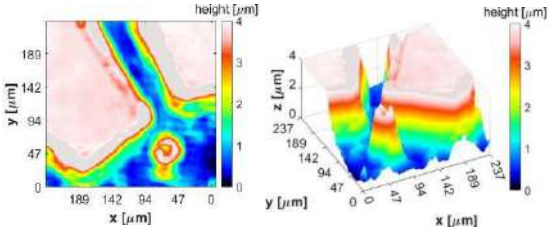


شکل ۴: نمودار شدت تداخلی باریکه‌ی لیزر آبی برحسب تعداد فریم‌ها برای یک پیکسل همراه با مشخص نمودن قله‌ها و دره‌ها. نمودار نارنجی رنگ به منظور یافتن دره‌ها رسم شده است.



شکل ۵: نمودار درجه‌بندی گام‌های داده‌برداری برحسب تعداد فریم‌ها.

با داشتن این درجه‌بندی، هر گام جابه‌جایی نمونه در عمق را می‌توان برحسب نانومتر در اختیار داشت. با استفاده از این خط‌کش نور آبی و یافتن بیشینه‌ی نمایانی فریزهای تداخلی جای‌گزیده‌ی نور قرمز در هر گام، رویه‌ی نمونه اندازه‌گیری و نمودار سه‌بعدی از آن رسم شد (شکل ۶).



شکل ۶: نمایش سه‌بعدی رویه‌ی نمونه. ارتفاع پله برابر با ۳٫۹۴ μm اندازه‌گیری شد.

با استفاده از این نمودار، می‌توان ارتفاع هر نقطه از نمونه را اندازه‌گیری نمود؛ برای مثال، سطح بالایی و پایینی نمونه نمایی پله‌ای شکل ساخته‌اند که ارتفاع آن برابر با ۳٫۹۴ μm اندازه‌گیری شد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش روش جدیدی برای اندازه‌گیری ناهمواری سطوح ارائه شد؛ در این روش، رویه‌سنجی با میکروسکوپ تداخلی میرائو با استفاده از دو منبع نور همدوس و ناهمدوس و دوربین رنگی صورت گرفت. در این فرآیند، فریزهای تداخلی نور همدوس نقش خط‌کش و فریزهای تداخلی نور ناهمدوس نقش کاوش‌گر نوری در رویه‌سنجی را ایفا کردند. در ادامه، ناهمواری نمونه با تحلیل تصاویر رنگی ثبت شده از فریزهای تداخلی این دو منبع نور اندازه‌گیری شد. این روش با حفظ دقت اندازه‌گیری روش‌های مرسوم مانند تداخل‌سنجی نور سفید و میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتال، نیاز به جابه‌گرهای دقیق را نیز برطرف می‌سازد.

مرجع‌ها

[1] Leach, R. (2011). Optical Measurement of Surface Topography. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.

[2] Giesko, T., Zbrowski, A., & Czajka, P. (2007). Laser profilometers for surface inspection and profile measurement. Journal of Operational Problems, 97-108. Retrieved from https://www.researchgate.net/publication/309321161.

[3] Bai, F., Zhang, X., & Tian, Ch. (2016, September 27). Surface roughness measurement with laser triangulation. Journal of SPIE Digital Library. Doi: 10.1117/12.2242969.

[4] Saleh, B. E. A., & Teich, M. C. (2019). Chapter 12. Fundamentals of Photonics (Wiley Series in Pure and Applied Optics) (3rd ed.). Wiley.

