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

استفاده از پیش ماده $ZrCl_4$ در سنتز ایروژل زیرکونیا و بررسی طیف های اپتیکی آن.

محمدحسین اکبری نوقابی، رسول ملک فر[۱]-کامبیز اکبری نوقابی[۲]

۱-گروه فیزیک اتمی و مولکولی، بخش فیزیک، داشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

۲-گروه زیست فناوری انرژی و محیط زیست،پژوهشکده زیست فناوری صنعت و محیط زیست، پژوهشگاه ملی مهندسی ژنتیک و زیست فناوری، تهران

چکیده-ایروژل ها شبکه سه بعدی مزومتخلخل به هم پیوسته، دسته ای از نانوساختارها هستند که به علت داشتن ویژگی های منحصربه فردی از جمله تخلخل بسیار زیاد(بیشتر از90 ٪)، چگالی کم و مساحت سطح بالا امروزه بسیار مورد توجه قرار گرفته و در زمینه های مختلف کاربردهای زیادی پیدا کرده اند.

در این تحقیق هدف بررسی و امکان سنجی ساخت ایروژل زیرکونیا با استفاده از پیش ماده اصلی $ZrCl_4$ با استفاده از حلال الکلی اتانول و کاتالیزور اسیدهیدروکلریک ۳۲٪ بوده است.با بررسی نمونه های ساخته شده با مولاریته های مشخص و نسبت ترکیبات مختلف بعد از قرار گرفتن نمونه ها طی دو هفته در دمای اتاق و انجام طیف رامان نمونه ها به وجود ترکیبات OH و ترکیبات C در داخل نمونه ها رسیدیم.

کلید واژه- نانو مواد، زیرکونیا ایروژل، تترا کلرید زیرکونیوم.

The use of ZrCl4 precursor in the synthesis of zirconia aerogel and the investigation of its optical spectra.

MohammadHosien Akbari Noghabi, Rasoul Malekfar[1] and Kambiz Akbari Noghabi[2]
1-Atomic & Molecular Physics, Department of Physics, Faculty of Basic Science, Tarbiat Modares University,Tehran
2-Department of Energy & Environmental BiotechnologyNational Institute of Genetic Engineering and Biotechnology (NIGEB), Tehran

Aerogels with an interconnected meso porous three-dimensional network are a class of nanostructures that have attracted a lot of attention recently because of their distinctive properties, including high porosity (greater than 90%), low density, and high surface area.
In this research, the purpose of investigating and feasibility of making zirconia aerogel using the main precursor ZrCl4 was using ethanol alcohol solvent and 32% hydrochloric acid catalyst . By examining the samples made with certain molarities and the ratio of different compounds, after the samples were placed at room temperature for two weeks and Raman spectrum of the samples, we found the presence of OH compounds and C compounds inside the samples.

Keywords: Nano Material, ZrO_2 Areogel, $ZrCl_4$.

۱- مقدمه

واژه‌ی ایروژل خود گویای همه چیز است: اصلی‌ترین جزء تشکیل دهنده‌ی این ماده هوا است که توسط شبکه جامد بسیار ظریفی احاطه شده به طوری که که چگالی ایروژل تنها سه برابر چگالی هوا می‌باشد.[1] از منظری دیگر با بررسی چگالی و آنتالپیحالت-های ماده؛ جامد، مایع، گاز و پلاسما به مثابه حالت چهارم، مشاهده می‌شود چگالی حالت‌های جامد و مایع و یا حالت‌های گاز و پلاسما تا حد زیادی مشابه است، در حالی که اختلاف چگالی بین حالت مایع و حالت گاز از مرتبه ی بزرگی 3 الی 4 است. علاوه بر این، آنتالپی یک سامانه مایع و یک سامانه گاز نیز دارای اختلاف زیادی هستند گویا که طبیعت خلاء بزرگی بین حالت مایع و گاز بوجود آورده است.

شاید بتوان ایروژل‌ها را به علت وجود تفاوت‌های کیفی در مشخصات حالت توده‌ای آن‌ها؛ مانند ساختار و حجم مشخص همانند جامدات، گستره متفاوت از چگالی؛ از مقادیر پایین، تقریباً برابر چگالی هوا، تا مقادیر بالاتر برابر چگالی جامدات در برخی از ایروژل‌ها، آنتالپی بین حالت مایع و گاز و همچنین ترکیبات شیمیایی متنوع، به جای دسته ای از مواد یک « حالت » از ماده قلمداد نمود[2].

۲- ویژگی های زیرکونیا:

به علت خواص بسیار عالی فیزیکی و شیمیایی ZrO_2 و کاربردهای فراوانی که در زمینه‌های فوتوکاتالیستی، تبدیل انرژی، تخریب آلودگی و حتی ردیابی تجزیه و تحلیلی، استفاده از این ماده بسیار مورد توجه قرار گرفت.

ویژگی‌های خاص زیرکونیا که موجب استفاده از آن درکاربردهای متنوعی می‌شود عبارتند از:

استحکام بالا

سختی وسختی شکست بالا

مقاومت سایشی استثنائی

مقاومت شیمیایی استثنایی

دیرگدازی بالا

رسانایی یونی (یون اکسیژن) خوب

مدول الاستیک زیرکونیا بسته به ترکیب شیمیایی، دانسیته و ریزساختار آن از ۱۵۰–۲۵۰ گیگا پاسکال، استحکام شکست از ۴۵۰ تا ۹۰۰ مگا پاسکال، چقرمگی از ۵ تا ۱۳ $MPam^{1/2}$ و سختی آن ۷ تا ۸ موس تغییر می‌نماید. زیرکونیا به دلیل فشار بخار پایین آن نسبت به سرامیک‌های هم خانواده خود چون آلومینا معمولاً از مقاومت به خوردگی بالاتری برخوردار است. اما مقاومت به شوک حرارتی آن به خصوص در دماهای بالاتر از ۱۰۰۰ درجه سانتی گراد به دلیل استحاله فازی پایین می‌باشد. زیرکونیا در برابر اسیدها (HCL و HNO3) ضعیف بوده و واکنش پذیری آن با اسیدها نسبت به قلیایی‌ها سریع تر است. در تماس با کربن، نیتروژن و هیدروژن در دمای ۲۲۰۰ تجزیه شده و تشکیل کاربید، نیترید یا هیدرید می‌دهد. وجود فشار بخار آب یا اتمسفر مرطوب موجب می‌شود تا تحول فازی تتراگونال به منوکلینیک از دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد به‌طور خود به خود صورت گیرد. زیرکونیا به دلیل استحاله فازی می‌تواند به واسطه مکانیزم‌های مختلفی چون انحراف مسیر ترک، ایجاد تنش‌های فشاری بر لب‌های ترک و ایجاد ریز ترک‌ها انرژی گسترش ترک را افزایش داده و باعث کند شدن رشد ترک بشود. به این ترتیب حضور زیرکونیا به عنوان فاز ثانویه در سرامیک‌های مختلف باعث افزایش چقرمگی می‌شود[3] .

زیرکونیا یک سرامیک صنعتی بسیار مهم برای کاربردهای ساختاری به دلیل چقرمگی بالاست که برتری آن نسبت به سایر سرامیک ها ثابت شده است. علاوه بر این، کاربردهایی دارد که از رسانایی یونی بالای آن استفاده می کنند. شکل زیرکونیا از نظر ترمودینامیکی پایدار و در دمای اتاق باددلایت است .

فاز دمای متوسط زیرکونیا، که ساختاری چهار ضلعی دارد، می تواند در دمای اتاق با افزودن مقادیر کم (زیر ۸ مول درصد) با مواد ناخالصی مانند Y3+ و Ca2+ تثبیت شود.این زیرکونیای دوپ شده دارای مقادیر چقرمگی مکانیکی تا $MPa \cdot m^{1/2}$ 17است.از سوی دیگر، فاز با دمای بالا زیرکونیا، که دارای ساختار مکعبی است، می تواند در دمای اتاق با افزودن مقادیر قابل توجهی (بالاتر از ۸ مول درصد) مواد ناخالص تثبیت شود.این شکل از زیرکونیا یکی از بالاترین مقادیر هدایت یونی مرتبط با سرامیک را دارد که امکان استفاده از این ماده را در سنسورهای اکسیژن و سلول‌های سوختی اکسید جامد می‌دهد[4].

۳-استفاده از $ZrCl_4$ بعنوان پیش ماده در ساخت ایروژل زیرکونیا.

در این پژوهش با استفاده از پیش ماده $ZrCl_4$ و به کمک حلال الکلی اتانول و با استفاده از روش سل ژل به بررسی تهیه آیروژل زیرکونیا پرداختیم:[5]

به همین منظور از کاتالیزور Hcl(%32) به منظور تسریع در فرآیندهای شیمیایی به منظور تشکیل ژل مدنظر استفاده نمودیم.

پس از تهیه مولاریته های مشخص شده در جداول برای مواد ذیل، این مواد با نسبت های مشخص شده در این جداول به صورت ذیل با یکدیگر ترکیب شدند.

۳-۱- ابتدا حلال را داخل بشری ریخته و روی هم زن مغناطیسی قرار می دهیم و پس از ۵ دقیقه در همان حالت هم خوردن، پیش ماده اصلی را به آن اضافه نمودیم.

۳-۲- بعد از هم خوردن در صورت شفاف بودن محلول، اسید را به آن اضافه و مجدداً کمی هم خورد.این افزایش کاتالیزور به منظور تسریع در فرآیند تشکیل ژل انجام می پذیرد.

۳-۳- در مرحله آخر آب دی یونیزه به آن اضافه گردید.

الف) نمونه اول:

ماده	$ZrCl_4$	Ethanol(%96)	HCL(%32)	H_2O
مولاریته	1.5	5	0.3	3.675
نسبت ترکیب	2ml	20ml	0.08ml	0.1ml

ب) نمونه دوم:

ماده	$ZrCl_4$	Ethanol(%96)	HCL(%32)	H_2o
مولاریته	1.5	5	0.3	3.675
نسبت ترکیب	4ml	10ml	1ml	1ml

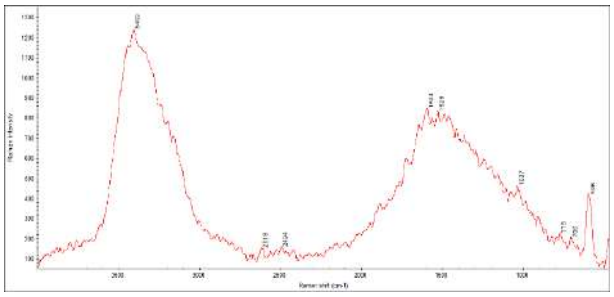
ج) نمونه سوم:

ماده	$ZrCl_4$	Ethanol(%96)	HCL(%32)	H_2o
مولاریته	1.5	5	0.3	3.675
نسبت ترکیب	5ml	5ml	1ml	1ml

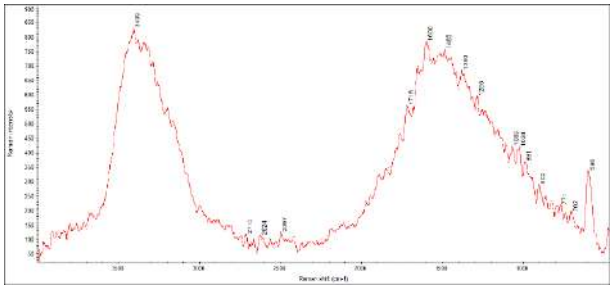
د) نمونه چهارم:

ماده	$ZrCl_4$	Ethanol(%96)	HCL(%32)	H_2o
مولاریته	1.5	5	0.3	3.675
نسبت ترکیب	1ml	8ml	0.5ml	1ml

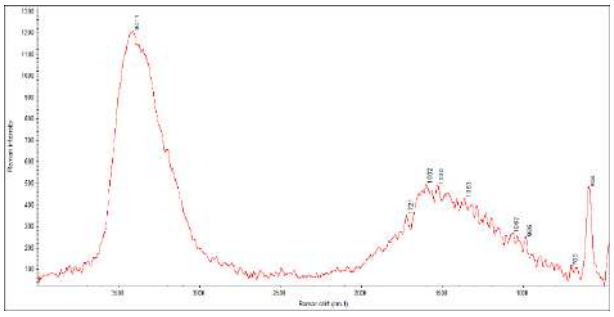
پس از سنتز چهار نمونه مطابق با شرایط جداول بالا، پس از دو هفته از سنتز مواد، با استفاده از رامان با طول موج ۵۳۲ نانومتر، طیف رامان به منظور بررسی ترکیبات موجود در این نمونه ها استخراج گردید.



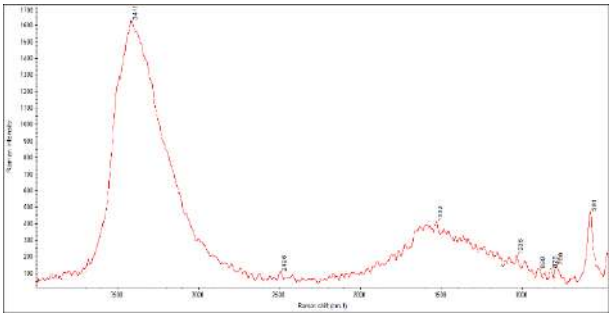
شکل ۱: طیف رامان سنتز نمونه اول



شکل ۲: طیف رامان سنتز نمونه دوم



شکل ۳: طیف رامان سنتز نمونه سوم



شکل ۴: طیف رامان سنتز نمونه چهارم

هدف از انجام این تحقیق بررسی ساخت آیروژل زیرکونیا با استفاده از پیش ماده $ZrCl_4$ و استفاده از حلال اتانول بود که پس از تهیه طیف رامان چهار نمونه و بررسی آنها به وجود دو پیک قوی در محدوده (۳۴۲۰-۳۴۰۰) و (۱۶۱۰-۱۵۳۰) و یک پیک ضعیف تر در ناحیه (۵۸۰-۵۹۸) می باشیم.

۴- نتیجه گیری

همانطور که مشاهده می گردد در تمامی طیف های رامان ثبت و ضبط شده از سنتز نمونه ها، دو پیک قوی در محدوده (cm^{-1} ۳۴۲۰-۳۴۰۰) و (cm^{-1} ۱۵۳۰-۱۶۱۰) عمدتا به علت وجود پیوندهای ذیربط گروه های عامل O-H و یک پیک ضعیف تر در ناحیه (cm^{-1} ۶۰۰-۵۸۰) هستیم که با بررسی طیف های رامان مشاهده می شود که در این نواحی وجود گروه های عامل O-H و و احتمالا C=C در پیک های قوی و وجود ترکیبات با عامل Zr در پیک ضعیف تر می باشد [6-8]. وجود پیک های ضعیفی در نواحی cm^{-1} ۴۷۰، ۳۷۰، ۳۰۰ و ۱۹۰ نوید بخش شکل گیری هستک های کوچک ZrO2 می باشد که امید است با ادامه روند پیرسازی (aging) و طولانی نمودن مدت آن، این مهم انجام پذیرد. اگرچه انتظار در رسیدن به وجود ایروژل زیرکونیا در این ترکیبات به نتایج مطلوب نرسید اما انتظار می رود با بهبود روند سنتز نمونه ها و تغییرات در ترکیبات و مولاریته مواد و همین طور موضوع پیرسازی (aging) طولانی تر بر نمونه های مورد استفاده در این تحقیق به نتایج مدنظر دست پیدا نمائیم.

مرجع‌ها

1. Hüsing N., Schubert U. Aerogels—Airy Materials Chemistry, Structure, and Properties. Angewandte Chemie International Edition. 1998; 37: 22-45.
2. Du A., Zhou B., Zhang Z., Shen J. A special material or a new state of matter: a review and reconsideration of the aerogel. Materials. 2013; 6 (3): 941-68.
3. Olivia A.Graeve .2012.Book.Ceramic and Glass Materials.
4. Baia M., Danciu V., Cosoveanu V., Baia L. Porous nanoarchitectures based on TiO2 aerogels and Au particles as potential SERS sensor for monitoring of water quality. Vibrational Spectroscopy. 2008; 48 (2): 206-9.
5. Schneider M., Baiker A. Aerogels in catalysis. Catalysis Reviews. 1995; 37 (4): 515-56.
6. Yasunori Tominaga, Aiko Fujiwara, Yuko Amo. Dynamical structure of water by Raman spectroscopy. Fluid Phase Equilibria 144 (1998) 323–330.
7. Nicole Biedermann, Sergio Speziale, Björn Winkler, Hans Josef Reichmann, Monika Koch‐Müller, Gerhard Heide. High‐pressure phase behavior of SrCO3: an experimental and computational Raman scattering study. Phys Chem Minerals 12 November 2016.
8. Corey M. Efaw, et al., Characterization of zirconium oxides part I: Raman mapping and spectral feature analysis, Nuclear Materials and Energy; 21 (2019) 100

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

کاربرد میکروسکوپ فراطیفی در مطالعه نمونه‌های پاتولوژی رنگ‌آمیزی شده سرطان پستان با روش K-Means

وحید صفائی نژاد [۱]؛ احمد درودی [۲]؛ مجید امیریان [۳]؛ پیمان سلطانی [۴]
[۱] دانشجوی دکتری، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه زنجان vahid.safaienejad@znu.ac.ir
[۲] دانشیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه زنجان darudi@znu.ac.ir
[۳] دکترای حرفه ای پزشکی، تخصص آسیب شناسی(پاتولوژی)آزمایشگاه تشخیص طبی و پاتولوژی برنا، زنجان majid.amirian@yahoo.com
[۴] شرکت دانش بنیان پرتوافزار صنعت، زنجان pn.soltani@gmail.com

چکیده – در سال های اخیر، تصویربرداری فراطیفی (Hyperspectral Imaging) به عنوان یک روش دقیق تر برای کمک در تشخیص نمونه های بافت شناسی نشان داده شده است. در این مطالعه ، ما در ابتدا میکروسکوپ فراطیفی که در آزمایشگاه موجود بود را مورد ارزیابی قرار دادیم و در ادامه کاربرد آن جهت تمایز بین اجزای مختلف بافت های سرطانی و سالم در نمونه پاتولوژی رنگ شده را بررسی کردیم. جهت تحلیل تصاویر فراطیفی روش K-Means بکار گرفته شده است. نتایج نشان میدهد که میکروسکوپ فراطیفی مورد نظر کارایی لازم برای این نوع مطالعه را دارا میباشد.

کلید واژه : سرطان سینه، تصویربرداری فراطیفی، میکروسکوپ فراطیفی، طیف سنجی، آسیب شناسی بافت،

Application of hyperspectral microscope in the study of stained pathology samples of breast cancer by K-Means

Vahid Safaienezhad[1], Ahmad Darudi , majid amirian

Department of physics, University of zanjan, Iran, Vahid Safaienezhd vahid.safaienejad@znu.ac.ir

Abstract- In recent years, hyperspectral imaging (HSI) has been demonstrated to be a more accurate method for assisting in the diagnosis of histological samples. In this study, we initially evaluated the available hyperspectral microscope in the laboratory and then examined its application for distinguishing between the various components of cancerous and healthy tissues in a stained pathology sample. The K-means method was employed to analyze the hyperspectral images. The findings indicated that the hyperspectral microscope under consideration possesses the required efficiency for this type of study.

Keywords: Breast Cancer, Hyperspectral Imaging , Hyperspectral Microscope , Spectroscopy, Tissue Patholy

مقدمه

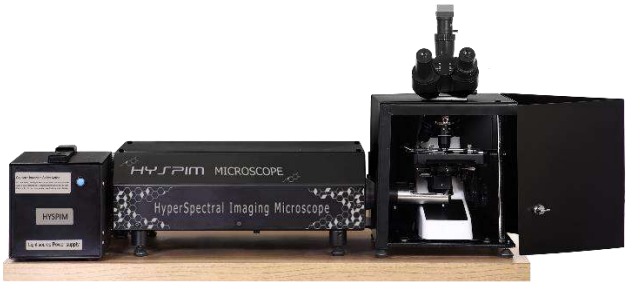
سرطان سینه به عنوان یکی از عوامل اصلی مرگ و میر در زنان جامعه محسوب می‌شود. اکثر تکنیک‌های تشخیصی تصویربرداری، ابزار ماکروسکوپی اولیه سرطان سینه در عمل بالینی هستند، اثربخشی بسیاری از تشخیص های بالینی به نتایج تشخیص پاتولوژیک نیز بستگی دارد که مستقیماً با طرح درمان و پیش آگهی بیماران مرتبط است. در تشخیص پاتولوژیک سنتی، روش‌های استاندارد رنگ‌آمیزی بافت‌شناسی به‌طور معمول در آزمایشگاه‌های پاتولوژی به دنبال یک جریان کاری چند دهه انجام می‌شوند که در آن آماده‌سازی نمونه زمان‌بر (مانند تثبیت بافت، جداسازی و برش) و مراحل رنگ‌آمیزی بافت‌شناسی پر زحمت قبل از بازرسی نمونه‌ها انجام می‌شود.

در سال‌های اخیر، تصویربرداری فراطیفی به عنوان یک روش پیشرفته در تشخیص و تحلیل نمونه‌های بافتی به کارگیری شده است [۱و۲]. هدف ما در این تحقیقات ایجاد تصاویر فراطیفی از میکروسکوپ فراطیفی و امکان‌سنجی استفاده از آن در تشخیص سرطان سینه در نمونه های رنگ آمیزی شده پاتولوژی می‌باشد. که این امر باعث کاهش زمان نتیجه تشخیص و تسریع در روند درمان بیماری است.

تصویربرداری فراطیفی، به ایجاد یک تصویر دیجیتالی با وضوح طیفی (رنگی) بسیار بالا اشاره دارد. هر نقطه فضایی (پیکسل) در یک تصویر فراطیفی نشان‌دهنده یک آرایه از طیف نمونه در آن نقطه است. داده‌ها را می‌توان به‌عنوان یک بسته از تصاویر نیز تفسیر کرد، که هر لایه در این بسته، شیی را در طول‌موج متفاوتی نشان می‌دهد - این «بسته» از تصاویر دو بعدی به‌عنوان «مکعب داده[۱۳]» نامیده می‌شود.

میکروسکوپ فراطیفی

میکروسکوپ فراطیفی تکنیکی است که میکروسکوپ سنتی را با تصویربرداری فراطیفی ترکیب می‌کند. و این امکان را برای گرفتن اطلاعات فضایی و طیفی از یک نمونه و همچنین ترکیب شیمیایی آنها را در سطح مولکولی و سلولی را فراهم می‌کند. این بدان معنی است که شما نه تنها می‌توانید جزئیات میکروسکوپی یک نمونه را ببینید، بلکه ویژگی های طیفی آن را در هر پیکسل نیز تجزیه و تحلیل کنید. میکروسکوپ فراطیفی بطور گسترده ابزاری برای ارزیابی، تشخیص ترکیبات و یا اندازه‌گیری غیرمخرب نمونه‌ها در زمینه‌های مختلف مانند پزشکی، آسیب‌شناسی، داروسازی، علوم زیستی و ... می‌باشد.

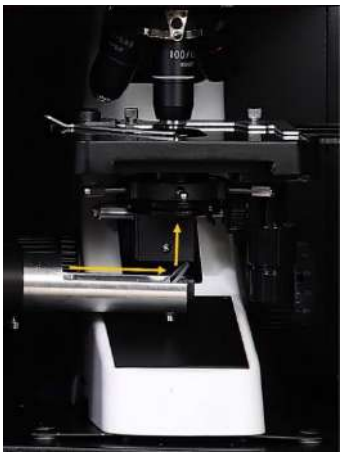


شکل.۱ میکروسکوپ فراطیفی

میکروسکوپ تصویربرداری فراطیفی HYSPIM ، شکل.۱، از یک میکروسکوپ نوری و یک منبع نور با طول‌موج کوک‌پذیر تشکیل شده است، که در این مقاله به اختصار "منبع نور کوک‌پذیر" نامیده خواهد شد [۳]. سیستم اپتیکی منبع نور کوک‌پذیر متشکل از اجزای مختلف: از قبیل آیینه ها، روزنه ها، سیستم‌های پاشنده نور و کنترلر کننده‌ها است. نور خروجی از شکاف خروجی منبع نور کوک‌پذیر مطابق شکل.۲ توسط یک آیینه با قابلیت تنظیم زاویه مطابق شکل زیر وارد کاندنسورمیکروسکوپ می‌شود. توسط یک CCD که به میکروسکوپ نوری اضافه شده است، عکس از سطح نمونه ثبت می‌شود و این اطلاعات برای هر طول‌موج به صورت یک ماتریس

[13] **Cube Data**

دو بعدی میباشد، که با در کنار هم قرار دادن این تصاویر توسط نرم افزار، مکعب داده ی فراطیفی ایجاد می‌شود .



شکل.۲ سیستم اپتیکی انتقال نور منبع نور کوک‌پذیر به میکروسکوپ

اندازه‌گیری پهنای طیفی میکروسکوپ فراطیفی

در این بخش، دوربین تصویربردار فراطیفی HYSPIM در برابر باریکه نور خروجی از منبع نور کوک پذیر قرار داده شد. همزمان با تغییر طول موج منبع نور، از خروجی دوربین فراطیفی پهنای

طول‌موج	پهنای طیفی (FWHM)
450 nm	**5 nm**
500 nm	**5 nm**
550 nm	**5 nm**
600 nm	**6 nm**
650 nm	**6 nm**
700 nm	**6 nm**
750 nm	**6 nm**
800 nm	**6 nm**
850 nm	**6 nm**
900 nm	**6 nm**

جدول.۱ پهنای طیفی اندازه‌گیری شده توسط دوربین فراطیفی HYSPIM

طیف، FWHM (Full Width at Half Maximum)، در بازه طول موجی ۴۵۰ تا ۹۰۰ نانومتر را اندازه گیری کردیم. نتایج در جدول.۱ ارایه شده است که حداکثر $6nm$ پهنای طیفی نشان میدهد.

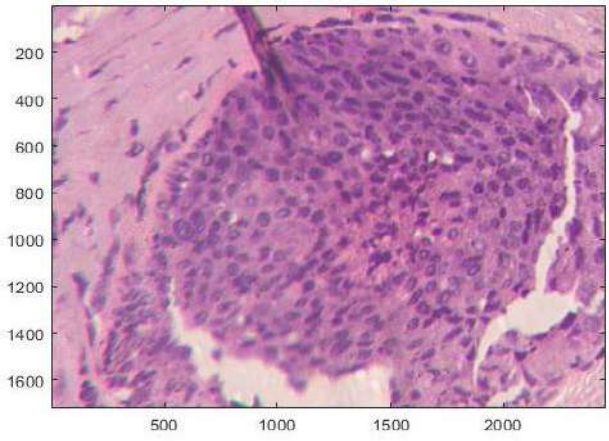
شرح آزمایش

در این پژوهش از چندین نمونه پاتولوژی رنگ‌آمیزی شده سرطان سینه توسط میکروسکوپ فراطیفی داده برداری انجام گرفت. روش داده برداری به این شکل است که ابتدا از بخشی از لام که خالی و تمیز است و سپس از بخشی از لام که نمونه پاتولوژی قراردارد تصویر فراطیفی Im_r و Im_s به ترتیب گرفته می‌شود. یکبار هم مسیر نور مسدود می‌شود تا جریان تاریک دوربین، D، اندازه‌گیری شود. از رابطه زیر ضریب عبور نمونه که همان تصویر فراطیفی نهایی است، بدست می‌آید:

$$Im = \frac{Im_S - D}{Im_r - D} \qquad (1)$$

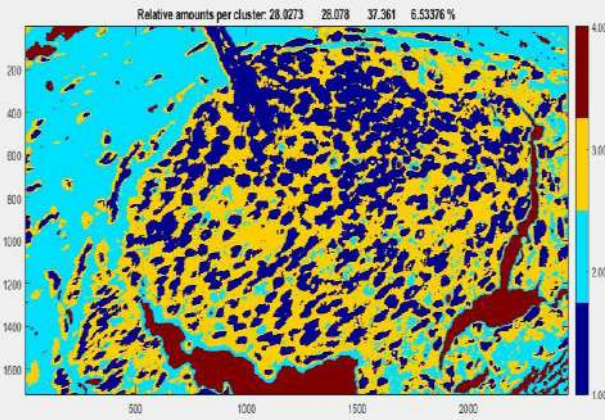
تحلیل تصاویر فراطیفی Im در نرم افزار MATLAB با جعبه ابزار hypertools3 انجام شد. ابتدا نوفه موجود در تصاویر به روش Savitzky-Golay با درجه ۲ و اندازه پنجره ۷ کاسته شد و سپس به روش k_means کلاسه بندی انجام گرفت.

شکل.۳ تصویر رنگی بازسازی شده از تصاویر فراطیفی از یک نمونه است. شکل. ۴ نتیجه کلاسه بندی است که چهار کلاسه، سلول ها ، بافت های سرطانی، بافت سالم و بافت چربی تشخیص داده شده است.

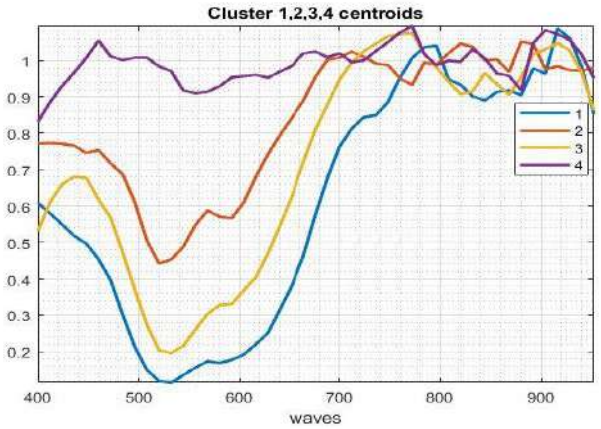


شکل.۳ تصویر رنگی بازسازی شده از تصاویر فراطیفی از نمونه پاتولوژی بافت سرطان سینه

شکل.۵ طیف های مرتبط با هر کلاسه را نمایش می‌دهد. این کلاسه های طیفی شباهت خوبی با کلاسه های طیفی بدست آمده در مرجع [۲] دارد.



شکل.۴ دسته بندی نمونه با روش K-means (دسته ۱ :سلول ها، دسته ۲ : بافت سالم، دسته ۳ : بافت سرطانی، دسته ۴ : چربی)



شکل.۵ رفتار طیفی چهار دسته معرفی شده(۱-هسته ها،۲- بافت سالم، ۳- بافت سرطانی، ۴- چربی) بر حسب طول

نتیجه گیری

بررسی نمونه های پاتولوژی با میکروسکوپ فراطیفی نشان میدهد که کلاسه طیفی سلولها، بافت سرطانی، بافت سالم و بافت چربی در نمونه‌های رنگ شده تفاوت معناداری دارند و کلاسه های طیفی با نتایج مرجع [۲] تطابق دارند. لذا k_means روش مناسب برای کلاسه بندی نمونه های پاتولوژی تشخیص داده شد. جهت آزمون صحت نتایج از یک متخصص پاتولوژی کمک گرفتیم و نتایج بدست امده با تشخیص ایشان روی نمونه‌ها مقایسه شد. متخصص از شکل ظاهری سلولها و پراکندگی انها در نمونه تشخیص را انجام میداد. بررسی چشمی نمونه ها توسط متخصص پاتولوژی درصد خطای حدود ۵ درصد را در تشخیص نشان میدهد.

در روشی که در این مقاله ارایه شد با تصویربرداری فراطیفی از نمونه پاتولوژی رنگ شده و کلاسه‌بندی دادهای فراطیفی سلولهای سرطانی و سالم تشخیص داده میشود. این کار کمک به افزایش سرعت و دقت تشخیص اولیه بیماری و در نتیجه، کاهش زمان و هزینه‌های مربوط به تشخیص دقیق می‌باشد.

در ادامه فعالیت پژوهشی از تعداد زیادی نمونه پاتولوژی رنگ شده جهت تعریف دقیقتر کلاسه طیفی سلولهای سرطانی کمک گرفته میشود. همچنین ممکن است با استفاده از تکنیک های آموزش شبکه عصبی مصنوعی و ترکیب ویژه گی های کلاسه طیفی با اطلاعات مورفولوژی سلول تشخیص دقیقتری انجام شود.

تشکر

از شرکت پرتوافزار صنعت بخاطر در اختیار قراردادن میکروسکوپ فراطیفی جهت داده برداری از نمونه های پاتولوژی و از آزمایشگاه برنا بخاطر تهیه نمونه های پاتولوژی تشکر و قدردانی می‌کنیم

مراجع

[1] Automated Segmentation of Nuclei in Breast Cancer Histopathology Images

[2] Samuel Ortega et.al Hyperspectral imaging and deep learning for the detection of breast cancer cells in digitized histological images

[۳]www.HYSPIM.com

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

بررسی و بهبود خواص اپتیکی غیرخطی محلول روغن کنجد حاوی نانوصفحات مولیبدن دی سلنید با استفاده از تکنیک SSPM و SXPM در رژیم حرارتی

معین گلستانی‌فر[۱]، محمدعلی حداد[۱و۲*]، سید کیانوش پاکروان[۱]، فاطمه استواری[۱]

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

[۲]گروه پژوهشی فوتونیک، آزمایشگاه تحقیقاتی بیناب نگاری لیزری، دانشگاه یزد، یزد

m.golestanifar@stu.yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir,
kianoush.pakravan@stu.yazd.ac.ir, ostovari@yazd.ac.ir

چکیده - با کشف نانوساختارهای دوبعدی و کاربردهای این گونه مواد در زمینه‌های علمی مختلف، مطالعه بر روی این گروه از مواد افزایش یافت. در این مقاله به بررسی خاصیت اپتیکی غیرخطی نانوصفحات $MoSe_2$ در محیط روغن کنجد در رژیم حرارتی پرداخته شده است. ضریب شکست اپتیکی غیرخطی $MoSe_2$ رقیق شده در محلول روغن کنجد، با استفاده از روش مدولاسیون خود-فاز فضایی و متقاطع-فاز فضایی در پنج غلظت متفاوت از نمونه اندازه‌گیری شد. آزمایش‌ها با استفاده از لیزر پیوسته Nd:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر و یک لیزر هلیوم-نئون با طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر انجام شده است. در این تحقیق، ضرایب شکست اپتیکی غیرخطی با افزایش غلظت نانوصفحات برای محلول تقویت شده و از مرتبه 10^{-5} cm^2/W محاسبه شدند.

کلید واژه- اپتیک غیرخطی، رژیم حرارتی، ضریب شکست اپتیکی غیرخطی، مدولاسیون خود-فاز فضایی، مدولاسیون متقاطع-فاز فضایی.

Investigation and enhancement of nonlinear optical properties of sesame oil solution containing $MoSe_2$ nanosheets using SSPM and SXPM techniques in thermal regime

Moein Golestanifar[1], Mohammad Ali Haddad[1,2*], Seyed Kianoush Pakravan[1], Fatemeh Ostovari[1]

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

[2]Photonic Research Group, Laser Spectroscopy Research Laboratory, Yazd University, Yazd

m.golestanifar@stu.yazd.ac.ir, mahaddad@yazd.ac.ir,
kianoush.pakravan@stu.yazd.ac.ir, ostovari@yazd.ac.ir

Abstract - With the discovery of two-dimensional nanostructures and their applications in various fields, in scientific fields, the study of this group of materials has increased. In this article, the nonlinear optical properties of $MoSe_2$ nanosheets were investigated under thermal conditions in a sesame oil environment. The nonlinear refractive index of $MoSe_2$ dispersed in sesame oil was measured using spatial self-phase modulation and spatial cross-phase modulation methods were used in five different concentrations of the sample. Experiments have been performed using a continuous Nd:YAG laser with a wavelength of 532 nm and a He-Ne laser with a wavelength of 632.8 nm. In this research, by increasing the nanosheets concentration, the non-linear refractive indexes are improved and measured on the order of 10^{-5} cm^2/W.

Keywords: Nonlinear Optic, Spatial Self-Phase Modulation (SSPM), Spatial Cross-Phase Modulation (SXPM), Thermal Regime.

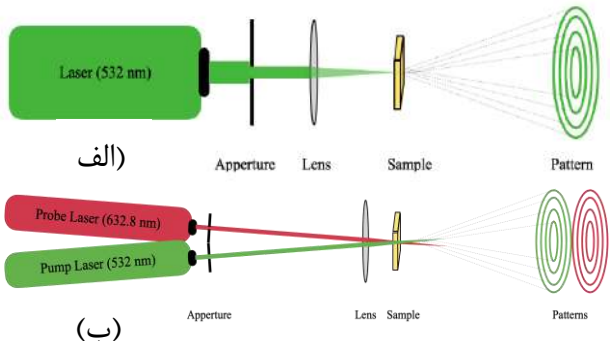
مقدمه

نانومواد دوبعدی، مانند گرافن و دیکالکوژنیدهای فلزات واسطه (TMDCs) نظیر $MoSe_2$ به واسطه ویژگی‌های نوری غیرخطی قابل‌توجه، گزینه‌های قوی و مناسبی برای استفاده در سیستم‌های فوتونیکی بشمار می‌آیند[۱]. همچنین، بررسی‌های اخیر نشان دادند که می‌توان از روغن‌های گیاهی برای بررسی خواص اپتیکی غیرخطی به منظور یافتن کاربردهای مختلف استفاده کرد. از این‌رو درک نحوه عملکرد NLO و بررسی ضرایب شکست غیرخطی بر اساس این مواد مهم می‌باشد[۲]. تحقیقات اخیر، اثرات غیرمحلی نوری را پیش‌بینی و مشاهده کردند که پدیده‌ی غیرخطی ایجادشده در ماده، ناشی از اثرات حرارتی لیزر CW است[۳]. یکی از روش‌های بررسی خواص اپتیکی غیرخطی مواد، روش مدولاسیون خود-فاز فضایی (SSPM) و مدولاسیون متقاطع-فاز فضایی (SXPM) است، که همواره روشی در دسترس، آسان و مقرون به‌صرفه به شمار می‌رود[۴]. در این مقاله، پاسخ نوری غیرخطی روغن کنجد حاوی نانوصفحات $MoSe_2$ بررسی و گزارش شده است. در این تحقیق از تکنیک شناخته‌شده‌ی SSPM و SXPM برای بررسی پاسخ‌های غیرخطی این نوع مواد استفاده شد و ضریب شکست غیرخطی (n_2) در رژیم حرارتی در غلظت‌های مختلف با استفاده از لیزر با طول موج ۵۳۲ نانومتر اندازه‌گیری شد[۵]. هدف از این تحقیق، بررسی و بهبود خواص اپتیکی غیرخطی روغن کنجد با افزودن نانوصفحات $MoSe_2$ است.

روش آزمایشگاهی و تهیه نمونه

در این مقاله، محلول نانوصفحات $MoSe_2$ در روغن کنجد در غلظت‌های ۰/۱، ۰/۲، ۰/۳، ۰/۴و ۰/۵ گرم بر لیتر به عنوان نمونه‌های آزمایشگاهی انتخاب و مورد بررسی قرار گرفت. نانوصفحات از شرکت "نانو سنجش" تهیه و به مدت ۳ ساعت در محلول روغن کنجد تحت آلتراسونیک به صورت کامل پخش شد. برای انجام آزمایش، از لیزر پیوسته Nd: YAG ۵۳۲ نانومتر و لیزر هلیوم-نئون ۶۳۲/۸ نانومتر، به ترتیب با توان‌های حداکثری ۷۰ میلی‌وات و ۱۰ میلی‌وات برای مشاهده پدیده‌ی SSPM و SXPM در آزمایشگاه استفاده شده است. شکل (۱)، چیدمان نوعی SSPM و SXPM را نشان می‌دهد. در این آرایه، تمرکز پرتو لیزر توسط یک عدسی کوژ به فاصله کانونی ۱۵ سانتی‌متر روی نمونه‌ها انجام شد.

روش مدولاسیون متقاطع-فاز فضایی، شباهت زیادی به روش مدولاسیون خود-فاز فضایی دارد، با این تفاوت که از یک لیزر پمپ (Pump) و یک لیزر آزمون (Probe) برای

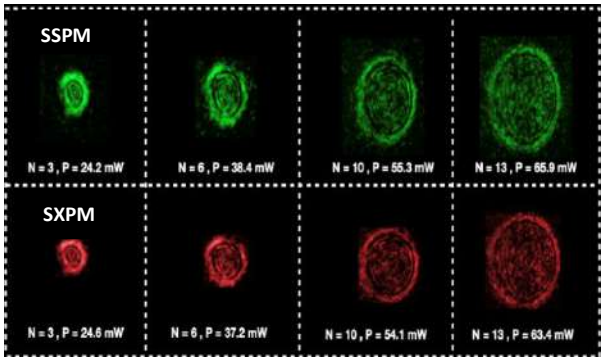


شکل ۱: چیدمان اپتیکی آزمایش (الف) SSPM و(ب) SXPM

کنترل و مطالعه رفتار اپتیکی غیرخطی ماده مورد استفاده قرار می‌گیرند. انتخاب طول‌موج لیزر آزمون معمولا در محدوده‌ای انجام می‌گیرد که محیط جذب نسبتا پایینی را از خود نشان دهد. پس از عبور پرتو کانونی شده‌ی لیزر پمپ از محلول نمونه حاوی $MoSe_2$، طرح‌های پراش به صورت حلقه‌های متمرکز بر روی صفحه در فاصله دور مشاهده می‌شود، که این طرح‌ها و تعداد حلقه‌ها به شدت نور فرودی وابسته است. در آرایه‌ی SXPM، با تابش همزمان دو لیزر پمپ و آزمون، دو طرح تداخلی بر روی صفحه مشاهده می‌شوند. در واقع، در این آرایه، تابش پرتو کانونی لیزر پمپ با توان نسبی بسیار بیشتر از پرتو لیزر آزمون، منجر به تغییرات ضریب شکست اپتیکی وابسته به شدت نور در محیط غیرخطی می‌شود. در نتیجه، به صورت همزمان حلقه‌های متحدالمرکز بر روی صفحه در فاصله دور پس از عبور هر دو پرتوی پمپ و آزمون قابل مشاهده است. شکل

(۲)، نمونه‌ای از حلقه‌های پراش متمرکز از این دو پرتو را نشان می‌دهد. با توجه به غیریکنواخت بودن شدت گاوسی لیزر در راستای عرضی، بخش غیرخطی ضریب شکست اپتیکی نمونه، شدت‌های گوناگون لیزری را تجربه می‌کند که منجر به تغییر فاز در نقاط مختلف جبهه موج فرودی می‌شود. طرح‌های پراش از برهم‌نهی شدت نقاط گوناگون در مقطع عرضی پرتو لیزر به وجود خواهد آمد که در نتیجه به صورت نواحی تاریک و روشن در میدان دور دیده می‌شوند.