ساخت تراشه اپتیکی به منظور استفاده در دستگاه‌های تشدید پلاسمون سطحی

زهره، رحیم آبادی، مهرداد، مرادی، رمضانعلی، طاهری

پژوهشکده علوم و فناوری نانو، دانشگاه کاشان

چکیده – در این مقاله ساخت تراشه اپتیکی سه لایه شیشه/کروم/طلا به منظور استفاده در دستگاه تشدید پلاسمون سطحی SPR مورد بررسی قرار گرفته است. از دستگاه لایه‌نشانی تبخیر حرارتی برای نشاندن لایه‌های کروم و طلا استفاده شده است. از انجا که ضخامت لایه این تراشه از اهمیت ویژه ای برخوردار هستند، از تصاویر میکروسکوپ الکترونی برای کالیبراسیون دستگاه و همچنین بررسی مورفولوژی سطح استفاده شده است. طیف جذب دولایه شیشه/کروم و سه‌لایه شیشه/کروم/طلا نیز اندازه‌گیری و مقایسه شدند.نتایج پراش پرتو ایکس تشکیل لایه طلا به صورت بلوری را تایید کردند.

کلیدواژه - تراشه، تشدید پلاسمون سطحی، کالیبراسیون، لایه نشانی، میکروسکوپ الکترونی.

Fabrication of optical chip in in order to application in SPR instrument

Z. Rahimabadi, M. Moradi. R. Taheri

Institute of Nanoscience and Nanotechnology, University of Kashan

m.moradi@kashanu.ac.ir

Abstract- In this paper, the fabrication of a three-layer glass/chromium/gold optical chip for use in surface plasmon resonance SPR instruments is investigated. A thermal evaporation deposition device has been used to deposit chromium and gold layers. Since the layer thickness of this chip is of particular importance, scanning electron microscope images have been used to calibrate the device and also check the surface morphology. The absorption spectra of two layers of glass/chromium and three layers of glass/chromium/gold were also measured and compared. X-ray diffraction confirmed the formation of a crystalline gold layer.

Keywords: Chip, surface plasmon resonance, calibration, deposition, scanning electron microscopy (SEM)

مقدمه

یکی از دستگاه‌های انالیزی پرکاربرد، دستگاه تشدید پلاسمون سطحی SPR است. این دستگاه از فرایند تشدید بر روی لایه فلزی نازک طلا استفاده می‌کند تا حساسیت به ضریب شکست اپتیکی را افزایش دهد. در این دستگاه مایع مورد بررسی از روی سطح یک تراشه اپتیکی عبور داده می شود و ضریب شکست ان با توجه به جابجایی در نقطه کمینه جذب بررسی می‌شود. در قسمت اپتیکی دستگاه مقدار جذب بر حسب زاویه نور فرودی اندازه گیری می‌شود. کمینه مقدار جذب در زاویه فرودی بین ۴۵ تا ۷۵ درجه رخ می‌دهد. تراشه اپتیکی از یک لایه نازک طلا بر روی یک زیرلایه شیشه‌ای درست شده است که برای چسبندگی بهتر طلا به شیشه از یک لایه بسیار نازک کروم استفاده شده است. در این مقاله جزییات ساخت تراشه اپتیکی و نحوه کالیبره کرده ضخامت‌سنج مورد استفاده بیان شده است. طیف جذب نمونه‌ها و تصویر میکروسکوپ الکترونی برای بررسی ویژگی‌های آنها استفاده شده است.

بخش تجربی

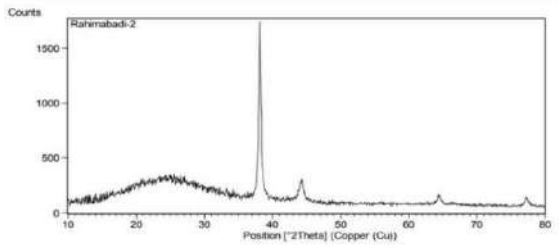
برای ساخت تراشه از زیرلایه‌های شیشه‌ای مربعی به ابعاد ۴ سانتیمتر مربع استفاده شده است. زیرلایه ها با استون و آب دوبار تقطیر شستشو داده شد و با گاز آرگون خشک شدند. زیرلایه‌ها بر روی یک نگهدارنده در فاصله ۱۵ سانتیمتری از بوته دستگاه لایه‌نشانی حرارتی قرار داده شدند. ۱۲ عدد زیرلایه بر روی نگهدارنده بسته شد. بدیهی است چون فقط یکی از انها دقیقا بالای سر بوته قرار می‌گیرد، بیشترین ضخامت مربوط به این نمونه بوده و بقیه نمونه‌ها دارای ضخامت کمتری خواهند بود. از یک لامپ برای گرم کردن زیر لایه‌ها استفاده شد. بوسیله یک سیستم ترکیبی پمپ روتاری و پمپ توربو فشار محفظه به ۵ در منفی ۵ میلی‌بار رسانده شد. ضخامت‌سنج کریستالی کوارتز با ضریب تصحیح یک، هم ارتفاع با زیرلایه‌ها ولی در یک فاصله افقی ۱۱/۵ سانتیمتری از محور بوته دستگاه لایه‌نشانی قرار دارد. برای محاسبه ضخامت‌ها فاصله افقی بین زیرلایه‌ها و سر ضخامت‌سنج بوسیله روابط محاسبه و در نظر گرفته شد. در ابتدا کروم بر روی زیر لایه نشانده شد و سپس بدون شکستن خلاء و باز کردن درب محفظه، یک لایه طلا بر روی لایه کروم نشانده شد. از یک شاتر به گونه‌ای استفاده شد که بر روی تعدادی از نمونه‌ها، فقط لایه کروم بنشیند و بر روی تعداد دیگری از نمونه‌ها فقط لایه طلا بنشیند و بر روی سایر نمونه‌ها هر دو لایه کروم و طلا بنشیند. از یک طیف‌سنج عبوری برای اندازه‌گیری طیف جذب نمونه‌ها در محدوده مریی استفاده شد و از سطح و همچنین سطح مقطع نمونه‌ها بوسیه میکروسکوپ الکترونی SEM تصویر گرفته شد. طیف پراش پرتو ایکس XRD برای تایید بلوری شدن نمونه استفاده شد. شکل (۱) چینش زیرلایه‌ها در نگهدارنده استیل به همراه سر ضخامت‌سنج در سمت چپ نمونه‌ها را بعد از اتمام لایه نشانی نشان می‌دهد.



شکل ۱: چینش زیرلایه ها در نگهدارنده استیل به همراه ضخامت‌سنج در سمت چپ نمونه ها

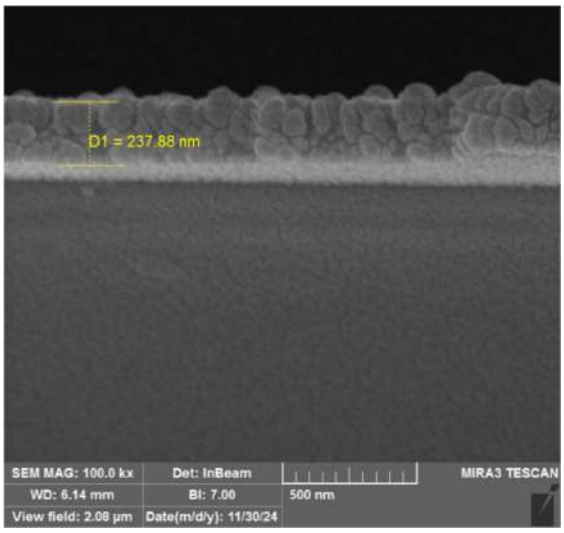
نتایج و بحث

طیف XRD از دولایه شیشه/کروم و همچنین از سه لایه شیشه/کروم/طلا گرفته شد. لایه کروم بخاطر نازک بودن پیک قابل توجهی را نشان نداد اما طرح پراش پرتو ایکس سه لایه شیشه/کروم/طلا در شکل ۱ نشان داده شده است.