انجام آزمایش با روش SXPM شبیه به روش SSPM است، اما به دلیل استفاده از دو لیزر به صورت همزمان باید در نظر داشت که برای انجام محاسبات SXPM به دلیل اینکه این پدیده ناشی از اثرات ایجاد شده و شدت بالای لیزر پمپ است، باید از طول موج لیزر پمپ نیز برای محاسبه ضریب شکست غیرخطی استفاده کرد. مطالعات نشان دادند که تغییرات تعداد حلقه‌ها به طور خطی با افزایش شدت پرتو



شکل ۲: نمایش حلقه‌های متمرکز با روش SSPM و SXPM برای غلظت ۰/۳ گرم بر لیتر

از کم به زیاد اتفاق می‌افتد. این تغییرات خطی را می‌توان با شیب خطی در نمودار تعداد حلقه ها نسبت به شدت نور فرودی توصیف کرد. از این تغییرات خطی می‌توان برای محاسبه ضریب شکست غیرخطی ماده بهره برد که در رابطه‌ی زیر بیان شده است:

$$n_2^{th} = \frac{\lambda}{L_{eff}} \frac{N}{I} \qquad (۱)$$

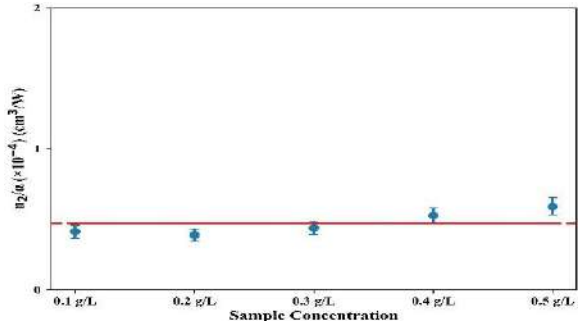
در اینجا، λ طول موج لیزر، N تعداد حلقه‌های پراش و I شدت نور فرودی به ماده می‌باشد. همچنین، L_{eff} نیز طول موثر ماده اپتیکی در زمان تعامل نور لیزر با ماده را نمایش می‌دهد و از رابطه‌ی زیر محاسبه می‌شود:

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

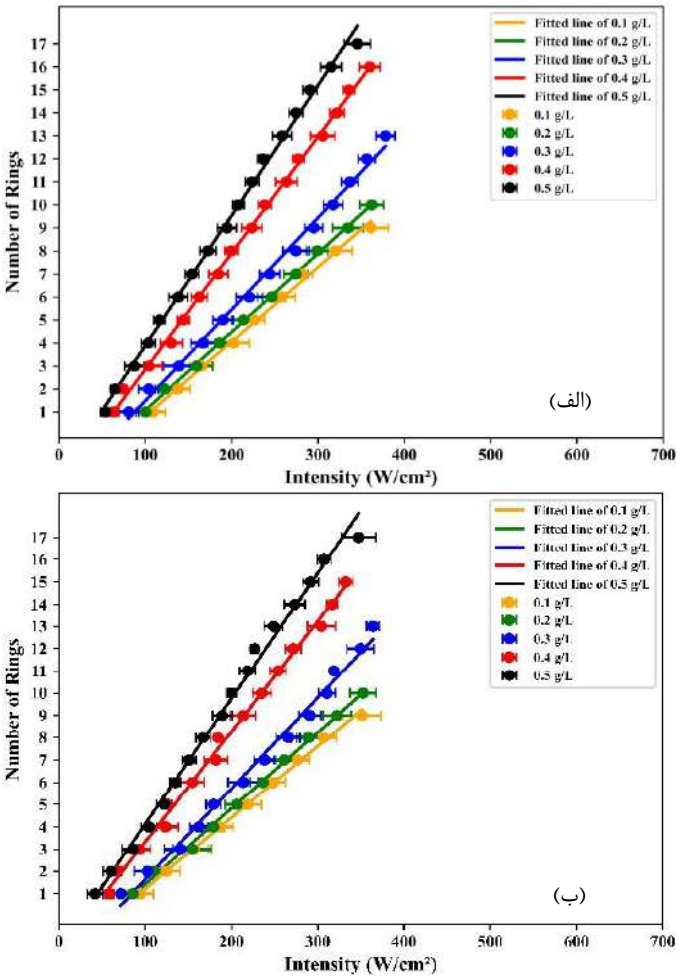
که α_0 جذب خطی نور در طول‌موج ۵۳۲ نانومتر و L طول سلول اپتیکی حاوی مواد می‌باشد.

نتایج و بحث

شکل (۳)، نمایش گستره‌ی تغییرات شدت در نمونه $MoSe_2$ در روغن کنجد به تعداد حلقه‌های تشکیل شده را نشان می‌دهد. دو نمودار در این شکل به ترتیب نتایج آزمایش مدولاسیون خود-فاز فضایی و آزمایش مدولاسیون متقاطع-فاز فضایی را نمایش می‌دهند. همانطور که مشاهده می‌شود، با افزایش شدت پرتو از مقادیر کم به زیاد، تعداد حلقه‌های تشکیل شده نیز افزایش می‌یابد. این نکته حائز اهمیت است که تغییرات تعداد حلقه‌ها به صورت خطی اتفاق می‌افتد و همچنین با افزایش غلظت تعداد حلقه‌ها نیز افزایش می‌یابد. طبق شکل (۳)، شیب خطوط وابسته به شدت با افزایش غلظت، بیشتر می‌شود که این افزایش اثر خود را در مقادیرضریب شکست غیرخطی به نمایش می‌گذارد. منشأ اصلی افزایش شیب این خطوط در افزایش غلظت نانوصفحات است که در مقدار جذب خطی ظاهر می‌شود. این موضوع به وضوح بیانگر وابستگی مستقیم مقادیر ضریب شکست غیرخطی در رژیم گرمایی به مقادیر جذب خطی است.



شکل ۴: نمودار مقادیر محاسبه شده n_2^{th}/α با روش SSPM



شکل ۳: نمودار تغییرات تعداد حلقه بر حسب شدت لیزر فرودی با روش: (الف) SSPM و (ب) SXPM

جدول ۱: نتایج محاسبه پارامترهای غیرخطی روغن کنجد در حضور

Con. (g/L)	α_0 (cm^{-1})	Leff (cm)	n_2 (10^{-5} cm^2/W)		n_2/α_0 (10^{-4} cm^2/W)	
			SSPM	SXPM	SSPM	SXPM
0	0.164087	-				
0.1	2.637194	0.09869	1.09 ± 0.12	1.15 ± 0.13	0.41 ± 0.05	0.43 ± 0.05
0.2	3.072387	0.09848	1.19 ± 0.13	1.25 ± 0.14	0.39 ± 0.04	0.41 ± 0.05
0.3	3.330395	0.09835	1.46 ± 0.16	1.5 ± 0.16	0.44 ± 0.05	0.45 ± 0.05
0.4	3.821988	0.09811	2.01 ± 0.21	2.08 ± 0.22	0.53 ± 0.06	0.55 ± 0.06
0.5	4.038099	0.09801	2.39 ± 0.25	2.45 ± 0.26	0.59 ± 0.06	0.61 ± 0.06

جدول (۱)، نتیجه‌ی محاسبات ضریب شکست غیرخطی در رژیم حرارتی است. طبق نتایج به دست آمده، برای روغن کنجد خالص در طول موج ۵۳۲ نانومتر هیچ‌گونه فرانژی مشاهده نشد. همچنین، مشخص شد که مقادیر محاسبه شده n_2^{th} با هر دو روش دارای مراتب یکسانی (10^{-5}) هستند و با افزایش غلظت نانوصفحات این مقادیر افزایش پیدا می‌کنند و محاسبه‌ی ضریب شکست غیرخطی در این مرتبه مطابق با بررسی‌های صورت گرفته پیشین برای این نوع از مواد است[۱و۲].

شکل (۴) تاثیر مهم میزان جذب خطی محیط در رژیم حرارتی را نشان می‌دهد. ضریب $\frac{n_2^{th}}{\alpha}$ برای پنج غلظت مختلف از نانوصفحات $MoSe_2$ در روغن کنجد محاسبه شده است. ثابت بودن نسبت $\frac{n_2^{th}}{\alpha}$ نشان می‌دهد که رفتار اپتیکی غیرخطی مشاهده شده در نمونه ها با تابش لیزر پیوسته صرفا منشأ حرارتی دارد.

نتیجه‌گیری

با استفاده از روش SSPM و SXPM، رفتار اپتیکی غیرخطی غلظت‌های متفاوت نانوصفحات دوبعدی $MoSe_2$ در روغن کنجد بررسی شد. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش غلظت نانوصفحات، رفتار اپتیکی غیرخطی ماده بهبود پیدا می‌کند. همچنین، مشخص شد که مقادیر ضریب شکست غیرخطی با هر دو روش دارای مراتب یکسانی ($10^{-5}cm^2/W$) هستند و رابطه‌ی مستقیمی با مقدار جذب خطی دارند.

مراجع

[1] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, A. C. Ferrari, Nat. Photonics 2010, 4, 611

[2] Hassan, A. N., Haddad, M. A., Golestanifar, M., & Behjat, A. (Food Analytical Methods, 16(8),(2023)

[3] Rogério F. Souza, Márcio A.R.C. Alencar, Mario R. Meneghetti, Jandir M. Hickmann, Optical Materials, (2009).

[4] Shi, Yuejia & Gao, Yang & Hu, Yueqiu & Xue, Yuxiong & Rui, Guanghao & Ye, Lihua & Gu, Bing. (2022).

[5] Quispe Bautista, Jessica Edith & Campos, Cecília & L. Silva Neto, Manoel & de Araujo, Cid & Jawaid, Ali & Busch, Robert & Vaia, Richard & Gomes, Anderson. (2023).

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

شناسایی قرص‌های تقلبی متادون با استفاده از طیف‌سنجی رامان

هانیه خالوئی، دکتر سید حسن توسلی

1377hanieh908@gmail.com and h-tavassoli@sbu.ac.ir

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

چکیده - در طول دهه گذشته افزایش چشمگیری در شیوع داروهای تقلبی در کشورهای در حال توسعه و همچنین کشورهای توسعه یافته رخ داده است. در این مقاله، طیف‌سنجی رامان به عنوان یک روش سریع و قابل اعتماد برای تشخیص قرص‌های تقلبی متادون پیشنهاد شده است. این روش به راحتی می‌تواند قرص‌های اصلی را از تقلبی بدون نیاز به آماده‌سازی نمونه متمایز کند. در این مقاله، شش قرص متادون، که سه مورد از آن‌ها حاوی ماده فعال متادون بودند از لحاظ میزان همگنی با استفاده از نقشه‌برداری رامان و سه مورد دیگر از لحاظ نوع ماده فعال به کاربرده شده درآن‌ها مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفتند. این نتایج نشان می‌دهد که طیف‌سنجی رامان همراه با نقشه‌برداری رامان، روشی امیدوار کننده و قابل اعتماد برای شناسایی سریع قرص‌های متادون اصل و تقلبی است.

کلید واژه- ترامادول، شناسایی داروهای تقلبی، طیف‌سنجی رامان، متادون، نقشه‌برداری رامان

Identification of counterfeit methadone tablets using Raman spectroscopy

Hanieh Khaloei, Seyed Hassan Tavassoli

1377hanieh908@gmail.com and h-tavassoli@sbu.ac.ir

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran

Abstract- During the last decade, there has been a significant increase in the prevalence of counterfeit drugs in developing countries as well as developed countries. In this paper, Raman spectroscopy is proposed as a fast and reliable method to detect counterfeit methadone tablets. This method can easily distinguish original tablets from fake ones without the need for sample preparation. In this article, six methadone tablets, three of which contained the active ingredient methadone, were analyzed in terms of homogeneity using Raman mapping, and the other three were analyzed in terms of the type of active ingredient used in them. These results show that Raman spectroscopy combined with Raman mapping is a promising and reliable method for the rapid identification of original and counterfeit methadone tablets.

Keywords: Tramadol, Counterfeit Drug Identification, Raman Spectroscopy, Methadone, Raman Mapping

مقدمه

درمان مؤثر اعتیاد به مواد افیونی، همچنان یک چالش مهم پزشکی است [۱]. بسیاری از مطالعات نشان داده‌اند که درمان با متادون منجر به کاهش مصرف مواد مخدر غیرقانونی، کاهش رفتار مجرمانه و همچنین شیوع کمتر عفونت ایدز و بهبود توانبخشی معتادان به مواد مخدر داخل وریدی می‌شود [۲-۴]. سازمان غذا و داروی ایالات متحده تخمین می‌زند که داروهای تقلبی بیش از ۱۰ درصد از بازار جهانی دارو را تشکیل می‌دهند [۵]. تجارت داروهای تقلبی نه تنها مشکل یک ملت بلکه برای کل بشریت خطرناک است. داروهای تقلبی دو دسته هستند: دسته اول شامل داروهایی می‌باشند که از هر نظر شبیه به داروهای اصلی هستند اما به دلیل نحوه اشتباه آماده‌سازی و یا گذشتن از زمان انقضا آن‌ها، قادر به تأثیرگذاری روی بدن نیستند، دسته دوم شامل داروهایی می‌شوند که کیفیت، روش تهیه و مواد فعال مورد استفاده در تهیه آن‌ها با داروی اصلی فرق دارد. تا همین اواخر، کنترل‌های تحلیلی در سیستم توزیع دارو به عنوان مکمل کنترل کیفیت در واحد تولید در نظر گرفته می‌شد [۶]. اولین گام تشخیص تقلبی بودن داروها، بازرسی دقیق بصری ظاهر و بسته‌بندی محصول است. بازرسی بصری با تجزیه و تحلیل شیمیایی، اغلب با استفاده از کروماتوگرافی مایع با کارایی بالا استفاده می‌شود [۷] که این روش، به عنوان روش تحلیلی استاندارد در آنالیز دارو در نظر گرفته می‌شود زیرا به اجزای فعال و همچنین ناخالصی‌ها اجازه می‌دهد تا به صورت کمی تعیین شوند [۷]. اخیراً، تشخیص داروهای تقلبی از اصل بر اساس ظاهر آنها بسیار دشوار شده است [۸]. از این رو، در چند سال اخیر، روش‌های متعدد دیگری برای کنترل کیفیت استفاده می‌شود، مانند کروماتوگرافی لایه نازک [۹, ۱۰]، طیف سنجی مرئی فرابنفش [۱۰]، پراش اشعه ایکس [۱۱]، طیف سنجی مادون قرمز نزدیک [۹, ۱۰, ۱۲, ۱۳]، کروماتوگرافی مایع - طیف سنجی جرمی [۹, ۱۴] و واکنش‌های رنگ سنجی. با وجود حساس و کاربردی بودن این روش‌ها، روش‌های فوق معمولا به آماده سازی نمونه، اپراتورهای آموزش دیده و همچنین برای تفسیر نتایج به شیمیدانان آموزش دیده احتیاج دارند [۱۵]، واکنش‌های رنگ سنجی نیز تحت شرایط خاصی می‌توانند بخش کوچکی از داروهای تقلبی را شناسایی کنند.

بنابراین لازم است روشی سریع و آسان برای شناسایی این داروها ایجاد شود. در سال‌های اخیر، طیف‌سنجی رامان به دلیل ویژگی‌های منحصر به فرد خود مانند ماهیت غیرتهاجمی، آماده‌سازی آسان یا بدون نیاز به آماده‌سازی نمونه و بررسی در محل کشف نمونه به یکی از ابزارهای مهم تحلیلی در صنعت داروسازی تبدیل شده است. همچنین، میکروسکوپ رامان که از ادغام طیف‌سنجی و میکروسکوپ ساخته شده‌است همراه با روش نقشه‌برداری، از طریق حرکات برنامه‌ریزی شده یک صفحه متحرک، می‌تواند به طور همزمان اطلاعات طیفی و فضایی نمونه تحت بررسی را ارائه دهد. از این رو، این روش برای شناسایی مواد فعال دارویی، مواد جانبی و ناخالصی‌ها در داروها بسیار مفید است [۱۶-۱۸].

هدف اصلی این مقاله توسعه روش‌های کاربردی نقشه‌برداری و طیف‌سنجی رامان برای بررسی تقلب در قرص‌های تجاری متادون با استفاده از لیزر۵۳۲ نانومتری می‌باشد. ما با استفاده از این روش هر دو دسته قرص تقلبی که در بالا ذکر شده بود را مورد بررسی قرار دادیم.

مواد و روش ها

مواد

آزمایش روی شش قرص تجاری متادون انجام شد که پنج مورد آن‌ها از بازار آزاد و یک مورد آن‌ها از یک شرکت معتبر (به عنوان نمونه استاندارد) تهیه شده بود. تمام قرص‌ها دوز یکسان و برابر ۴۰ میلی‌گرم داشتند.

آماده‌سازی قرص‌ها برای تجزیه و تحلیل

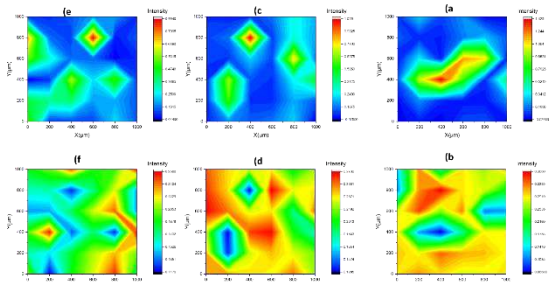
قبل از انجام نقشه‌برداری نقطه‌ای، ابتدا باید روکش قرص‌ها را برداریم. هنگام برداشتن روکش قرص‌ها توجه به این نکته بسیار ضروری است که سطح قرص صاف بماند زیرا کیفیت کانونی شدن نور لیزر بر روی نمونه تا حد زیادی بر سیگنال جمع‌آوری شده تاثیر می‌گذارد. برای انجام نقشه برداری نقطه‌ای، نمونه و نگهدارنده آن روی یک پایه xyz که با موتور پیزوالکتریک با دقت ۲۰۰ نانومتر جابجا می‌شود، قرار می‌گیرند.

میکروسکوپ رامان

طیف‌ها با استفاده از یک میکروسکوپ رامان ساخت شرکت تکفام‌سازان طیف نور جمع‌آوری شد. پراکندگی رامان با لیزر ۵۳۲ نانومتر برانگیخته و از شیئی ×۶۰ برای جمع‌آوری نور پراکنده استفاده شد. این سیستم در محدوده ۱۵۰-۴۰۰۰cm^{-1} با وضوح فضایی۱۲cm^{-1} کار می‌کند. نقشه‌برداری نقطه به نقطه رامان با اندازه گام ۲۰۰μm میکرومتر در هر دو جهت X و Y، در ناحیه ۱۰۰۰ μm × ۱۰۰۰μm انجام شد.

بحث و نتایج

همانطور که گفته‌شد، خوشبینانه‌ترین حالتی که برای داروهای تقلبی وجود دارد این است که اثرگذاری آن‌ها بر روی بدن ناچیز و یا فاقد اثرگذاری هستند. برای بررسی این موضوع، نقشه‌ی توزیع سه قرص که دو مورد آن‌ها از بازار آزاد و یک مورد آن‌ها از یک شرکت معتبر تهیه شده بود و در شکل ۱۱ نیز نشان داده شده است با یکدیگر مقایسه شد.

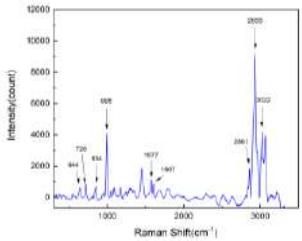


شکل ۱۱: a) و b) نقشه توزیع دو ماده متفاوت در قرص اول، c) و d) نقشه توزیع دو ماده متفاوت در قرص دوم، e) و f) نقشه توزیع دو ماده متفاوت در قرص سوم

نمودارهای a، c و e به ترتیب مربوط به ماده‌ی اول؛ قرص اول، دوم و سوم که پیک مشخصه آن در $۱۰۰۰cm^{-1}$ قرار دارد، هستند و نمودارهای b و d و f مربوط به ماده‌ی دوم؛ قرص اول، دوم و سوم که پیک مشخصه‌ی آن در $۱۱۲۴cm^{-1}$ قرار دارد، می‌باشند.

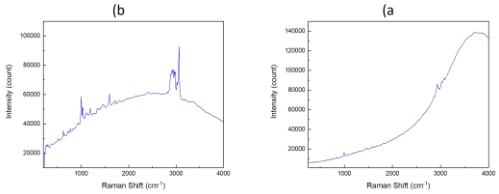
همانطور که مشاهده می‌کنید برای هر قرص در بعضی نواحی که شدت ماده اول زیاد بوده یعنی غلظت ماده در آن ناحیه زیاد است (با رنگ قرمز نشان داده شده است)، ماده دوم شدت کمتری داشته، یعنی غلظت ماده در آن ناحیه کمتر بوده است (با رنگ آبی نشان داده شده است) اما این نواحی در قرص اول و دوم به نسبت قرص سوم پراکندگی و مساحت بیشتری دارند یعنی در قرص سوم این دو ماده به صورت یکنواخت‌تر توزیع شده‌اند و خوشه‌هایی با اندازه‌ی قابل توجه تشکیل نداده‌اند که این مطلب را می‌توان به شکل پودری این دو ماده نسبت داد. با این حال، اندازه‌ی خوشه‌ها لزوماً به اندازه‌ی ذرات ورودی مرتبط نیست زیرا خوشه‌های بزرگ می‌توانند شامل ذرات بزرگ یا کوچک باشند، تفاوت در دو نقشه مربوط به هر قرص مشهود است و نشان می‌دهد که اندازه ذرات ورودی کوچکتر، منجر به ایجاد خوشه‌های کوچکتر در قرص شده‌است [۱۹]. از آنجایی که قطر لکه‌ی لیزر $۱۲\mu m$ می‌باشد، این یعنی دانه‌بندی قرص سوم که از یک شرکت معتبر تهیه شده‌بود به نسبت دو قرص دیگر که از بازار آزاد تهیه شده‌بودند از قطر لکه‌ی لیزر ما کوچکتر است. بنابراین بین همگنی این سه قرص تفاوت وجود دارد و از آنجایی که توزیع ترکیب ناهمگن، سرعت انحلال‌پذیری و در نتیجه قدرت و میزان تاثیر دارو را کاهش می‌دهد [۲۰] از این رو، قرص سوم که همگن‌تر بود اثرگذاری بیشتری روی بدن مصرف‌کننده خواهد داشت و یک قرص اصل می‌باشد اما دو قرص دیگر در دسته قرص‌های تقلبی قرار می‌گیرند.

دسته‌ی دیگر داروهای تقلبی، داروهایی هستند که مواد اولیه و روش تهیه آن‌ها با داروی اصلی متفاوت است و در خصوص قرص‌های متادون، قرص‌های تقلبی دارای عوارض جانبی از جمله: مشکلات تنفسی و تنگی نفس، سرگیجه و افت فشار خون، نارسایی کلیه و کبد، تشنج و افزایش خطر اعتیاد و وابستگی به مواد مخدر هستند. طیف رامان قرص اصلی متادون در شکل ۱۲ نشان داده شده است.



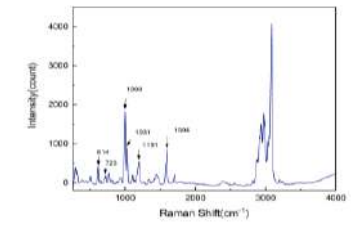
شکل ۲: طیف رامان متادون در قرص متادون اصلی.

باندهای رامان متادون در (تغییر شکل حلقه[۱])۶۱۴، (چاپ[۲])۷۲۳، (تنفس حلقه[۳])۱۰۰۰، (تغییر شکل C-H[۴])۱۰۳۱، (خمش C-H در صفحه)۱۱۹۱، (تنفس حلقه فنیل مثلثی)$۱۵۹۴cm^{-1}$ قرار دارند [۲۱]. در سه مورد از قرص‌های متادونی که ما مورد بررسی قرار داده‌ایم با این حال که از لحاظ شکل ظاهری و نحوه‌ی بسته‌بندی بسیار به قرص‌های اصلی شباهت داشت، طیف رامان متفاوتی نسبت به قرص‌های اصلی داشت، که می‌توانید در شکل ۱۳ ببینید.



شکل ۱۳: a) طیف رامان قرص تقلبی متادون. b) طیف رامان متادون در قرص اصلی متادون.

همانطور که در شکل بالا می‌بینید الگوی فلورسانس و پیک‌های این دو قرص کاملا با هم متفاوت می‌باشد. ما متوجه شدیم که در قرص‌های تقلبی به جای متادون از ترامادول استفاده می‌شود که باندهای رامان آن در (کشش C-H خارج از صفحه)۷۱۶,۶۴۰، (کشش متقارن C-N)۸۵۰، (تنفس حلقه)۹۹۳، (کشش اسکلت حلقه آروماتیک)۱۶۱۲,۱۵۷۵، (کشش C-H آلیفاتیک)۲۹۳۶، (کشش C-H آروماتیک)۳۰۱۹، (کشش O-H الکل)$۳۳۱۱cm^{-1}$ قراردارند [۲۲].



شکل ۱۴: طیف رامان قرص تقلبی متادون پس از کم کردن زمینه فلورسانس.

1. Ring deformation
2. CHoop
3. Ring breathing
3. C-H deformation
4. C-H in plan bending
5. the trigonal phenyl ring breathing
6. C-H out off plan stretch
7. C-N symmetric stretch
8. Ring breathing
9. Aromatic ring skeleton stretch
10. Aliphatic C-H stretch
11. Aromatic (C-H) stretch

نتیجه‌گیری

این کار نشان می‌دهد طیف‌سنجی رامان از پتانسیل بسیار خوبی برای تشخیص سریع قرص‌های تقلبی متادون، یکی از داروهایی که برای ترک اعتیاد به مواد افیونی استفاده می‌شود و نمونه‌های تقلبی آن به صورت گسترده در بازار وجود دارند، دارد. در این کار شش قرص مختلف مورد بررسی قرار گرفت. سه مورد از این قرص‌ها حاوی ماده فعال متادون بودند و با استفاده از نقشه‌برداری رامان میزان اثرگذاری این سه قرص روی بدن را مقایسه کردیم و به این نتیجه رسیدیم که قرص اول و دوم که ناهمگن بودند اثر کمتری روی بدن دارند پس تقلبی به حساب می‌آیند اما قرص سوم که همگن‌تر بود و اثرگذاری بیشتری دارد، اصل می‌باشد. سه قرص دیگر از لحاظ ماده فعال با سه قرص دیگر تفاوت داشت و ما با استفاده از طیف‌سنجی رامان متوجه شدیم به جای متادون از ترامادول به عنوان ماده فعال در این قرص استفاده شده است

مراجع

[1].O'BRIEN, C.P., *Overview: The treatment of drug dependence*. Addiction, 1994. **89**(11): p. 1565-1569.

[2]. Newman, R.G., *Methadone treatment*. 1987, Mass Medical Soc. p. 447-450.

[3]. Plomp, H.N., H.V.D. Hek, and H.J. Ader, The Amsterdam methadone dispensing circuit: genesis and effectiveness of a public health model for local drug policy. Addiction, 1996. **91**(5): p. 711-722.

[4]. Freedman, A.M., H.I. Kaplan, and B.J. Sadock, *Comprehensive textbook of psychiatry*, in *Comprehensive textbook of psychiatry*. 1975. p. [1350]-[1350].

[5]. Organization, W.H., Substandard and counterfeit medicines. Fact sheet No. 275, 2003. 2019.

[6]. WHO, C.D., Guidelines for the development of measures to combat counterfeit drugs. WHO: Geneva, Switzerland, 1999.

[7]. Shakoor, O., R. Taylor, and R. Behrens, *Assessment of the incidence of substandard drugs in developing countries*. Tropical Medicine & International Health, 1997. **2**(9): p. 839-845.

[8]. de Veij, M., et al., *Detection of counterfeit Viagra® with Raman spectroscopy*. Journal of pharmaceutical and biomedical analysis, 2008. **46**(2): p. 303-309.

[9]. Deisingh, A.K., *Pharmaceutical counterfeiting*. Analyst, 2005. **130**(3): p. 271-279.

[10]. Blok-Tip, L., et al., Counterfeits and imitations of Viagra and Cialis tablets: trends and risks to public health-A survey of the analyses carried out at the Dutch National Institute for Public Health and the Environment in the time period 2000-2004. 2005.

[11]. de Veij, M., P. Vandenabeele, and L. Moens, *Detection of counterfeit erectile dysfunction drugs with Raman spectroscopy*. SpectroscopyEurope, 2008. **20**(3): p. 7.

[12]. Scafi, S.H.F. and C. Pasquini, *Identification of counterfeit drugs using near-infrared spectroscopy*. Analyst, 2001. **126**(12): p. 2218-2224.

[13]. Rodionova, O.Y., et al., *NIR spectrometry for counterfeit drug detection: a feasibility study*. Analytica Chimica Acta, 2005. **549**(1-2): p. 151-158.

[14]. Ermer, J. and M. Vogel, *Applications of hyphenated LC-MS techniques in pharmaceutical analysis*. Biomedical chromatography, 2000. **14**(6): p. 373-383.

[15]. Azimi, S. and A. Docoslis, Recent advances in the use of surface-enhanced Raman scattering for illicit drug detection. Sensors, 2022. **22**(10): p. 3877.

[16]. Wartewig, S. and R.H. Neubert, *Pharmaceutical applications of Mid-IR and Raman spectroscopy*. Advanced drug delivery reviews, 2005. **57**(8): p. 1144-1170.

[17]. Kojima, T., et al., Crystalline form information from multiwell plate salt screening by use of Raman microscopy. Pharmaceutical research, 2006. **23**: p. 806-812.

[18]. Breitenbach, J., W. Schrof, and J. Neumann, *Confocal Raman-spectroscopy: analytical approach to solid dispersions and mapping of drugs*. Pharmaceutical research, 1999. **16**: p. 1109-1113.

[19]. Čapková, T., et al., Application of reverse engineering in the field of pharmaceutical tablets using Raman mapping and chemometrics. Journal of Pharmaceutical and Biomedical Analysis, 2022. **209**: p. 114496.

[20]. Gendrin, C., Y. Roggo, and C. Collet, *Pharmaceutical applications of vibrational chemical imaging and chemometrics: a review*. Journal of pharmaceutical and biomedical analysis, 2008. **48**(3): p. 533-553.

[21]. Massarini, E., et al., Methodologies for assessment of limit of detection and limit of identification using surface-enhanced Raman spectroscopy. Sensors and Actuators B: Chemical, 2015. **207**: p. 437-446.

[22]. Alharbi, O., Y. Xu, and R. Goodacre, Detection and quantification of the opioid tramadol in urine using surface enhanced Raman scattering. Analyst, 2015. **140**(17): p. 5965-5970.

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

ویژگی‌های غیرکلاسیکی امواج گسیل‌شده از تقویت‌کننده پارامتری غیرتبهگن در حضور حالت همدوس مرکب

رضا یوسفی؛ محمد کاظم توسلی

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

rezausefi1365@gmail.com, mktavassoly@yazd.ac.ir

چکیده: هدف ما در این مقاله بررسی تحلیلی و عددی پاسخ محیط اپتیکی غیرخطی (تقویت‌کننده پارامتری غیرتبهگن) به امواج نوری با توان بالا (که در این مقاله حالت همدوس مرکب دومدی است) می‌باشد. ویژگی‌های غیرکلاسیکی امواج الکترومغناطیسی گسیل‌شده از این تقویت‌کننده‌ها را مورد بررسی قرار می‌دهیم. از توصیف کاملا کوانتومی برای این سامانه استفاده می‌کنیم. در تقریب موج چرخان و حل معادلات حرکت هایزنبرگ برای بسامدهای سیگنال (قوی) و آیدلر (ضعیف)، ویژگی‌های غیرکلاسیکی چلاندگی، درهم‌تنیدگی و پادگروهگی امواج گسیل شده مورد بررسی قرار می‌گیرد. نتایج به‌دست آمده وقوع برخی از این ویژگی‌های غیرکلاسیک را برای نور خروجی تولید شده تایید می‌کند.

کلید واژه‌ها: پادگروهگی میدان، تقویت‌کننده پارامتری غیرتبهگن، چلاندگی، درهم‌تنیدگی، نوسانگر پارامتری.

Non-classical properties of waves emitted from non-degenerate parametric amplifier in the presence of composite coherent state

Reza Usefi; Mohammad Kazem Tavassoly

Laser and Optics Group, Faculty of Physics, Yazd University

rezausefi1365@gmail.com, mktavassoly@yazd.ac.ir

Abstract: Our purpose in this paper is the analytical and numerical investigate of the response of a nonlinear optical medium (nondegenerate parametric amplifier) to high power light waves (the two-mode composite coherent state). We evaluate the nonclassical properties of the electromagnetic waves emitted from the amplifier using a fully quantum mechanical approach. Considering the rotating wave approximation (RWA) and solving the Heisenberg equations of motion for signal (strong) and idler (weak) frequencies, the nonclassical properties like squeezing, entanglement and antibunching of the emitted waves are investigated. The results confirm the occurrence of some of these nonclassical properties for the output produce light.

Keywords: Field antibunching, Entanglement, Non-degenerate parametric amplifier, Parametric oscillator, Squeezing.

مقدمه

یک منبع لیزری با توان بالا با بسامد ω_3 در یک محیط غیرخطی می‌تواند بسامدهای سیگنال (قوی) ω_1 و آیدلر (ضعیف) ω_2 را تولید کند. اگر بسامدهای تولید شده با هم مساوی باشند ($\omega_1 = \omega_2$)، به آن تقویت‌کننده پارامتری تبهگن (DPA) و اگر بسامدهای تولید شده مساوی نباشند ($\omega_1 \neq \omega_2$)، به آن تقویت‌کننده پارامتری غیرتبهگن (NDPA) می‌گویند. سامانه مورد بررسی ما غیرتبهگن است و رابطه بین بسامدهای تولید شده و بسامد ورودی ω_3 به صورت $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$، که در آن $\omega_1 > \omega_3$ است. در مقاله حاضر هدف ما بررسی تحلیلی و عددی ویژگی‌های غیرکلاسیک مانند چلاندگی، درهم‌تنیدگی و پادگروهگی تابش‌های ورودی حالت همدوس مرکب[1] در یک سامانه NDPA با تقریب موج چرخان (RWA) است [1]. عملگر میدانی را در سامانه NDPA بررسی می‌کنیم و از جواب‌های معادلات حرکت هایزنبرگ مربوط به حالت‌های مختلف میدان بهره می‌بریم.

هامیلتونی سامانه

در یک سامانه NDPA یک موج با بسامد ω_3 به یک محیط غیرخطی وارد می‌شود و دو موج با بسامدهای ω_1 و ω_2 را تولید می‌کند. هامیلتونی سامانه با استفاده از تقریب موج چرخان به شکل زیر نوشته می‌شود [2,3]:

$$\mathrm{H} = \hbar\omega_1 a^\dagger a + \hbar\omega_2 b^\dagger b + i\hbar\chi(ab^\dagger e^{i\omega_3 t} - a^\dagger b e^{-i\omega_3 t}), \quad (۱)$$

که $a^\dagger$ (a) عملگر خلق (نابودی) برای بسامد سیگنال و $b^\dagger$ (b) عملگر خلق (نابودی) برای بسامد آیدلر است، χ ثابت جفت‌شدگی پاسخ محیط غیرخطی مرتبه دوم به دامنه پمپ ورودی است. هامیلتونی برهم‌کنش در تصویر برهم‌کنش به صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$V_I(t) = i\hbar\chi(ab^\dagger - a^\dagger b). \quad (۲)$$

معادلات حرکت هایزنبرگ متناظر با این سامانه برای بسامدهای سیگنال و آیدلر به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$\frac{da}{dt} = \dot{a} = \frac{i}{\hbar}[V_I(t), a] = -\chi b,$$
$$\frac{db}{dt} = \dot{b} = \frac{i}{\hbar}[V_I(t), b] = \chi a. \quad (۳)$$

حل این معادلات به روابط زیر منجر می‌شود:

$$a(t) = a_0\cos(\chi t) + ib_0\sin(\chi t),$$
$$b(t) = b_0\cos(\chi t) - ia_0\sin(\chi t). \quad (۴)$$

حال، حالت همدوس مرکب دومدی $|\psi_{CCS}\rangle = |\alpha\rangle|\beta\rangle$ را که در معادله‌های ویژه‌مقداری زیر صدق می‌کنند به عنوان حالت اولیه میدان در نظر می‌گیریم:

$$a|\psi_{CCS}\rangle = \alpha|\psi_{CCS}\rangle,\ b|\psi_{CCS}\rangle = \beta|\psi_{CCS}\rangle. \quad (۵)$$

ویژگی‌های غیرکلاسیکی را برای این حالت‌ها بررسی می‌کنیم.

چلاندگی

برای محاسبه چلاندگی مرتبه اول، کوادراتورهای زیر را برای بسامدهای سیگنال و آیدلر تعریف می‌کنیم [4] :

$$X_j = \frac{1}{2}\left[j(t) + j^\dagger(t)\right], Y_j = \frac{1}{2i}\left[j(t) - j^\dagger(t)\right], \quad (۶)$$

که در آن $j^\dagger(j) = a^\dagger(a), b^\dagger(b)$ عملگرهای خلق (نابودی) است. مقادیر $(\Delta X_j)^2 = \langle X_j^{\,2}\rangle - \langle X_j\rangle^2$ و به طور مشابه برای $(\Delta Y_j)^2$ را محاسبه می‌کنیم. اگر مقدار $(\Delta X_j)^2, (\Delta Y_j)^2$ کمتر از 0.25 به‌دست آید، چلاندگی حالت‌ها را نشان می‌دهد. برای بسامد سیگنال (آیدلر) $(\Delta X_{a(b)})^2\big|_{CCS} = (\Delta Y_{a(b)})^2\big|_{CCS} = 0.25$ به‌دست می‌آید. بنابراین، میدان تولید شده فاقد چلاندگی است، در عین حالی که اصل عدم قطعیت هایزنبرگ را اشباع می‌کند:

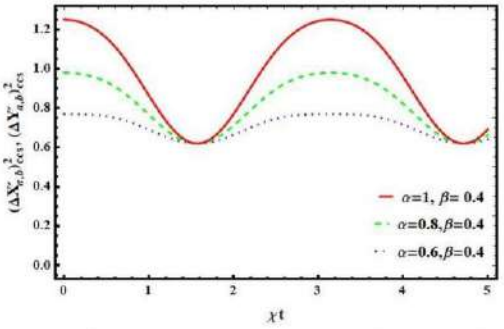
[1] Composite coherent state (CCS)

$$S_x\big|_{CCS} = (\Delta X_a)^2 - \sqrt{\frac{1}{4}\left|\langle [X_a, Y_a]\rangle\right|^2} = 0. \qquad (۷)$$

حال، چلاندگی مرتبه دوم را محاسبه می‌نماییم. بدین منظور کوادراتورهای زیر را تعریف می‌کنیم:

$$X'_j = \frac{1}{2}[j^2(t) + j^{\dagger 2}(t)], Y'_j = \frac{1}{2i}[j^2(t) - j^{\dagger 2}(t)]. \qquad (۸)$$

برای هر دو مد سیگنال و آیدلر $\Delta X'_{a,b}\big|_{CCS} = \Delta Y'_{a,b}\big|_{CCS}$ حاصل می‌شود که برای مقادیر مختلف α و β، مقدار مثبت و بزرگتر از 0.25 به‌دست می‌آید و لذا فاقد چلاندگی مرتبه دوم برای مدهای منفرد سیگنال و آیدلر است (شکل 1).



شکل ۱. چلاندگی مرتبه دوم برای مد سیگنال و آیدلر در حالت همدوس مرکب.

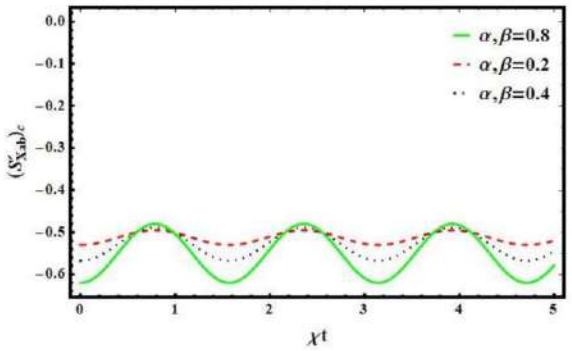
همچنین کوادراتورهای آمیخته را تعریف می‌کنیم:

$$X'_{ab} = \frac{1}{2\sqrt{2}}[a^2(t) + a^{\dagger 2}(t) + b^2(t) + b^{\dagger 2}(t)],$$
$$Y'_{ab} = \frac{1}{2i\sqrt{2}}[a^2(t) - a^{\dagger 2}(t) + b^2(t) - b^{\dagger 2}(t)]. \qquad (۹)$$

برای کوادراتور مکان آمیخته رابطه زیر به‌دست می‌آید:

$$(\Delta X'_{ab})^2\big|_{CCS} = \frac{1}{8}\{4 + 3\cos^4(\chi t)(|\alpha|^2 + |\beta|^2) + 3\sin^4(\chi t)(|\alpha|^2 + |\beta|^2)$$
$$-2\cos^2(\chi t)\sin^2(\chi t)(3|\alpha|^2 + 3|\beta|^2 + 8)$$
$$+8i(\alpha^*\beta + \alpha\beta^*)(\cos^3(\chi t)\sin(\chi t)$$
$$-\cos(\chi t)\sin^3(\chi t)). \qquad (۱۰)$$

برای مقادیر مختلف α و β مقدار $S'_{Xab}\big|_{CCS} < 0$ به‌دست می‌آید که مطابق شکل ۲ نشان دهنده وقوع چلاندگی مرتبه دوم برای مدهای آمیخته سیگنال و آیدلر است . با توجه به وجود چلاندگی در کوادراتور X'_{ab} در همه زمان‌ها ($0 \le \chi t \le 5$)، بدیهی است که در کوادراتور مزدوج آن Y'_{ab} در این بازه زمانی چلاندگی نداریم.



شکل ۲. چلاندگی مرتبه دوم مکان برای مدهای آمیخته در حالت همدوس مرکب.

درهم‌تنیدگی

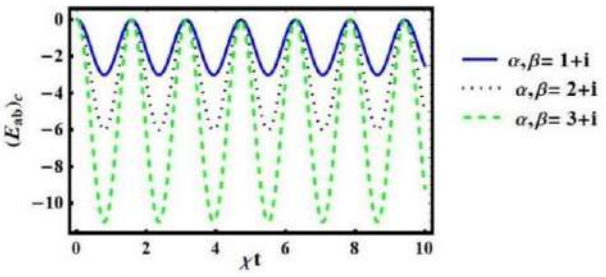
یکی از پارامترهای مهم در انواع سامانه‌های نوری، میزان درهم‌تنیدگی در این سامانه‌ها است. حالت‌های درهم‌تنیده بیانگر نوعی هم‌بستگی کوانتومی غیرموضعی بین زیرسامانه‌ها است. در این بخش درهم‌تنیدگی برای بسامدهای گسیل‌شده از تقویت‌کننده پارامتری غیرتبهگن را بررسی می‌کنیم. معیارهای مختلفی برای بررسی درهم‌تنیدگی وجود دارد. ما برای بررسی درهم‌تنیدگی از معیار هیلری-زبیری استفاده می‌کنیم [5]:

$$E_{a,b} = \langle N_a(t)N_b(t)\rangle - \left|\langle a(t)b^\dagger(t)\rangle\right|^2 < 0, \qquad (۱۱)$$

که در آن $N_a(t)$ عملگر تعداد برای مد a و $N_b(t)$ عملگر تعداد برای مد b است. با استفاده از عملگرهای میدان معادلات (۴) و معیار داده شده هیلری- زبیری می‌توان شکل تحلیلی از معیار بالا را به‌دست آورد. برای حالت همدوس مرکب در (۴) داریم:

$$E_{a,b}\big|_{CCS} = -\{\cos^2(\chi t)\sin^2(\chi t)(4 + 2|\alpha|^2 + 2|\beta|^2)$$
$$-2i\alpha\beta^*\cos^3(\chi t)\sin(\chi t)$$
$$+2i\alpha^*\beta\cos(\chi t)\sin^3(\chi t)\}. \qquad (۱۲)$$

مطابق نمودارهای رسم شده در شکل ۳ برای مقادیر مختلف α و β مقدار $E_{a,b}\big|_{CCS} < 0$ به‌دست می‌آید که درهم‌تنیدگی بسامدهای سیگنال و آیدلر را نشان می‌دهد. پیداست که هر چه مقادیر α و β بزرگتر شود درهم‌تنیدگی افزایش می‌یابد.