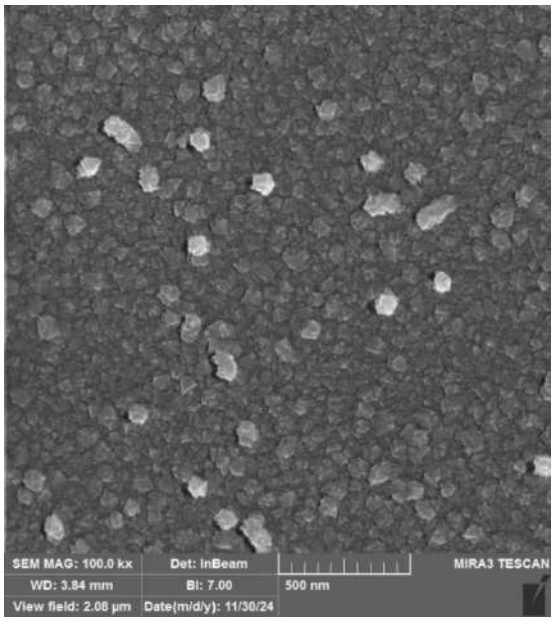
شکل ۱: طیف پراش پرتو ایکس از نمونه سه لایه شیشه/کروم/طلا

۴ عدد پیک تشکیل لایه طلا به صورت بلوری را تایید می‌کند که قله بسیار تیز در زاویه دو تتای ۳۸/۱ درجه، نشانگر رشد لایه طلا در راستای [۱۱۱] است. تجارب قبلی ما نشان داد با انکه زیرلایه شیشه ای آمورف است، اما لایه طلا بعد از ضخامت ۲۰ نانومتر به سمت رشد به حالت بس بلور پیش می روند.



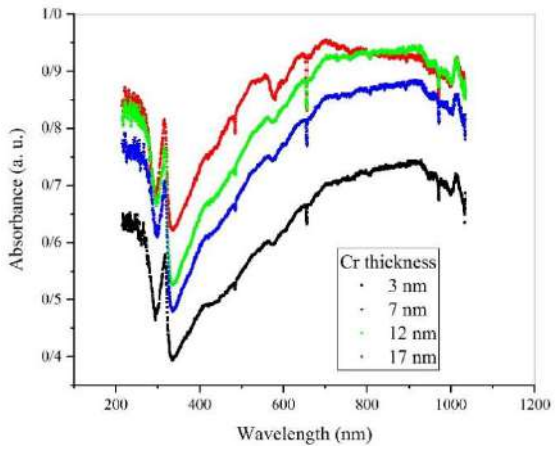
شکل ۲: تصویر میکروسکوپ الکترونی از سطح مقطع نمونه شیشه/کروم/طلا با اسکیل ۵۰۰ نانومتر

در انتهای فرایند لایه نشانی، ضخامت‌سنج دستگاه عدد ۱۵ نانومتر و عدد ۴۴ نانومتر را به ترتیب برای لایه‌های کروم و طلا نشان دادند. شکل (۲) تصویر میکروسکوپ الکترونی از سطح مقطع نمونه سه‌لایه شیشه/کروم/طلا را با اسکیل ۵۰۰ نانومتر نشان می‌دهد. زیرلایه شیشه در قسمت پایین تصویر کاملا مشخص است. لایه با رنگ روشن، لایه کروم را نشان می دهد و لایه طلا نیز بین خط نشان‌های زرد رنگ در بالای تصویر مشخص شده است. همانگونه که در شکل (۱) نشان داده شده است ضخامت لایه طلا ۲۳۷/۸۸ نانومتر است و ضخامت لایه کروم ۵۶/۶۳ نانومتر (محاسبه شده از روی تصویر و اسکیل بندی) است. با توجه به اینکه ضخامت‌سنج در فاصله مایل از بوته قرار داشت و فقط یکی از نمونه‌ها دقیقا در بالای بوته بسته شده بودند و بقیه نمونه‌ها با محور بوته فاصله افقی داشتند، با استفاده از روابط ریاضی ضریب تصحیح ۱/۲ تا ۱/۷ با توجه به فاصله افقی برای آنها در نظر گرفته شد. این روابط در مقاله دیگری به طور کامل تشریح شدند. اسم این ضریب تصحیح را ضریب تصحیح فاصله‌ای می نامیم. این ضریب تصحیح را به اعداد ۱۵ نانومتر و ۴۴ نانومتر نشان داده شده توسط ضخامت‌سنج اعمال کردیم. در مرحله بعد با توجه به ضخامت تصحیح شده و ضخامت واقعی نمونه که توسط تصاویر میکروسکوپ به دست اورده شده بود یک ضریب تصحیح دوم بدست اوریم که انرا ضریب تصحیح مربوط به ضخامت سنج نامیدیم که مقدار ۳/۶ برای لایه طلا و ۲/۴ برای لایه کروم محاسبه شد. در شکل شماره (۲) تعدادی برآمدگی بر روی طلا مشاهده می‌شود. به منظور بررسی بیشتر از سطح نمونه نیز با میکروسکوپ الکترونی تصویر گرفته شد. شکل (۳) این تصویر را در اسکیل ۵۰۰ نانومتر نشان می دهد.



شکل ۳: تصویر میکروسکوپ الکترونی از سطح نمونه سه‌لایه شیشه/کروم/طلا با اسکیل ۵۰۰ نانومتر

تعدادی برآمدگی با ابعاد زیر ۵۰ نانومتر بر روی شکل مشاهده می شود که با انچه در شکل ۲ مشاهده شده است همخوانی دارد.



شکل ۴: طیف جذب نمونه دو لایه شیشه/کروم به ازای ضخامت‌های مختلف لایه کروم

با توجه به تفاوت هزینه طیف جذب و تصاویر میکروسکوپ الکترونی تلاش شد تا بوسیله طیف جذب نمونه ها بتوانیم ضخامت انها را تخمین بزنیم. شکل (۴) طیف جذب نمونه دولایه شیشه/کروم را به ازای ضخامت‌های مختلف لایه کروم نشان می‌دهد. ضخامت های نشان داده شده در شکل با استفاده از ضریب کالیبراسیون که بوسیله تصاویر میکروسکوپ الکترونی بدست امده است محاسبه شده‌اند. بدلیل تکرارپذیر نبودن طیف‌ها نمی‌توانستیم جای مشخصی از طیف‌ها را با یکدیگر مقایسه کنیم. نتایج نشان داد که طیف جذب فقط برای بررسی کیفی ضخامت نمونه‌ها قابل استناد است و نمی‌توان برای کالیبراسیون از ان استفاده کرد. مثلا اگر در ازمایش دیگری از زیرلایه شیشه ای با جنس مشابه استفاده می‌شود طیف جذب تغییر می‌کرد.

نتیجه‌گیری

دراین مقاله با استفاده از تصاویر میکروسکوپ الکترونی از سطح مقطع نمونه ها و همچنین روابط موجود توانستیم ضریب تصحیح را برای ضخامت سنج برای مقدار طلا و کروم به ترتیب مقادیر ۰/۲ و ۰/۲۷ بدست بیاوریم. طیف جذب لایه کروم با سایر مقالات همخوانی داشت. تلاش برای کالیبره کردن ضخامت ها بوسیله طیف جذب نتیجه قابل قبولی را در بر نداشت.

مرجع‌ها

[1] K.Tiwari and S.C. Sharma; “Surface plasmon based sensor with order-of-magnitude higher sensitivity to electric field induced changes in dielectric environment at metal/nematic liquid-crystal interface”; Sensors and Actuators A: Physical, 216,(2014) 128-135.

[2] Q. H. Phan and Y.R. Lai; “Surface plasmon resonance prism coupler for enhanced circular birefringence sensing and application to non-invasive glucose detection”; Optics Express, 28(17), (2020) 24889-24899.

[3] M. Ohring; “Materials science of thin films: depositon and structure. Elsevier”; (2001) 106-113