شکل ۳. درهم‌تنیدگی بین بسامدهای سیگنال و آیدلر روی حالت‌های همدوس مرکب برای مقادیر مختلف α و β.

پادگروهگی

در بحث توابع هم‌بستگی میدان‌ها، یکی از ویژگی‌های غیرکلاسیکی مهم پادگروهگی است. در واقع پس از تشخیص فوتون در یک آشکارساز فوتونی، چنانچه احتمال مشاهده فوتون در آشکارساز دوم، بلافاصله پس از آشکارسازی اول، برای فواصل زمانی کوچک (τ) بسیار کم باشد، میدان پادگروهگی دارد. برخلاف آن برای گروهگی فوتون‌ها، احتمال تشخیص فوتون در هر دو آشکارساز حتی برای فواصل زمانی کوچک (τ) نسبتا زیاد است [6]. برای محاسبه پادگروهگی، تابع هم‌بستگی مرتبه دوم را در زمان (τ) محاسبه می‌کنیم که از رابطه زیر به‌دست می‌آید:

$$g^{(2)}(\tau)=\frac{\left\langle j^{\dagger}(t)\,j^{\dagger}(t+\tau)\,j(t+\tau)\,j(t)\right\rangle}{\left\langle j^{\dagger}(t)\,j(t)\right\rangle\left\langle j^{\dagger}(t+\tau)\,j(t+\tau)\right\rangle}. \qquad (۱۳)$$

در صورتی که $g^{(2)}(\tau)\le g^{(2)}(0)$ گروهگی فوتون‌ها و اگر $g^{(2)}(\tau)>g^{(2)}(0)$ پادگروهگی فوتون‌ها را داریم. برای این حالت‌ها $g^{(2)}(\tau)=g^{(2)}(0)=1$ به‌دست می‌آید که گروهگی فوتون‌ها را نشان می‌دهد. برای بررسی آمار فوتونی، تابع هم‌بستگی مرتبه دوم در زمان ($\tau=0$) را حساب می‌کنیم $g^{(2)}(0)=\dfrac{\left\langle j^{\dagger}(t)\,j^{\dagger}(t)\,j(t)\,j(t)\right\rangle}{\left\langle j^{\dagger}(t)\,j(t)\right\rangle\left\langle j^{\dagger}(t)\,j(t)\right\rangle}$، که در آن $g^{(2)}(0)=1$، $g^{(2)}(0)>1$ و $g^{(2)}(0)<1$ به ترتیب آمار پواسونی، ابرپواسونی و زیرپواسونی را برای میدان‌ها نشان می‌دهد. برای بسامدهای سیگنال و آیدلر $g^{(2)}(0)=1$ می‌شود که آمار پواسونی این حالت‌ها را نشان می‌دهد.

نتیجه‌گیری

در سامانه NDPA روی حالت‌های همدوس مرکب، به حالت‌های چلانده ایده‌آل دست یافتیم. چلاندگی مرتبه دوم برای مدهای منفرد وجود ندارد شکل (۱)، ولی برای مدهای آمیخته وجود دارد شکل (۲). درهم‌تنیدگی بین بسامدهای سیگنال و آیدلر با معیار هیلری-زبیری قابل مشاهده بود. برای این حالت‌ها، گروهگی فوتون‌ها وجود دارد. علاوه بر محاسبات و نتایج ارائه شده، ویژگی‌های غیرکلاسیکی چلاندگی، درهم‌تنیدگی و پادگروهگی را برای حالت‌های عددی مرکب دومدی[۲] $|\psi_n\rangle=|n_a\rangle|n_b\rangle$ و حالت‌های همدوس جفت‌شده $ab|\xi,q\rangle=\xi|\xi,q\rangle$ [8]، در سامانه تقویت کننده پارامتری غیرتبهگن را نیز محاسبه نمودیم که در این مقاله فرصت طرح آنها نیست.

مرجع‌ها

[1] M. Alam, S. Mandal, & M. R. Wahiddin, Quantum phase fluctuations of coherent and thermal light coupled to a non-degenerate parametric oscillator beyond rotating wave approximation, Optics Communications 398, 1 (2017).

[2] B. Mollw & R. Glauber, Quantum theory of parametric amplification. I, Physical Review 160,1076 (1967).

[3] M. O. Scully & M. S. Zubairy, Quantum Optics, (Cambridge University Press 1997).

[4] C. Hong & L. Mandel, Higher-order Squeezing of a Quantum field, Physical Review Letters, 54, 323 (1985).

[5] M. Hillery & M. S. Zubairy, Entanglement conditions for two-mode states, Physical Review Letters 96, 050503 (2006).

[6] D. F. Walls, Evidence for the quantum nature of light, Nature 280, 451 (1979).

[7] A. Miranowicz, M. Bartkowiak, X. Wang, Y. X. Liu, & F. Nori, Testing non-classicality in multimode fields: A unified derivation of classical inequalities, Physical Review A82, 013824 (2010).

[8] G. S. Agarwal, Nonclassical statistics of fields in pair coherent states, JOSA B 5, 1940 (1988).

[2] Pair coherent state

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

تاثیر تصحیح خطای کوانتومی بر بازده عملیات کوانتومی

مرضیه خضاری نژاد*[۱]، علیرضا کشاورز[۱] ، غلامرضا هنرآسا[۱]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

***Marzieh.khazary@gmail.com, keshavarz@sutech.ac.ir, honarasa@sutech.ac.ir**

چکیده - امنیت اطلاعات در عصر حاضر به موضوعی حیاتی تبدیل شده است. توزیع کلید کوانتومی (QKD) با بهره‌گیری از قوانین مکانیک کوانتومی، امکان ایجاد ارتباطات ایمن را فراهم می‌آورد. با این‌حال انتقال داده‌ها از طریق کانال‌های ماهواره‌ای کوانتومی، با چالش‌هایی همچون نوفه و تغییرات جوی مواجه است. این چالش‌ها می‌توانند تأثیرات مخربی بر قابلیت اطمینان و کیفیت ارتباط داشته باشند. برای غلبه بر این مشکلات از روش‌هایی مانند تصحیح خطای کوانتومی استفاده می‌کنند. این مقاله به بررسی تصحیح خطای کوانتومی در ارتباطات ماهواره‌ای می‌پردازد و تاثیر آن را بر بازده و امنیت عملیات کوانتومی ارزیابی می‌کند.

کلید واژه- ارتباطات کوانتومی ماهواره‌ای، بازده عملیات کوانتومی، تصحیح خطای کوانتومی

The effect of quantum error correction on quantum throughput efficiency

Marzieh Khazary Nezhad[1,*], Alireza Keshavarz[1], and Gholamreza Honarasa[1]

[1]Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

***Marzieh.khazary@gmail.com, keshavarz@sutech.ac.ir, honarasa@sutech.ac.ir**

Abstract- Information security has become a crucial issue in today's era. Quantum key distribution (QKD) makes it possible to create secure communications by exploiting the laws of quantum mechanics. However, data transmission through quantum satellite channels faces challenges such as noise and atmospheric variations. These challenges can have detrimental effects on the reliability and quality of communication. To overcome these issues, methods like quantum error correction are employed. This article examines quantum error correction in satellite communications and evaluates its impact on the efficiency and security of quantum operations.

Keywords: Quantum satellite communication, quantum throughput efficiency, quantum error correction

مقدمه

در دنیای پیشرفته امروز، حفظ امنیت داده‌ها از اهمیت بیشتری برخوردار است و توزیع کلید کوانتومی با استفاده از قوانین مکانیک کوانتومی، مانند درهم‌تنیدگی و قضیه عدم کپی، امکان برقراری ارتباطات کاملاً ایمن را فراهم می‌کند [۱]. اما در حال حاضر، توزیع کلید کوانتومی از طریق فیبرهای نوری با محدودیت در فاصله و افزایش تلفات برای مسافت‌های طولانی مواجه است[۲]. برای حل این مشکل، از ارتباطات کوانتومی فضای آزاد با استفاده از ماهواره استفاده می‌شود، که این رویکرد امکان ایجاد ارتباطات ایمن با بازده بهتر را در مقیاس‌های بزرگتر فراهم می‌کند[۳]. در این مقاله، به بررسی تاثیر تصحیح خطای کوانتومی بر ارتباطات ماهواره‌ای و بازده عملیات کوانتومی خواهیم پرداخت.

انتقال اطلاعات با استفاده از ماهواره

برای مقابله با خطاهای کوانتومی که در ارتباطات ماهواره‌ای کوانتومی به دلیل نوفه، تداخل و شرایط جوی بر کیوبیت‌های ارسالی، که قطبش فوتون در نظر گرفته شده‌اند، رخ می‌دهند و بهبود عملکرد در شرایط واقعی، از روش‌های تصحیح خطا استفاده می‌شود[۴]. خطاهای وارد شده به کانال کوانتومی را با یک زاویه θ در بازه $[0,2\pi]$ توصیف می‌شود[۵]:

$$|\theta\rangle = cos\frac{\theta}{2}|0\rangle + isin\frac{\theta}{2}|1\rangle \qquad (۳)$$

کانال کوانتومی غیرایده‌آل که همان ماتریس یکانی چرخش قطبش است، در حالت کوانتومی آزمایشی $|\theta\rangle$ ذخیره می‌شود:

$$U_\theta = cos\frac{\theta}{2}I + i\,sin\frac{\theta}{2}Z \qquad (۴)$$

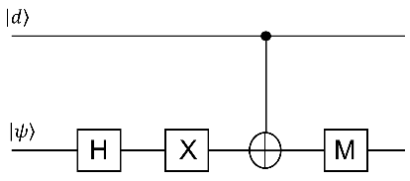
در رابطه بالا I و Z به ترتیب بیانگر ماتریس همانی و ماتریس پائولی هستند. در ابتدا فرستنده حالت کوانتومی $|\psi\rangle = \acute{\alpha}|0\rangle + \acute{\beta}|1\rangle$ را از طریق کانال کوانتومی برای گیرنده ارسال می‌کند. تغییرات کانال بصورت U_θ بر روی $|\psi\rangle$ اعمال می‌شوند و در نتیجه گیرنده حالت اختلالی ناشناخته $|d\rangle$ را در یافت می‌کند که با کیوبیت ارسالی $|\psi\rangle$ متفاوت است:

$$|d\rangle = U_\theta|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \qquad (۵)$$

برای تصحیح خطاهای اعمال شده روی حالت ارسالی از طرح تصحیح خطای کوانتومی آزمایشی استفاده می‌کنیم.

تصحیح خطا

طرح تصحیح خطای مورد استفاده در این تحقیق شامل کیوبیت‌های آزمایشی و کیوبیت‌های داده است. حالت کیوبیت انتقال یافته برای آلیس و باب نامشخص است پس فرستنده یک کیوبیت آزمایشی را برای پیدا کردن U_θ ارسال می‌کند. این کیوبیت آزمایشی اطلاعات ناشناخته کانال کوانتومی را درخود ذخیره می‌کند و درنهایت با استفاده از کیوبیت آزمایشی، کیوبیت داده را تصحیح می‌کنند. در مخابرات ماهواره‌ای کوانتومی U_θ را برای بازه‌ی زمانی T ثابت درنظر می‌گیریم. پس از اینکه کانال کوانتومی روی حالت‌های ورودی اثر کرد، آن‌ها به حالتی غیر از حالت اولیه تبدیل خواهند. روش تصحیح خطا شامل یک کیوبیت کنترل و یک کیوبیت هدف است. کیوبیت کنترل با کیوبیت مختل شده مطابقت دارد، در حالی که کیوبیت هدف برابر با حالت چرخش تصحیح خطا است. تصحیح یک حالت داده دلخواه $|d\rangle$ را می‌توان با استفاده از حالت آزمایشی $|\theta\rangle$ و درگاه‌های کوانتومی برای حالت تک کیوبیت بدست آورد. همانطو که در شکل ۱ نشان داده شده‌است، گیرنده برای تصحیح خطای کوانتومی از یک درگاه هادامارد و یک درگاه $CNOT$ کمک می‌گیرد[۶].



شکل ۱: مدار تصحیح خطای کیوبیت داده توسط تک کیوبیت آزمایشی[۶]

گیرنده بدون اینکه اطلاعاتی در مورد ماتریس جابجایی U_θ و حالت داده اختلالی داشته باشد تنها با استفاده مدار کوانتومی شکل ۱ وضعیت کیوبیت داده خروجی را به شکل $CNOT(|d\rangle \otimes H|\theta\rangle)$ تصحیح می‌کند:

$$CNOT(|d\rangle \otimes H|\theta\rangle) = \qquad (۶)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left[U_\theta^\dagger|d\rangle|0\rangle + U_\theta|d\rangle|1\rangle\right]$$

پس از تصحیح خطا خواهیم دید که حالت اختلالی $|d\rangle$ در دو وضعیت زیر قرار می‌گیرد:

$$U_\theta^\dagger|d\rangle = U_\theta^\dagger U_\theta|\psi\rangle = |\psi\rangle \quad (۷)$$

$$U_\theta|d\rangle = U_\theta U_\theta|\psi\rangle \neq |\psi\rangle \quad (۸)$$

نتیجه حاصل از مدار تصحیح خطا قطعی نیست و کلید تصحیح شده را می‌توان با احتمال ۵۰٪ بدست آورد. با این حال، با کمک حالت‌های آزمایشی، احتمال موفقیت را می‌توان به طور دلخواه افزایش داد. گیرنده برای تصحیح کیوبیت داده $|d\rangle$ از یک رشته کیوبیت به طول ξ استفاده می‌کند:

$$|\theta\rangle_m = \bigotimes_{i=1}^{\xi} |2^{i-1}\theta\rangle \quad (۹)$$

می‌توان دید که احتمال شکست تصحیح خطا در مخابرات کوانتومی به شکل زیر در می‌آید:

$$p_e = \left(\frac{1}{2}\right)^{\xi} \quad (۱۰)$$

همانند حالت قبل گیرنده کیوبیت $|d\rangle$ را به عنوان کیوبیت کنترل و $\bigotimes_{i=1}^{\xi} |2^{i-1}\theta\rangle$ را به عنوان کیوبیت هدف انتخاب می‌کند. برای دستیابی به امنیت بیشتر در مخابرات ماهواره‌ای کوانتومی، می‌توان از داده‌های متعدد و رشته‌های کیوبیت آزمایشی متعدد استفاده کرد. اندازه‌ی کیوبیت داده و کیوبیت آزمایشی را به ترتیب n و ξ فرض می‌کنیم. طول رشته کیوبیت‌های آزمایشی معمولاً کوچک‌تر از n است. رشته کیوبیت آسیب دیده را به صورت $|d_1\rangle \otimes |d_2\rangle \otimes |d_3\rangle \otimes \cdots \otimes |d_n\rangle$ نمایش می‌دهیم. گیرنده برای تصحیح اطلاعات کوانتومی آسیب دیده، از مجموعه‌ای از کیوبیت‌های آزمایشی به شکل $|\theta\rangle \otimes |2\theta\rangle \otimes |3\theta\rangle \otimes |2^{\xi-1}\theta\rangle \otimes \ldots$ استفاده می‌کند. بنابراین خروجی مدار کوانتومی تصحیح خطا به صورت رابطه زیر درمی‌آید:

$$CNOT\left(|d\rangle_n \otimes H|\theta\rangle_m\right) = \frac{1}{\sqrt{2^\xi}}\left(\sqrt{2^\xi - 1}U_\theta^{(2^\xi-1)^\dagger}|d\rangle_n \otimes |correct\rangle + U_\theta|d\rangle_n \otimes |error\rangle\right) \quad (۱۱)$$

رشته کیوبیت اختلالی به طول n به صورت زیر بیان می‌شود:

$$|d\rangle_n = \sum_{k=0}^{2^n-1} D_k|k\rangle \quad (۱۲)$$

بنابراین کلید تصحیح شده خروجی به شکل خواهد بود:

$$CNOT\left(|d\rangle_n \otimes H|\theta\rangle_m\right) = \frac{1}{\sqrt{2^\xi}}\left(\sqrt{2^\xi - 1}U_\theta^{(2^\xi-1)^\dagger}\sum_{k=0}^{2^n-1} D_k|k\rangle \otimes |correct\rangle + U_\theta\sum_{k=0}^{2^n-1} D_k|k\rangle|error\rangle\right) \quad (۱۳)$$

مشاهده می‌شود که احتمال تصحیح خطای موفق به صورت $p_s = 1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{\xi}$ و مستقل از طول رشته کیوبیت داده است.

جدول ۱: مقایسه عملکرد بین احتمال تصحیح خطا و طول کیوبیت

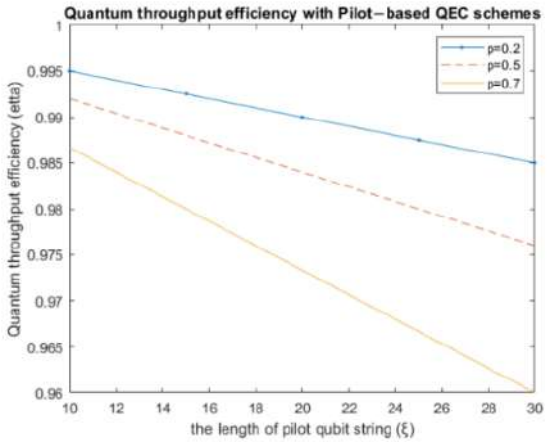
طول رشته کیوبیت آزمایشی	احتمال خطا	احتمال موفقیت
۲	۰/۲۵	۰/۷۵
۴	۰/۰۶۲۵	۰/۹۳۷۵
۶	۰/۰۱۵۶	۰/۹۸۴۴
۸	۰/۰۰۳۹	۰/۹۹۶۱
۱۰	۰/۰۰۱۰	۰/۹۹۹۰

بازده عملیات کوانتومی معیاری برای سنجش کارایی سیستم‌های ارتباطی کوانتومی است و به کارایی یک سیستم کوانتومی از نظر توانایی پردازش و انتقال اطلاعات کوانتومی اشاره دارد. بازده عملیات کوانتومی طرح تصحیح خطای آزمایشی به صورت رابطه‌ی ۱۳ محاسبه می‌شود[۴]:

$$\eta = 1 - \left(\frac{\frac{1}{1-p} \times \xi}{N}\right) \quad (۱۴)$$

در رابطه‌ی بالا N طول کل کیوبیت‌های ارسالی با استفاده از کانال کوانتومی، ξ طول کیوبیت‌های آزمایشی و p احتمال چرخش

کانال کوانتومی است. در شکل ۲ بازده عملیات کوانتومی طرح تصحیح خطای کوانتومی مبتنی بر کیوبیت‌های آزمایشی بر حسب طول رشته کیوبیت آزمایشی رسم شده است که طول رشته کیوبیت آزمایشی از ۱۰ تا ۳۰ اتخاذ شد و برای احتمال چرخش کانال سه مقدار ۰/۲، ۰/۵ و ۰/۷ در نظر گرفته شد.



شکل ۲: بازده عملیات کوانتومی طرح تصحیح خطای کوانتومی مبتنی بر کیوبیت‌های آزمایشی

از شکل ۲ می‌توان دریافت که افزایش طول رشته کیوبیت‌های آزمایشی باعث کاهش بازده عملیات کوانتومی می‌شود، لذا انتخاب مناسب طول این رشته امری حیاتی است؛ همچنین، افزایش احتمال چرخش کانال منجر به کاهش بازده عملیات کوانتومی می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله از یک طرح تصحیح خطای کوانتومی مبتنی بر کیوبیت‌های آزمایشی برای حذف خطاهای شبکه‌های ماهواره‌ای کوانتومی استفاده شده‌است. نتایج نشان داده‌اند که احتمال موفقیت تصحیح خطا به تعداد کیوبیت‌های آزمایشی وابسته است و همچنین تاثیر آن بر امنیت اطلاعات کوانتومی و بازده عملیات کوانتومی نشان داده‌شد.

مرجع‌ها

[1] D. A. Lidar and T. A. Brun, *Quantum error correction*, Cambridge university press, 2013.

[2] J. Yin and Y. Cao, "Satellite-to-Ground Entanglement-Based Quantum Key Distribution", Phys. Rev. Lett., Vol. 119, No. 20, pp. 43-47, 2017.

[3] M. Aspelmeyer and T. Jennewein, M. Pfennigbauer, W. R. Leeb, A. Zeilinger, "Long-Distance Quantum Communication With Entangled Photons Using Satellites," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. Vol. 9, pp. 1541–1551, 2003.

[4] V. Sharma, and S. Banerjee, "Analysis of quantum key distribution based satellite communication", 9th Int. Conf. Comput. Commun. Netw. Technol. ICCCNT (IEEE ICCCNT), pp. 1–5, 2018.

[5] L. Gyongyosi and S. Imre, "Pilot Quantum Error Correction for Global-Scale Quantum Communications", IEEE Int. Symp. Comput. Intell. Inform. (IEEE QCCI), 2013.

[6] V. Wang and X. Zhang, G. Chen. "Efficient quantum-error correction for QoS provisioning over QKD-based satellite networks", IEEE Wirel. Commun. Netw. Conf. WCNC, pp. 2262-2267, 2015.

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

شبیه‌سازی سامانه توزیع کلید کوانتومی BB۸۴ مبتنی بر فیبر نوری

شکیلا تبری، محمد واحدی

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران

sh_tabari@physics.iust.ac.ir, mvahedi@iust.ac.ir

چکیده - امروزه رمزنگاری کوانتومی به طور گسترده مورد توجه قرار گرفته است، زیرا برخلاف نمونه‌ی کلاسیکی آن، می‌تواند با به کارگیری قوانین فیزیکی بدون آنکه نیازی به محاسبات ریاضی پیچیده داشته باشد، امنیت یک ارتباط را تأمین کند. توزیع کلید کوانتومی یکی از مهم‌ترین بخش‌ها در رمزنگاری کوانتومی است که در آن دو شخص دور از هم می‌توانند یک کلید رمز را بین خود به اشتراک بگذارند. در این مقاله، یک سامانه توزیع کلید کوانتومی با استفاده از پروتکل BB۸۴ مدل‌سازی شده‌است و از آن‌جایی‌که آشکارسازهای تک‌فوتونی در سمت گیرنده نقش به‌سزایی دارند، تأثیر دو پارامتر نرخ شمارش تاریک و بازده آشکارساز، روی نرخ خطای بیت کوانتومی و نرخ کلید امن، بررسی شده‌است. نتایج نشان می‌دهد بازده آشکارساز، روی نرخ کلید امن و سرعت انتقال اطلاعات اثر می‌گذارد و نرخ شمارش تاریک، روی نرخ خطای بیت کوانتومی و بیشینه برد تأثیرگذار است.

کلید واژه- آشکارساز تک‌فوتون، توزیع کلید کوانتومی، رمزنگاری کوانتومی، مدل‌سازی QKD

Simulation of fiber based BB84 quantum key distribution system

Shakila Tabari, Mohammad Vahedi

Physics Department, Iran University of Science and Technology

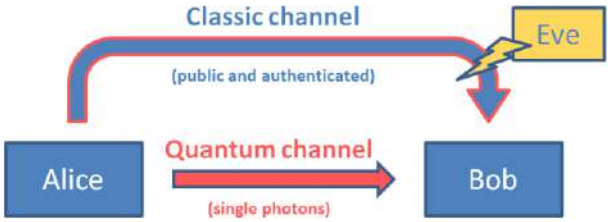
Abstract- Today, quantum cryptography is widely considered because, unlike its classical counterpart, it can secure a communication by applying physical laws without the need for complex mathematical calculations. Quantum key distribution is one of the most important parts of quantum cryptography, where two people far away from each other can share a cryptographic key. In this paper, a BB84 quantum key distribution system is modeled, and since single-photon detectors play a significant role at the receiver side, the effect of two parameters, dark count rate and detector efficiency, on quantum bit error rate and secure key rate is investigated. The results show that the detector efficiency affects the secure key rate and data transmission speed, and the dark count rate affects the quantum bit error rate and maximum range.

Keywords: Single photon detector, Quantum Key Distribution, Quantum cryptography, QKD modeling

مقدمه

رمزنگاری دانش تغییر دادن متن پیام یـا اطلاعات به کمک کلید رمز و بـا اسـتفاده از یـک الگـوریتم رمـز است؛ به این صورت که تنها شخصی که از کلید و الگوریتم آگاه اسـت می‌تواند اطلاعات اصـلی را از اطلاعـات رمزگـذاری‌شده اسـتخراج کنـد [۱].

تکامل رایانه‌های کوانتومی جدید، امنیت اکثر سیستم‌های رمزنگاری و پروتکل‌ها را مختل کرده است. بنابراین به نوع جدیدی از رمزنگاری نیاز است تا جایگزین سیستم‌های رمزنگاری کنونی شود و امنیت آن بر پایه مفاهیمی باشد که توسط پردازش‌های کوانتومی در زمان کوتاه قابل‌حل نباشد. رمزنگاری کوانتومی روشی برای رمزگذاری است که برای ایمن‌سازی و انتقال داده‌ها، از ویژگی‌های مکانیک کوانتومی به گونه‌ای استفاده می‌کند که هک نشوند، به عبارت دیگر، اندازه‌گیری حالت کوانتومی هر سیستمی توسط شنودگر، باعث ایجاد اختلال در آن سیستم می‌شود.



شکل ۱: شماتیک ساده از یک سامانه توزیع کلید کوانتومی.

شکل ۱ یک سامانه توزیع کلید کوانتومی (QKD) ساده را نشان می‌دهد که شامل یک فرستنده، گیرنده، کانال کوانتومی یک طرفه برای ارسال اطلاعات و یک کانال کلاسیک دوطرفه برای مقایسه نتایج و استخراج کلید رمز می‌باشد. هدف پروتکل‌های QKD، به اشتراک گذاشتن مجموعه‌ای از بیت‌ها (کلید)، با استفاده از فوتون‌ها یا کیوبیت‌ها (بیت‌های کوانتومی) روی کانال کوانتومی و انجام عملیات پس‌پردازش (Post processing) روی کانال کلاسیک است، به‌گونه‌ای که حتی در حضور یک شنودگر هم، ارتباط با امنیت مطلق برقرار شود. در بین پروتکل‌های مطرح‌شده، پروتکل BB۸۴ اولین و مرسوم‌ترین پروتکل QKD است که در سال ۱۹۸۴ توسط بنت و براسارد پیشنهاد شد. این پروتکل معمولا از قطبش یا فاز فوتون‌ها به منظور مبادله‌ی کیوبیت‌ها استفاده می‌کند. به این صورت که آلیس (فرستنده) هر کیوبیت را به صورت تصادفی در یکی از چهار حالت قطبش افقی، عمودی، ۴۵درجه و ۱۳۵درجه از طریق کانال کوانتومی برای باب (گیرنده) می‌فرستد. باب هر کیوبیت دریافتی را با استفاده از دو پایه قائم (شامل قطبش افقی و عمودی) یا مورب (شامل قطبش ۴۵درجه و ۱۳۵درجه) اندازه‌گیری می‌کند و سپس پایه‌های اندازه‌گیری خود را از طریق یک کانال کلاسیک با آلیس به اشتراک می‌گذارد [۲]. در صورت یکسان بودن پایه‌ها، اطلاعات مربوط به آن پایه را به عنوان کلید غربال‌شده نگه داشته و در صورت متفاوت بودن پایه‌ها، آن‌ها را دور می‌ریزند.

در صورت عدم وجود شنودگر و نویز، کیوبیت‌های آلیس و باب یکسان خواهند بود. بنابراین، برای بررسی اینکه آیا کیوبیت‌ها تغییر کرده‌اند یا خیر، آلیس و باب قسمتی از کیوبیت‌های کلید را با هم مقایسه می‌کنند، که در صورت یکسان بودن، کیوبیت‌های باقی‌مانده را به عنوان کلید امن نگه می‌دارند و در صورت متفاوت بودن، به حضور شنودگر پی برده و انتقال کلید را متوقف می‌کنند. دو پارامتر مهم در QKD، نرخ خطای بیت کوانتومی (QBER) و نرخ کلید امن (SKR) است. اگر QBER به‌دست‌آمده از حد مجاز (۱۱٪ ~) [۳] بیشتر شود، پروتکل متوقف می‌شود. درحالی‌که اگر QBER کمتر از حد مجاز شود، آلیس و باب پروتکل را ادامه داده و مراحل پس‌پردازش از طریق تصحیح خطا و تقویت حریم خصوصی در کانال کلاسیک، برای تولید کلید امن نهایی انجام می‌شود.

از آنجایی‌که برای آشکارسازی تک‌فوتون‌ها یا کیوبیت‌ها از آشکارسازهای تک‌فوتونی استفاده می‌شود، در این مقاله، بعد

از مدل‌سازی یک سامانه QKD، به بررسی تاثیر نرخ شمارش تاریک و بازده آشکارساز روی نرخ خطای بیت کوانتومی و نرخ کلید امن پرداخته‌ایم.

مدل‌سازی

در حالت کلی، یک سامانه QKD، از فرستنده، کانال و گیرنده تشکیل شده‌است. در قسمت آلیس، از منبع لیزر همدوس با توزیع احتمال پوآسونی استفاده می‌شود که می‌تواند به‌صورت احتمال انتقال یک پالس i-فوتونی مدل شود[۴]:

$$p(\mu,i)=\frac{e^{-\mu}\,\mu^{i}}{i!} \qquad (۱)$$

μ میانگین تعداد فوتون‌ها است.کانال کوانتومی می‌تواند فضای آزاد یا فیبر نوری باشد. در این‌جا ما فیبر نوری را به عنوان کانال در نظر گرفته‌ایم. اتلاف کانال با توجه به ضریب تضعیف فیبر (β) و طول فیبر (l) به‌دست می‌آید. درنتیجه بازده عبور کانال برابر است با:

$$\eta_t=10^{-\frac{\beta\, l}{10}} \qquad (۲)$$

ضریب تضعیف فیبر معمولی برابر با ۰٫۲dB است.

بازده عبور کل در سمت باب (η_{Bob}) شامل احتمال عبور از اجزای اپتیکی سمت باب (t_{Bob}) و بازده آشکارساز (η_D) است:

$$\eta_{Bob}=t_{Bob}\,\eta_D \qquad (۳)$$

که در آن مقدار t_{Bob} حدود ۷dB درنظر گرفته شده‌است. در نتیجه بازده عبور کل بین آلیس و باب برابر می‌شود با:

$$\eta=\eta_t\,\eta_{Bob} \qquad (۴)$$

عبور یک حالت i-فوتونی به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$\eta_i=1-(1-\eta)^{i} \qquad (۵)$$

و با توجه به آن، احتمال آشکارسازی یک پالس i-فوتونی برابر است با:

$$Y_i=Y_0+\eta_i \qquad (۶)$$

Y_0 احتمال شمارش تاریک آشکارساز است که با پنجره زمانی (t_w) و نرخ شمارش تاریک آشکارساز (DCR) رابطه دارد.

بهره کل سامانه را می‌توان از رابطه زیر به‌دست آورد:

$$Q_\mu=\sum_{i=0}^{\infty}Y_i\frac{\mu^{i}}{i!}\,e^{-\mu}=\,Y_0+1-e^{-\eta\,\mu} \qquad (۷)$$

و در نتیجه QBER برای یک سامانه QKD برابر می‌شود با:

$$E_\mu=\frac{1}{Q_\mu}[e_0Y_0+e_{detector}(1-e^{-\eta\,\mu})] \qquad (۸)$$

$e_{detector}$ احتمال آن است که فوتون به آشکارساز اشتباه برخورد کند و مقدار آن برابر با ۱٫۲٪ در نظر گرفته شده‌است. با فرض تصادفی بودن شمارش تاریک، نرخ خطا $e_0=\frac{1}{2}$ خواهد بود.

درنهایت نرخ کلید امن از رابطه زیر به‌دست می‌آید:

$$R=q\{-Q_\mu.f.H_2\big(E_\mu\big)+Q_1[1-H_2(e_1)]\} \qquad (۹)$$

q به نوع پروتکل بستگی دارد، که برای پروتکل BB۸۴ مقدار آن $\frac{1}{2}$ می‌باشد. f ضریب تصحیح خطا است که در این سامانه برابر با ۱٫۲۵ درنظر گرفته می‌شود. Q_1 و e_1 به‌ترتیب بهره و نرخ خطای بیت کوانتومی تک‌فوتون می‌باشند. H_2 تابع آنتروپی دودویی شانون است و به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$H_2(x)=-x\,log_2(x)-(1-x)\,log_2(1-x) \qquad (۱۰)$$

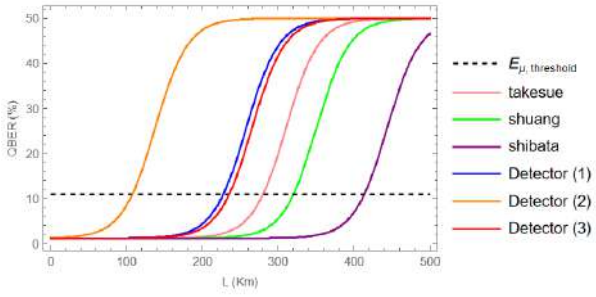
ما با استفاده از نرم‌افزار Mathematica، نمودارهای QBER و SKR را برای سه مقاله تجربی Takesue [۵]، Shuang [۶] و Shibata [۷] و سه نمونه تجاری از آشکارسازهای تک‌فوتون، که امروزه در QKD کاربرد دارند، رسم کرده‌ایم. پارامترهای مربوط به هرکدام از این آشکارسازها در جدول۱ آمده‌است.

مطابق شکل ۲، آشکارساز مقاله Shuang کمترین نرخ شمارش تاریک و بیشترین برد (۴۱۳٫۷ km ~) را دارد و

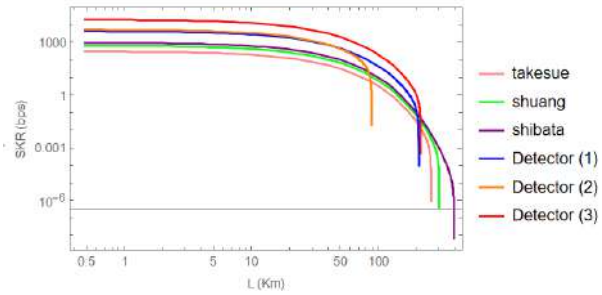
آشکارساز شماره (۲) دارای بیشترین نرخ شمارش تاریک و کمترین برد (۱۰۷٫۷ km ~) می‌باشد.

جدول ۱: پارامترهای مربوط به هر آشکارساز.

	DCR (Hz)	t_w (s)	η_d (%)
Takesue	6	100 p	1.4
Shuang	1	200 p	3
Shibata	0.04	100 p	4.4
Detector (1)	190	500 n	20
Detector (2)	10 k	3 n	25
Detector (3)	100	3 n	90



شکل ۲: نمودار نرخ خطای بیت کوانتومی برحسب طول فیبر در فرکانس تکرار ۱ مگاهرتز. خط‌چین مشکی مقدار حد مجاز QBER را نشان می‌دهد.



شکل ۳: نمودار نرخ کلید امن برحسب طول فیبر در فرکانس تکرار ۱ مگاهرتز.

شکل ۳ نمودار SKR برحسب طول فیبر را نشان می‌دهد که در آن آشکارساز شماره (۳) بیشترین بازده و بیشترین نرخ کلید ($۲٫۱ \times ۱۰^{۴}$ bps ~) را دارد و آشکارساز مقاله Takesue دارای کمترین بازده و کمترین نرخ کلید ($۳٫۲ \times ۱۰^{۲}$ bps ~) می‌باشد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله به بررسی تاثیر دو پارامتر نرخ شمارش تاریک و بازده آشکارساز روی نرخ خطای بیت کوانتومی و نرخ کلید امن، برای سه مقاله تجربی Takesue، Shuang و Shibata و سه نمونه تجاری از آشکارسازهای تک‌فوتون پرداختیم. باتوجه به نمودار نرخ خطای بیت کوانتومی، می‌توان نتیجه گرفت که با افزایش نرخ شمارش تاریک آشکارساز، برد بیشینه کاهش می‌یابد. نمودار نرخ کلید امن نیز این نتیجه را می‌دهد که افزایش بازده آشکارساز، منجر به افزایش سرعت انتقال اطلاعات می‌شود. بنابراین با توجه به برد و سرعت انتقال اطلاعات مورد نیاز برای سامانه توزیع کلید کوانتومی، می‌توان آشکارساز مناسب را با توجه به مشخصات آن انتخاب نمود.

مرجع‌ها

شجاعی یاس, ح. و ع. هادی پور, بررسی برخی کاربردها، شبیه‌سازی و تحلیل امنیتی پروتکل رمزنگاری کوانتومی BB۸۴. مجله نوآوری های فناوری اطلاعات و ارتباطات کاربردی, ۲۰۲۱. ۱(۱): p. 57-65.

Zbinden, H., et al., *Quantum cryptography.* Applied Physics B: Lasers & Optics, 1998. **67**.(6)

Gisin, N., et al., *Quantum cryptography.* Reviews of modern physics, 2002. **74**(1): p. 145.

Lopes, M. and N. Sarwade, *Modeling optimized decoy state protocol for enhanced quantum key distribution.* Journal of information security and applications, 2018. **38**: p. 1-7.

Takesue, H., et al., Quantum key distribution over a 40-dB channel loss using superconducting single-photon detectors. Nature photonics, 2007. **1**(6): p. 343-348.

Wang, S., et al., 2 GHz clock quantum key distribution over 260 km of standard telecom fiber. Optics letters, 2012. **37**(6): p. 1008-1010.

Shibata, H., T. Honjo, and K. Shimizu, Quantum key distribution over a 72 dB channel loss using ultralow dark count superconducting single-photon detectors. Optics letters, 2014. **39**(17): p. 5078-5081.

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

بررسی پراش میدان نزدیک از توری دامنه‌ای منطقه‌ای فرنلِ اصلاح شده

فاطمه افشاری پور[۱]، حمیدرضا مشایخی[۲]، علی محمد خزایی[۳]، محمد یگانه[۴] و حدیث عباسی[۵]

[۱] دانشگاه شهید باهنر کرمان، دانشکده‌ی فیزیک، کرمان، ایران، fatemeh98afshari@phy.uk.ac.ir
[۲] دانشگاه شهید باهنر کرمان، دانشکده‌ی فیزیک، کرمان، ایران، mashhr@uk.ac.ir
[۳] دانشگاه لرستان، دانشکده‌ی علوم پایه، خرم‌آباد، ایران، khazaei.am@lu.ac.ir
[۴] گروه آموزشی فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، صندوق پستی ۸۸۹-۱۴۶۶۵، تهران، ایران moyepe@gmail.com
[۵] دانشگاه شهید باهنر کرمان، دانشکده‌ی فیزیک، کرمان، ایران، habbasi13788@gmail.com

چکیده – اگر به معادله‌ی تابع عبور توری منطقه‌ای فرنل‌یک جمله‌ی دوره‌ای (شعاعی) اضافه گردد، توری پراش جدیدی خواهیم داشت که علاوه بر خود-کانونی شوندگی، دارای الگوی تناوبی در جهت سمتی نیز خواهد بود. در این مقاله، با محاسبات نظری و نیز به‌روش تجربی به بررسی پراش از این توری پرداخته می‌شود. محاسبات با حل انتگرال فرنل-کیرشهف در دستگاه مختصات قطبی برای باریکه‌ی نور تخت انجام شده است. آزمایشات تجربی نیز با تابش نور لیزر بر این‌توری‌ها از نوع دامنه‌ای و ثبت الگوی پراش آنها انجام گرفته است. نتایج تجربی به‌خوبی با محاسبات نظری همخوانی داشت.

کلید واژه- پراش، پراش فرنل، توری پراش، توری شعاعی.

Investigation of Near-Field Diffraction from Modified Amplitude Fresnel Zone Plate Grating

Fatemeh Afsharipour[1], Hamidreza Mashayekhi[2], Ali Mohammad Khazaei [3], Mohammad Yeganeh[4] and Hadis Abbasi[5]

1- Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran, fatemeh98afshari@phy.uk.ac.ir
2- Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran, mashhr@uk.ac.ir
3- Department Physics, Faculty of Basic Science, University of Lorestan, Khorramabad, Iran Akhazaei.am@lu.ac.ir
4- Department of Physics Education, Farhangian University, P.O. Box 14665-889, Tehran, Iran. moyepe@gmail.com
5- Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran, habbasi13788@gmail.com

Abstract- If the azimuthal term is added to the equation of the transmission function of the Fresnel zone plate, we will have a new diffraction grating that, in addition to self-focusing, will have periodicity in the azimuthal direction. In this paper, the diffraction from this type of grating is investigated theoretically and experimentally. The calculations have been done by solving the Fresnel-Kirchhoff integral in the polar coordinate system for a plane beam. Experimental investigations have also been performed by irradiating laser beams on the amplitude-type of these gratings and recording their diffraction patterns. The experimental results were in good agreement with the theoretical calculations.

Keywords: diffraction, diffraction grating, Fresnel diffraction, radial grating.

مقدمه

توری‌های پراش قطعات اپتیکی هستند که به‌خاطر ساختار تناوبی‌شان، باعث پراش نور شده و منجر به انحراف نور در زوایای مختلف می‌گردند[۱]. توری‌ها ابزار قدرتمندی برای تحلیل خواص نور هستند و کاربردهای زیادی در طیف سنجی، لیزر و ارتباطات نوری دارند[۳و۲]. بررسی و تحلیل پراش نور از توری‌ها به عنوان یکی از موضوعات مهم در حوزه‌ی نورشناسی به‌شمار می‌آید. توری‌های پراش به‌صورت بازتابی و عبوری ساخته می‌شوند که از طریق اثرگذاری روی دامنه و یا فاز نور و یا ترکیبی از این دو مشخصه، باعث پراش باریکه‌های نوری در زوایای مختلف می‌گردند. به توری‌هایی که از طریق تغییر بزرگی دامنه طرح پراش ایجاد می‌کنند، توری‌های پراش دامنه‌ای می‌گویند. این توری‌ها عملاً قسمتی از انرژی موج تابشی را جذب و یا منعکس می‌کنند. یکی از انواع توری‌های دامنه‌ای، توری دامنه‌ای شعاعی است که به آن پرداخته شده است[۴]. توری‌های دامنه‌ای شعاعی به‌صورت قطاع‌هایی از دایره هستند که در مرکز دایره مشترک هستند.

تیغه (صفحه) منطقه‌ای فرنل در سال ۱۸۲۲ توسط فرنل طراحی گردید. این تیغه مانند عدسی هم‌گرا عمل می‌کند و باریکه‌ی فرودی را در فواصل مشخصی کانونی می‌کند[۵]. توری پراشی که در ادامه معرفی می‌کنیم، خاصیت خود-کانونی شوندگی را دارد. اگر توری منطقه‌ای فرنل با توری شعاعی دامنه‌ای ترکیب شود، توری پراش جدیدی خواهیم داشت که یک توری دامنه‌ای منطقه‌ای فرنل اصلاح شده است.

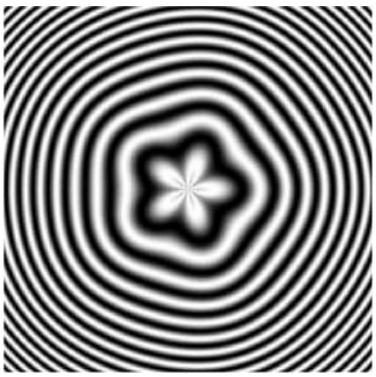
در این مقاله عبور موج تخت از یک توری دامنه‌ای منطقه‌ای فرنل اصلاح شده به‌صورت نظری و تجری مورد بررسی و تحلیل قرار می‌گیرد. در قسمت اول این مقاله، با استفاده از انتگرال فرنل-کیرشهف، انتشار موج تخت از توری دامنه‌ای منطقه‌ای فرنل اصلاح شده به‌صورت تحلیلی بررسی می‌شود و در بخش تجربی، الگوهای پراش میدان نزدیک در فواصل معینی از توری مورد بررسی قرار می‌گیرد. در نهایت با انجام شبیه‌سازی‌های رایانه‌ای، نتایج نظری با نتایج تجربی مقایسه می‌گردد.

مبانی نظری

تابع عبور توری دامنه‌ای منطقه‌ای فرنل اصلاح شده را به‌صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$T(r,\varphi)=\frac{1}{2}\left\{1+\cos\left[-cr^2+\cos(p\varphi)\right]\right\}, \qquad (۱)$$

که r و φ به‌ترتیب مختصه‌های شعاعی و سمتی روی سطح توری و p تعداد پره‌های توری شعاعی است. $c=\frac{\pi}{\lambda f}$ است که در آن λ طول‌موج نور و f فاصله‌ی کانونی مرتبه‌ی اول توری است. جمله‌ی $\cos(p\varphi)$ مربوط به مؤلفه‌ی شعاعی است که به جمله‌ی $-cr^2$ که مربوط به فاز الگوی فرنل است اضافه گردیده است. در شکل۱ یک نمونه از این توری رسم شده است.



شکل۱: نمایش یک نوع توری دامنه‌ای منطقه‌ای فرنل اصلاح شده به ابعاد $2\text{cm}\times 2\text{cm}$ و پارامترهای $f=200\text{cm}$ و $p=5$ برای طول موج نور $\lambda=532\text{nm}$.

اگر $T(r,\varphi)$ تابع عبور توری در $z=0$ و $U(\rho,\theta,z)$ دامنه‌ی مختلط میدان نوری پس از انتشار به‌اندازه‌ی z باشد، در تقریب فرنل در دستگاه مختصات قطبی داریم:

$$U(\rho,\theta,z)= h_0\, e^{i\alpha\rho^2}\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} T(r,\varphi)\, e^{i\alpha r^2}\, e^{-2i\alpha.\rho.r.\cos(\varphi-\theta)}\, r.dr.d\varphi, \qquad (۲)$$

که ρ و θ به‌ترتیب مختصات شعاعی و سمتی روی صفحه‌ی مشاهده هستند و $\alpha = \frac{\pi}{\lambda z}$، $h_0 = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z}$ و $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ است.

با استفاده از معادلات (۱) و (۲)، دامنه‌ی مختلط میدان نوری پس از انتشار را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$U(\rho,\theta,z) = \frac{h_0 e^{i\alpha.\rho^2}}{4} \times \int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}\left[2+\left(e^{i\left(-cr^2+\cos(p\varphi)\right)}+e^{-i\left(-cr^2+\cos(p\varphi)\right)}\right)\right] \times e^{i\alpha.r^2} e^{-2i\alpha.\rho.r.\cos(\varphi-\theta)} r.dr.d\varphi, \quad (۳)$$

با کمک اتحاد ژاکوبی-آنژه:

$$e^{i\gamma\cos x} = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} (i)^s J_s(\gamma) e^{ix}, \quad (۴)$$

و تبدیلات هنکل[۶]:

$$H_0\left\{e^{i\alpha r^2}\right\} = 2\pi\int_0^{\infty} e^{i\alpha r^2} J_0(br) r.dr = \frac{i}{2\alpha} e^{-i\frac{b^2}{4\alpha}},$$
$$H_n\left\{e^{i\alpha r^2}\right\} = 2\pi\int_0^{\infty} e^{i\alpha r^2} J_n(br) r.dr = \quad (۵)$$
$$\frac{b}{4}\left(\frac{\pi}{\alpha}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-i\left(\frac{b^2}{8\alpha}-\frac{n\pi}{4}\right)}\left[J_{\frac{n+1}{2}}\left(\frac{b^2}{8\alpha}\right)+iJ_{\frac{n-1}{2}}\left(\frac{b^2}{8\alpha}\right)\right],$$

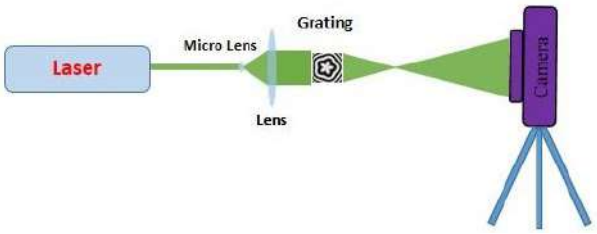
دامنه‌ی مختلط میدان نوری را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$U(\rho,\theta,z) = \frac{\pi h_0 e^{i\alpha\rho^2}}{2}\left\{\frac{i}{\alpha}e^{\left(-\frac{ib^2}{4\alpha}\right)} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty}(-i)^{mp}(i)^{\frac{mp}{2}+m} J_m(1) e^{imp\theta}\frac{b}{8\pi}\left(\frac{\pi}{\beta_-}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-i\left(\frac{b^2}{8\beta_-}\right)} \times\left[J_{\frac{mp+1}{2}}\left(\frac{b^2}{8\beta_-}\right)+iJ_{\frac{mp-1}{2}}\left(\frac{b^2}{8\beta_-}\right)\right] + \sum_{m=-\infty}^{+\infty}(-i)^{mp+m}(i)^{\frac{mp}{2}} J_m(1) e^{imp\theta}\frac{b}{8\pi}\left(\frac{\pi}{\beta_+}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-i\left(\frac{b^2}{8\beta_+}\right)} \times\left[J_{\frac{mp+1}{2}}\left(\frac{b^2}{8\beta_+}\right)+iJ_{\frac{mp-1}{2}}\left(\frac{b^2}{8\beta_+}\right)\right]\right\}. \quad (۶)$$

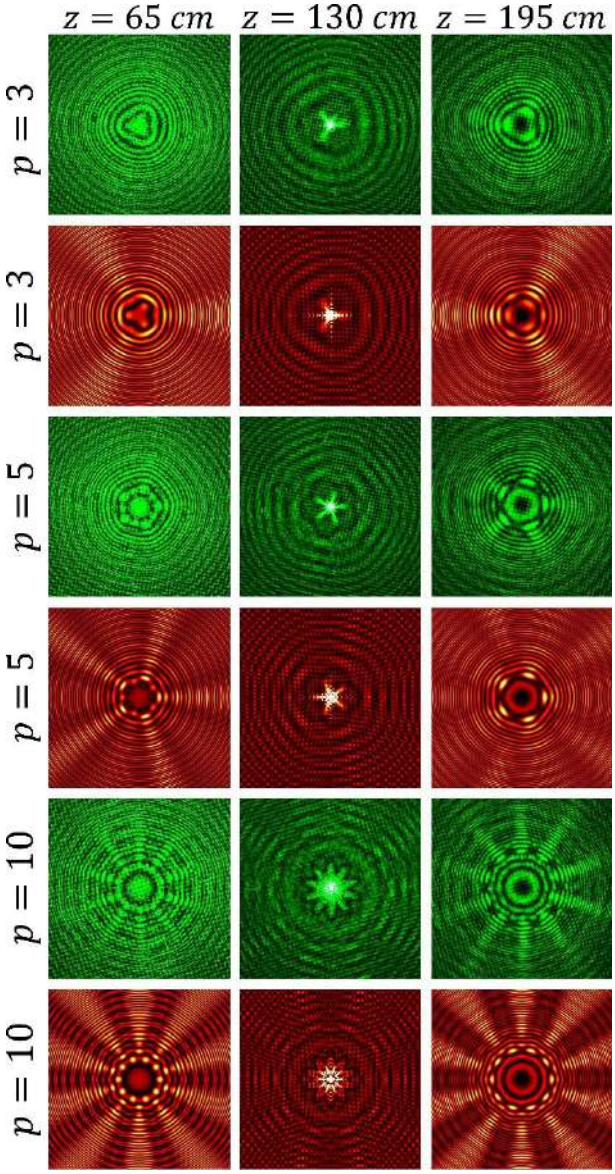
در رابطه‌ی فوق، $\beta_+ = c+\alpha$، $\beta_- = c-\alpha$ و $b = \frac{2\alpha r}{\lambda z}$ است.

چیدمان آزمایش و نتایج تجربی

منبع نور مورد استفاده، مد پایه‌ی عرضی گاوسی بود که از پالایش فضایی دومین هارمونیک باریکه‌ی لیزر Nd:YAG با پمپاژ دیودی ایجاد شده بود. پس از پالایش فضایی، باریکه‌ی لیزر را توسط یک عدسی هم‌گرا موازی شد تا باریکه‌ای با پهنایی کمی بزرگ‌تر از ابعاد توری‌های مورد استفاده ایجاد شود. الگوهای پراش بعد از انتشار با استفاده از یک دوربین دیجیتال (Nikon D7200) ثبت گردید.



شکل۲: شکل شماتیکی از چیدمان تجربی.



شکل۳: نتایج ثبت شده‌ی آزمایش برای طرح پراش از توری دامنه‌ای منطقه‌ای فرنل اصلاح‌شده با تعداد پره‌های p=3، p=5 و p=10 در فاصله‌های $z = 65\text{cm}$ ، $z = 130\text{cm}$ و $z = 195\text{cm}$ از توری. الگوهای سبز مربوط به نتایج تجربی و الگوهای قرمز مربوط به نتایج تحلیلی است.

نتیجه‌گیری

با توجه به اینکه آرگومان توری دامنه‌ای منطقه‌ای فرنل اصلاح‌شده ترکیبی از جمله‌ی $-cr^2$ که مربوط به فاز الگوی فرنل و جمله‌ی $\cos(p\varphi)$ مربوط به مؤلفه‌ی شعاعی است. جمله‌ی مربوط به فاز الگوی فرنل باعث کانونی شدن جبهه‌ی موج در فاصله معینی می‌شود و پراش موج تخت از جمله مربوط به مؤلفه‌ی شعاعی دارای الگوی همانند توری شعاعی می‌باشد. با بررسی نتایج تجربی و تحلیلی مشاهده می‌کنیم الگوی پراش در فاصله معینی کانونی می‌شود. همچنین با بررسی نتایج تجربی و تحلیلی مشاهده می‌کنیم الگوی پراش غالب بر مسئله مربوط به فاز الگوی فرنل می‌باشد. بعد و قبل از فاصله کانونی معین الگوی پراش رفتار مشابه الگوی پراش از توری فرنل را دارد.

با مقایسه‌ی الگوهای تجربی ثبت‌شده و شکل‌های حاصل از بررسی نظری که با نرم افزار MATLAB رسم شده‌اند، نشان می‌دهد که پیش‌بینی‌های نظری با نتایج تجربی سازگاری خوبی دارند.

مرجع‌ها

[۱] Saifollah Rasouli and Ali Mohammad Khazaei, "An azimuthally-modified linear phase grating: Generation of varied radial carpet beams over different diffraction orders with controlled intensity sharing among the generated beams", *Scientific Reports*, 12472 (2019).

[۲] Kneubühl, Fritz, "Diffraction Grating Spectroscopy", *Applied Optics*, 8.3, (1969).

[۳]Jianliang Yang, et. al., "Wavelength-switchable fiber ring laser using cascaded fiber Bragg gratings combined with amplitude modulator", Optical Fiber Technology, 11, 361–369, (2005).

[۴] علی محمد خزایی، سیفاله رسولی و داوود حبری، *پراش از ساختارهای دوره‌ای دو بعدی جدایی‌پذیر در مختصات قطبی*، انجمن اپتیک و فوتونیک ایران، ۱۲-۱۴ بهمن ۱۳۹۵.

[۵] J. Jia, C. Xie, M. Liu and L.Wan, "*A super-resolution Fresnel zone plate and photon sieve*", *Opt and laser Eng*. 48,460-756, (2010).

[٦] Zwillinger, Daniel, ed. *Table of integrals, series, and products*. Elsevier, 2014.

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

بررسی خاصیت خودترمیمی باریکه‌های ترکیبی بسل‌گونه‌ی نیم‌صحیح گردابی

زهرا معدن‌کن، پوریا امیری و سیف‌اله رسولی

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان،

ZahraMadankan@iasbs.ac.ir, p.amiri@iasbs.ac.ir, rasouli@iasbs.ac.ir

چکیده - امروزه باریکه‌هایی که دارای خاصیت خودترمیم شوندگی هستند، بسیار مورد بررسی قرار می‌گیرند، چرا که گاهی موانع اجتناب‌ناپذیری در مسیر انتشار باریکه‌ها وجود دارد، مانند ارتباطات نوری و سنجش از دورلیزری، بنابراین بررسی انتشار باریکه مختل شده در ادامه مسیر بسیار مهم است. در این مقاله ما به بررسی خودترمیمی زیرخانواده‌هایی از باریکه‌های گردابی که حاصلِ دستکاری سری فوریه‌ی ساختارهای شعاعی با توابع‌عبوری که نمایه‌های سهمی، مثلثی و مثلثی‌تغییریافته دارند، می‌پردازیم. ما با قرار دادن مانع گاوسی میزان خودترمیمی این نوع باریکه‌ها نسبت به طول انتشار، تعدادپره و میزان تشابه نسبت به حالت قبل را مقایسه می‌کنیم. نتایج این کار می‌تواند کاربردهای زیادی در تله‌اندازی اپتیکی پیدا کند.

کلیدواژه – باریکه‌گردابی‌حلقه‌وار، پراش، خودترمیمی.

Investigation the self-healing of combined half-integer Bessel-like vortex beams

Zahra Madankan, Pouria Amiri, and Saifollah Rasouli

Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran,
ZahraMadankan@iasbs.ac.ir, p.amiri@iasbs.ac.ir, rasouli@iasbs.ac.ir

Abstract - Self-healing beams are attracting major attention, as in practice, sometimes unavoidable obstacles exist in the propagation path of beams. such as in optical communication and laser remote sensing, so the investigation of propagation of a disturbed beam is very important. In this work, the self-healing of subfamilies of ring-like vortex beams that were produced by manipulation of the Fourier series of radial structures with parabolic, triangular and modified triangular transition functions are investigated. By placing the Gaussian obstacle, we compare the self-healing of these types of beams with respect to the propagation length, spoke number and similarity compared to the previous state. The results of this work can find many applications in optical trapping.

Keywords: diffraction, ring like vortex beams, self-healing.

مقدمه

استفاده از پراش نور از توری‌ها برای شکل‌دهی و تولید باریکه‌های جدید، از موضوعات مهم و جدید در اپتیک است[۱]. از جمله باریکه‌های تولید شده، می‌توان به باریکه‌های گردابی‌حلقه‌وار اشاره کرد که می‌تواند نتیجه‌ی پراش از توری شعاعی با نمایه عبور سهمی، مثلثی و مثلثی‌تغییریافته باشد، این نوع باریکه‌ها دارای فاز غیرعادی و اندازه حرکت زاویه‌ای مداری هستند. پیش‌تر برخی رفتار این نوع باریکه‌ها مورد بررسی قرار گرفته است[۲]. همچنین این گونه باریکه‌ها دارای خاصیت خودترمیمی هستند. خودترمیمی، به پدیده‌ای اشاره دارد که یک پرتو نوری مشخصات شدت اولیه خود را تحت انتشار پس از عبور از یک مانع مات-فاز بازسازی می‌کند[۳]. در این کار نتایج شبیه‌سازی شده با استفاده از نرم‌افزارMATLAB برای بررسی و مقایسه‌ی خودترمیمی این نوع باریکه‌ها با قرار دادن مانعِ گاوسی را بررسی می‌کنیم.

خودترمیمی در طول انتشار

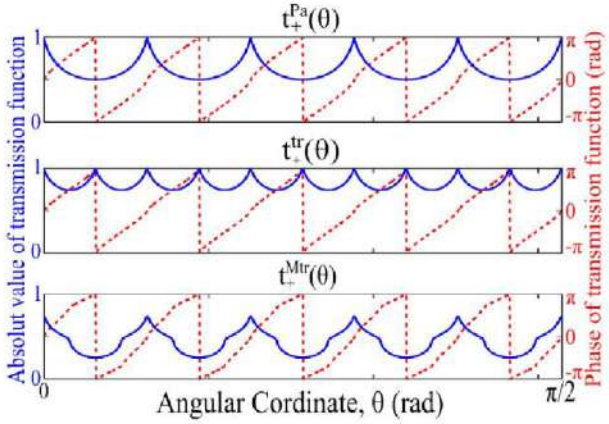
تابع عبور توری برای تولید باریکه‌ی گردابی‌حلقه‌وار با سه نمایه عبور سهمی و مثلثی و مثلثی تغییریافته که با تغییر در سری فوریه‌ی ساختارهای شعاعی این زیرخانواده از باریکه‌ها را تولید کردیم[۲]. به ترتیب به شرح زیر است:

$$t_{\pm}^{pa} = \frac{3}{2}\sum_{q=1}^{+\infty}\frac{4}{(\pi q)^2}\exp(\pm iqm\theta), \qquad (1)$$

$$t_{\pm}^{tr} = 2\sum_{\substack{q=1\\ odd}}^{+\infty}\frac{4}{(\pi q)^2}\exp(\pm iqm\theta), \qquad (2)$$

$$t_{\pm}^{Mtr} = \sum_{q=1}^{+\infty} tq\exp(\pm iqm\theta). \qquad (3)$$

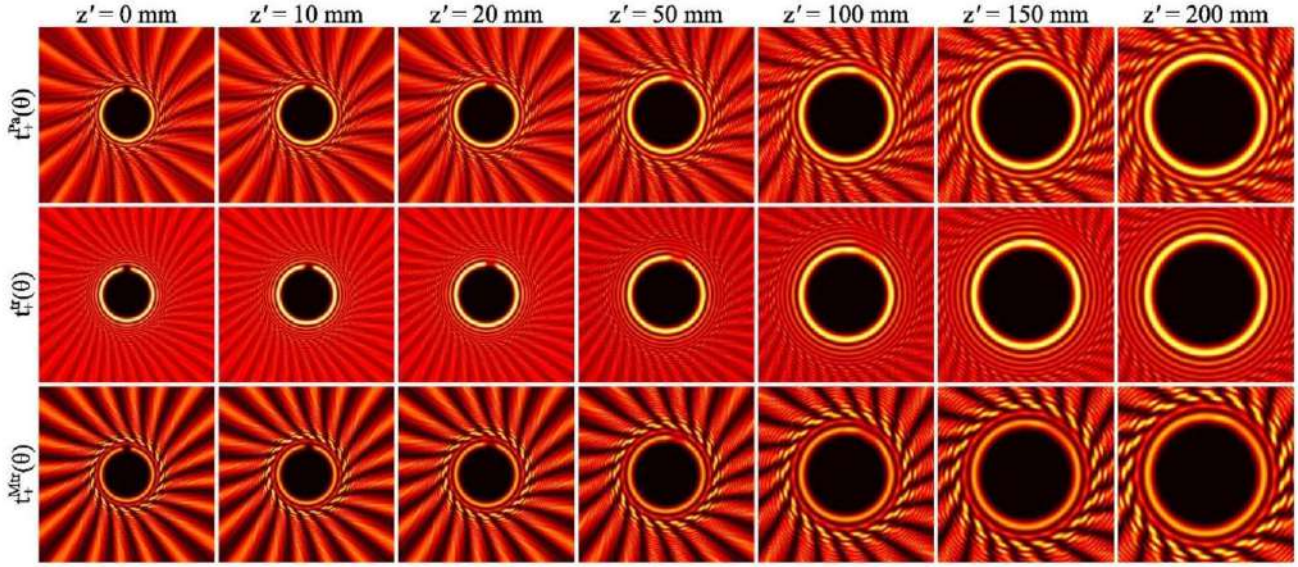
که در آن m تعداد پره‌های توری مربوطه، h ضریب روزنه با مقدار ۰.۵ است. $tq = \frac{2}{h(\pi q)^2}[1\text{-}\cos(q\pi h)]$ می‌باشد که شکل۱ نمایه این توری‌ها را نشان می‌دهد[۲].



شکل ۱: نمایه توری‌های سهمی، مثلثی و مثلثی تغییریافته. خط پیوسته آبی‌رنگ قدرمطلق دامنه و خط‌چین قرمز، شکل فازی آن را نشان می‌دهد[۲].

حال با قرار دادن یک مانع‌گاوسی در فاصله‌ی ۵ سانتی‌متری بعد از انتشار نور تخت از توری و سپس ادامه انتشار، نمایه شدت در حلقه مرکزی این سه نوع باریکه در تحت انتشار هم‌زمان ترمیم و جابجا می‌شود، چرا که این نوع باریکه‌ها حامل اندازه حرکت زاویه‌ای مداری هستند که شکل۲ در فواصل مختلف انتشار از $z' = 0$ تا $z' = 200mm$ برای باریکه‌ی گردابی‌حلقه‌وار تولید شده توسط توری با نمایه‌های سهمی t_+^{pa} و مثلثی t_+^{tr} و مثلثی‌تغییریافته t_+^{Mtr}، با تعدادپره $m = 20$ مشاهده می‌کنیم.

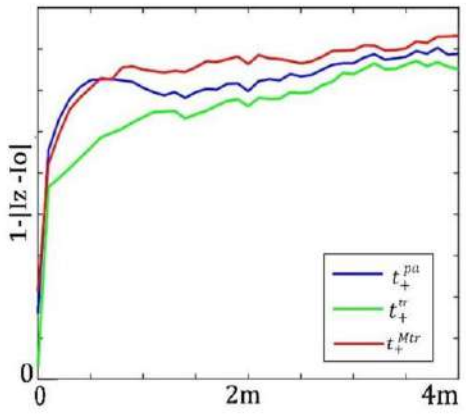
برای مقاسیه‌ی میزان خود ترمیمی این سه نوع باریکه، توزیع شدت I_z و I_o به ترتیب در حضور و عدم حضور مانع است که نمودار خود ترمیمی این سه باریکه را رسم کرده‌ایم. با توجه به نمودارهای شکل۳ کمترین و بیشترین میزان خودترمیمی و نسبت به حالت بدون مانع به ترتیب مربوط به باریکه‌ی‌گردابی‌مثلثی و باریکه‌ی‌گردابی‌مثلثی تغییریافته می‌باشد. شکل۴ نمایه شدت در حلقه مرکزی این باریکه‌ی گردابی تولید شده توسط توری با نمایه‌ی سهمی با تعداد پره‌ی۲۰، برحسب زاویه در $Z = 0$ را نشان می‌دهد که وجود این مانع شعاعی باعث شده شدت در آن محل تقریبا صفر شود. در ادامه (شکل۵) مجموعه‌ای از این نمودارها که محل شدت صفر (اختلاف شدت بیشینه) در باریکه‌ی گردابی-



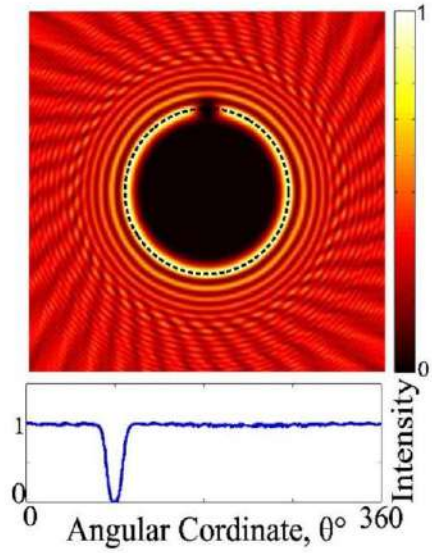
شکل ۲: طرح پراش و میزان خودترمیمی در فاصله‌های انتشاری مختلف برای باریکه‌ی گردابی‌حلقه‌وار با نمایه‌های سهمی t_+^{pa} و مثلثی t_+^{tr}و مثلثی تغییریافته t_+^{Mtr}، با تعدادپره ۲۰ = m.

حلقه‌وار تولید شده توسط توری با نمایه‌ی سهموی در زاویه‌ی 89.2° است.

به دلیل اینکه این باریکه ها حامل اندازه حرکت زاویه‌ای مداری هستند، چرخش دارند درطول انتشار مکان محل اختلاف شدت تغییر می‌کند، هنگامی که به $z = 100mm$ می‌رسیم، این مکان اختلاف شدت در زاویه‌ی 56.39° و اختلاف شدت کمینه می‌شود، به‌عبارتی خود ترمیمی رخ می‌دهد. نتیجه می‌شود که میزان چرخش برابر 32.81° است.



شکل ۳: مقایسه خود ترمیمی و برای باریکه‌های گردابی تولید شده توسط توری با نمایه‌های سهمی t_+^{pa} و مثلثی t_+^{tr} و مثلثی تغییریافته t_+^{Mtr}.

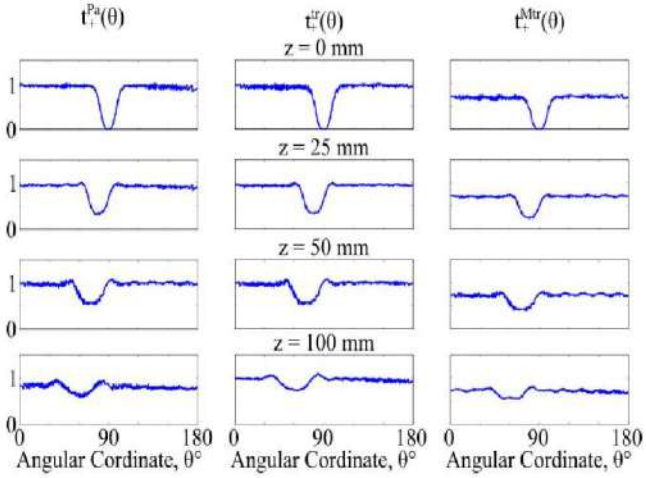


شکل ۴: شکل شدتی باریکه t_+^{tr} در لحظه برخورد با مانع گاوسی و شدت در حلقه مرکزی این باریکه.

برای باریکه گردابی تولید شده توسط توری با نمایه‌ی مثلثی در همان طول انتشار این اختلاف چرخش 30.39° می‌باشد و در باریکه‌گردابی تولید شده توسط توری با نمایه‌ی مثلثی تغییریافته این اختلاف به 28.55° می‌رسد، باریکه‌ی گردابی تولید شده توسط توری با نمایه‌ی مثلثی‌تغییریافته کمترین و باریکه‌ی گردابی سهمی بیشترین چرخش را دارد.

تاثیر تعداد پره

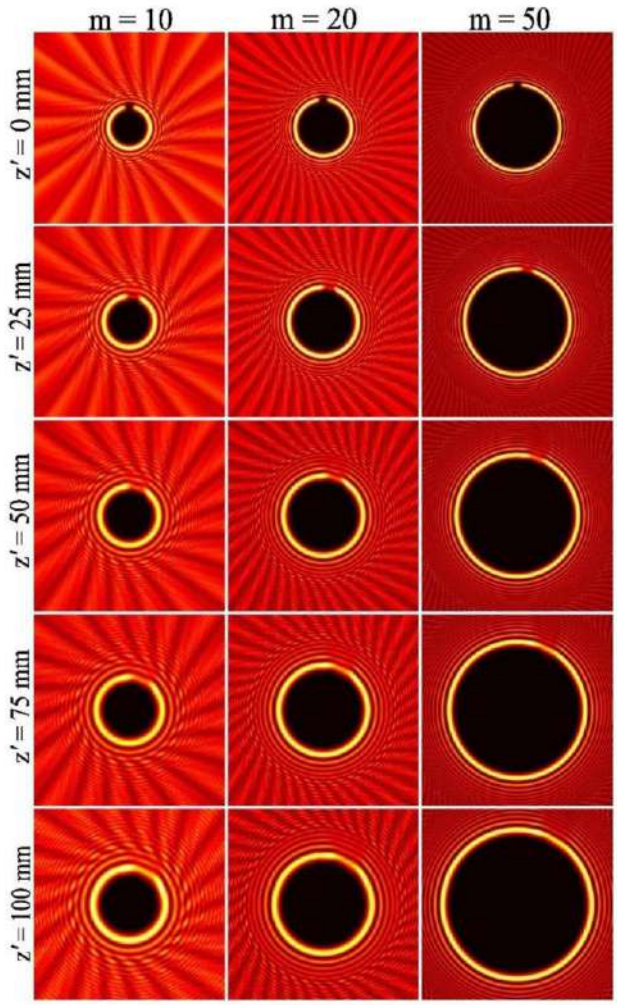
تغییر تعداد پره در خود ترمیمی باریکه‌های‌چرخشی‌حلقه‌وار مؤثر می‌باشد. با توجه به شکل۶ که مربوط به باریکه‌ی گردابی تولید شده توسط توری با نمایه‌ی مثلثی و سه تعداد پره‌ی متفاوت شامل $m = ۱۰$ ، $m = ۲۰$ و $m = ۵۰$ و در فواصل مختلف $z' = ۰$ تا $z' = ۱۰۰mm$ می‌باشد، که نتیجه می‌شود، میزان خود ترمیمی با افزایش تعداد پره در طول انتشار افزایش می‌یابد.



شکل ۵: نمایه شدت در حلقه مرکزی باریکه گردابی تولید شده توسط توری با نمایه‌های سهمی(ردیف اول) نمایه مثلثی (ردیف دوم) نمایه مثلثی تغییریافته (ردیف سوم) در طول انتشار.

نتیجه‌گیری

با توجه به نتایج به دست آمده با بیشتر شدن پیچیدگی تابع‌عبورتوری، خود ترمیمی افزایش می‌یابد. برای مثال باریکهٔ‌گردابی تولید شده توسط توری با نمایه‌ی مثلثی تغییریافته بیشترین خود ترمیمی را میان تمامی باریکه‌های مورد بررسی این مقاله دارد.



شکل ۶: باریکه‌ی گردابی تولید شده توسط توری با نمایه‌ی مثلثی t_+^{tr} و سه تعداد پره‌ی متفاوت در فواصل مختلف انتشار.

مرجع‌ها

[1] S. Rasouli, S. Hamzeloui, and D. Hebri, Colorful radial Talbot carpet at the transverse plane. Opt. Express, vol. 27, pp. 17435-17448, Jun 2019.

[2] D. Hebri, S. Rasouli, Combined half-integer Bessel-like beams: A set of solutions of the wave equation Phys. Rev.A, 98 (4), 043826 (1-11), 2018

[3] S. Rasouli, A.M. Khazaei, and D. Hebri, Radialcarpet beams: A class of nondiffracting, accelerating, and self-healing beams. Phys. Rev. A, 97:033844, 2018

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

شناسایی توده‌های نمکی برخاسته از منطقه دریاچه ارومیه با استفاده از لیدار قطبشی جاروبگر – یک مطالعه موردی

سالار علیزاده[۱]، روح‌اله مرادحاصلی[۲]، حمیدرضا خالصی‌فرد[۱و۳]

۱ -دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

۲ -گروه فیزیک، واحد زنجان، دانشگاه آزاد اسلامی، زنجان، ایران، کدپستی ۵۸۱۴۵ – ۴۵۱۵۶

۳- پژوهشکده تغییر اقلیم و گرمایش زمین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

salizadeh@iasbs.ac.ir, r.moradhaseli.iauz@gmail.com, khalesi@iasbs.ac.ir

چکیده – دریاچه ارومیه در شمال‌غرب ایران یک دریاچه اشباع شده با نمک است. این دریاچه با بحران خشکی کامل مواجه است. کاهش شدید تراز آب و خشکیدن بستر دریاچه، آن را تبدیل به شورزار کرده است. در این وضعیت احتمال برخاست ریزگردهایی با ترکیبات نمکی در طول تابستان افزایش می‌یابد. با استفاده از اندازه‌گیری یک لیدار قطبشی جاروبگر در منطقه، به دنبال شناسایی توده‌های حاوی این نوع ذرات هستیم. بر اساس اندازه‌گیری‌ها، توده ذراتی با ضریب واقطبش کمتر از ۰٫۲ در نزدیکی بستر خشک دریاچه در طول تابستان مشاهده شده‌اند. توده مورد نظر در منطقه‌ای به شعاع ۱۵ کیلومتر گسترش یافته است. بررسی ویژگی‌های اپتیکی و فیزیکی این ذرات نشان می‌دهد، توده ذرات شناسایی شده می‌توانند مخلوطی از ذرات نمک و غبار باشند که منشأ محلی داشته و از منطقه دریاچه ارومیه وارد جو شده‌اند.

کلید واژه- دریاچه ارومیه، ضریب واقطبش، لیدار قطبشی جاروبگر، غبار، نمک.

Identification of salt plumes raising from Urmia Lake using a scanning polarization lidar – a case study

Salar Alizadeh[1], Ruhollah Moradhaseli[2], and Hamid R. Khalesifard[1,3]

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

2- Department of Physics, Zanjan Branch, Islamic Azad University, Zanjan, Iran

3- Center for Research in Climate Change and Global Warming (CRCC), IASBS

Abstract- Urmia Lake, located in northwestern Iran, is a lake saturated with salt, which is facing a serious drying crisis. The significant decrease in water levels and the drying of the lake bed have transformed it into saline marshes. In this situation, the likelihood of the rise of aerosols mixed with salt increases during the summer time. Using measurements by a scanning polarization lidar in the region, we are looking for plumes containing this type of particles. According to the measurements, a plume of particles with a depolarization ratio of less than 0.2 has been observed close to the dried lake bed during the summer. The targeted plume has spread over an area with a radius of 15 kilometers. Examination of the optical and physical characteristics of these particles indicates that the identified plume may consist of a combination of salt and dust particles originating locally and entering the atmosphere from the Urmia Lake region.

Keywords: depolarization ratio, dust, salt, scanning polarization lidar, Urmia Lake.

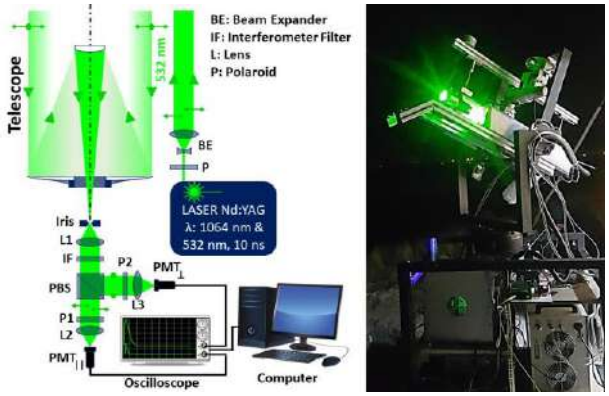
مقدمه

دریاچه ارومیه یک دریاچه اشباع شده با نمک بوده که با بحران خشکیدن کامل رو به رو است. با توجه به خشکیدن بستر این دریاچه و تبدیل آن به شورزار و نمک‌زار، پتانسیل تولید ذرات معلق جوی از جنس نمک افزایش می‌یابد [۱]. مطالعات لیداری در بررسی نوع ذرات جوی دریاچه ارومیه نشان می‌دهند، در طول زمستان آلودگی شهری صنعتی هواویز غالب جو را تشکیل می‌دهد. با این وجود جو این منطقه در طول سال تحت تأثیر رویدادهای غباری فرامنطقه‌ای قرار دارد [۲-۱]. در طول تابستان دریاچه ارومیه به عنوان منبع موقت تولید ریزگرد با ترکیبات نمکی فعالیت می‌کند. ذرات برخاسته از بستر این دریاچه و زمین‌های اطرف آن می‌توانند از جنس غبار مخلوط شده با نمک باشند [۲]. ضریب واقطبش ذرات نمک خشک کمتر از غبار خالص بوده و در بازه ۰٫۱۸-۰٫۱۲ قرار می‌گیرد درحالیکه این مقدار برای نمک مرطوب به زیر ۰٫۰۵ کاهش می‌یابد [۳]. ذرات با این خصوصیات در طول تابستان در منطقه دریاچه ارومیه مشاهده می‌شوند. از طرفی احتمال وجود این نوع ترکیبات در ارتفاعات نزدیک به سطح دریاچه بیشتر از ارتفاعات بالاتر از کوه‌های اطرف دریاچه ارومیه است [۲-۱و۴].

انتظار می‌رود هواویزهای جو دریاچه ارومیه از جنس غبار، نمک و آلودگی شهری صنعتی و یا ترکیبی از آنها باشند. در طول سال انتظار می‌رود نوع هواویز غالب منطقه تغییر کند. در این مطالعه به کمک یک لیدار قطبشی جاروبگر به دنبال تجزیه و تحلیل توده ذرات محتمل برخاسته از منطقه دریاچه ارومیه هستیم.

مبانی نظری

یک لیدار قطبشی کشسان ابزاری مناسب برای مطالعه نوع ذرات معلق در جو است. مطالعه اثری که ذرات جوی روی قطبش نور پس‌پراکنده شده می‌گذارند، امکان تفکیک ذرات مختلف را از یک دیگر می‌دهد [۵]. از نسبت سیگنال قطبشی بدست آمده از کانال عمود به موازی، پروفایل ضریب واقطبش حجمی (VDR) بدست می‌آید که ذرات و مولکول‌ها هر دو در آن سهیم هستند. برای مطالعه ذرات لازم است سهم واقطبش ذرات را از مولکول‌ها جداسازی کنیم [۷-۵]. برای این کار از روش کلت برای بدست آوردن ضریب پس‌پراکندگی ذرات (β_p) و در نهایت استخراج ضریب واقطبش ذرات (δ_p) استفاده می‌کنیم [۸]. با مقادیر بدست آمده برای این پارامترها می‌توان نوع ذرات موجود در جو را مشخص کرد. در این مطالعه برای دسته‌بندی ذرات جوی از روش POLIPHON تک مرحله‌ای استفاده شده و ذرات به دو دسته غبار (dust) و غیرغبار (non-dust) تقسیم‌بندی می‌شوند [۷].



شکل ۱۵: نمایی از لیدار ISPL مستقر در ساحل دریاچه ارومیه (سمت راست)، چیدمان لیدار ISPL در حالت جاروب زاویه سمتی (سمت چپ).

اندازه‌گیری و نتایج

در راستای مطالعات انجام شده برای بررسی نوع ذرات معلق جوی در منطقه دریاچه ارومیه با استفاده از اندازه‌گیری‌های یک لیدار قطبشی [۲و۴]، به دنبال شناسایی توده ذراتی هستیم که منشأ محلی داشته و از منطقه دریاچه ارومیه وارد جو شده‌اند. شکل ۱ چیدمان اپتیکی بخش‌های اساسی لیدار IASBS Scanning Polarization Lidar (ISPL) و نمای نزدیک از این لیدار که آماده برای اندازه‌گیری است را نشان می‌دهد. برای کسب اطلاعات و جزئیات بیشتر در مورد چیدمان لیدار ISPL به مرجع [۴] رجوع شود. بازه زمانی

مناسب برای اندازه‌گیری با این لیدار در طول شب (از زمان غروب خورشید تا طلوع خورشید) بوده است. محدوده جاروب توسط لیدار بخشی از بستر خشک در جنوب غرب دریاچه را شامل می‌شود (شکل ۲). زاویه‌ی قوس که هر جاروب پوشش داده ۱۰۰ درجه و دقت آن ۱/۱۰ درجه است. به ازای هر یک درجه، ۱۰ سیگنال لیداری ثبت و در مجموع برای یک جاروب کامل، ۱۰۰۰ سیگنال ذخیره می‌شود. برد سیگنال ثبت شده ۲۵ کیلومتر و مدت زمان لازم برای انجام یک جاروب در حدود ۴۵ دقیقه است.



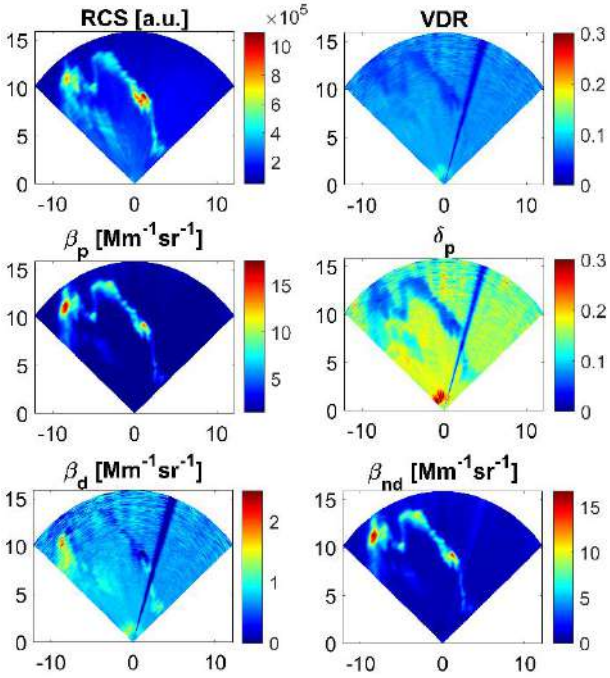
شکل ۱۶: ناحیه جاروب توسط لیدار ISPL که بخشی از جنوب غرب دریاچه ارومیه را شامل می‌شود.

از ۱۱ تا ۲۹ سپتامبر ۲۰۲۲ به مدت ۱۵ روز اندازه‌گیری در راستای جاروب افقی جو انجام شد و در مجموع ۱۱۹ جاروب ثبت گردید. از ۱۵ روز اندازه‌گیری، در ۷ روز توده ذرات معلق در جو مشاهده شده که ۲۰ جاروب حاوی توده ذرات معلق بودند. در ادامه به بررسی یکی از جاروب‌های انجام شده می‌پردازیم که حاوی توده ذرات معلق است. جاروب مورد نظر در ۰۵:۲۲ به وقت محلی روز ۱۹ سپتامبر ۲۰۲۲ ثبت شده است. ناحیه تحت پوشش این جاروب، بخشی از بستر خشک و نیمه خشک دریاچه را شامل می‌شود (شکل ۲). با توجه به اینکه اندازه‌گیری در راستای افقی و موازی با سطح دریاچه ارومیه انجام می‌شود؛ احتمالا توده ذرات مشاهده شده از بستر خشک دریاچه و یا مناطق اطراف آن برخاسته و به جو دریاچه منتقل شده‌اند. شکل ۳ ویژگی‌های اپتیکی و فیزیکی نمونه مورد مطالعه را نشان می‌دهد؛ توده ذرات معلق در منطقه‌ای به شعاع ۱۵ کیلومتر گسترش یافته که تراکم ذرات در نقاط مختلف یکسان نیست. در بخش‌هایی از توده که تراکم ذرات بیشتر است مقادیر VDR و δ_p کمتر از مناطق دیگر است. ذرات با ضریب واقطبش کمتر از ۰٫۲ توده مورد نظر را تشکیل می‌دهند. این میزان از ضریب واقطبش نشان از وجود ذرات نمک یا ترکیب آن با غبار در این توده است. مقدار بیشنیه β_p در ناحیه‌ای که تراکم ذرات بیشینه بوده به $[Mm^{-1}sr^{-1}]$ ۱۵ می‌رسد. از مقایسه پروفایل β_d و β_{nd} می‌توان دریافت سهم ذرات تشکیل دهنده توده بیشتر از ذرات غیرغبار است و غبار بخش ناچیزی از آن را تشکیل می‌دهد. در نواحی از توده که تراکم ذرات بیشتر است ذرات غیرغبار غالب هستند.

نتیجه‌گیری

اندازه‌گیری با لیدار قطبشی جاروبگر در راستای جاروب افقی جو دریاچه ارومیه، سبب شناسایی یک توده از ذرات شد که در منطقه‌ای به شعاع ۱۵ کیلومتر گسترش یافته است. به احتمال زیاد این توده از بستر خشکیده دریاچه ارومیه یا زمین‌های اطراف آن سرچشمه گرفته است. از طرفی براساس ضریب واقطبش ذرات تشکیل دهنده توده (δ_p<۰٫۲) و سهم ذرات غبار و غیرغبار (β_{nd}> β_d) این نکته حاصل می‌شود که این ذرات بیشتر از نوع غیرغبار هستند. چون اندازه‌گیری در بالای سر یک چشمه تولید ذرات با ترکیبات نمکی انجام می‌شود و از طرفی ضریب واقطبش ذرات توده کمتر از غبار بوده و به ضریب واقطبش ذرات نمک نزدیک است می‌توان نتیجه گرفت بخش عمده ذرات تشکیل دهنده این توده ذرات نمک بوده اما امکان حضور غبار مخلوط شده با نمک نیز وجود دارد. بررسی اندازه‌گیری‌های مشابه که حاوی توده ذرات معلق هستند، نتایج مشابهی را نشان می‌دهد. در ادامه این کار انتظار می‌رود دسته‌بندی را به غبار و غیرغبار محدود نکرده و از

روش دو مرحله‌ای POLIPHON برای جداسازی سهم ذرات استفاده نموده و در صورت امکان براساس ضریب واقطبش ذرات و نسبت لیداری، سهم ذرات نمک خشک و مرطوب را برای نمونه‌های مشابه جداسازی کرد.



شکل ۱۷: جاروب انجام شده در ۰۵:۲۲ به وقت محلی روز ۱۹ سپتامبر ۲۰۲۲ از جو دریاچه ارومیه که شامل پارامترهای: سیگنال تصحیح فاصله شده (RCS)، ضریب واقطبش حجمی (VDR)، ضریب واقطبش ذرات (δ_p)، ضریب پس‌پراکندگی ذرات (β_p) و ضریب پس‌پراکندگی غبار (β_d) و غیرغبار (β_{nd}) است.

سپاسگزاری

این پروژه از طریق ستاد احیای دریاچه ارومیه با شماره طرح ۹۶۱۰۰۲۰۱ و ستاد توسعه فناوری‌های فوتونیک، لیزر، مواد پیشرفته و ساخت، معاونت علمی و فناوری ریاست جمهوری با شماره طرح ۸۰۸۵۰۴۰۰۰ مورد حمایت قرار گرفته است. از اداره محیط زیست استان آذربایجان غربی به دلیل مهمان‌نوازی در دوره اندازه‌گیری ایستگاه ISPL نهایت قدردانی را داریم.

مرجع‌ها

[8] F. Ghomashi and H. R. Khalesifard, "Investigation and characterization of atmospheric aerosols over the Urmia Lake using the satellite data and synoptic recordings," *Atmospheric Pollution Research*, vol. 11, no. 11, pp. 2076-2086, 2020.

[9] S. Alizadeh, R. Moradhaseli, H. Panahifar, H.R. Khalesifard, ILRC30 (to be published)

[10] M. Haarig *et al.*, "Dry versus wet marine particle optical properties: RH dependence of depolarization ratio, backscatter, and extinction from multiwavelength lidar measurements during SALTRACE," *Atmos. Chem. Phys.*, vol. 17, no. 23, pp. 14199-14217, 2017, doi: 10.5194/acp-17-14199-2017.

[11] H. R. Khalesifard, H. Panahifar, F. Ghomashi, S. Alizadeh, and R. Moradhaseli, "Monitoring Atmospheric Aerosols Over the Urmia Lake by CALIPSO and a Ground Based Depolarized Lidar," in *EPJ Web of Conferences*, 2020, vol. 237: EDP Sciences, p. 02025.

[12] M. Tesche *et al.*, "Vertically resolved separation of dust and smoke over Cape Verde using multiwavelength Raman and polarization lidars during Saharan Mineral Dust Experiment 2008," *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 114, no. D13, 2009.

[13] A. Ansmann *et al.*, "Ash and fine-mode particle mass profiles from EARLINET-AERONET observations over central Europe after the eruptions of the Eyjafjallajökull volcano in 2010," *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 116, no. D20, 2011.

[14] R.E. Mamouri and A. Ansmann, "Fine and coarse dust separation with polarization lidar," *Atmospheric Measurement Techniques*, vol. 7, no. 11, pp. 3717-3735, 2014.R.E. Mamouri, A. Ansmann, Atmos. Meas. Tech. 7, 3717-3735 (2014)

[15] J. D. Klett, "Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios," *Applied optics*, vol. 24, no. 11, pp. 1638-1643, 1985.

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

مطالعه تجربی انتشار باریکه لیزر از درون محیط متلاطم میان‌ستاره‌ای چندگانه با استفاده از مدل تلاطمی اصلاحی

مریم زمانی، یاسر رجبی، خداداد کوکبی

دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان، سمنان.

maryamzamanii1370@gmail.com, y.rajabi@du.ac.ir, kokabi@du.ac.ir

چکیده - تلاطم یکی از مباحث مهم در دینامیک سیالات است. اغلب جریان‌ها در طبیعت مانند حرکت باد و یا در صنعت مانند گاز طبیعی در خط لوله، متلاطم هستند. همچنین تلاطم برای توصیف شرایط جوی مورد توجه است و برای مشاهدات نجومی اعمال می‌شود. جو متلاطم باعث نوسانات فاز جبهه‌ی موج عبوری از آن می‌شود که تأثیر زیادی روی کیفیت تصاویر نجومی و شکل لیزر می‌گذارد. در این مقاله، بعد از توصیف فضای میان‌ستاره‌ای، مدل تلاطمی اصلاحی برای توصیف محیط‌های متلاطم معرفی شد. در ادامه با استفاده از این مدل، محیط‌های میان ستاره‌ای شبیه‌سازی شدند و سپس با استفاده از چیدمان آزمایشگاهی و انتشار نور لیزر از درون محیط‌های میان ستاره ای شبیه سازی شده افت‌وخیز شدت باریکه تعیین شد. تصویر باریکه لیزر گذرنده از این پنج محیط متفاوت میان ستاره ای ثبت شده‌است.

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

Experimental study of laser beam propagation from multiple turbulent interstellar medium using modified turbulence model

Maryam Zamani, Yasser Rajabi, Khodadad Kokabi

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

Abstract- Turbulence is one of the major theoretical and experimental problems in fluid dynamics. Most flows are turbulent in nature, such as wind movement, or in industry, such as natural gas in pipelines. Also, the knowledge of turbulence is important to describe atmospheric conditions and is applied to astronomical observations. The turbulent atmosphere causes phase fluctuations of the wave front passing through it, which greatly affects the quality of astronomical images and laser shape. In this research, after describing the interstellar space, a modified turbulence model was introduced to describe turbulent environments. Next, using this model, the interstellar medium was simulated, and then it was simulated using a laboratory setup and laser light emission from inside the interstellar medium. The image of the laser beam passing through these five different stellar environments was recorded.

Keywords: Laser beam propagation, Multiple interstellar space, Modified turbulence model, turbulent medium.

۱- مقدمه

اخترشناسان امروزه نه تنها با جرم‌های آسمانی بزرگ مانند ستاره‌ها و سیاره‌ها سرگرم هستند بلکه به فضای به ظاهر تهی میان‌ستاره ای نیز بسیار توجه دارند؛ این فضا تهی از ماده نیست و با گاز، غبار (ذرات بسیار ریز) و اتم‌های پراکنده پر شده‌است. اوایل قرن بیستم، تصور بر این بود که این ماده فقط سد مزاحمی در برابر نور ارزشمند ستاره‌های دوردست است. اما اکنون مشخص شده است که ماده‌ی میان‌ستاره‌ای نیز خود سرشار از اطلاعات ارزشمندی برای فهم ساختار و تحولات ستاره‌ها و کهکشان‌ها می‌باشد. مواد میان ستاره‌ای تقریباً در همه انواع کهکشان‌های خرد و بزرگ پیدا می‌شوند، چنین موادی حتی در فضای بی‌کران میان کهکشان ها هم وجود دارد [۱]. در واقع محیط میان‌ستاره‌ای شامل تمام گاز و گرد و غبار موجود در بین ستارگان است [۲]. هر آنچه که فضای بین‌ستاره‌ای داخل کهکشان را پر می‌کند، محیط میان ستاره‌ای را تشکیل می دهد که این شامل تمام میدان‌های تابشی و میدان‌های مغناطیسی نیز می شود. [۳].

جریان متلاطم یکی از مباحث مهم در دینامیک سیالات است، جریان متلاطم یک جریان تصادفی، سه‌بعدی، چرخشی و اتلافی است که یک نوسان نامنظم (اختلاط یا حرکت گردابی) به جریان اصلی اضافه می‌کند، نوسان اضافه شده به جریان اصلی به‌قدری پیچیده است که تجزیه و تحلیل آن از نظر ریاضی مشکل می باشد.

تلاطم میان‌ستاره‌ای در همه جا وجود دارد و نقش اصلی را در چندین فرآیند، به عنوان مثال تشکیل ساختارها و ستارگان متراکم، پایداری ابرهای مولکولی، تقویت میدان‌های مغناطیسی، شتاب مجدد و انتشار پرتوهای کیهانی ایفا می‌کند. با این وجود اهمیت تلاطم بین‌ستاره‌ای به طور کلی هنوز کاملاً قبل درک نیست[۴].

در این مقاله، بعد از توصیف فضای میان‌ستاره‌ای، مدل تلاطمی اصلاحی برای توصیف محیط‌های متلاطم معرفی شد. در ادامه با استفاده از این مدل، محیط‌های میان ستاره‌ای شبیه‌سازی شدند و سپس با استفاده از چیدمان آزمایشگاهی و انتشار نور لیزر از درون محیط‌های میان ستاره ای شبیه سازی شده افت‌وخیز شدت باریکه تعیین شد. تصویر باریکه لیزر گذرنده از این پنج محیط متفاوت میان ستاره ای ثبت شده‌است.

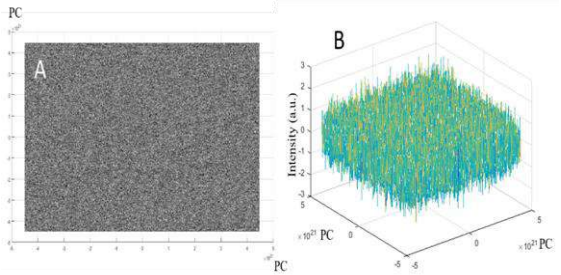
۲- شبیه‌سازی محیط‌های متلاطم میان‌ستاره‌ای

در بحث شبیه‌سازی تلاطم بین‌ستاره‌ای، استفاده از شبیه سازی‌های عددی معادلات هیدرودینامیکی[۱۴] روشی است که در عمل می‌توان تلاطم را مشاهده کرد[۵]. برای تلاطم هیدرودینامیکی، این واقعیت که میدان مغناطیسی در مقیاس بزرگ بر همه مقیاس‌ها تأثیر می‌گذارد، فرضیه همسانگردی محلی مقیاس‌های کوچک در نظریه کولموگروف را می‌شکند و شرایط را پیچیده می‌کند. [۶]. یکی از مدل های ارائه شده مدل تلاطمی اصلاحی است. برای مدل چگالی طیفی اصلاح شده، اندروز با تعمیم مدل‌های تلاطمی گذشته توانست مدل جدیدی برای محیط متلاطم در ناحیه فرکانسی $0 \le K \le \infty$ بیان کند[۷].

$$\phi_n^{ESLAHI}(K) = 0.033\,C_n^2[1+1.802(k/k_\ell)-0.25(k/k_\ell)^{7/6}]\frac{\exp(-k^2/k_\ell{}^2)}{(k^2+k_0^2)} \quad (۱)$$

در معادله‌ی فوق $K_\ell = \frac{3.3}{\ell_0}$ و $K_0 = \frac{1}{L_0}$ است. تصویر شبیه‌سازی‌شده از محیط میان‌ستاره‌ای کهکشان راه‌شیری با ابعاد(Pc) ۳۰۰۰۰ و مقیاس درونی

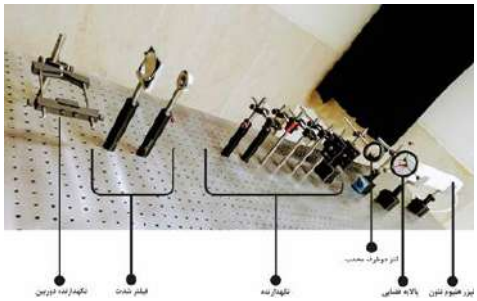
$3\times10^{-9}\,(Pc)\,\ell_0$ و مقیاس بیرونی $(Pc)\,L_0$ ۲۰ به صورت دو و سه‌بعدی در نرم افزار متلب در شکل(۱) نمایش داده شده است.



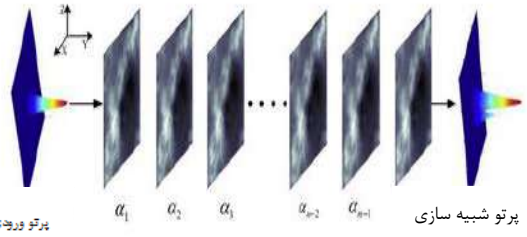
شکل۱: A) تصویر شبیه‌سازی‌شده دوبعدی از محیط میان‌ستاره‌ای کهکشان راه‌شیری، و B) تصویر شبیه‌سازی‌شده سه‌بعدی از محیط میان‌ستاره‌ای کهکشان راه‌شیری

چیدمان آزمایشگاهی

در آزمایشگاه لیزر دانشگاه دامغان چیدمانی برای نمایش تاثیر تلاطم محیط‌های میان ستاره ایِ شبیه سازی شده بر انتشار باریکه لیزر چیده شد. فرآیند شبیه‌سازی بر اساس فرمول بندی مدل تلاطمی اصلاحی برای محیط‌های مختلف میان‌ستاره‌ای بررسی شد ؛ در این روش صفحات فازی به ترتیب ۱- کهکشان راه‌شیری ۲- ابرهای مولکولی ۳- رشته‌ها ۴- هسته‌ها و ۵- توده‌های بزرگ ستاره‌ای روی نگهدارنده‌ها قرار داده شدند. سپس با استفاده از نرم افزار متلب به تجزیه و تحلیل داده‌ها پرداخته شد.

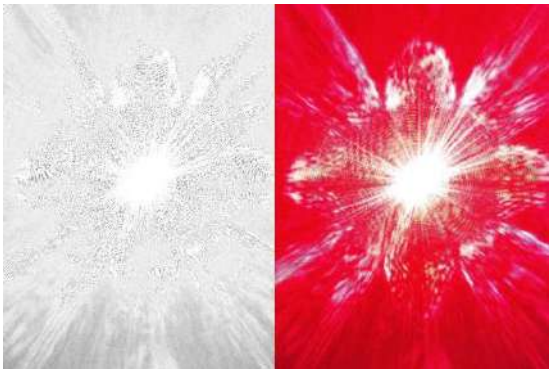


شکل ۲: چیدمان آزمایشگاهی انتشار باریکه‌ی لیزر از درون محیط‌های متلاطم میان‌ستاره‌ای چندگانه

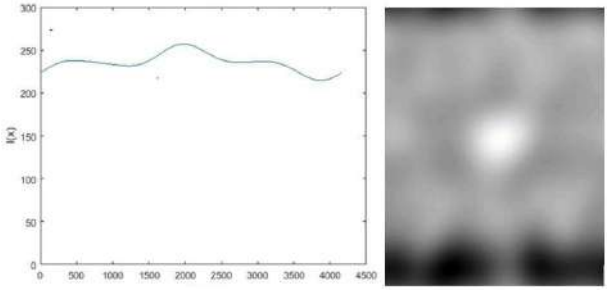


شکل۳: نمایه ای از فرآیند انتقال پرتو در عبور از صفحات فازی

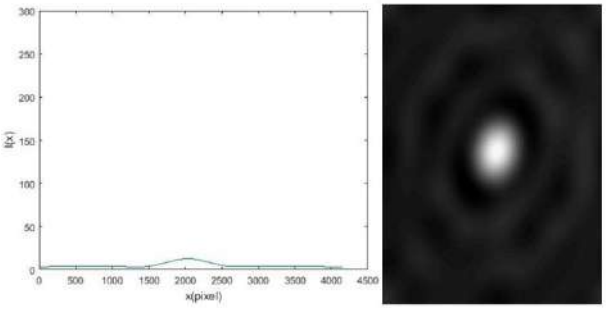
در مرحله‌ی اول فاز موج در فضای دو بعدی(x-y) با عنوان صفحه‌ی فازی در ابعاد ۱۰*۱۰سانتی متر مربع بر روی صفحه شفاف به ضخامت نیم میلی‌متر برای شبیه‌سازی کهکشان راه‌شیری چاپ شده است؛ که در اولین نگهدارنده قرار گرفت، سپس باریکه لیزر را از این صفحه‌ی‌فازی عبور داده و تصویر آن با دوربین ثبت شده‌است. در مرحله‌ی دوم صفحه فازی شبیه‌سازی شده‌ی کهکشان راه‌شیری روی نگهدارنده‌ی اول و روی نگهدارنده‌ی دوم ابر مولکولی قرار داده شد و تصویر حاصل از عبور باریکه لیزر از این دو محیط میان‌ستاره‌ای ثبت شده‌است. در مرحله سوم مقابل صفحه فازی ابر مولکولی روی نگهدارنده سوم صفحه فازی شبیه سازی شده از رشته‌ها قرار داده شد و باریکه لیزر از این سه صفحه‌فازی عبور داده و تصویر نهایی با دوربین ثبت شده‌است. در مرحله چهارم مقابل صفحه‌فازی رشته‌ها روی نگهدارنده چهارم صفحه فازی شبیه‌سازی شده از هسته‌ها قرار داده شد و باریکه لیزر از این چهار صفحه فازی عبور داده و تصویر نهایی با دوربین ثبت شده است. در آخرین و پنجمین مرحله، در مقابل نگهدارنده‌ی صفحه فازی هسته‌ها، روی پنجمین نگهدارنده، صفحه فازی شبیه سازی شده از توده‌های بزرگ ستاره‌ای قرار داده و تصویر باریکه لیزر گذرنده از این پنج محیط مختلف ستاره‌ای ثبت شده است.



شکل۴سمت راست: باریکه‌ی لیزر هلیوم نئون عبوری از صفحه‌ی فازی کهکشان راه‌شیری برای مدل تلاطمی اصلاحی، سمت چپ: باریکه‌ی لیزر هلیوم نئون عبوری از صفحه‌ی فازی کهکشان راه‌شیری با فیلتر قرمز برای مدل تلاطمی اصلاحی.



شکل۵ سمت راست: شدت باریکه‌ی لیزر هلیوم نئون عبوری از صفحه فازی کهکشان راه‌شیری برای مدل تلاطمی اصلاحی، سمت چپ: بردار شدت در راستای x باریکه‌ی لیزر هلیوم نئون عبوری از صفحه فازی کهکشان راه‌شیری برای مدل تلاطمی اصلاحی



شکل۶ سمت راست: شدت باریکه‌ی لیزر هلیوم نئون عبوری از صفحات فازی کهکشان راه‌شیری ،ابرمولکولی، رشته‌ها، هسته‌ها و توده‌های بزرگ ستاره‌ای برای مدل تلاطمی اصلاحی، سمت چپ: بردار شدت در راستای x باریکه‌ی لیزر هلیوم نئون عبوری از صفحات فازی کهکشان راه‌شیری، ابرمولکولی، رشته‌ها، هسته‌ها و توده‌های بزرگ ستاره‌ای برای مدل تلاطمی اصلاحی.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله، ابتدا فضای میان ستاره ای معرفی شد. سپس مدل تلاطمی اصلاحی برای توصیف محیط‌های متلاطم معرفی شد. در ادامه با استفاده از مدل تلاطمی، محیط میان ستاره‌ای شبیه‌سازی شد و سپس با استفاده از چیدمان آزمایشگاهی و انتشار نور لیزر از درون محیط میان‌ستاره‌ای شبیه سازی شده افت و خیز باریکه تعیین گردید. در نهایت تصویر باریکه لیزر گذرنده از این پنج محیط مختلف ستاره‌ای ثبت شده است.

برای سایر مدل‌های تلاطمی مانند مدل کولموگروف با استفاده از صفحات فازی محیط میان ستاره‌ای شبیه سازی شد[۸].

مراجع

[۱] ج. ا. مولفین, اخترشناسی ۱، دانش روز برای همه. شرکت انتشارات علمی و فرهنگی, ۱۳۹۱.

[2] N. S. Schulz, *From Dust to Stars*. in Springer Praxis Books. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2006.

[3] N. S. Schulz, *From Dust to Stars*. in Springer Praxis Books. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2006.

[4] A. Y. Shikhovtsev, P. G. Kovadlo, E. A. Kopylov, M. A. Ibrahimov, S. A. Ehgamberdiev, and Y. A. Tillayev, Energy spectra of atmospheric turbulence for calculating c2n parameter. I. maidanak and suffa observatories in Uzbekistan, *Atmosphere (Basel).* , vol. 12, no. 12, 2021,

[5] B. G. Elmegreen and J. Scalo, Interstellar turbulence I: Observations and processes, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* , vol. 42, pp. 211–273, 2004,

[6] J. D. Schmidt, *Numerical Simulation of Optical Wave Propagation with Examples in MATLAB*. SPIE, 2010.

[7] L. C. Andrews, *Field Guide to Atmospheric Optics, Second Edition*. SPIE, 2019.

[۸] مطالعه شبیه‌سازی تلاطم نوری در محیط میان‌ستاره‌ای با استفاده از صفحه‌های فازی، رضایی و همکارانش, ۱۴۰۰.

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

بررسی اثر تابش گاما بر روی شیشه‌های استفاده شده در فضا

حامد قامت، محمد مهدی افخمی گرایی، امیدرضا دانشمندی، مرضیه افخمی گرایی

پژوهشکده مکانیک ،پژوهشگاه فضایی ایران

چکیده – سیستم‌های فضایی باید عملکرد خود را درطول ماموریت‌های طولانی حفظ کنند. از میان بسیاری از فاکتورها، اثر تابش‌های فضایی روی لنز و سایر قطعات اپتیکی حسگرهای فضایی به عنوان یک نگرانی بزرگ شناخته می‌شود. زیرا تابش بیش از Krad ۵ دوز از تشعشعات فضایی باعث افزایش ضریب جذب، و در نتیجه کاهش درصد عبور لنزها و شیشه‌های اپتیکی می‌شوند. این کاهش درصد عبور باعث اختلال در تصویرگیری و درنتیجه افزایش خطای این گونه حسگرها می گردد. یکی از روش‌های کاهش این اثر استفاده از شیشه‌ی یاقوت به عنوان پنجره‌ی اپتیکی می باشد. در این مقاله سعی شده تا تغییرات بیناب نمایی عبور شیشه یاقوت (ضخامت ۲mm) و لام آزمایشگاهی، به ازای پرتودهی گاما Krad ۱۵۰ و Krad ۱۸۰۰ با یکدیگر مقایسه شده تا جهت انتخاب به عنوان پنجره اپتیکی در سیستم حسگر ستاره استفاده گردد.

کلید واژه– حسگر ستاره، لنز اپتیکی، بیناب نمایی جذبی، شیشه‌ی یاقوت، پنجره اپتیکی

Investigating the effect of gamma radiation on glass used in space

**Hamed Ghamat, Mohammad Mahdi Afkhami Garaei,
Omid Reza Daneshmandi,Marzieh Afkhami Garaei**

Institute of Mechanics,Iranian Space Research center, Shiraz, Iran

Abstract- Space systems must maintain their performance during long missions. Among many factors, the effect of space radiation on the lens and other optical parts of space sensors is known as a big concern. Because radiation exceeding Krad5 dose of space radiation increases the absorption coefficient, and as a result, decreases the percentage of passing through lenses and optical glasses. This decrease in the percentage of passing causes a disturbance in imaging and as a result increases the error of such sensors. One of the ways to reduce this effect is to use sapphire glass as an optical window. In this article, an attempt has been made to compare the changes in the transmission spectrum of sapphire glass and laboratory glass, for Krad 150 and Krad 1800 gamma radiation, in order to be used as an optical window in the star sensor system.

Keywords: star sensor, optical lens, transmission spectrum, sapphire glass, optical window

مقدمه

سیستم‌های اپتیکی در محیط فضا تحت تابش‌های مخرب قرار می‌گیرند. این تابش‌ها معمولا از سه منبع ناشی می شوند: کمربندهای تابشی ون آلن (بیشتر شامل پروتون‌ها و الکترون‌ها); ذرات پر انرژی خورشیدی (یون-های سنگین); پرتوهای کیهانی(پرتوهای گاما یا x) و اثرات شدید محیطی دیگر شامل تابش امواج با طول موج کوتاه (UV)[۱]. اگر میزان دوز فرودی بر این سیستم‌ها بیش از ۵ Krad باشد، می‌تواند با افزایش ضریب جذب شیشه‌ها و تیرگی سطح آنها، میزان درصد نور عبوری را به شدت کاهش دهند [۲, ۳]. از طرفی حسگر ستاره دقیق‌ترین حسگر جهت‌یاب ماهواره، برای تشخیص جهت، نیاز به تصویر گیری از آسمان و بدست آوردن الگوی بین ستاره‌ها دارد. اما این کاهش میزان نور عبوری از لنز که در مبدا حسگر ستاره وجود دارد می تواند در عملکرد آن اختلال ایجاد کند. به همین دلیل سیستم اپتیکی حسگرهای ستاره نیاز دارند تا در چنین محیط‌هایی پوشش‌دهی و مقاوم سازی شوند. در سال ۲۰۰۱ گزارشی پیرامون اثر تشعشعات بر روی برخی از شیشه‌های مرسوم شرکت SCHOTT انجام شد که طبق آن شیشه هایی که در آنها سریوم[۱۵] آلاییده شده بود، کاهش درصد عبور بیناب نمایی بسیار کمی در مقابل تشعشعات پیدا کرده بودند. البته این کار، اندکی باعث تغییر رنگ شیشه‌ها می شد [۴]. در سال ۲۰۱۴ مقاله‌ای پیرامون ایجاد برخی لایه نشانی‌ها مانند MgF2 بر روی شیشه های اپتیکی، برای کاهش تاثیر پذیری آنها نسبت به تشعشعات فضایی انجام شد[۵]. اما این کار در ماموریت‌های طولانی مدت به علت ضخامت پایین، به مرور از سطح جدا شده و صافی سطح خود[۱۶] را از دست می‌داد. یکی از روش‌های پرکاربرد و کم هزینه در این حوزه استفاده از برخی شیشه‌های اپتیکی مانند یاقوت[۱۷] است، که می تواند به عنوان پنجره‌ی اپتیکی استفاده شود. پنجره‌ی اپتیکی ابزاری است که تنها یک بازه‌ی طول موجی خاص را از خود عبور داده و مانع عبور دیگر نواحی طول موجی از خود می شود. از دیگر مزایای این شیشه، حفظ شفافیت بالا در ناحیه‌ی مرئی (۴۰۰nm-۷۰۰nm) تحت تنش‌های ترمو مکانیکی، برای مدت زمان طولانی است. علاوه‌برآن به علت بالا بودن چگالی خود، می‌تواند کاملا در مقابل تشعشعات فضایی مقاوم باشد[۲].

در این مقاله سعی شده تا براساس روال تست تشعشع، تغییرات بیناب نمایی عبور شیشه یاقوت (ضخامت ۲mm) و لام آزمایشگاهی، به ازای پرتو دهی‌های گاما ۱۵۰Krad و ۱۸۰۰Krad مقایسه گردد.

مراحل آماده سازی نمونه

قبل از آزمایش باید شیشه‌ها به طور کامل پاک‌سازی شوند، زیرا وجود یک ذره بسیار ریز روی آنها، باعث جذب تشعشع و درنتیجه کدر شدن شیشه می‌گردد. در اینصورت ممکن است عملکرد شیشه درست ارزیابی نشود.

این کار در دو مرحله انجام گرفت. ابتدا با وسایل تنظیف موجود در آزمایشگاه آلودگی‌هایی که با چشم قابل روئیت بود پاکسازی شدند. سپس شیشه‌ها برای مدت زمان ۸ دقیقه به صورت مجزا، در داخل یک بشر حاوی آب و صابون در دستگاه التراسونیک قرارگرفتند. پس از آن این کار با مواد

[۱۵] Cerium

[۱۶] roughness

[۱۷] Sapphire

استون و پروپانول تکرار شد. آنگاه شیشه‌ها زیر میکروسکوپ قرار گرفته تا از صحت پاکسازی آنها اطمینان حاصل شود. به علت بالا بودن ریسک بالای آسیب‌پذیری دوربین و لنز حسگر ستاره، نیاز بود که شیشه‌ی خریداری شده به صورت مستقیم تحت تست تشعشعات طبق استاندارد ECSS-E-ST-10-12C قرار گیرد[۶]. بدین صورت که دو عدد شیشه یاقوت به همراه دو عدد لام آزمایشگاهی معمولی تحت تشعشع قرار گرفته شدند. بعد از آن به کمک فرآیند بیناب نمایی، عملکرد نوری آنها مورد بررسی و مقایسه قرار گرفت. بعد از تست بیناب نمایی شیشه‌ها به مدت یک هفته (۱۶۸ ساعت) در دمای محیط، و سپس به همین اندازه در دمای ۱۰۰ درجه قرار گرفتند. در پایان آزمایش نتایج حاصل از بیناب نمایی سنجی تمامی شیشه‌ها گزارش و بررسی شدند.

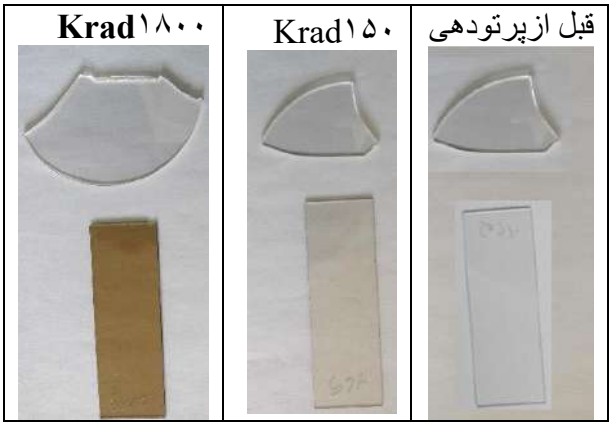
چیدمان تست

هدف از کاربرد یاقوت و مقایسه عملکرد آن با سایر شیشه-های اپتیکی، مقاوم‌سازی نمونه‌های تولیدی حسگر ستاره در پژوهشگاه فضایی ایران در مقابل تشعشعات کیهانی است. مقدار دوز تابشی رسیده به حسگر ستاره به همراه بافل[۱۸] طی ۵ سال در مدار براساس شبیه سازی‌های مداری و ارتفاع مداری پیش بینی شده در مدار LEO معادل Krad ۱۵۰ محاسبه گردید. همچنین برای مشخص شدن میزان زمان تابش، بر اساس چشمه پرتودهی در دسترس، از معادله ۱ مورد استفاده قرار گرفت:

$$dose=dose\ rate\ *t \qquad (۱)$$

در معادله (۱) نرخ دوز (dose rate)، نرخ دوز چشمه‌ای است که پرتودهی می‌کند. t زمان پرتودهی و dose میزان دوز دریافتی شیشه‌ها می باشد. با توجه به امکانات موجود در کشور، این تست با چشمه Co60 با نرخ دوز ۵۰Gy/h انجام شد.

ابتدا یکی از لام‌های آزمایشگاهی، به همراه یک قطعه-ی یاقوت با مساحت تقریبی ۲سانتی متر مربع ، در مقابل چشمه‌ی گاما C60 به میزان تقریبی ۱۸ دقیقه قرار داده شد. همان طور که در شکل ۱ نشان داده شده بعد از آزمایش، لام آزمایشگاهی به رنگ تیره مایل گردید، در صورتی که شیشه‌ی یاقوت تغییر رنگ قابل ملاحظه‌ای نیافته بود. این آزمایش به ازای دوز تابشی Krad۱۸۰۰ که معادل میزان دوز در مدار Geo است تکرار گردید. شکل ۱تصاویر لام آزمایشگاهی و یاقوت را قبل و بعد از پرتودهی نشان می دهد .



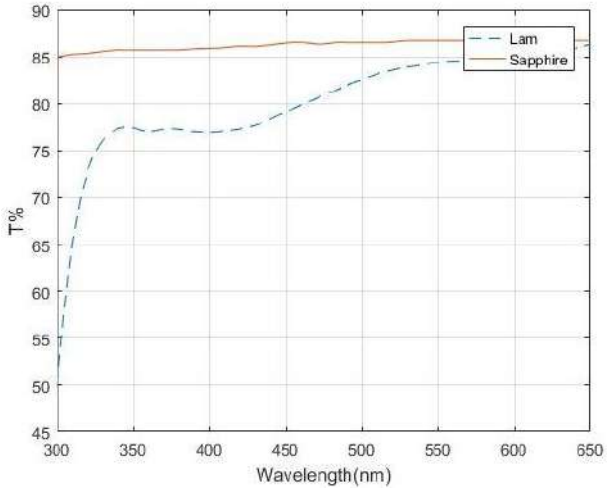
شکل ۱۸: نتایج حاصل از شیشه‌های اپتیکی پس از پرتودهی

نتایج و بحث

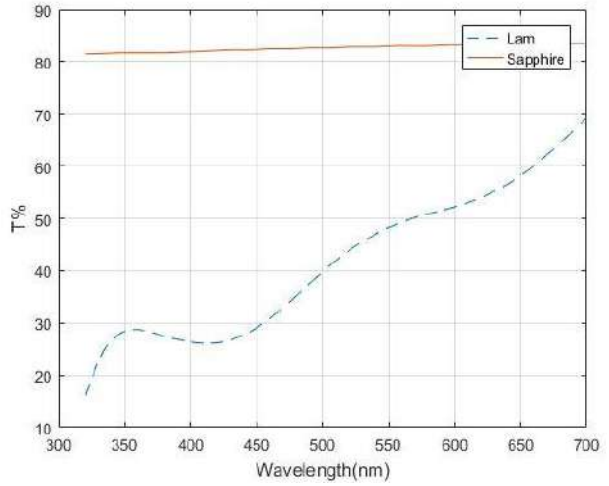
همان‌طور که در شکل ۱ نشان داده شده برای شیشه‌های یاقوت تغییر رنگ چندانی ایجاد نشده حال آنکه لام‌های آزمایشگاهی کاملا تغییر رنگ داده‌اند. در این قسمت باید دو نکته مهم یادآوری شود. اول اینکه افزایش میزان جذب تشعشع، به شدت به ضخامت شیشه‌ها وابسته است با این

[۱۸] Baffle

وجود این اختلاف تغییر رنگ در حالی ایجاد شده، که ضخامت لام‌های آزمایشگاهی نصف شیشه‌های یاقوت است. به عبارتی دیگر در صورت هم ضخامت بودن لام‌های آزمایشگاهی با شیشه‌های یاقوت این تغییر رنگ بسیار بیشتر از این میزان بود. علاوه‌براین، از آنجاکه در سیستم اپتیکی حسگر ستاره به جای تک لنز از چند لنز استفاده می شود، با فرض تکرار آزمایش، این نتیجه بدست می‌آید که تغییر رنگ بر روی تک‌تک لنزهای سیستم اپتیکی می‌تواند باعث تیرگی و ناکارآمدی حسگر ستاره شود. به عبارت دیگر درصورتی که دریچه‌ی مجموعه اپتیکی حسگر تغییر رنگ دهد میزان ضریب جذب افزایش می یابد. افزایش میزان ضریب جذب، شدت نور رسیده به صفحه آشکارساز را بشدت کاهش می‌دهد، که به‌معنای کاهش نور ستاره‌ها برای شناسایی در تصویر دریافتی است. بنابراین در صورت عدم مقاوم‌سازی تشعشعی دریچه اپتیکی حسگر، با گذشت زمان حضور در مدار، عملکرد حسگر تغییر و خطای زمانی ایجاد می‌شود. برای اینکه تیرگی شیشه‌ها مورد مقایسه کمی قرار گیرد از نمودارهای بینابی نمایی عبور قبل و بعد از پرتودهی استفاده می‌شود. برای این کار، از دستگاه اسپکتروفوتومتر[۱۹] DU800UV/VIS با منبع نور هالوژن- تنگستن و گستره‌ی طول موجی منبع نور ۱۹۰-۱۱۰۰ نانومتر، جهت بینابی نمایی اپتیکی در ناحیه ی مرئی (۳۰۰-۷۰۰ نانومتر) انجام، و میزان شفافیت شیشه‌ها مقایسه گردید. همان‌طور که در شکل ۲ نشان داده شده پس از تابش Krad ۱۵۰دوز تابشی به شیشه ها، میزان عبور تک لام اپتیکی نسبت به شیشه یاقوت یکنواخت نبوده در ناحیه ۴۰۰نانومتر تا ۱۳ درصد کاهش یافته در حالی که در زمان تابش Krad۱۸۰۰ (شکل ۳) این اختلاف تابش تا بیش از ۵۰ درصد رسیده است. شکل ۴ میزان تاثیر پذیری بسیار اندک شیشه یاقوت به ازای تابش های متفاوت را در کل ناحیه مرئی نشان می‌دهد. با توجه به آن میزان کاهش عبور شیشه یاقوت کمتر از ۵ درصد در تمامی ناحیه طول موج های مرئی است که نشان از عملکرد مناسب آن دارد.

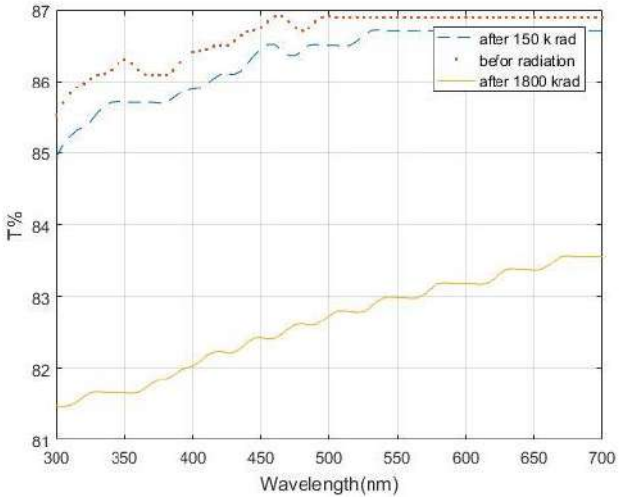


شکل ۱۹: تغییرات ایجاد شده در بینابی نمایی عبور لام اپتیکی و شیشه یاقوت به ازای Krad ۱۵۰



شکل ۲۰: تغییرات ایجاد شده در بینابی نمایی عبور لام اپتیکی و شیشه یاقوت به ازای Krad ۱۸۰۰

[۱۹] Spectrophotometer



شکل ۲۱: تفاوت بیناب نمایی عبور شیشه یاقوت به ازای تابش های مختلف پرتو گاما

نتیجه‌گیری

یکی از روش‌های مقابله با آسیب‌های کاهش میزان عبور نور مرئی ناشی از تشعشعات فضایی به سیستم اپتیکی حسگرهای فضایی، استفاده از یک عامل به عنوان پنجره‌ی اپتیکی است. دراین مقاله براساس استاندارد ECSS-E-ST-10-12C تاثیر دوز تابشی رسیده به اپتیک حسگر ستاره، طی ۵ سال در مدار LEO بررسی شد. این میزان معادل ۱۵۰Krad و ۱۸۰۰Krad پرتوهای گاما که توسط چشمه Co60، درحالت عدم وجود یا وجود بافل حسگر ستاره، بر روی شیشه‌ی یاقوت بررسی، و با یک لام آزمایشگاهی مقایسه گردید. استفاده از یاقوت به عنوان پنجره اپتیکی باعث افزایش قیمت ۲۰۰ دلاری به سیستم حسگر ستاره می‌گردد. از آنجا که میزان کاهش درصد عبور این شیشه در ناحیه‌ی مرئی در هر دو حالت بسیار ناچیز (کمتر از ٪۵) بدست آمد، پس می‌تواند با حفظ شفافیت خود در شرایط محیطی با تشعشع بالا، به عنوان پنجره اپتیکی حسگر ستاره استفاده شود.

مرجع‌ها

1. Van Allen, J.A., *Energetic particles in the Earth's external magnetic field*. Discovery of the Magnetosphere, 1997. **7**: p. 235-251.
2. Fuks, L. and C. Degueldre, Optical properties of gamma irradiated artificial sapphire and yttria stabilized zirconia spectroscopic windows. 1999.
3. SCHOTT, A., *TIE-42 Radiation Resistant Optical Glasses*. Technical Report. 2007 (cit. on p. 113).
4. Henson, T.D. and G.K. Torrington. Space radiation testing of radiation-resistant glasses and crystals. in Inorganic Optical Materials III. 2001. International Society for Optics and Photonics.
5. Pellicori, S.F., et al., Development and testing of coatings for orbital space radiation environments. Applied optics, 2014. **53**(4): p. A339-A350.
6. Secretariat, E., Methods for the calculation of radiation received and its effects, and a policy for design margins. European Cooperation for Space Standardization, Noordwijk, 2008.
7. Wirtenson, G. and R.H. White, *Effects of ionizing radiation on selected optical materials: An overview*. 1992, Lawrence Livermore National Lab., CA (United States).
8. BEA, S. and M. Teich, ``*Fundamentals of Photonics''*. Wiley, 1991: p. 313.

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

تله‌اندازی نوری به کمک قطبش شعاعی و در حضور میکرولنز

نسترن دولت‌آبادی[۱]، حبیب مرادی[۲]، فائقه حاجی‌زاده[۱]
دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، ایران.[۱]
دانشکده فیزیک، دانشگاه رادبود نیمیخن، هلند.[۲]

چکیده – بهینه‌سازی چیدمان انبرک نوری و افزایش قدرت تله‌اندازی در راستای بهبود کارایی انبرک نوری است. یکی از راه‌های افزایش قدرت تله با تغییر در نحوه کانونی کردن نور بدون آسیب رساندن به نمونه زنده، استفاده از میکروکره‌ها است که در شرایط خاص مانند میکرولنز رفتار کرده و کانونی با شدت بالا و پهنای زیر حد پراش ایجاد می‌کنند. از طرف دیگر نشان داده شده است که باریکه‌های برداری استوانه‌ای کانون لیزری کوچکتر از باریکه گاوسی با قطبش خطی ایجاد می‌کنند. در کار پیش‌رو، سختی تله نوری در حضور میکروکره سیلیکا و با باریکه برداری استوانه‌ای با قطبش شعاعی برای ذرات ۱/۰۴ میکرونی پلی‌استایرن به صورت تجربی بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد سختی تله در راستای محوری تا ۲ برابر افزایش یافته‌است.

کلید واژه- باریکه برداری استوانه‌ای، سختی تله، قطبش شعاعی، میکروکره.

Optical Trapping Using Radially Polarized Beam and in the Presence of a Microlens

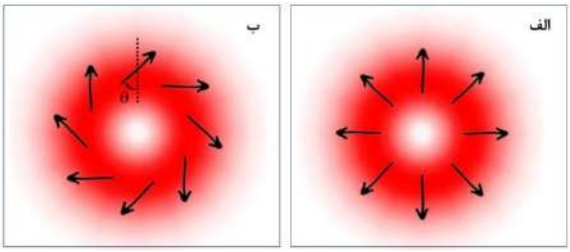
Nastaran Dolatabadi[1], Habib Moradi[2], Faegheh Hajizadeh[1]
[1]Department Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan 45137-66731, Iran.
[2]Institute for Molecules and Materials, Radboud University, Heyendaalseweg135,6525 AJ Nigmegen, The Netherlands.

Abstract- One of the basic challenges in optical tweezers is increasing the force measurement range. One way to achieve this goal, without damaging the living sample, is the use of microspheres, which behave like microlenses in certain conditions and create a focus with high intensity and a width below the diffraction limit. Another method is to use cylindrical vector beams that create a focus one-third smaller compared to a linearly polarized Gaussian beam. In this work work, the trap stiffness has been measured in the presence of silica microspheres and by cylindrical beam scanning with radially polarization for 1.04 micron polystyrene particles. The results show that the stiffness of the trap has increased up to 2 times in the axial direction.

Keywords: cylindrical vector beams, trap stiffness, radial polarization, microsphere.

مقدمه

انبرک نوری به عنوان یک ابزار مهم در علوم مختلف به ویژه در علوم نانو و زیست‌شناسی نقش مهمی ایفا می‌کند. این ابزار با کانونی کردن یک باریکه لیزر، معمولاً گاوسی، به کمک یک عدسی شیئی با گشودگی عددی بالا امکان تله‌اندازی نوری ذرات با ابعاد ۱۰ نانومتر تا چند ده میکرومتر و اندازه‌گیری نیروهایی در محدوده پیکو تا فمتو نیوتن را فراهم می‌کند. از مهم‌ترین چالش‌های انبرک نوری در زمینه زیست‌شناسی، گرم شدن ذره تله‌اندازی شده و در پی آن آسیب به نمونه‌های زیستی مورد مطالعه است [۱]. درواقع محققان به دنبال روشی هستند که در یک توان ثابت، بتوان تله قوی‌تری ایجاد کنند. تاکنون روش‌های بسیاری برای کاهش گرمای ایجاد شده و بهینه‌سازی سختی تله پیشنهاد شده است. از طرفی اگر به یک میکروکره شفاف با ابعاد بزرگتر از طول‌موج، نور بتابانیم مانند یک میکرولنز رفتار کرده و یک کانون زیر حد پراش و با شدت بالا در نزدیکی سطح خود ایجاد می‌کند. به دلیل قابلیت میکروکره‌ها در ایجاد چنین کانونی، کاربردهایی در زمینه‌های مختلفی همچون نانولیتوگرافی، آشکارسازی و دستکاری نانوذرات، حسگر فلوئورسنت، تقویت طیف‌سنجی رامان، موجبرهای نوری، میکروسکوپی و تصویربرداری دارند [۲]. در انبرک نوری نیز برای افزایش سختی تله از میکروکره‌ها استفاده شده است [۳]. در این روش، می‌توان به سادگی میکروکره را روی سطح یک لامل شیشه‌ای چسباند و آن را با باریکه به شدت کانونی نوردهی کرد. در اینصورت اگر سطح مقطع باریکه بزرگتر از قطر میکروکره باشد، توزیع شدت کانون با حذف باریکه‌های مرکزی تغییر می‌کند و به دلیل کاهش نیروی پراکندگی، سختی تله افزایش می‌یابد [۳]. از طرفی، استفاده از باریکه‌های غیرپراشی نیز گاهی می‌توانند سبب بهبود سختی تله شوند. برای مثال، استفاده از باریکه‌های برداری استوانه‌ای با قطبش شعاعی کانون کوچکتری نسبت



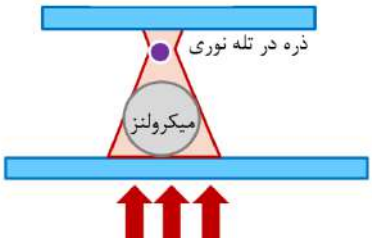
شکل ۱: توزیع شدت باریکه با قطبش (الف) شعاعی و (ب) باریکه برداری استوانه‌ای در حالت کلی. فلش‌ها بیانگر جهت قطبش هستند.

به باریکه گاوسی دارد و بنابراین می‌تواند نیروی گرادیانی بزرگتری را ایجاد کند [۴]. لازم به ذکر است که این افزایش، وابسته به اندازه ذرات تله شده نیز است و برای ذرات بزرگتر از ۱ میکرومتر، نیروی گرادیانی افزایش می‌یابد [۵]. یکی از زیرمجموعه‌های اصلی باریکه‌های برداری استوانه‌ای، باریکه‌هایی با قطبش شعاعی هستند. طرح توزیع شدت باریکه‌های برداری استوانه‌ای کلی و قطبش شعاعی در شکل (۱) مشاهده می‌شود. ایجاد باریکه برداری استوانه‌ای با روش‌های متنوعی انجام می‌شود. ما در این بررسی از صفحه کریستال مایع یا q-plate استفاده کرده‌ایم [۶]. در این مطالعه، باریکه با قطبش شعاعی را به کمک یک میکروکره چسبیده به سطح لامل، کانونی کرده‌ایم و سختی تله را برای ذرات تله‌اندازی در کانون ایجاد شده توسط میکروکره اندازه‌گیری کرده‌ایم.

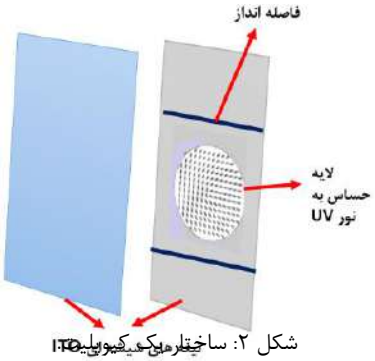
کارهای تجربی

در این کار از ذرات با اندازه ۴/۷۴μm سیلیکا به عنوان میکرولنز و ذرات با اندازه ۱/۰۴μmپلی‌استایرن برای تله‌اندازی استفاده کرده‌ایم. در مرحله اول، محلولی کلوئیدی شامل میکرولنزهایی به اندازه ۴/۷۴μm سیلیکا را روی سطح یک لامل شیشه‌ای ریخته و اجازه دادیم آب محلول خشک شده و ذرات به سطح بچسبند. سپس یک لام را به کمک چسب دو طرفه به لامل چسبانده و محفظه‌ای ساختیم. در این محفظه، ذرات ۱/۰۴μm پلی‌استایرن را تزریق کردیم و به این صورت نمونه ساخته شد. در چیدمان آزمایش، از یک میکروسکوپ وارون و لیزر (Nd:YAG, Coherent) با بیشینه توان ۲/۲ W و طول‌موج ۱۰۶۴ nm استفاده شده

است. برای تولید باریکه برداری استوانه‌ای با قطبش شعاعی از یک q-plate استفاده شد. تیغه بلور مایع یا q-plate،



مطابق شکل (۲)، از دو لایه شیشه لام لایه‌نشانی شده با رسانای ITO ساخته می‌شود. یک لایه حساس به نور UV نیز روی شیشه‌های ITO لایه‌نشانی می‌شود. دو شیشه لام لایه‌نشانی شده به کمک یک فاصله‌انداز به یکدیگر چسبانده شده و در نهایت میان آن‌ها کریستال مایع دو شکستی تزریق می‌شود [۷]. نور لیزر پس از پهن شدن، به یک آینه دو رنگی برخورد می‌کند و به سمت q-plate هدایت می‌شود.

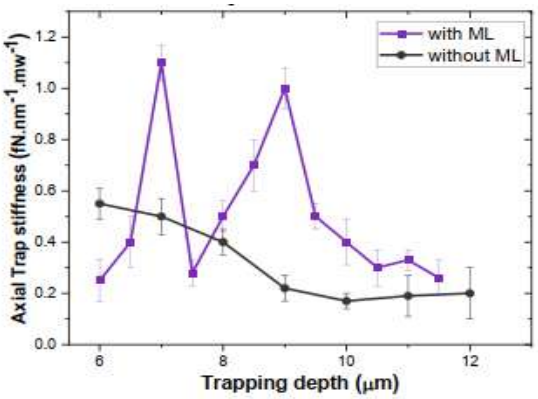


شکل ۲: ساختار یک سیل ITO

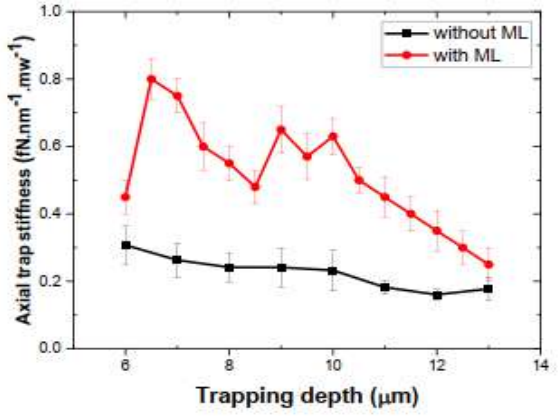
قطبش باریکه، پس از برخورد به تیغه q-plate تغییر کرده و شعاعی می‌شود. سپس وارد عدسی شیئی (Olympus, Oil, 100x, NA=1.3) شده و درون نمونه کانونی می‌شود. ابتدا ذرات ۱/۰۴μm پلی‌استایرن به کمک نور لیزر به شدت کانونی، تله‌اندازی شدند. پس از تنظیم عمق تله‌اندازی یا به عبارتی فاصله بین مرکز ذره تله شده با سطح لامل، ذره تله شده را بالای میکرولنزهای ۴/۷۴μm سیلیکا که به سطح چسبیده هستند، جابجا می‌کنیم. باید توجه داشت که ذرات تله شده دقیقا در مرکز میکرولنزها باشند که نشان‌دهنده هم‌راستا بودن محور نوری باریکه لیزر با میکرولنز است. ما برای افزایش دقت، از جابجاگر پیزو برای جابجایی ذرات تله‌اندازی شده استفاده کرده‌ایم. طرح‌واره‌ای از محفظه نمونه شامل میکرولنز چسبیده به سطح و ذره تله‌اندازی شده در بالای آن در شکل (۳) مشاهده می‌شود.

شکل۳: طرح‌واره‌ای از محفظه نمونه شامل میکرولنز چسبیده به سطح و ذره تله‌اندازی شده در بالای آن.

لازم به ذکر است که می‌توان هم‌محور بودن ذره و لیزر را به کمک تقارن الگوی بازتابی لیزر که توسط CCD قابل مشاهده است، تشخیص داد. پس از طی این مراحل، داده‌گیری از ذره تله‌اندازی شده را شروع کردیم. در این فرایند، نور پراکنده شده از ذره درون تله توسط عدسی چگالنده جمع‌آوری شده و به سمت فوتودیود چهارتایی هدایت می‌شود. فوتودیود، داده‌ها را بصورت ولتاژ ذخیره و به کامپیوتر منتقل می‌کند. طیف توانی ذره را می‌توان بصورت یک نمودار لورنتسی مشاهده کرد و سپس با تحلیل آن سختی تله را به دست آورد. جزئیات بیشتر در مورد این نوع اندازه‌گیری سختی تله را می‌توان در مرجع [۸] پیدا کرد. ما عمق تله‌اندازی را برای هر ذره با گام‌های ۰/۵ میکرومتری جابجا کرده و در هر گام، طیف ذره درون تله را ثبت کردیم. این کار را برای ۳ ذره و هر ذره ۳ مرتبه تکرار کردیم. در غیاب میکرولنز نیز مراحل را تکرار کردیم و نمودارهای سختی تله را بر حسب عمق تله‌اندازی در راستای محوری، مطابق شکل (۴) ثبت کردیم. همانگونه که مشاهده می‌شود، برای قطبش شعاعی در دو عمق خاص (عمق بهینه) بیشینه مقدار سختی تله به دست آمده است. مقدار سختی تله در عمق ۷ میکرومتری به میزان ۲ برابر در مقایسه با حالت بدون میکرولنز افزایش یافته است. برای قطبش خطی نیز سختی تله را در حضور و غیاب میکرولنز برای ذرات تله شده مطابق شکل (۵) رسم کردیم. مطابق شکل، مقدار سختی تله در حضور میکرولنز همواره از مقدار آن بدون حضور میکرولنز بزرگ‌تر است و در عمق ۷ میکرومتری به میزان ۲/۵ برابر افزایش یافته‌است. درواقع حضور میکرولنز سبب حذف باریکه‌های مرکزی ازکانون اصلی می‌شوند. در نتیجه حذف باریکه‌های مرکزی، نیروی



شکل۴: نتایج سختی تله بهنجار شده به توان لیزر بر حسب عمق برای قطبش شعاعی در راستای محوری در حضور (بنفش) و بدون حضور میکرولنز (مشکی). اندازه ذرات تله شده ۱/۰۴ میکرومتر پلی‌استایرن و میکرولنز ۴/۷۴ میکرومتر سیلیکا است.



شکل۵: نتایج سختی تله بهنجار شده به توان لیزر بر حسب عمق برای قطبش خطی در راستای محوری در حضور (قرمز) و بدون حضور میکرولنز (مشکی). اندازه ذرات تله شده ۱/۰۴ میکرومتر پلی‌استایرن و میکرولنز ۴/۷۴ میکرومتر سیلیکا است.

پراکندگی کاهش یافته و قدرت تله افزایش می‌یابد. لازم به ذکر است که در هر دو حالت با و بدون حضور میکرولنز، با افزایش عمق، از قدرت تله کاسته شده است. درواقع این کاهش به دلیل افزایش ابیراهی کروی در عمق‌های بالا است.

نتیجه‌گیری

در این بررسی مشاهده کردیم که می‌توان مقدار سختی تله ذره ۱/۰۴μm پلی‌استایرن را در حضور میکرولنز ۴/۷۴μm سیلیکا به ازای قطبش شعاعی تا ۲ برابر بهبود بخشید. هم‌چنین در این بررسی برتری قطبش شعاعی نیز نسبت به قطبش خطی نشان داده شده است. زمانی که قطبش، شعاعی باشد، نمودار سختی تله دو عمق بهینه دارد در حالی‌که برای قطبش خطی یک عمق بهینه مشاهده شد. میزان افزایش سختی تله در حضور میکرولنز به ازای قطبش شعاعی ۲ برابر و به ازای قطبش خطی تا ۲/۵ برابر نسبت به حالت بدون میکرولنز است. بنابراین می‌توان با یک روش ساده و تنها به کمک میکروکره و ترکیب آن با قطبش مناسب، سختی تله را تا حد زیادی بهبود بخشید. درواقع وجود میکروکره، سبب کاهش نیروی پراکندگی شده و تله قوی‌تری ایجاد می‌کند.

مراجع

[1] Li, Miao, Theobald Lohmuller, and Jochen Feldmann. "Optical injection of gold nanoparticles into living cells." *Nano letters* 15.1 (2015): 770-775.

[2] Darafsheh, Arash. "Photonic nanojets and their applications." *Journal of Physics: Photonics* 3.2 (2021): 022001.

[3] Khosravi, Mohammad Hossein, Vahid Shahabadi, and Faegheh Hajizadeh. "Microsphere-coupled optical tweezers." *Optics Letters* 46.17 (2021): 4124-4127.

[4] Zhan, Qiwen. "Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications." *Advances in Optics and Photonics* 1.1 (2009): 1-57.

[5] Moradi, H., et al. "Efficient optical trapping with cylindrical vector beams." *Optics express* 27.5 (2019): 7266-7276.

[6] Cardano, Filippo, et al. "Polarization pattern of vector vortex beams generated by q-plates with different topological charges." *Applied optics* 51.10 (2012): C1-C6.

[7] Slussarenko, Sergei, et al. "Tunable liquid crystal q-plates with arbitrary topological charge." *Optics express* 19.5 (2011): 4085-4090.

[8] Hajizadeh, Faegheh, and S. Nader S. Reihani. "Optimized optical trapping of gold nanoparticles." *Optics express* 18.2 (2010): 551-559.

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

بررسی حرکت نوسانی میکرو ذره سیلیکا تحت تله نوری داخل تراشه میکروسیال

مرضیه رجبعلی‌پور، آتوسا سادات عربانیان، رضا مسعودی

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

m.rajabalipour@Mail.sbu.ac.ir, a_arabanian@sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

چکیده - یکی از زمینه‌های جالب در حوزه اپتیک دستکاری ذرات میکرونی با استفاده از نور داخل تراشه میکروسیال است. این تکنیک امکان دستکاری ذرات را بدون تماس فیزیکی با نمونه و بدون تأثیرگذاری بر زنده‌مانی آنها فراهم می‌کند. در این مقاله تراشه میکروسیال مبتنی بر دو فیبر نوری متقابل حامل نور لیزر دیود با طول‌موج ۹۸۰ نانومتر به منظوردستکاری ذرات میکرونی پیشنهاد می شود. این روش به دام اندازی و بررسی حرکت نوسانی آنها در صفحه را فراهم می سازد. بررسی های ما نشان می دهد حرکت نوسانی ذره هنگامی اتفاق می افتد که سیال داخل تراشه با عدد رینولدز پایین جریان می یابد و تعادل بهینه بین نیروهای نوری و نیروهای سیال وارد بر نمونه وجود دارد. در اینجا ابتدا نتایج شبیه سازی به دام اندازی و حرکت نوسانی میکرو ذره سیلیکا به ابعاد ۶ میکرون داخل تراشه میکروسیال ارائه می شود. سپس به طور تجربی حرکت نوسانی ذره سیلیکا ۶ میکرونی داخل تراشه میکروسیال نمایش داده می شود.

کلیدواژه – تراشه میکروسیال، حرکت نوسانی ذره میکرونی، دستکاری نوری، میکرو ذره سیلیکا

Investigating the oscillating motion of silica microparticles under the optical trap inside the microfluidic chip

Marziyeh Rajabalipour, Atoosa Sadat Arabanian, Reza Massudi

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

m.rajabalipour@Mail.sbu.ac.ir, a_arabanian@sbu.ac.ir, R-Massudi@sbu.ac.ir

Abstract- One of the interesting topics in the field of optics is the manipulation of micron particles using light inside a microfluidic chip.This technique allows the manipulation of particles without physical contact with the sample and without affecting their viability. In this article, a microfluidic chip based on two mutual optical fibers carrying diode laser light with a wavelength of 980 nm proposes to manipulate micron particles. This metod provides the possibility of trapping and checking their oscillating movement in plane. Our investigations show that oscillatory movement of the particle occurs when the fluid inside the chip flows at a low Reynolds number, and there is an optimal balance between the light and fluid forces on the sample. First, the results of the simulation of the trapping and oscillating movement of the silica microparticles with a dimension of 6 µm inside the microfluidic chip are presented. Then, the oscillating motion of 6 micron silica particles inside the microfluidic chip shows experimentally.

Keywords:Microfluidic chip , Optical manipulation , Oscillating motion of a micron particle, Silica micro particles

مقدمه

رویکردهای مختلف به دام اندازی جهت بررسی رفتار نوسانی ذرات میکرونی شامل انبرک‌های مکانیکی، هیدرودینامیکی، نوری، مغناطیسی، صوتی و الکتریکی است. برخی از این روش ها نیاز به تماس مستقیم با نمونه دارند و می‌توانند به آنها آسیب برسانند. در روش‌های مغناطیسی از میدان‌های مغناطیسی خارجی برای دستکاری و حرکت نوسانی ذرات میکرونی استفاده می‌شود[۱]. در روش های الکتریکی، ذرات ابتدا قطبی شده و در میدان الکتریکی متناوب حرکت داده می شوند تا حرکت نوسانی برای آنها ایجاد شود. اما در روش های نوری، که شامل انبرک های نوری و فیبرهای نوری می باشد، معمولا برای دستکاری و حرکت نوسانی ذرات از یک لیزر کم توان استفاده می‌شود. در مقایسه با انبرک های نوری متداول، استفاده از فیبرنوری می‌تواند حرکت نوسانی میکرو ذرات را به سادگی توسط دو فیبرنوری هم راستا و متقابل هم محقق کند. یکی از موارد مهم کاربرد انبرک های نوری مطالعه رفتار سلول ها است. بررسی رفتار نوسانی و چرخشی سلول اطلاعات مهمی از خصوصیات سلول در اختیار قرار می دهد. این کار با ادغام چرخش ایجاد شده ناشی از رفتار نوسانی و تصویر برداری سه بعدی از سلول انجام می شود[۲]. هدف از این مقاله شبیه سازی و ساخت یک تراشه میکروسیال به منظور بررسی حرکت نوسانی ذره سیلیکا به قطر ۶ میکرون با استفاده از دو فیبر نوری متقابل می‌باشد. تراشه میکروسیال پیشنهاد شده به‌گونه‌ای می‌باشد که فیبر های نوری متقابل با هم و در راستای عمود بر میکروکانال حاوی ذرات سیلیکا قرار دارند. با محاسبه نیروهای هیدرودینامیکی، مسیر حرکت ذرات سیلیکا داخل سیال به دست آورده می‌شود. هم چنین با ادغام نیروهای نوری و هیدرودینامیکی حرکت نوسانی آنها داخل تراشه میکروسیال مورد بررسی قرار می‌گیرد.

اصول و تئوری

دستکاری ذرات میکرونی بر اساس نیروهای نوری اعمالی بر ذره است. به‌طورکلی تغییر تکانه نور ناشی از تابش نور به ذره، نیروهای پراکندگی و گرادیان را در جهت انتشار نور و عمود بر انتشار نور به ذره القا می‌کند. نیروهای پراکندگی و گرادیان به‌صورت زیر تعریف می‌شوند[۳]:

$$\vec{F}_{ray,s} = \frac{n}{c} P_{Beam}\ Q_s\ \hat{r}_{\parallel} \qquad (۱)$$

$$\vec{F}_{ray,g} = \frac{n}{c} P_{Beam}\ Q_g\ \hat{r}_{\perp} \qquad (۲)$$

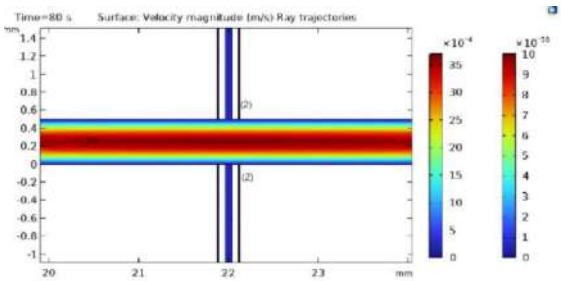
دراین‌رابطه c سرعت نور در خلأ، P_{Beam} توان نور فرودی، n ضریب شکست محیط سیال، $\hat{r}_{\perp}$ و $\hat{r}_{||}$ بردارهای یکه در جهت انتشار و عمود بر انتشار، Q_s و Q_g متغیرهای بدون بعد هستند که بازدهی به‌دام‌اندازی را معرفی می‌کنند. نیروی پسار وارد بر ذره از طرف سیال به صورت زیر تعریف می شود [۳]:

$$\vec{F} = 6\pi\mu R\vec{V} \qquad (۳)$$

که $\vec{V}$ سرعت سیال اطراف ذره، μ ویسکوزیته سیال و R شعاع ذره است. در این مقاله از ذرات میکرونی سیلیکا با جرمی از مرتبه g $۱۰^{-۹}$ استفاده شده که می توان از نیروی گرانش و شناوری (هم اندازه با نیروی گرانش و خلاف جهت آن) صرف نظر کرد. بنابراین نیروهای وارد بر میکرو ذره ترکیبی از نیروی پسار و نیروهای نوری ناشی از باریکه لیزر نوشته می‌شود.

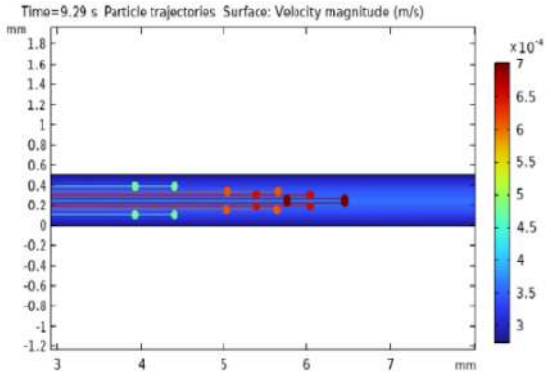
نتایج شبیه سازی

شبیه‌سازی حرکت نوسانی ذره سیلیکا در تراشه میکروسیال در نرم‌افزار کامسول نسخه ۶.۱ انجام شده است. تراشه طراحی شده جهت بررسی حرکت میکرو ذره داخل آن متشکل از یک کانال ورودی محلول نمونه (۱) (به عرض ۵۰۰ و طول ۱۵۰۰۰میکرون)، و دو فیبر نوری هم‌راستای متقابل (۲) (به قطر هسته ۶۲.۵ میکرون) می‌باشد (شکل۱). در این شکل توزیع سرعت سیال در حالت جریان آرام (عدد رینولدز ۰.۵۷) داخل تراشه نیز نشان داده شده است می توان دید که با اعمال شرط مرزی بدون لغزش(در نظر گرفتن اصطکاک با دیواره ها) و با در نظر گرفتن سیال تراکم ناپذیر نیوتونی (گرادیان سرعت در مکان‌های مختلف یکنواخت است) سرعت شاره در دیواره به علت اصطکاک با دیواره صفر و در وسط کانال بیشینه است.



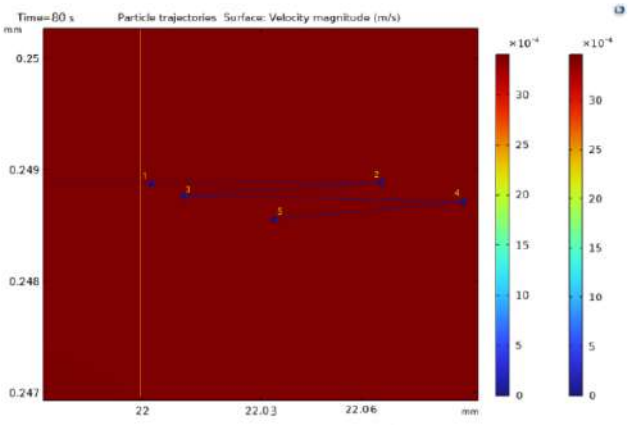
شکل ۱: تراشه میکروسیال متشکل از یک کانال ورودی محلول نمونه(۱) و دو کانال فیبرنوری(۲).

سپس شبیه سازی مسیر حرکت میکرو ذرات سیلیکای جامد به قطر ۶ میکرون داخل تراشه، مطابق نیروی پسار، رابطه ۳، با وارد کردن این نیرو در ماژول ردیابی ذرات مورد بررسی قرار می‌گیرد. اگر جرم ذره سیلیکا زیاد باشد، نیروی گرانش آن را به سمت کف کانال می کشد و باعث بهم خوردن خطوط جریان می‌شود. بنابراین با صرف نظر کردن از جرم ذرات سیلیکا ، ذرات سیلیکا با سرعتی برابر با سرعت سیال حرکت می‌کنند. نتیجه برای ۱۵ ذره شناور در سیال در شکل ۲ نشان داده شده است. همان‌طور که از شکل ۲ مشخص است میکرو ذراتی که نزدیک دیواره کانال در حال حرکت می‌باشند سرعتشان از ذرات واقع وسط کانال کمتر است. بررسی‌ها نشان می‌دهد سرعت میکرو ذرات چسبیده به دیواره کانال (به علت اصطکاک با دیواره) بعد از چند ثانیه صفر می‌شود.



شکل ۲: مسیر حرکت ۱۵ ذره سیلیکا داخل تراشه میکروسیال.

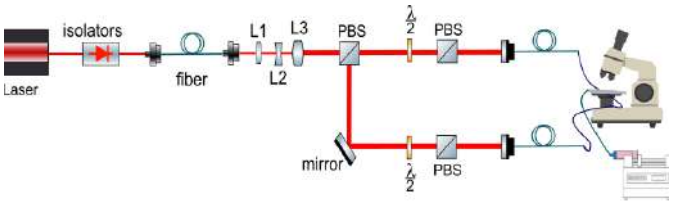
با توجه به اینکه در سیستم های میکروسیال نسبت سطح به حجم زیاد است برای توصیف رفتار سیال داخل تراشه از ماژول جریان آرام استفاده شده است. سرعت جریان در این حالت برابر با $۰.۴\times ۱۰^{-۳}\ m/s$ می باشد. با وارد کردن ویسکوزیته سیال و شعاع ذره، محاسبه نیروی پسار در ماژول ردیابی ذرات انجام می شود. محاسبه نیروهای نوری نیز برای ۵۰۰ پرتو در تقریب اپتیک هندسی در ماژول ردیابی پرتو انجام شد. با در نظر گرفتن یک نیروی گرادیان و یک نیروی پراکندگی نوری برای هر پرتو و محاسبه برآیند همه آنها، نتیجه به صورت یک نیروی جدید در ماژول ردیابی پرتو در نظر گرفته می شود. هنگامی که ذره مورد نظر در محل بین دو فیبر نوری می رسد، بواسطه نیروهای نوری از سرعتش کاسته می‌شود و این نیرو بر نیروی پسار غلبه می‌کند. اما ذره همراه شاره در حال حرکت بوده و نیروی پسار بطور مستمر به آن وارد شده ، ذره را در محل دام به سمت جلو رانده و از موقعیت (۱) به موقعیت (۲) حرکت می‌دهد(شکل ۳). از طرف دیگر نیروی گرادیان ذره را به سمت عقب یعنی به سمت محل بیشینه شدت بین دو فیبرنوری می‌کشد؛ پس ذره از موقعیت (۲) به موقعیت (۳) حرکت می‌کند. سپس با کاهش نیروی گرادیان و غلبه نیروی پسار ذره به سمت جلو هل داده می شود که سبب جابه جایی از موقعیت (۳) به موقعیت (۴) می شود. مجدد با افزایش نیروی گرادیان ذره از موقعیت (۴) به موقعیت (۵) حرکت می‌کند. در نهایت ذره یک رفتار نوسانی را در ناحیه بین فیبرها انجام می دهد.



شکل ۳: رفتار نوسانی ذره سیلیکا ۶ میکرونی داخل تراشه.

نتایج تجربی

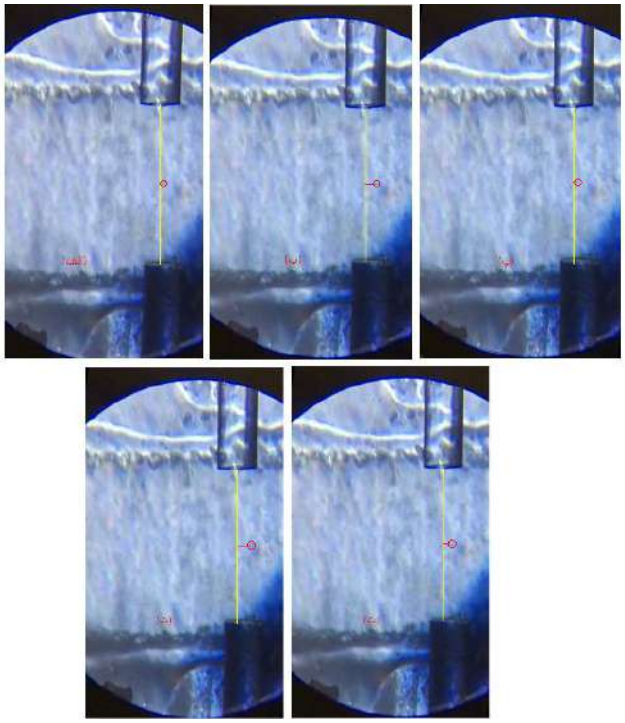
شکل ۴ چیدمان آزمایشگاهی را جهت بررسی رفتار نوسانی ذرات سیلیکا با قطر حدود ۶ میکرون در یک میکروکانال نشان می‌دهد. لیزر دیود با طول موج ۹۸۰ نانومتر به دلیل جذب ضعیف آن در آب و توان ۱۰۰ میلی وات انتخاب شده است. نور لیزر بعد از عبور از یک سو ساز نوری فیبری وارد سه عدسی شیئی $L_1 = ۲.۵$ cm، L_2= -۵ cm ، L_3=۵ cm می‌شود تا باریکه لیزر واگرا خروجی از فیبر را با قطر کمتر از قطر موازی کننده های فیبر نوری متصل به تراشه موازی کند. پرتو حاصله توسط تقسیم کننده باریکه قطبشی به دو شاخه متعامد تقسیم می‌شود. برای تنظیم توان نور در هر شاخه از تیغه نیم موج و تقسیم کننده باریکه قطبشی دیگر استفاده می شود. باریکه های لیزر با توان مساوی از طریق موازی کننده فیبری به دو فیبرنوری با قطر هسته ۶۲ میکرون وارد می‌شوند. محلول نمونه از طریق پمپ سرنگی با سرعت $۰.۵\times ۱۰^{-۳}\ m/s$



شکل ۴: چیدمان آزمایشگاهی بررسی رفتار نوسانی میکرو ذره سیلیکا داخل تراشه میکروسیال.

به تراشه میکروکانال وارد می‌شود. تصویربرداری از رفتار ذرات توسط یک عدسی شیئی میکروسکوپ 10x انجام می‌شود.

شکل۵ رفتار نوسانی ذره ۶ را داخل کانال میکروسیال مابین دو فیبر نوری نشان می‌دهد. همان طور که مشاهده می شود در ناحیه هم‌پوشانی دو فیبر نوری (با خط نشان داده شده است) سرعت ذره در اثر نیروهای نوری وارد بر آن کاهش یافته و به دام می افتد (شکل ۵ الف). سپس ذره شروع به حرکت به سمت جلو، در راستای حرکت شاره می‌کند؛(شکل ۵ ب). مجدد ذره توسط نیروی گرادیان به سمت عقب (ناحیه بین دو فیبرنوری که بیشینه شدت نور در آنجا است) برگشته (شکل ۵ پ). و سپس در اثر نیروی پسار، در راستای شاره شروع به



شکل۵: رفتار نوسانی ذره سیلیکا ۶ میکرونی.(الف)ذره به دام افتاده در محل بین دو فیبرنوری.(ب) حرکت ذره سیلیکا به سمت جلو.(پ)بازگشت ذره سیلیکا به محل بین دو فیبرنوری.(ت) حرکت ذره سیلیکا به سمت جلو بعد از یک بار رفت و برگشت(ث) بازگشت ذره به سمت عقب.

حرکت می‌کند (شکل ۵ ت). در نهایت ذره با غلبه نیروی گرادیان بر نیروی پسار به عقب برمی گردد (شکل ۵ ث).

نتیجه گیری

در این مقاله بررسی رفتار نوسانی میکرو ذره سیلیکا ۶ میکرونی به دام افتاده داخل تراشه میکروسیال مبتنی بر فیبرنوری متقابل حامل نور لیزر دیود با طول موج ۹۸۰ نانومتر ارائه شد. نتایج شبیه‌سازی و تجربی نشان داد که به ازای توان ۵۰ میلی‌وات در هر شاخه از فیبرهای نوری و سرعت سیال $۰.۵\times ۱۰^{-۳}\ m/s$ذره سیلیکا ۶ میکرونی شروع به رفتار نوسانی در محل مابین دو فیبرنوری می کند.

مرجع‌ها

1. Hosseini, S.M., et al., *Simple, fast, and efficient method of manual oocyte enucleation using a pulled Pasteur pipette.* In Vitro Cell Dev Biol Anim, 2013. **49**(8): p. 569-75.
2. Wen, X., et al., Flexible, multifunctional neural probe with liquid metal enabled. Biosens Bioelectron, 2019. **131**: p. 37-45.
3. رجبعلی‌پور ، عربانیان، مسعودی, شبیه‌سازی به‌دام‌اندازی نوری ذرات در ابعاد میکرومتر داخل تراشه میکروسیال, بیست و نهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و پانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران. ۱۴۰۱ : ،دانشگاه صنعتی شیراز،شیراز، ایران

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

تحلیل پایه و محاسبه دمای ماکروسکوپیک شعله پلاسمای مشعل حرارتی DC غیرانتقالی به روش بیناب نمایی گسیل نوری

رقیه بدرلی[۲]، نادر مرشدیان[۱]

[۱]پژوهشکده فیزیک پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران

[۲]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بین‌المللی امام خمینی (ره)، قزوین، ایران

r.badri6068@gmail.com , nmorshed@aeoi.org.ir

چکیده: با توجه به اینکه دمای ماکروسکوپیک گاز پلاسمایی از اساسی ترین پارامتر ها برای تشخیص بازدهی پلاسماست، هدف از مطالعه حاضر، اندازه گیری و بررسی دمای مشعل پلاسمایی است. از آنجا که مشعل پلاسما با هوا در فشار اتمسفر کار می کند، با استفاده از روش بیناب نمایی گسیل نوری و استفاده از آمار بولتزمن، دمای چرخشی مولکول های نیتروژن برای تخمین دمای ماکروسکوپیک مشعل به کار برده شد و با دمای برانگیختگی الکترونی مقایسه شد. دمای شعله مشعل پلاسما ۴۲۰۰ درجه کلوین برآورد شد.

کلید واژه- اندازه گیری دمای ماکروسکوپیک، بیناب نمایی، مشخصه یابی پلاسما، مشعل پلاسمای جریان مستقیم

Basic analysis and calculation of macroscopic temperature of non-transferred DC plasma torch by optical emission spectroscopy method

Roghayeh Badrli [2], Nader Morshedian[1]

[1]Plasma and nuclear fusion Research School, Nuclear Science and Technologies Institute, Tehran, Iran

[2]Department of Physics, Faculty of Science, Imam Khomeini International University, Qazvin, Iran

Abstract- Considering that the macroscopic temperature of plasma plume is one of the most basic parameters for improving plasma processes, the purpose of this study is to calculate and investigate the temperature of the plasma torch. Since the plasma torch works at atmospheric pressure, using the optical emission spectroscopy method and Boltzmann statistic, the rotational temperature of nitrogen molecules was used to estimate the macroscopic temperature of the torch and compared with the obtained electron excitation temperature. According to the results, the plasma plume temperature was estimated to be 4200 Kelvin.

Keywords: Macroscopic plasma plume temperature, Spectroscopy, Plasma Diagnostics, Direct Current Plasma Torch

مقدمه

جت پلاسماهای حرارتی امروزه به طور گسترده در کاربردهای صنعتی استفاده می‌شوند، به عنوان نمونه در برش و جوشکاری فلزات و کاربردهای سخت همچون زباله سوز پلاسمایی. جت پلاسمای حرارتی را می‌توان در مشعل‌های پلاسمای حرارتی به وسیله جریان مستقیم DC، جریان متناوب AC، فرکانس رادیویی RF و سایر تخلیه‌ها تولید کرد. مشعل پلاسمای DC یکی از گسترده ترین انواع مشعل‌هاست که تاکنون مورد مطالعه قرار گرفته و در بسیاری از فرآیندهای حرارتی از جمله امحای زباله و مواد زاید به کاربرده می‌شود [۱و۲]. تاکنون هیچ طرحی از مشعل پلاسمای جهانی که مناسب همه کاربردها باشد ایجاد نشده، بنابراین بسته به نوع کاربرد ویژگی‌های هندسی مشعل‌های پلاسما می‌تواند بسیار متفاوت باشد [۳].

برای بهبود کارایی مشعل پلاسمایی در این فرآیندها به درک عمیق تری از پارامترهای پلاسما و ویژگی‌های آن نیاز است. دمای ماکروسکوپیک شعله، پارامتری مهم برای مشعل پلاسما است، زیرا سرعت واکنش‌های شیمیایی مختلف در پلاسما، معمولا به دمای آن وابسته است [۴]. بنابراین اندازه گیری دقیق آن به منظور بهینه سازی فرایندهای پلاسما اهمیت بسیاری دارد.

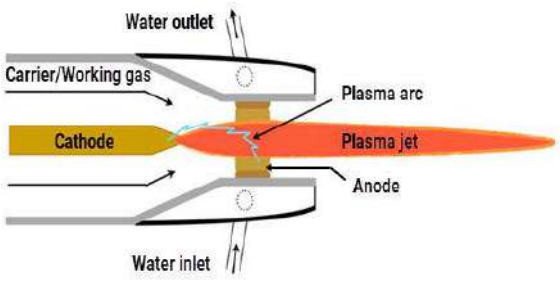
به دلیل درجه یونیزاسیون و چگالی بالای پلاسمای حرارتی در مقایسه با پلاسمای سرد فشار اتمسفری، دمای گاز معمولا در حد چند هزار درجه کلوین است، بنابراین نمی‌توان آن را با روش‌های تماسی مانند استفاده از ترموکوپل اندازه گیری کرد. یکی از روش های اندازه گیری غیر تماسی دما، بیناب نمایی گسیل نوری است [۵ و۶]. در کار حاضر با به کار بردن این روش، دمای ماکروسکوپیک گاز از بیناب گسیلی مولکول‌های نیتروژن محاسبه شده و در ادامه با دمای برانگیختگی الکترونی بدست آمده مقایسه می‌شود.

محاسبات به روش تحلیل نظری از داده های تجربی است و از شبیه سازی استفاده نشده است، بنابراین از نظر تجربی با دقت خوبی اندازه گیری شده است.

روش پژوهش

همانطور که پیش از این بیان شد سامانه پلاسمایی به کار رفته در این آزمایش، مشعل پلاسمای حرارتی DC است که در فشار اتمسفر کار می کند. مشعل های DC خود به دو گونه انتقالی و غیر انتقالی تقسیم بندی می شوند. در گونه انتقالی یک الکترود (معمولا کاتد) درون ساختار خود سامانه و الکترود آند در خارج از سامانه مثلا روی قطعه کاری یا هدف سوختنی قرار می‌گیرد که شعله پلاسمای بین کاتد و آند به شکل قوس الکتریکی شکل می‌گیرد اما در نمونه غیر انتقالی هر دو الکترود در پیکربندی واحد خود سامانه، مطابق شکل ۱ جای می‌گیرند. قوس الکتریکی و نهایتا پلاسما از گازی که با شارش سریع گاز (جت) در فضای بین الکترودها جریان دارد، ایجاد شده و به شکل شعله پلاسمایی با طول مشخص به بیرون مشعل هدایت می شود.

بیناب گسیلی از مشعل پلاسما در این آزمایش، با توان الکتریکی وارد شده به مشعل در حدود ۲ کیلو وات، ثبت می‌شود. همچنین ولتاژ کاری در بازه ۱۲۰ تا ۱۲۵ ولت و



شکل ۱: طرح واره ای از مشعل پلاسمایی DC

جریان الکتریکی در گستره ۱۵ تا ۲۰ آمپر است. . طول و دمای شعله نسبت به توان الکتریکی اعمالی، فشار یا سرعت جریان گاز و حتی نوع گاز پلاسمایی نیز می‌تواند تغییر کند.

بیناب سنج به کار برده شده در این گزارش از گونه V900 و تولید شرکت فناوران فیزیک نور در داخل کشور است که بازه طول موجی ۲۰۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر را پشتیبانی می‌کند.

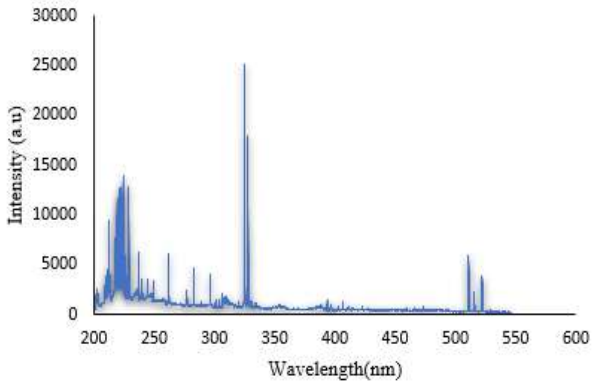
به دلیل اینکه نیتروژن در هوا غالب هست، انتقال انرژی به ترازهای چرخشی مولکول‌های نیتروژن محاسبه می شود و از آنجا که مولکول های نیتروزن انرژی چرخشی و انتقالی خود را با ذرات سنگین تر سریع‌تر مبادله می‌کنند تا الکترون‌ها، دمای چرخشی مولکول‌های نیتروژن می‌تواند نماینده خوبی برای ذرات سنگین پلاسما (دمای ماکروسکوپیک شعله) باشد. بدین ترتیب با استفاده از شدت خطوط بیناب گسیلی مولکول‌های نیتروزن و توزیع بولتزمن جمعیت ترازهای چرخشی آن دمای مشعل پلاسما با استفاده از معادله زیر محاسبه می‌شود.

$$Ln\left(\frac{I_{em}\lambda^4}{J'+J''+1}\right) = -\frac{B_v hc}{k_B T_{rot}} J'(J'+1) + LnC \qquad (۱)$$

که در آن C یک ثابت، J' وJ'' به ترتیب اعداد کوانتومی چرخشی تراز های بالا و پایین، B_v ثابت چرخشی مولکول در تراز بالایی، h ثابت پلانک، c سرعت نور و k_B ثابت بولتزمن است. اگر نمودار $Ln\left(\frac{I_{em}\lambda^4}{J'+J''+1}\right)$ نسبت به $J'(J'+1)$ رسم شود، شیب خط حاصل برابر $-\frac{B_v hc}{k_B T_{rot}}$ است و بدین ترتیب دمای چرخشی مولکول بدست می آید [۴و۷].

نتایج

بیناب گسیلی از مشعل پلاسما در فاصله حدودی ۲۰ سانتی‌متری از مشعل در شکل ۲ نشان داده شده است.



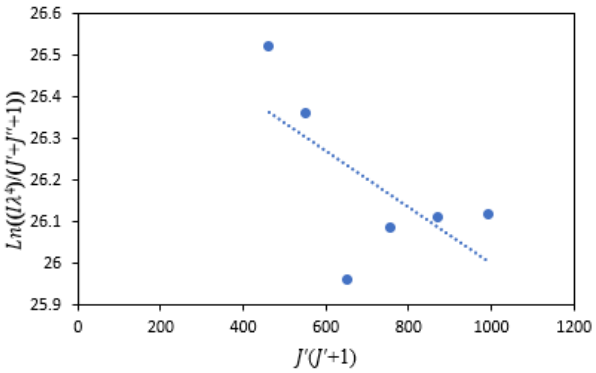
شکل ۲: بیناب گسیلی از مشعل پلاسما در فاصله حدودی ۲۰cm از مشعل

با در نظر گرفتن این فرض که توزیع چرخشی ترازها از توزیع بولتزمن پیروی می‌کند و دمای چرخشی با دمای گاز در تعادل است و همچنین پلاسما از نظر نوری نازک است، دمای ماکروسکوپیک مشعل پلاسما به وسیله دمای چرخشی، با استفاده از نمودار بولتزمن از روی تابش مولکولی بدست می‌آید. شکل ۳ برازش خطی را برای خطوط گسیلی نیتروژن در نمودار بولتزمن نشان می‌دهد.

با توجه به شیب بدست آمده از نمودار، دمای مشعل پلاسما در حدود ۴۲۰۰ K تخمین زده می‌شود.

با وجود اینکه در واقعیت و به طور کلی مشعل پلاسما از نظر نوری نازک نیست تخمین معقولی از دمای گاز بدست آمد، همچنین این دما با دمای برانگیختگی بدست‌آمده از تراز های برانگیخته الکترونی در حدود ۶۴۰۰ K در کاری مستقل انجام و مقایسه شد، هر دو دما سازگاری منطقی و خوبی نسبت به هم دارند.

بدین ترتیب روش بیناب نمایی گسیلی، علاوه بر تعیین



شکل ۳: نمودار بولتزمن برای تعیین دمای مشعل پلاسما

عناصر شیمیایی و گونه های فعال واکنشی حالت‌های اتمی مولکولی برانگیخته، امکان تعیین دمای چرخشی، ارتعاشی و برانگیختگی الکترونی پلاسما و به دنبال آن سطح عدم تعادل دمای ماکروسکوپیک گاز و دمای برانگیختگی الکترون را نشان می دهد.

جمع بندی

از آنجا که تاکنون در پژوهش های داخلی دمای ماکروسکوپیک شعله مشعل پلاسمای حرارتی برآورد نشده، در این پژوهش دمای ماکروسکوپیک مشعل پلاسمای غیرانتقالی با جریان مستقیم بر اساس بیناب نمایی گسیلی در حدود ۴۲۰۰K تخمین زده شد، همچنین این دما با دمای برانگیختگی الکترونی بدست آمده (در حدود ۶۴۰۰ K) سازگاری منطقی دارد. با توجه به گزارشاتی با شرایط مشابه این آزمایش، این دو دما سازگاری منطقی و خوبی نسبت به هم دارند.

مرجع‌ها

X. Cao, D. Yu, M. Xiao, J. Miao, Y. Xiang and J. Yao, "Design and Characteristics of a Laminar Plasma Torch for Materials Processing" Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 36, No. 2, p.p. 693-710, 2016.

K. Hadidi and P. Woskov, "Efficient, Modular Microwave Plasma Torch For Thermal Treatment," Plasma Science and Fusion Center, Massachusetts Institute of Technology Cambridge , 2015.

M. Boulos, P. Fauchais and E. Pfender, "*DC Plasma Torch Design and Performance*" p.p. 595-657, 2023.

C.-J. Chen and S.-Z. Li, "Spectroscopic measurement of plasma gas temperature of the atmospheric-pressure microwave induced nitrogen plasma torch" Plasma Sources Science and Technology, Vol. 24, No. 3, p.p. 035017, 2015.

S. Huang, C. Liu, Z. Jie and G. Zhang, "Imaging Diagnostics and Gas Temperature Measurements of Atmospheric-Microwave- Induced Air Plasma Torch," in IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 48, No. 6, pp. 2153-2162, 2020..

J. M. Williamson and C. A. DeJoseph, "Determination of gas temperature in an open-air atmospheric pressure plasma torch from resolved plasma emission" Journal of Applied Physics, Vol. 93, No. 4, p.p. 1893-1898, 2003.

J. Mrotzek and W. Viöl, "Spectroscopic Characterization of an Atmospheric Pressure Plasma Jet Used for Cold Plasma Spraying," Applied Sciences, vol. 12, no. 13, 2022.

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

ارزیابی پارامترهای موثر بر امواج ضربه‌ای حاصل از انفجار الکتریکی در محیط آب

مجید طاهری[۱و*]، امیر کیانی[۱] و حسین قاسمی[۱]

[۱] پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، انتهای خیابان کارگر شمالی، تهران

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : majidtaheri61@yahoo.com

چکیده – تولید موج ضربه‌ای ناشی از تخلیه الکتریکی یک فرآیند با سرعت بالا می‌باشد که در آن دو الکترود در محفظه‌ای پر از آب قرار دارند و تخلیه الکتریکی با ولتاژ بالا بین آن‌ها، فشار بالایی ایجاد می‌کند. ماهیت فیزیکی پیچیده انفجار الکتریکی سیم باعث شده است جهت کنترل بهتر، افزایش تکرار پذیری و اتوماسیون آن اثر پارامترهای موثر بر تخلیه الکتریکی را دقیق‌تر بشناسیم. در این پژوهش، جهت بررسی پارامترهای موثر در موج ضربه‌ای ایجاد شده در محیط آب توسط تخلیه الکتریکی سیم، تاثیر انرژی تخلیه، جنس سیم و طول سیم شده بررسی شده است. بدین منظور از سیم مسی و آلومینیومی با قطر ۱۶۰ میکرو متر و طول متغییر ۲/۵ تا ۴ سانتی‌متر استفاده شده است، و رفتار زمانی ولتاژ، جریان، انرژی تخلیه شده و فشار ناشی از موج ضربه‌ای اندازه گیری شده است. نتایج نشان می‌دهند که طول سیم و جنس سیم از پارامترهای مهم در تولید موج ضربه‌ای می‌باشند. در این تحقیق، سیم مسی با طول ۲/۵ سانتی متر بهترین نتایج را در مقایسه با دیگر پارامترها از خود نشان داده است.

کلید واژه- پارامترهای موثر، تخلیه الکتریکی، فشار ضربه.

Evolution of Parameters affecting of Shock Waves Generated by Underwater Electrical Explosion

Majid Taheri[1], Amir Kiani[1] and Hossein Ghasemi[1]

[1]Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran

*corresponding e-mail: majidtaheri61@yahoo.com

Abstract- The generation of shock wave is induced by electric discharge between two electrodes immersed in water is a high-speed process, and the high-voltage electric discharge creates high pressure between them. The complex physical nature of the electric explosion of the wire has made us know more precisely the effect of the parameters affecting the electric discharge in order to better control, increase its repeatability and automate it. In this research, in order to investigate the effective parameters in the shock wave generated by the underwater electrical explosion, the effect of the discharge energy, the type of wire and the length of the wire have been investigated. For this purpose, copper and aluminum wire with a diameter of 160 µm and a variable length of 2.5 to 4 cm have been used, and the time behavior of voltage, current, discharged energy and pressure of shock wave is measured. The results show that wire length and wire material are important parameters in shock wave generation. In this research, copper wire with a length of 2.5 cm has shown the best results compared to other parameters.

Keywords: Effective parameter, Electric explosion, Shock pressure.

مقدمه

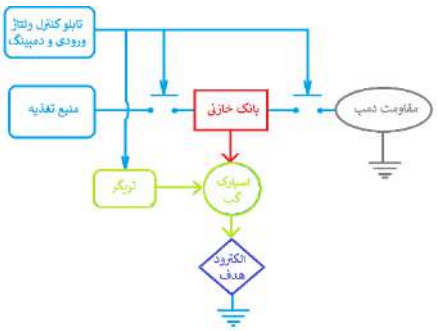
تخلیه الکتریکی با ولتاژ بالا بین دو الکترود در یک محفظه پر از سیال، یکی از امیدوارکننده‌ترین روش‌ها برای تولید امواج ضربه‌ای قوی می‌باشد. هنگامی که جریان پالسی از سیم الکتریکی غوطه‌ور در محیط مایع عبور می‌کند، سیم چهار حالت از جامد، مایع، بخار و در نهایت به حالت پلاسما را تجربه می‌کند. این فرآیند باعث برهمکنش شدید بین کانال پلاسمای و محیط مایع اطراف می‌شود. در طول فرآیند انتقال انرژی، بخش عمده‌ای از انرژی ذخیره شده در خازن به کانال پلاسما منتقل می‌شود. انبساط این کانال پلاسما منجر به ایجاد موج ضربه‌ای در سیال می‌گردد. فشار فوق العاده بالا (تا ۱۳۰ گیگا پاسکال) را می‌توان به دلیل رسوب چگالی انرژی بالا در سیم بدست آورد. با استفاده از این فناوری می‌تواند امواج ضربه‌ای قوی با چندین کیلوژول تولید کرد که مزایای مهمی را برای تحقیقات علمی و کاربردهای فنی مختلف فراهم می‌کند [۱]. امواج ضربه‌ای، امواج مکانیکی هستند که با فشرده کردن ذرات محیط در آن منتشر می‌شوند. این امواج، امواج فراصوتی هستند که جبهه موج آنها یک سطح ناپیوسته است. می‌توان شکل کلی یک موج ضربه‌ای را به صورت یک پله در نظر گرفت. البته در واقعیت جبهه موج ضربه‌ای کاملا تیز نیست و دارای یک پهن شدگی است که به آن ضخامت موج ضربه گفته می‌شود [۲]. مطالعات بسیاری در دهه‌های گذشته بر روی تولید و انتشار موج ضربه‌ای از طریق انفجار الکتریکی سیم انجام شده است، اما بخش کمی از تحقیقات صورت گرفته در زمینه تاثیر پارامترهای موثر بر این فرایند و بهینه سازی آن پرداخته‌اند. هان و همکارانش در سال ۲۰۱۹ به بررسی پارامترهای موثر بر روی موج ضربه‌ای ایجاده شده در محیط آب پرداختند [۱, ۳].

انفجار الکتریکی سیم در ولتاژهای بالا، در زمینه‌های مختلف فعالیت‌های صنعتی بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در پژوهش حاضر از این تکنیک برای ایجاد پلاسمای توان پالسی استفاده شده و اساس آن بر پایه ایجاد موج ضربه به کمک سیم منفجرشونده در یک سیال می‌باشد. ماهیت فیزیکی پیچیده انفجار الکتریکی سیم باعث شده است جهت کنترل بهتر، افزایش تکرار پذیری و اتوماسیون آن اثر پارامترهای موثر بر تخلیه الکتریکی را دقیق‌تر بشناسیم. در این تحقیق، تاثیر جنس سیم و طول سیم بر روی موج ضربه‌ای تولید شده بررسی شده است. بدین منظور از سیم مسی و آلومینیومی با قطر ۱۶۰ میکرو متر و طول متغیر استفاده شده است.

بخش تجربی

تجهیزات فرآیند تولید موج ضربه‌ای شامل دو قسمت اصلی الکتریکی و محفظه برهمکنش است. اجزایی الکتریکی شامل سیستم کنترل، واحد تولید پالس، الکترودها و نگهدارنده آن‌ها می‌باشد. کنترل میزان شارژ بانک خازنی و ثبت داده‌های ولتاژ و جریان تخلیه الکتریکی و فشار موج ضربه‌ای از طریق سیستم کنترل میسر می‌باشد. بانک خازنی از ۴ خازن با ظرفیت حداکثر ۱۲ میکرو فاراد، با قابلیت شارژ ۳۰ کیلوولت، تشکیل شده است. اجزایی دیگر واحد تولید پالس شامل تریگر، اسپارک گپ، یکسو کننده، مقاومت‌های پشت موج و تقسیم کننده می‌باشد. در این پژوهش الکترودها از جنس استیل ساخته شده‌اند. سیستم نگهدارنده الکترودها از جنس پلی آمید ساخته شده است. این نگهدارنده طوری طراحی شده است که فاصله الکترودها از یکدیگر قابلیت تنظیم باشد. شکل ۱ شماتیکی از سیستم تولید موج ضربه از طریق انفجار الکتریکی را نشان می‌دهد. برای اندازه گیری جریان الکتریکی عبوری از سیم و ولتاژ تخلیه به ترتیب از یک پیچه روگوفسکی تجاری ساخت شرکت پیرسون الکترونیک و پروب ولتاژ بالای ESCORT EAS-HVP-15-50MHz استفاده شده است. همچنین،

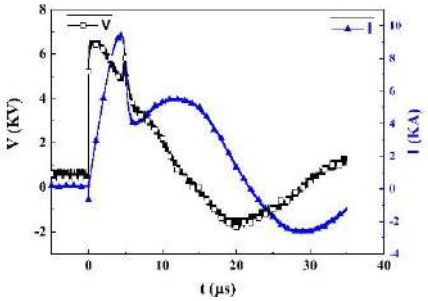
برای اندازه گیری فشار از یک سنسور فشار دینامیکی PVDF ساخت شرکت مولر آلمان استفاده شده است.



شکل ۱: شماتیک تولید موج ضربه از طریق انفجار الکتریکی.

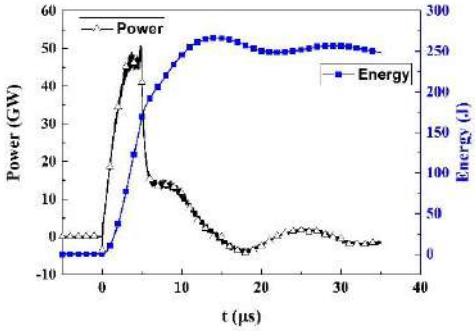
نتایج تجربی و بحث

در این پژوهش برای تولید امواج ضربه ای از انفجار الکتریکی سیم استفاده شده است. پارامترهای زیادی بر روی موج تولید شده تاثیر دارند از جمله ولتاژ اعمالی، محیط سیال، طول سیم، جنس سیم و قطر سیم. در این پژوهش، نتایج تجربی برای سیم مسی و آلومینیومی با قطر ۱۶۰ میکرو متر و طول متغیر ۲/۵ تا ۴ سانتی‌متر در ولتاژ ثابت ۷/۵ کیلوولت آورده شده است. نمودار تغییرات جریان، ولتاژ، توان و انرژی ناشی از انفجار الکتریکی سیم مسی با طول ۲/۵ سانتی‌متر در شکل ۲ و شکل ۳ نشان داده شده است.

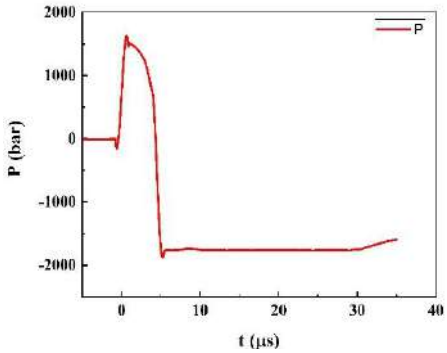


شکل ۲: نمودار جریان و ولتاژ بدست آمده از انفجار سیم مسی.

همانطور که ملاحظه می‌شود جریان در حدود ۴/۳ میکرو ثانیه به حداکثر مقدار خود ۹/۵ کیلوآمپر رسیده است. همچنین انرژی تخلیه شده در اثر انفجار الکتریکی سیم حدود ۲۷۰ ژول می‌باشد. در شکل ۴ فشار ناشی از انفجار سیم مسی نشان داده شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود ماکزیمم فشار حاصل از انتشار موج ضربه‌ای در حدود ۱۶۳۰ بار می‌باشد که مقدار قابل ملاحظه‌ای است.

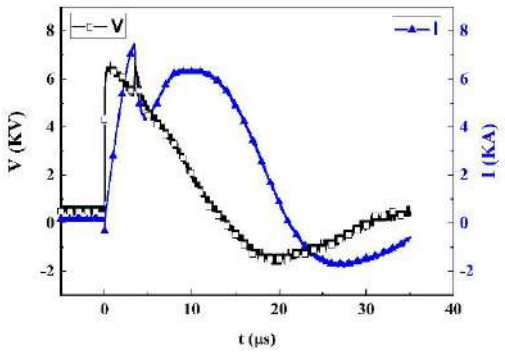


شکل ۳: نمودار توان و انرژی تخلیه بدست آمده از سیم مسی.



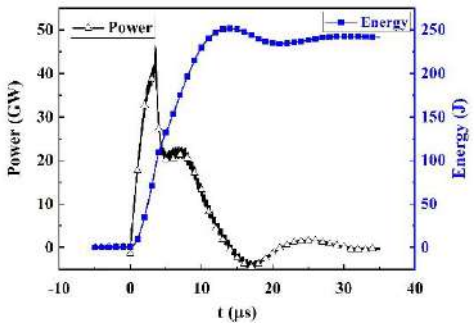
شکل ۴: فشار بدست آمده از انفجار الکتریکی سیم مسی.

برای سیم آلومینیومی با طول ۲/۵ سانتی‌متر نیز، نمودار تغییرات جریان، ولتاژ، توان و انرژی ناشی از انفجار الکتریکی سیم آلومینیومی در شکل ۵ و شکل ۶ نشان داده شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود جریان در حدود ۳/۵ میکروثانیه به حداکثر مقدار خود ۷/۵ کیلوآمپر رسیده است. همچنین انرژی تخلیه شده در اثر انفجار الکتریکی سیم حدود ۲۵۰ ژول می‌باشد.

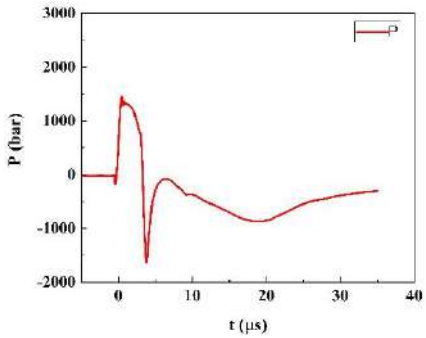


شکل ۵: نمودار جریان و ولتاژ بدست آمده از سیم آلومینیومی.

همچنین، در شکل ۷ فشار ناشی از انفجار سیم آلومینیومی نشان داده شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود ماکزیمم فشار حاصل از انتشار موج ضربه‌ای در حدود ۱۴۸۴ بار می‌باشد که در مقایسه با فشار بدست آمده برای سیم مسی کوچکتر می‌باشد.



شکل ۶: نمودار توان و انرژی بدست آمده از سیم آلومینیومی.



شکل ۷: فشار بدست آمده از انفجار الکتریکی سیم آلومینیومی.

خلاصه‌ای از پارامترهای اصلی حاصل از انفجار الکتریکی سیم مسی و آلومینیومی با طول ۲/۵ سانتی متر و نتایج مرجع [۳] (۲ ردیف اخر) در جدول ۱ آورده شده است.

جدول۱ : پارامترهای اصلی حاصل از انفجار الکتریکی سیم.

جنس سیم	طول سیم (cm)	زمان خیز جریان (μs)	دامنه جریان (KA)	دامنه ولتاژ (KV)	انرژی تخلیه شده (J)	ماکزیمم توان (GW)	دامنه فشار (bar)
Cu	۲/۵	٤/۳	۹/۵	٦/۵	۲۷۰	۵۰	۱٦۳۰
Al	۲/۵	۳/۵	۷/۵	٦/۵	۲۵۰	٤۵	۱٤۸٤
Cu600μm	٤/۵	۱/۱۵	۱۷۲	۲۷	۲٤۵۰	۳/۷	–
Al800μm	٤/۵	۱/۱۵	۱۸۸	۲٦	۲۲۸۰	۳/۲	–

همانطور که ملاحظه می‌گردد در این پژوهش سیم مسی جریان، انرژی تخلیه و فشار بیشتری نسبت به سیم آلومینیومی دارد. همچنین در این پژوهش نسبت به مرجع [۳] در ولتاژ پایین‌تری انجام شده و فشار موج ضربه‌ای حاصله نیز در این پژوهش اندازه گیری شده است.

جهت بررسی تاثیر طول سیم در موج ضربه‌ای ایجاد شده ناشی از تخلیه الکتریکی سیم در محیط آب از سیم‌هایی با طول مختلف برای سیم مسی و آلومینیومی استفاده شده است و نتایج آن در جدول ۲ آورده شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود در ولتاژ ۷/۵ کیلوولت برای هر دو سیم مسی و آلومینیومی با افزایش طول سیم ابتدا فشار موج ضربه‌ای ناشی از تخلیه الکتریکی کاهش یافته و در ادامه افزایش می‌یابد. همچنین نتایج تجربی نشان می‌دهد که سیم مسی نسبت به سیم آلومینیومی موج ضربه‌ای قوی‌تری ایجاد می‌کند.

جدول۱ : نتایج حاصل از انفجار الکتریکی سیم در طول مختلف.

Cu			Al		
L(cm)	V_{in}(KV)	P(bar)	L(cm)	V_{in}(KV)	P(bar)
۲,۵	7.5	1630	۲,۵	7.5	1484
۳	7.5	1618	۳	7.5	1474
۳,۵	7.5	1415	۳,۵	7.5	1362
٤	7.5	1610	٤	7.5	1513

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، جهت بررسی پارامترهای موثر در موج ضربه‌ای ایجاد شده در محیط آب توسط تخلیه الکتریکی سیم، تاثیر انرژی تخلیه، جنس سیم و طول سیم شده بررسی شده است. بدین منظور از سیم مسی و آلومینیومی با قطر ۱۶۰ میکرو متر و طول متغییر ۲/۵ تا ۴ سانتی‌متر استفاده شده است، و رفتار زمانی ولتاژ، جریان، انرژی تخلیه شده و فشار ناشی از موج ضربه‌ای اندازه گیری شده است. نتایج نشان می‌دهند که طول سیم و جنس سیم از پارامترهای مهم در تولید موج ضربه‌ای می‌باشند. در این تحقیق، سیم مسی با طول ۲/۵ سانتی‌متر بهترین نتایج را در مقایسه با سیم آلومینیومی از خود نشان داده است.

مرجع‌ها

[1] Han, Ruoyu, et al. "Experiments on the characteristics of underwater electrical wire explosions for reservoir stimulation." *Matter and Radiation at Extremes* **5**, no. 4 (2020).

[2] Li, Xingwen, et al. “Study of the shock waves characteristics generated by underwater electrical wire explosion.” *Journal of Applied Physics*. **118**, 023301, (2015).

[3] Rososhek, A., et al. "Evolution of a shock wave generated by underwater electrical explosion of a single wire." *Physics of Plasmas* **26**, no. 4 (2019).

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

بهبود عملکرد افزاره‌های نور گسیل پروسکایتی با بهینه سازی ضخامت لایه پلیمری پلی(متیل متاکریلات)

فائزه طالبی فر[۱]، سجاد دوره[۱]، عزالدین مهاجرانی[۱]

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

Email: e-mohajerani@sbu.ac.ir , faezehtalebifar1377@gmail.com

چکیده - مواد پروسکایتی با داشتن ویژگی‌هایی از جمله خلوص رنگ بالا، شکاف نوری قابل تنظیم و قابلیت انعطاف پذیری برای استفاده در بسیاری از دستگاه‌های الکترونیکی و نوری از جمله افزاره‌های نورگسیل پروسکایتی (PeLED) مورد توجه قرار گرفته‌اند. در حال حاضر روش‌های گوناگونی جهت بهبود ویژگی‌های سطحی و نوری لایه‌های پروسکایتی رو به گسترش است، از جمله استفاده از لایه‌های پلیمری جهت کاهش عیوب سطحی و افزایش راندمان افزاره. در این مقاله، ضخامت بهینه لایه پلیمری پلی(متیل متاکریلات) در ساختار $ITO/\ PEDOT{:}PSS/\ PVK/\ MAPbBr_3/\ PMMA/\ Ag$ مورد بررسی قرار گرفت، به گونه‌ایی که در ضخامت بهینه ۲ میکرومتر شدت روشنایی نزدیک به $۷۰۰۰\ \frac{\mathrm{cd}}{\mathrm{m}^2}$ مشاهده شد.

کلید واژه: پروسکایت، پلیمر پلی(متیل متاکریلات)، افزاره نورگسیل

Improving the performance of perovskite light-emitting devices by optimizing the thickness of the poly(methyl methacrylate) polymer layer

Faezeh Talebifar[1], Ezeddin Mohajerani[1], Sajad Doreh [1]
[1]Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.
Email: e-mohajerani@sbu.ac.ir , faezehtalebifar1377@gmail.com

Abstract- Perovskite materials with features such as high color purity, adjustable optical gap, and flexibility have been considered for use in many electronic and optical devices, including perovskite light-emitting devices (PeLED). Currently, different methods are being developed to improve the surface and optical properties of perovskite layers, including the use of polymer layers to reduce surface defects and increase device efficiency. In this article, the optimal thickness of the poly(methyl methacrylate) polymer layer in the $ITO/\ PEDOT{:}PSS/\ PVK/\ MAPbBr_3/\ PMMA/\ Ag$ structure was investigated so that in the optimal thickness of 2 micrometers, the brightness intensity is close to 7000 $\frac{cd}{m^2}$ was Observed .

Keywords: Perovskite, PMMA, Light Emitting Diode

مقدمه:

اخیرا مواد پروسکایتی با داشتن ویژگی‌هایی از جمله پایه محلول بودن، بازدهی کوانتومی بالا، خلوص رنگ بالا، طول موج قابل تنظیم و غیره، پتانسیل قابل توجهی در گسترش افزاره‌های نور گسیل از خود نشان داده‌اند[۲-۱]. اما دستیابی به افزاره‌های با لایه نور گسیل یکنواخت دشوار است. این پوشش غیریکنواخت لایه پروسکایتی منجر به جریان نشتی شده و در نتیجه درخشندگی و کارایی کل دستگاه را کاهش می‌دهد. گزارش ها حاکی از آن است که وجود یک لایه عایق بر روی لایه پروسکایت منجر به بهبود عملکرد دستگاه می‌شود[۳].

پلیمر پلی(متیل متاکریلات) **(PMMA)** به علت مقاومت بالا در مقابل انواع تخریب، در حسگرها و افزاره‌های نور گسیل به شدت مورد توجه قرار گرفته است. مولکول‌های این پلیمر طی فرایند لایه نشانی، از طریق برهمکنش جذب فیزیکی بر روی سطح پروسکایت متصل می‌شوند. این پلیمر از تخریب لایه پروسکایت توسط مولکول‌های آب و اکسیژن جلوگیری کرده و زبری لایه $MAPbBr_3$ را تا حد زیادی کاهش می‌دهد. لایه **PMMA** با ضخامت کنترل شده، بر جریان نشتی غلبه می‌کند، مراکز نوترکیبات غیرتشعشعی را در سطح کاهش می‌دهد و موجب ایجاد تعادل در تزریق بار به لایه پروسکایت می‌شود و به طور بالقوه عملکرد دستگاه را بهبود می‌بخشد[۵-۴].

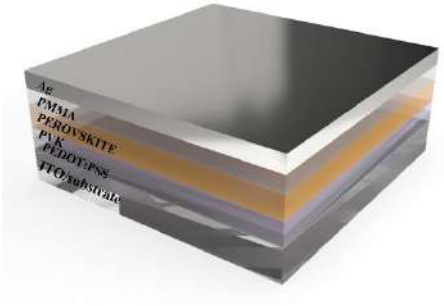
در این مقاله، به بررسی تاثیر ضخامت لایه **PMMA** بر عملکرد افزاره با ساختار **ITO/ PEDOT: PSS/ PVK/** $MAPbBr_3/ PMMA/ Ag$ می‌پردازیم.

بخش تجربی:

شیشه‌های پوشش داده شده با اکسید قلع ایندیم **(ITO)** با مخلوط آب و شوینده، آب دیونیزه، استون و ایزوپروپانول به مدت ۲۰ دقیقه توسط دستگاه فراصوت تمیز شدند. زیر لایه‌های شسته شده با گاز نیتروژن خشک و در نهایت توسط دستگاه **UV-Ozone** به مدت ۳۰ دقیقه پاکسازی شدند. محلول پلی (۳،۴-اتیلن دی اکسی تیوفن)-پلی (استایرن سولفونات) **(PEDOT:PSS)** روی **ITO** با سرعت ۳۵۰۰ دور در دقیقه پوشش داده شد و در دمای ۱۲۰ درجه سانتی گراد به مدت ۲۰ دقیقه پخت شد. سپس محلول پلی (۹-وینیل کربازول) **(PVK)** با غلظت ۱۰ میلی گرم در ۱ سی سی کلروبنزن **(Chlorobenzene)** با چرخش ۳۰۰۰ دور در دقیقه پوشش داده شد و در دمای ۱۲۰ درجه سانتی گراد به مدت ۲۰ دقیقه پخت شد. در ادامه ۱۰۰ میکرولیتر از محلول متیل آمونیوم سرب برماید ($MAPbBr_3$)(۳۰ درصد وزنی در حلال‌دی‌متیل فرمامید **(N,N-Dimethylformamide)**) به روش لایه نشانی دورانی با سرعت ۳۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۳۰ ثانیه بر روی **PVK** لایه نشانی و سپس در دمای ۸۵ درجه سانتی گراد به مدت ۱۵ دقیقه پخت شد. در نهایت محلول **PMMA** با غلظت۱۰ میلی گرم بر ۱ سی سی کلروبنزن به روش لایه نشانی دورانی با سرعت ۳۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۳۰ ثانیه بر روی لایه پروسکایتی لایه نشانی شده و سپس در دمای ۷۵ درجه سانتی گراد به مدت ۳۰ دقیقه پخت می‌شود. جهت لایه نشانی لایه ***PMMA*** با ضخامت بالای ۱۰۰ نانومتر، از روش لایه نشانی غوطه وری استفاده کردیم. به این صورت که افزاره در محلول با سرعت ۱ سانتی متر بر ثانیه غوطه ور و خارج می‌شود و سپس پخت می‌شود. به منظور ایجاد لایه با ضخامت‌های مختلف، همین روند را پس از هر بار خشک شدن لایه انجام می‌دهیم. در این مقاله به منظور ایجاد ضخامت‌های ۱، ۱.۵، ۲، ۲.۵ و ۳ میکرومتر این روند لایه نشانی ۵ بار تکرار شد. در انتها چسب نقره به عنوان الکترود بالایی توسط روش دکتر بلید لایه نشانی شد.

نتایج و بحث:

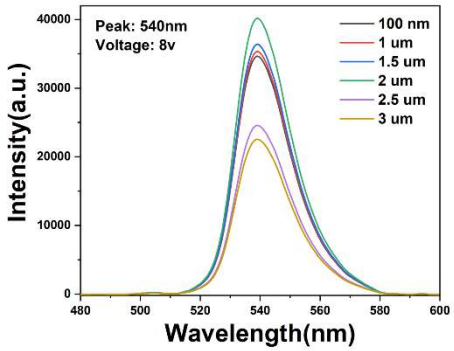
ساختار نشان داده شده در شکل ۱ برای ساخت افزاره نور گسیل پروسکایتی (PeLED) استفاده شده است. این ساختار بر اساس تجربیات و آثار گزارش شده انتخاب شده است.



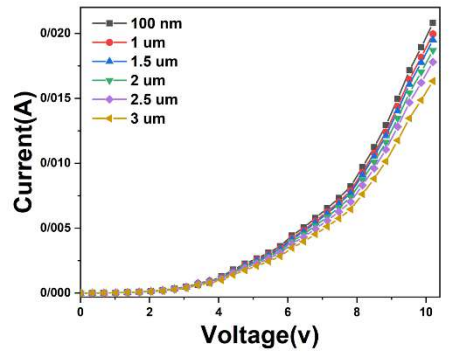
شکل ۱: شماتیک ساختار افزاره نور گسیل پروسکایتی

همانگونه که در شکل الف-۲ مشاهده می‌شود، افزایش ضخامت لایه PMMA باعث افزایش شدت پیک EL شده که این ناشی از کاهش مراکز نوترکیبات غیرتشعشی است. همچنین این پوشش کامل سطح، جریان نشتی ناشی از تماس مستقیم الکترودها را به حداقل می‌رساند. از طرفی لایه PMMA تزریق الکترون‌های اضافی را محدود کرده و موجب ایجاد تعادل میگردد. در ضخامت‌های ۲.۵میکرومتر و بالاتر، حامل‌های بار مانع بزرگتری در مقابل خود می‌بینند که بر تزریق بار به لایه پروسکایت تاثیر می‌گذارد و این منجر به کاهش شدت پیک EL می‌شود. طبق نمودار ب-۲ ولتاژ روشن شدن دیوایس با افزایش ضخامت لایه PMMA، که به عنوان یک مانع برای حامل‌های بار عمل می‌کند، اندکی افزایش می‌یابد. به گونه‌ای که در ضخامت‌های بالاتر از ضخامت بهینه، بازترکیبات نوری کمی در افزاره رخ می‌دهد و افزاره جریان بسیار کمی می‌کشد.

الف)



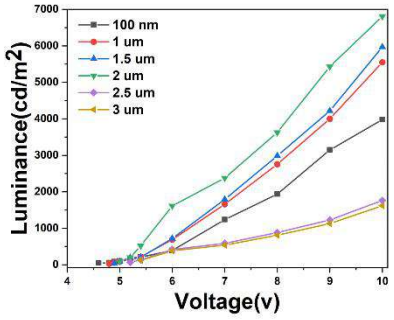
ب)



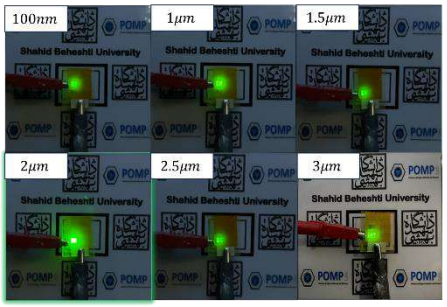
شکل ۲: الف) نمودار **EL** و ب) نمودار **I-V** ضخامت‌های مختلف **PMMA**.

نمودارالف-۳ نشان دهنده این است که درخشندگی دستگاه به طور قابل توجهی با افزایش ضخامت PMMA تغییر می‌کند، به گونه‌ای که با افزایش ضخامت تا ۲ میکرومتر نقص‌های سطحی لایه پروسکایت به طور چشم گیری کاهش یافته و فضای خالی بلورها پر می‌شود، که منجر به افزایش ترکیبات نوری می‌شود. در ضخامت‌های بالاتر از ۲ میکرومتر، الکترون‌ها با یک سد بزرگ روبرو می‌شوند، که به سختی می‌توانند از آن عبور کنند و در نتیجه عملکرد دستگاه کاهش می‌یابد (تصاویر ب-۳ را ببینید).

الف)



ب)



شکل ۳: الف) نمودار شدت نور خروجی افزاره بر حسب ولتاژ برای ضخامت‌های مختلف **PMMA** و ب) عکس افزاره نور گسیل پروسکایتی.

نتیجه‌گیری:

لایه‌های پروسکایتی با پوشش سطحی غیر یکنواخت منجر به عملکرد و پایداری ضعیف افزاره‌های نورگسیل پروسکایتی می‌شود. بدین منظور ما در این پژوهش، اقدام به بررسی ضخامت‌های مختلف لایه پلیمری **PMMA** بر روی لایه پروسکایتی $MAPbBr_3$ کردیم و مشاهده شده که افزایش ضخامت لایه **PMMA** تا ضخامت بهینه ۲ میکرومتر می‌تواند تاثیر قابل توجهی در کاهش جریان نشتی و همچنین جلوگیری از اتصال کوتاه بین الکترودها داشته باشد که ساخت افزاره کارآمد را ممکن سازد. همچنین تزریق حامل‌ها را متعادل کرده و بازترکیبات غیرتشعشعی را کاهش می‌دهد. از طرفی طبق نتایج مشاهده شده، در ضخامت‌های بالاتر از ضخامت بهینه، لایه پلیمری مانند یک سد در مقابل حامل‌ها عمل کرده و بر تزریق بار به لایه پلیمری تاثیر می‌گذارد که باعث شده عملکرد افزاره را به طور قابل توجهی کاهش یابد.

مرجع‌ها

Zhou, Y., et al., A brief review on metal halide perovskite photocatalysts: History, applications and prospects. Journal of Alloys and Compounds, 2022. 911: p. 165062.

Mahen, E.C.S., et al., Evolutions of the optical properties in green-emitting MAPbBr3 perovskite nanoplatelets/polymethyl methacrylate (PMMA) composite films for light-emitting diode applications. Journal of Luminescence, 2022. **248**: p. 118954.

Wang, Z., et al., Encapsulation-enabled perovskite–PMMA films combining a micro-led for high-speed white-light communication. ACS Applied Materials & Interfaces, 2021. 13(45): p. 54143-54151.

Kumar, G.S., B. Pradhan, T. Kamilya, and S. Acharya, *Enhancing performances of hybrid perovskite light emitting diodes with thickness controlled PMMA interlayer*. Bulletin of the Chemical Society of Japan, 2018. **91**(8): p. 1241-1248.

Yu, J.C., et al., Enhancing the performance and stability of perovskite nanocrystal light-emitting diodes with a polymer matrix. Advanced Materials Technologies, 2017. **2**(6): p. 1700003.

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

تأثیر لایه انتقال دهنده حفره پلی(۹- وینیل کربازول) بر عملکرد دیود نورگسیل پروسکایتی

محمدرضا صادقی قیری، علی اکبر رستمی و عزالدین مهاجرانی

پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

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

چکیده - دیودهای ساطع نور پروسکایت (PeLED) به دلیل مزایایی که دارند توجه گسترده‌ای را به خود جلب کرده‌اند. لایه انتقال دهنده حفره نقش مهمی در عملکرد این افزاره‌ها دارد. در این مقاله، به بررسی تاثیر لایه انتقال دهنده حفره پلی(۹- وینیل کربازول)(PVK) روی لایه پلی (۳،۴-اتیلن دی اکسی تیوفن)-پلی (استایرن سولفونات) (PEDOT:PSS) در دیود نورگسیل پروسکایتی ($MAPbBr_3$) پرداختیم. با اضافه شدن لایه PVK شدت روشنایی افزاره از ۳۰۰۰ $\frac{cd}{m^2}$ به ۳۹۰۰$\frac{cd}{m^2}$ رسید که نشان دهنده این است که لایه PVK از بازترکیب‌های غیرتابشی که در سطح مشترک بین PEDOT:PSS و $MAPbBr_3$ وجود داشته جلوگیری می‌کند.

کلید واژه- پروسکایت، پلی(۹- وینیل کربازول)، دیود نورگسیل.

The effect of poly(9-vinylcarbazole) hole transporter layer on the performance of perovskite light emitting diode

Mohammadreza Sadeghi Ghiri, Ali Akbar Rostami and Ezeddin Mohajerani

Laser and Plasma Research Institute of Shahid Beheshti university, Tehran, Iran

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

Perovskite light emitting diodes (PeLED) have attracted wide attention due to their advantages. The hole transport layer plays an important role in the performance of these devices. In this article, to investigate the effect of poly(9-vinylcarbazole) (PVK) hole transport layer on poly(3,4-ethylenedioxythiophene)-poly(styrenesulfonate) (PEDOT:PSS) layer in perovskite light emitting diode with $MAPbBr_3$ has been investigated. With the addition of the PVK layer, the brightness of the device increased from 3000 $\frac{cd}{m^2}$ to 3900$\frac{cd}{m^2}$, which indicates that the PVK layer prevent from the non-radiative recombination that existed at the interface between PEDOT:PSS and $MAPbBr_3$

Keywords: Perovskite, PVK, Light Emitting Diode

مقدمه

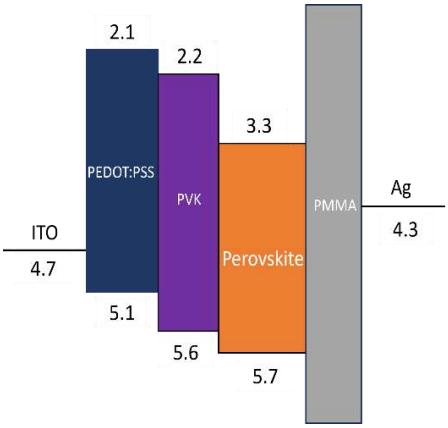
امروزه دیودهای نور گسیل (**LED**) به طور گسترده در کاربردهای مختلفی مورد استفاده قرار می‌گیرند. دیودهای نور گسیل پروسکایتی (**PeLED**) به دلیل مزایایی که دارند، مانند پایه محلول بودن، بازدهی کوانتومی بالا، خلوص رنگ بالا، طول موج قابل تنظیم، تحرک حامل بالا و ... توجه زیادی را به خود جلب کرده اند[۱].

لایه انتقال دهنده حفره (**HTL**)، برای تزریق حفره به درون لایه نور گسیل (**EML**) بسیار مهم است زیرا این لایه تاثیر مستقیم بر روی اکسایتون های تشکیل شده در لایه نورگسیل دارد. پلی (۳،۴-اتیلن دی اکسی تیوفن)-پلی (استایرن سولفونات) (**PEDOT:PSS**) یک لایه انتقال دهنده حفره است که به طور گسترده مورد استفاده قرار می گیرد و استفاده از PEDOT:PSS بین **ITO** و پروسکایت می تواند تزریق حفره به درون لایه پروسکات را تسهیل کند. با این حال، به دلیل تفاوت زیاد در سطح انرژی هومو (**HOMO**) بین PEDOT:PSS و پروسکایت، حفره‌ها با سد بزرگی مواجه می‌شوند که این سد مانع نفوذ حفره به درون لایه پروسکایت و در نتیجه مانع تشکیل اکسایتون بیشتر می‌شود. بنابراین، به منظور بهبود عملکرد دیودهای نور گسیل پروسکایتی، لازم است که سد بین لایه **PEDOT:PSS** و پروسکایت را کم کرد[۲].

در این مقاله ما به بررسی تاثیر اضافه کردن لایه پلی (۹-وینیل کربازول) (**PVK**) بین **PEDOT:PSS** و پروسکایت به عنوان لایه انتقال دهنده حفره به منظور کاهش سد پتانسیل مقابل حفره ها برای بهبود عملکرد دیود نور گسیل پروسکایتی پرداختیم. با اضافه کردن لایه **PVK** حداکثر روشنایی قطعه به $\frac{\mathbf{cd}}{\mathbf{m^2}}$ ۳۹۰۰رسید.

بخش تجربی

دیودهای نورگسیل پروسکایتی بر روی زیرلایه **ITO/glass** ساخته شدند. پیش از لایه نشانی، سطح **ITO** تمیز و با استفاده از دستگاه **UV-Ozone** سطح **ITO** آب دوست شد. در ابتدا ۱۰۰ میکرولیتر از محلول **PEDOT:PSS** به روش لایه نشانی دورانی با سرعت ۳۵۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۳۰ ثانیه بر روی **ITO** لایه نشانی و سپس در دمای ۱۲۰ درجه سانتی گراد به مدت ۲۰ دقیقه پخت شد. سپس ۱۰۰ میکرولیتر از محلول **PVK** (۱۰میلی‌گرم **PVK** در ۱ سی‌سی کلروبنزن(**Chlorobenzene**)) به روش لایه نشانی دورانی با سرعت ۳۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۳۰ ثانیه بر روی **PEDOT:PSS** لایه نشانی و سپس در دمای ۱۲۰ درجه سانتی گراد به مدت ۲۰ دقیقه پخت شد. در ادامه ۱۰۰ میکرولیتر از محلول متیل آمونیوم سرب برماید ($\mathbf{MAPbBr_3}$)(۳۰ درصد وزنی در حلال‌دی‌متیل فرمامید **(N,N-Dimethylformamide)**)به روش لایه نشانی دورانی با سرعت ۳۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۳۰ ثانیه بر روی **PVK** لایه نشانی و سپس در دمای ۸۵ درجه سانتی گراد به مدت ۱۵ دقیقه پخت شد. سپس ۱۰۰ میکرولیتر از محلول پلی (متیل متاکریلات) **(PMMA)** (۱۰ میلی‌گرم **PMMA** در ۱ سی‌سی کلروبنزن) به روش لایه نشانی دورانی با سرعت ۳۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۳۰ ثانیه بر روی $\mathbf{MAPbBr_3}$ لایه نشانی و سپس در دمای ۷۵ درجه سانتی گراد به مدت ۳۰ دقیقه پخت شد. در انتها از چسب نقره (به روش لایه نشانی دکتر بلید) به عنوان کاتد استفاده شد.

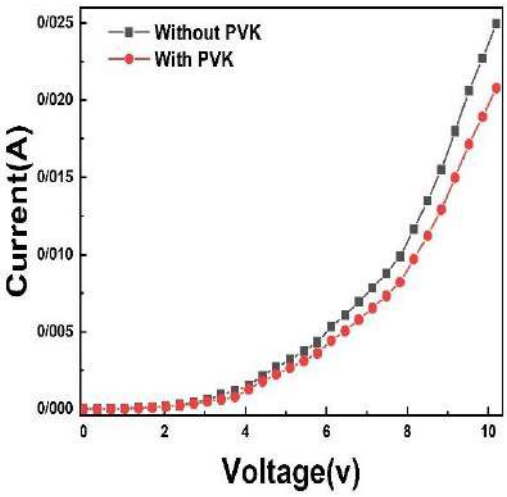


شکل ۱: شماتیک ساختار دیود نور گسیل پروسکایتی

نتایج و بحث

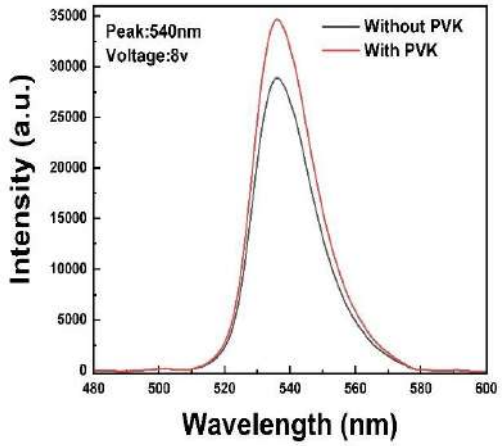
ساختار دیود نور گسیل با استفاده از $MAPbBr_3$ به عنوان لایه نور گسیل در شکل۱ نشان داده شده است. همانگونه که در شکل۱ مشاهده می‌شود، حفره ها از طریق **ITO** و الکترون‌ها از طریق **Ag** به درون افزاره تزریق می‌شوند. پس از تزریق الکترون‌ها و حفره‌ها به درون افزاره، حفره ها به تراز لومو لایه **PEDOT:PSS** منتقل می‌شوند. اختلاف سطح انرژی تراز لومو **PEDOT:PSS** و پروسکایت زیاد است و این باعث می‌شود که فقط حفره‌هایی که انرژی زیادی را کسب می‌کنند بتوانند به تراز لومو لایه پروسکایت منتقل شوند و در آنجا تشکیل اکسایتون دهند. که هر چه تعداد اکسایتون‌های تشکیل شده بیشتر باشد، بازدهی نوری بیشتر است. پس اگر بتوانیم این اختلاف انرژی را کم کنیم به گونه‌ای که تعداد بیشتری حفره بتوانند به تراز لومو لایه پروسکایت منتقل شوند، در نتیجه اکسایتون بیشتری تشکیل می‌شود و بازدهی نوری افزاره افزایش می‌یابد.

برای کاهش این سد، از لایه **PVK** استفاده می‌کنیم. این لایه پلیمری، یک لایه انتقال دهنده حفره است که حرکت حفره ها را به سمت لایه نور گسیل تسهیل می‌کند و همچنین به عنوان لایه مسدود کننده الکترون نیز نقش دارد.



شکل ۲: نمودار جریان برحسب ولتاژ

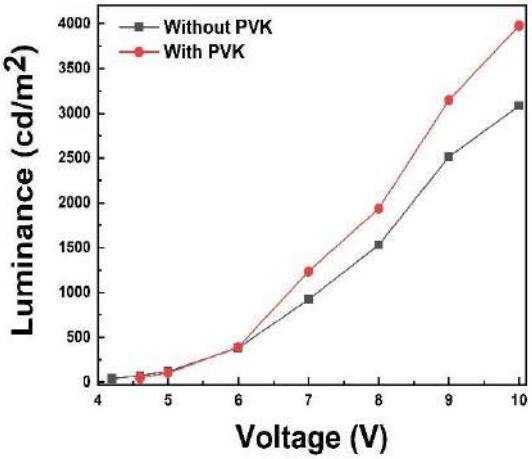
براساس شکل۲ جریان افزاره با اضافه شدن لایه **PVK** کاهش می‌یابد، که می‌توان دلیل آن را رسانندگی ضعیف **PVK** دانست. یکی از عوامل تخریب افزاره اثر گرمایش ژول (**Joule Heating**) است که افزاره در اثر گرم شدن حاصل از جریان تخریب می‌شود و کارایی خود را از دست می‌دهد. پس کاهش جریان افزاره، باعث می‌شود که طول عمر افزاره افزایش یابد.



شکل ۳: نمودار الکترولومینسانس

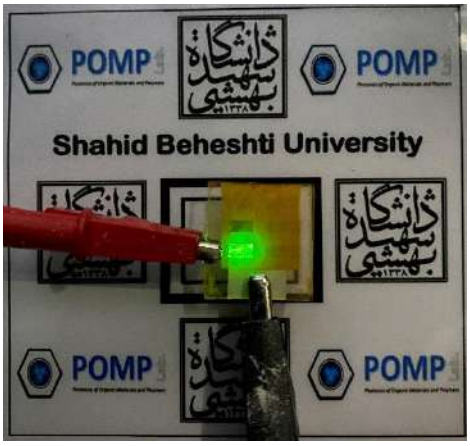
شکل۳ طیف الکترولومینسانس (**EL**) دو دیود نور گسیل پروسکایتی با لایه **PVK** و بدون لایه **PVK** است که در هردو افزاره پیک طیف الکترولومینسانس در ۵۴۰ نانومتر است. با اضافه شدن لایه **PVK** به ساختار، شدت پیک طیف

الکترولومینسانس افزایش یافته است که نشان دهنده این است که حفره‌های بیشتری به درون لایه پروسکایت تزریق شده و در نتیجه اکسایتون‌های بیشتری تولید شده و شدت نور خروجی از افزاره افزایش یافته است.



شکل ۴: نمودار شدت نور خروجی افزاره بر حسب ولتاژ

شکل۴ شدت نور خروجی در ولتاژهای مختلف برای دو افزاره ساخته شده را نشان می‌دهد. همانگونه که مشاهده می‌شود برای افزاره‌ای که فاقد لایه **PVK** است ولتاژ آستانه نوردهی ۴.۲ ولت است اما برای افزاره‌ای که دارای **PVK** است ولتاژ آستانه نوردهی ۴.۶ ولت است که این ولتاژ آستانه بیشتر به دلیل رسانندگی ضعیف لایه **PVK** است که مانع عبور جریان از افزاره می‌شود و افزاره نمی‌تواند روشن شود. همچنین با اضافه شدن لایه **PVK** به ساختار، شدت نور خروجی افزاره افزایش یافته است که این ناشی از تزریق بیشتر حفره‌ها به لایه پروسکایت و تشکیل اکسایتون‌های بیشتر در لایه نورگسیل است. نتایج نشان می‌دهد که افزاره بدون **PVK** دارای حداکثر شدت نور خروجی ۳۰۰۰ $\frac{\mathbf{cd}}{\mathbf{m^2}}$ است اما افزاره با **PVK** دارای حداکثر شدت نور خروجی ۳۹۰۰ $\frac{\mathbf{cd}}{\mathbf{m^2}}$ است.



شکل ۵: روشن شدن افزاره

نتیجه‌گیری

در این پژوهش مشاهده گردید که با اضافه کردن لایه انتقال دهنده حفره **PVK**، شدت نور خروجی از افزاره از مقدار اولیه ۳۰۰۰ $\frac{\mathbf{cd}}{\mathbf{m^2}}$ به ۳۹۰۰ $\frac{\mathbf{cd}}{\mathbf{m^2}}$ افزایش یافته است و همچنین جریان عبوری از افزاره به دلیل رسانندگی ضعیف **PVK** کاهش یافته که باعث می‌شود اثر گرمایش ژول کمتر شود و عمر دیود نور گسیل پروسکایتی افزایش پیدا کند.

مرجع‌ها

Zhou, Yuanming, Sijiong Mei, Junjie Feng, Dongwei Sun, Fei Mei, Jinxia Xu, and Xianan Cao. "Effects of PEDOT: PSS: GO composite hole transport layer on the luminescence of perovskite light-emitting diodes." *RSC advances* 10, no. 44 (2020): 26381-26387.

Zhang, Kai, Shisong Yu, Peng Tu, Xiangcheng Cai, Yuanming Zhou, and Fei Mei. 'Optoelectronic Properties of MAPbBr3 Perovskite Light-Emitting Diodes Using Anti-Solvent and PEDOT: PSS/PVK Double-Layer Hole Transport Layers.' *Micromachines* 13, no. 12 (2022): 2122.

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

ساخت و مشخصه‌یابی متمرکزکننده خورشیدی نورزا بر پایه پروسکایت شبه دوبعدی $OA_2MA_3Pb_4Br_{13}$

آنیتا پاشابیگی[۱]، نیما فتحعلیزاده[۱]، دکتر توکّل توحیدی[۲]، دکتر سهراب احمدی کندجانی[۱]

۱.گروه فیزیک اپتیک ولیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران.

۲.پژوهشکده کاربرد پرتوها، مجتمع پژوهشی شمال غرب کشور، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای.

anitapashabeygi@gmail.com, fathalizadeh.nima@gmail.com, ttouhid@aeoi.org.ir, s_ahmadi@tabrizu.ac.ir

چکیده- امروزه استفاده از انرژی‌های تجدیدپذیر در حوزه فوتوولتائیک به‌ویژه متمرکزکننده‌های خورشیدی نورزا، مورد توجه ویژه‌ای قرار گرفته است. با ورود مواد پروسکایت آلی-معدنی به حیطه فوتوولتائیک به دلیل ویژگی‌های منحصربه‌فردشان ازجمله باند جذب وسیع و بهره کوانتومی بالا، توجه بسیاری از محققان به سوی این مواد خصوصا مواد پروسکایتی دوبعدی و شبه دوبعدی جلب شده‌است. در این کارتجربی یک متمرکزکننده خورشیدی نورزا مبتنی بر پروسکایت شبه دوبعدی $OA_2MA_3Pb_4Br_{13}$ ساخته شده و مشخصه‌یابی گردید. نتایج نشان داد که بهره نسبی به اندازه ۸۵/۴۶% افزایش یافت. لذا این مواد می‌توانند به عنوان ماده نورزا در متمرکزکننده‌ها مورد استفاده قرار گیرند.

کلید واژه: پروسکایت شبه دوبعدی، بالک، متمرکز کننده خورشیدی نورزا، خواص نوری

Fabrication and characterization of Luminescent Solar Concentrator based on quasi-two-dimensional perovskite $OA_2MA_3Pb_4Br_{13}$

Anita Pashabeygi[1], Nima Fathalizadeh[1], Dr Tavakol Touhidi[2], Dr Sohrab Ahmadi Kandjani[1]

1.Physics of Optics & Lasers Department, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran.
2.Northwest Research Complex (Bonab), Radiation Applications Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran.

Abstract- Renewable energies particularly solar concentrators, have been increasingly utilized in photovoltaics. Recently, organic-inorganic perovskite materials have gained significant attention due to their exceptional properties, such as high quantum efficiency and broad absorption band. Among these materials, two-dimensional and quasi-two-dimensional perovskites have been of particular interest to researchers. In this experimental work, a luminescent solar concentrator based on quasi-two-dimensional perovskite $OA_2MA_3Pb_4Br_{13}$ was fabricated and characterized. Results show that the efficiency increased up to 85.46%, making these materials suitable for use as luminescent materials in concentrators.

Keywords: Quasi-Two-dimensional perovskite, bulk, Luminescent Solar Concentrator, Optical properties

مقدمه

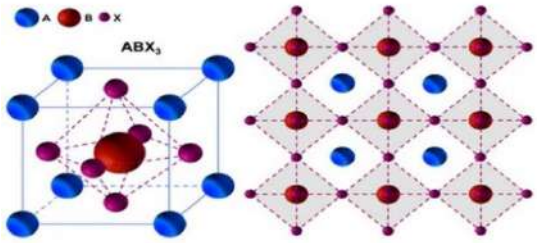
در بین ساختارهای پروسکایتی، پروسکایت‌های آلی-معدنی به دلیل خواص نوری و الکتریکی منحصر به فردشان در سال‌های اخیر توجه بسیاری از محققان را برای استفاده در ادوات اپتوالکترونیک جلب کرده است. در شکل۱ به چند مورد از مزایای پروسکایت‌های آلی-معدنی اشاره شده است.



شکل ۱: مزایای پروسکایت آلی-معدنی

علاوه بر کاربردهای مواد پروسکایتی سه بعدی آلی-معدنی در فوتوولتائیک، می‌توان کاربرد آن‌ها را در دیودهای نور گسیل، آشکارسازها، حسگرها و تصویربرداری فلورسانسی به وفور جستجو کرد[1].

هیبریدهای هالوژنی سه بعدی آلی-معدنی که ساختار شماتیک آن‌ها در شکل۲ نشان داده شده است دارای فرمول عمومی ABX_3 می‌باشند که Aکاتیون تک ظرفیتی، B بیانگر فلزات دوظرفیتی و X از عناصر هالوژنی است.



شکل۲: ساختار پروسکایت مکعبی ABX_3

همچنین فرمول عمومی ساختار دوبعدی لایه‌ای $R_2A_{n-1}B_nX_{3n+1}$ است که R کاتیون با زنجیره بزرگ و n نشان‌دهنده تعداد لایه‌ها است.

در کنار احترام به طبیعت و تامین نیاز بشر به انرژی، نگرش شهری اغلب به ساختمان‌های سبز که از خود توان می‌گیرند مربوط است. متمرکزکننده‌های خورشیدی نورزا(LSC) تکنولوژی امیدبخشی برای سیستم‌های فوتوولتائیک هستند که به صورت نامحسوس با محیط ساختمان ادغام می‌شوند. مهمترین انگیزه برای استفاده از یک متمرکزکننده‌ی خورشیدی نورزا، جایگزین کردن سطح بزرگی از سلول‌های خورشیدی پر هزینه با متمرکزکننده‌های ارزان قیمت است[2و3].

اولین استفاده از پروسکایت‌های آلی-معدنی با هالوژن برم به عنوان ماده نورزا در متمرکز کننده‌های خورشیدی نورزا توسط گروه آقای دکتر احمدی در سال ۲۰۱۵ به کار گرفته شده است، در این پژوهش متمرکز کننده‌های خورشیدی نورزا با بیشترین نسبت مولی بخش آلی به معدنی(۱:۶) به‌کار گرفته شد، که بالاترین مقدار برای جریان اتصال کوتاه حاصل می شود. همچنین در بررسی تاثیر غلظت پروسکایت، بیشترین بهره تبدیل توان (۴۵٪ افزایش نسبت به سلول تنها) برای متمرکز کننده‌ای با غلظت ۷%wt بدست آمده است[4].

روش تجربی:

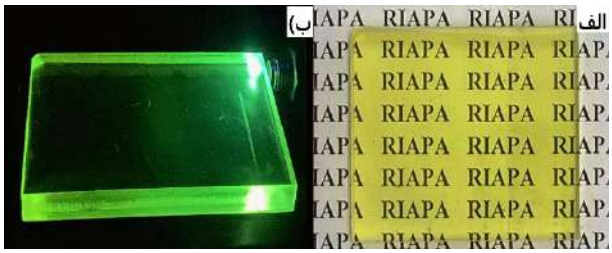
(الف) سنتز پروسکایت:

در این کار پژوهشی ابتدا پروسکایت شبه دوبعدی $OA_2MA_3Pb_4Br_{13}$ با غلظت یک مولار را با موفقیت سنتز کرده و مشخصه‌یابی اپتیکی پروسکایت سنتز شده را توسط طیف‌سنجی‌های UV-Visible وPL Spectroscopy اندازه‌گیری کردیم تا اطمینان حاصل شود پروسکایت به درستی سنتز شده است. همچنین بررسی ساختار بلوری پروسکایت با الگوی طرح پراشی XRD صورت گرفت.

(ب) ساخت متمرکزکننده خورشیدی نورزا:

برای ساخت متمرکزکننده حجیم از روش پلیمریزاسیون نوری برای پلیمر پلی متیل متاکریلات(PMMA) بهره

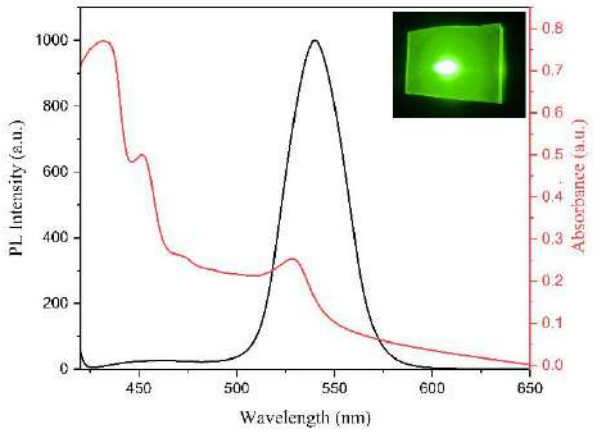
گرفتیم. به این ترتیب که PMMA با درصد وزنی ۲۰%wt و متیل متاکریلات(MMA) با درصد وزنی ۸۰%wt در دمای $60^{\circ}C$ در یک ظرف دربسته هم‌زده می‌شوند تا پلیمر به طور کامل حل شود. سپس آغازگر نوری TPO ($diphenyl\left(2,4,6-trimethylbenzoyl\right)phosphineoxide$) با ۱ درصد وزنی نسبت به کل محلول به ترکیب اضافه می‌شود[5]. پروسکایت سنتز شده ۴/۲درصد وزنی را به محلول اضافه می‌کنیم. محلول پلیمری داخل قالب به ضخامت ۵ mm ریخته می‌شود و به مدت ۲۰ ساعت مقابل لامپ UV با توان ۵ وات قرار می‌گیرد. پس از اتمام فرآیند پلیمریزاسیون، متمرکزکننده با ابعاد $50\times40\times50mm^3$ توسط برش لیزری بدست می‌آید. در شکل ۳-الف تصویر متمرکز کننده خورشیدی نورزا و شکل ۳-ب تصویر متمرکزکننده تحت تابش نور فرابنفش نشان داده شده است.



شکل۳: الف) تصویر متمرکزکننده ساخته شده با پروسکایت، ب) تصویر متمرکز کننده تحت تابش نور فرابنفش

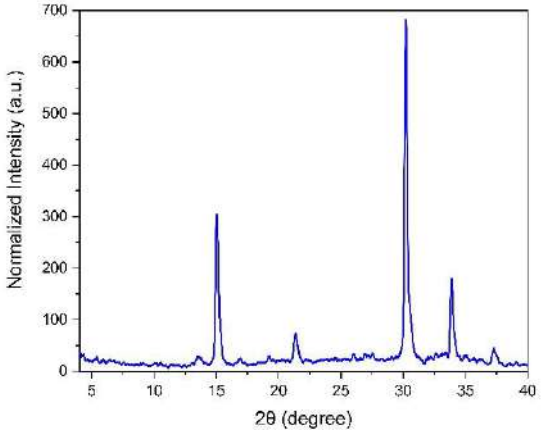
نتایج و بحث

گسیل نور برای پروسکایت $OA_2MA_3Pb_4Br_{13}$ در طول موج ۵۴۰ nm واقع شده است که بیانگر نورزایی آن به رنگ سبز می‌باشد و در شکل ۴ نمایش داده شده‌است. همچنین طیف جذب دارای سه قله در طول موج ۴۳۱ nm مربوط به n=۲، ۴۵۱ nm مربوط به n=۳ و ۵۲۸ nm مربوط به پروسکایت سه بعدی و یک شانه در طول موج ۴۷۳nm که نشان دهنده n=۴ می‌باشد.



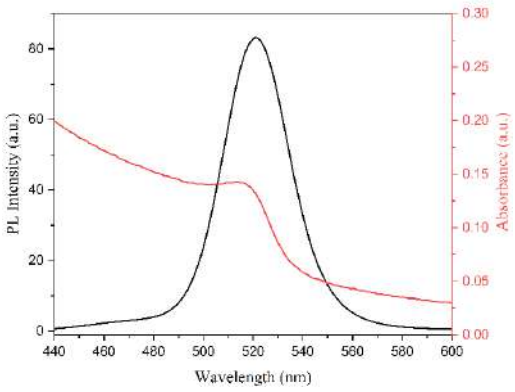
شکل۴: طیف گسیل و جذب پروسکایت. شکل داخل صفحه پروسکایت لایه‌نشانی شده روی زیرلایه شیشه‌ای تحت تابش نور فرابنفش است.

طرح پراش اشعه ایکس در شکل ۵ نشان داده شده است که دو قله‌ی آشکار در زوایای۱۵/۰۶ و ۳۰/۲۲ درجه را می‌توان به صفحات میلر (۱۰۰) و (۲۰۰) نسبت داد.



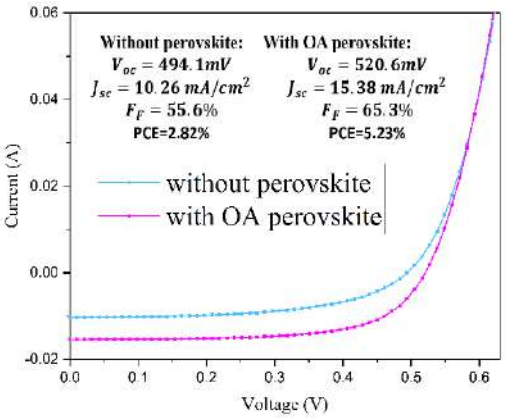
شکل۵: طیف طرح پراش اشعه ایکس پروسکایت.

شکل ۶ طیف جذب و گسیلی متمرکزکننده خورشیدی نورزا مبتنی بر پروسکایت $OA_2MA_3Pb_4Br_{13}$ را نشان می‌دهد. که گسیل نور دارای قله در طول موج ۵۲۱ نانومتر و طیف جذب دارای قله در طول موج ۵۱۶ نانومتر است.



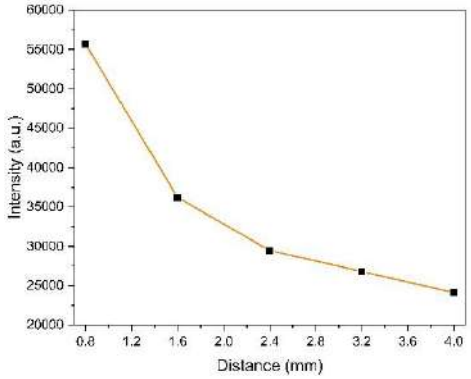
شکل۶: طیف گسیل و جذب متمرکزکننده خورشیدی نورزا.

شکل۷ منحنی جریان-ولتاژ سلول خورشیدی متصل شده متمرکز کننده خورشیدی با و بدون حضور پروسکایت را نشان می‌دهد.



شکل۷: منحنی مشخصه جریان برحسب ولتاژ سلول خورشیدی.

بهره نسبی در حضور ماده پروسکایتی تا ۸۵/۴۶ درصد افزایش می‌یابد، که بیشتر از نتیجه گزارش شده توسط باقرزاده و همکاران(۶۵٪) است[3].



شکل۸ نمودار بازجذب متمرکزکننده مبتنی بر پروسکایت.

شکل۸ نشان دهنده بازجذب در متمرکزکننده مبتنی بر پروسکایت $OA_2MA_3Pb_4Br_{13}$ است. با افزایش مسیر نوری از محل جمع آوری طیف گسیلی، شدت نور گسیلی حاصل از پروسکایت برای متمرکز کننده به دلیل بازترکیب و مخروط فرار، به ۵۶/۷۱ ٪ مقدار اولیه خود می‌رسد.

نتیجه‌گیری

مطالعه ویژگی ساختاری پروسکایت آلی-معدنی دوبعدی با هالوژن برم $OA_2MA_3Pb_4Br_{13}$ با n=۴ نشان دهنده سنتز موفق این ساختار است. مطالعه خواص نوری پروسکایت نشان دهنده وجود طیف جذب و گسیل مناسب برای استفاده در متمرکزکننده خورشیدی نورزا است. همچنین با بررسی خواص نوری متمرکزکننده، افزایش ۸۵/۴۶ درصدی بهره نسبی ملاحظه گردید که براساس اطلاعات ما بیشترین بهره گزارش شده از این مواد است. بنابراین از این مواد می‌توان به عنوان ماده نورزا در متمرکزکننده‌های خورشیدی بهره گرفت.

مرجع‌ها

[1] Zhu, Feng, et al. "Shape evolution and single particle luminescence of organometal halide perovskite nanocrystals." *ACS nano* 9.3 (2015): 2948-2959.

[2] Zhao, Haiguang, et al. "Perovskite quantum dots integrated in large-area luminescent solar concentrators." *Nano energy* 37 (2017): 214-223.

[3] Bagherzadeh-Khajehmarjan, Elnaz, et al. "Bulk luminescent solar concentrators based on organic-inorganic CH3NH3PbBr3 perovskite fluorophores." *Solar Energy Materials and Solar Cells* 192 (2019): 44-51.

[4] Mirershadi, Soghra, and Sohrab Ahmadi-Kandjani. "Efficient thin luminescent solar concentrator based on organometal halide perovskite." *Dyes and Pigments* 120 (2015): 15-21.

[5] Charlot, Vincent, et al. "Photopolymerization of methyl methacrylate: effects of photochemical and photonic parameters on the chain length." *Polymer Chemistry* 5.21 (2014): 6236-6243.

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

انباشت نانوذرات پالادیوم بر چهارچوب فلزی-آلی و کاربرد آن در سنجش بخارات اتانول و متانول

زهرا احمدی‌منش[۱]، بابک ژاله[۱]، مهتاب اسلامی‌پناه[۱]، میلاد دانش‌نظر[۲]، حسن سپهرمنصوری[۳]، محمدعلی زلفی‌گل[۳]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بوعلی سینا، همدان.
[۲]دپارتمان مهندسی برق و علوم کامپیوتر، دانشگاه تگزاس در دالاس، ریچاردسون، تگزاس، ایالات متحده آمریکا.
[۳]گروه شیمی آلی، دانشکده شیمی، دانشگاه بوعلی سینا، همدان.
daryaahmadi383@gmail.com, jaleh@basu.ac.ir, eslamipanah.mah@gmail.com, miladdaneshnazar@gmail.com, sepehr9129@yahoo.com, zolfi@basu.ac.ir

چکیده - در این پژوهش، ابتدا نانوذرات پالادیوم با استفاده از فرآیند کندوسوز لیزری در محیط آب دیونیزه سنتز شدند. همچنین چهارچوب فلزی-آلی با استفاده از روش سولوترمال در دمای ۱۵۰ درجه سانتی‌گراد تولید شدند. به منظور انباشت نانوذرات پالادیوم بر چهارچوب فلزی-آلی سنتز شده، از روش آلتراسونیک و هم زدن مغناطیسی استفاده شد. پراش پرتو ایکس و میکروسکوپ الکترونی روبشی به منظور بررسی ساختار و ریخت شناسی نانوکامپوزیت سنتز شده استفاده شد. همچنین حساسیت نانوکامپوزیت سنتز شده به بخارات آلی اتانول و متانول بررسی شد. نتایج حاصل افزایش پاسخ چهارچوب فلزی-آلی در حضور نانوذرات را نشان داد.

کلید واژه- چهارچوب فلزی-آلی، سنسور گازی، بخارات آلی، کندوسوز لیزری، نانوذرات پالادیوم

Accumulation of palladium nanoparticles on metal-organic framework and its application in the sensing of ethanol and methanol vapors

Zahra Ahmadimanesh[1], Babak Jaleh[1], Mahtab Eslamipanah[1], Milad Daneshnazar[2], Hassan Sepehrmansourie[3], Mohammad Ali Zolfigol[3]
[1]Department of Physics, Faculty of Science, Bu-Ali Sina University, Hamedan.
[2] Electrical Engineering and Computer Science Department, The University of Texas at Dallas, Richardson, TX, USA.
[3]Chemistry Faculty, Bu-Ali Sina University, Hamedan-Iran.
daryaahmadi383@gmail.com, jaleh@basu.ac.ir, eslamipanah.mah@gmail.com, miladdaneshnazar@gmail.com, sepehr9129@yahoo.com, zolfi@basu.ac.ir

Abstract- In this research, palladium nanoparticles were first synthesized using laser ablation in the deionized water environment. Also, metal-organic framework was produced using the solvothermal method at a temperature of 150°C. To accumulate palladium nanoparticles on the synthesized metal-organic framework, ultrasonic and magnetic stirring methods were used. X-ray diffraction and scanning electron microscopy were used to investigate the structure and morphology of the synthesized nanocomposite. Also, the sensitivity of the synthesized nanocomposite to ethanol and methanol organic vapors was investigated. The results showed an increase in the response of the metal-organic framework in the presence of nanoparticles.

Keywords: Gas sensor, Laser ablation, Metal-organic framework, Organic vapours, Palladium nanoparticles

مقدمه

چهارچوب‌های فلز-آلی (MOF) ترکیباتی متشکل از فلزات و لیگاندهای آلی هستند. این مواد نسل جدیدی از مواد متخلخل هستند که از سطح ویژه‌ی بالایی برخوردارند. همچنین، ساختار بلوری بسیار منظمی دارند. در میان چهارچوب‌های فلز-آلی، MOFهای مبتنی بر تیتانیوم به دلیل ویژگی های ذاتی عنصر تیتانیوم مانند فراوانی و سمیت کم توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند. یکی از چهارچوب‌های فلز-آلی با تخلخل بالا بر پایه تیتانیوم، MIL-125 است که ساخته شده از پیوندهای دی کربوکسیلات و خوشه های Ti8 می‌باشد [۱].

دو رویکرد کلی بالا به پایین و پایین به بالا به منظور تولید نانوذرات فلزی وجود دارد. یکی از روش‌های متداول برای سنتز نانوذرات فلزی استفاده از روش کندوسوز لیزری است که به عنوان یکی از روش‌های متداول در رویکرد بالا به پایین معرفی می‌شود [۲]. در فرآیند کندوسوز لیزری، نانوذرات توسط پرتو متمرکز لیزر از سطح یک هدف جامد در یک محیط گازی، خلأ و مایع تولید می‌شوند. در مقایسه با روش‌های دیگر، کندوسوز لیزری یک روش سریع و ساده به منظور تولید نانوذرات است. در این روش نیازی به زمان طولانی، دمای بالا، یا فرآیندهای پیچیده شیمیایی چند مرحله ای نیست. همچنین یک روش سازگار با محیط زیست و ایمن آزمایشگاهی است [۳]. نانوذرات پالادیوم (Pd) با ویژگی‌های فیزیکی و شیمیایی برجسته مانند پایداری شیمیایی، پایداری حرارتی و فعالیت کاتالیزوری بالا یکی از کارآمدترین و مقرون به صرفه‌ترین نانوذرات قابل استفاده هستند. از آنجایی که کاربرد نانوذرات Pd به شدت به اندازه آنها بستگی دارد، بررسی رویکردهای تولید نانوذرات Pd با اندازه کنترل شده یکی از مهمترین زمینه‌های تحقیقاتی است. یکی از روش‌های قابل استفاده در تولید نانوذرات Pd، استفاده از فرآیند کندوسوز لیزری است [۴].

طراحی یک حسگر گاز با حساسیت و گزینش‌پذیری بالا برای تعیین گازهای سمی از اهمیت فوق‌العاده‌ای برخوردار است. نانومواد به دلیل ویژگی‌های منحصر به فرد مانند سطح ویژه بالا، قابلیت استفاده در دمای اتاق، مواد مهمی برای دستگاه‌های حسگر گازی هستند [۵]. همچنین، عملکرد مواد به عنوان حسگرهای گازی به خواص ذاتی این مواد از جمله تخلخل، رسانایی و ترکیبات شیمیایی آن‌ها وابسته است. تخلخل دائمی MOFها منجر به سطح ویژه بالایی می‌شود که سایت‌های فعالی را برای جذب و انتقال گاز فراهم می‌کند [۶]. بنابراین، در این مقاله ابتدا نانوذرات سنتز شده به روش کندوسوز لیزری بر MIL-125(Ti)-NH_2 انباشت شدند. سپس نانوکامپوزیت سنتز شده به منظور تشخیص بخارات آلی متانول و اتانول استفاده شد.

مواد و روش‌ها

سنتز نانوکامپوزیت

در ابتدا فلز پالادیوم با خلوص ۹۹/۹٪ در استون و آب مقطر با استفاده از حمام آلتراسونیک شسته شده و سپس در حالی که در آب دیونیزه غوطه است تحت تابش پرتو لیزر فایبر با توان W ۱۸، طول موج nm ۱۰۶۴ و سرعت اسکن mm/s ۴۰۰ قرار گرفت. پس از ۲۰ دقیقه پرتودهی کلوئید حاوی ۰/۰۰۴ گرم از نانو ذرات pd تولید شد. سپس، تیتانیوم ایزوپروپاکسید (TTIP) (۳ میلی‌مول، ۰/۸۵۲ گرم) ۲-آمینوترفنالیک اسید (۶ میلی‌مول، ۱/۰۸۶ گرم) در مخلوطی از ۵۰ میلی لیتر دی متیل فرم آمید و متانول (نسبت یک به یک) در یک بشر ۱۰۰ میلی لیتری ساخته شد. محتویات بشر پس از ۵ دقیقه هم زدن در دمای محیط، در اتوکلاو ۶۰ میلی لیتری ریخته شد. پس از ۲۴ ساعت در دمای ۱۵۰ درجه سانتی‌گراد، کاتالیزور چهارچوب فلز-آلی سنتز شد. رسوب زرد بعد از اتمام واکنش جمع آوری و چندین بار با دی متیل فرم آمید و متانول شسته شد و در دمای ۸۰ درجه سانتی‌گراد خشک شد.

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

تست سنسور

به منظور آشکارسازی بخارات اتانول و متانول از یک الکترود طلا با ضخامت ۳۰ میکرومتر، عرض ۲۵۰ میکرومتر و فاصله بین شانه‌ای ۲۵۰ میکرومتر که بر یک بستر SiO_2/Si قرار دارد، استفاده شد. ۰/۰۱ گرم از MIL-125(Ti)-NH_2 و نانوکامپوزیت تولید شده در آب مقطر پراکنده شد و بر سطح الکترود قطره چکانی شد. الکترود لایه نشانی شده به مدت ۲۴ ساعت در دمای اتاق خشک شد. برای تست سنسور، از یک ارلن با یک ورودی و یک خروجی استفاده شد. یک طرف ارلن به محفظه داخلی که دیوایس حسگری لایه نشانی در آن قرار دارد، متصل شد و طرف دیگر به یک پمپ هوا متصل شد. برای اندازه‌گیری مقاومت مواد در هر ثانیه، دو سر دیوایس به یک مولتی‌متر متصل شد. به

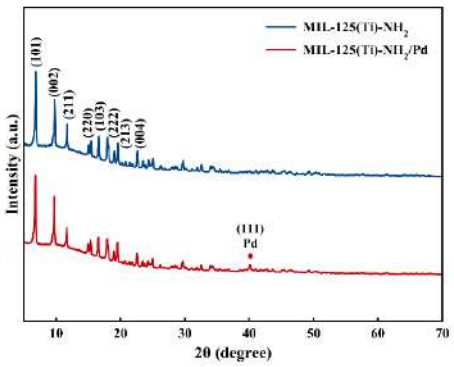
منظور تولید بخارات، حجم ppm ۱۰۰ از اتانول یا متانول را در ارلن ریخته و بر روی یک هیتر با دمای ۶۰ درجه سانتی‌گراد قرار گرفت. مقاومت به مدت ۳۰ ثانیه اندازه‌گیری شد. سپس پمپ هوا به مدت ۶۰ ثانیه روشن شده تا بخارات از محفظه خارج شوند. در نهایت پاسخ حسگری را می‌توان با استفاده از فرمول زیر به دست آورد:

$$\left|R_a - R_g\right|/R_a \quad (۱)$$

که در این فرمول R_a مقاومت دیوایس حسگر نسبت به هوای وارد شده است و R_g مقاومت دیوایس حسگر در معرض بخار مد نظر است.

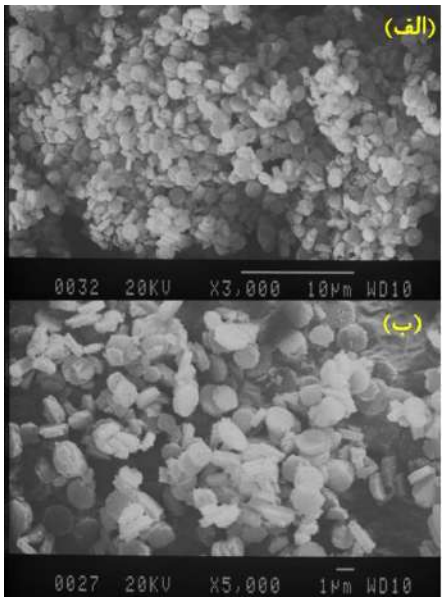
نتایج و بحث

به منظور بررسی ساختار بلوری نمونه‌ها، از طیف پراش اشعه ایکس استفاده شد. براساس الگوی پراش اشعه ایکس نشان داده شده در شکل ۱، پیک‌های ظاهر شده در زوایای ^{o} ۶/۸۶، ^{o} ۹/۸۲، ^{o} ۱۱/۷۳، ^{o} ۱۵/۴۷، ^{o} ۱۶/۶۷، ^{o} ۱۷/۹۸، ^{o} ۱۹/۶۴ و ^{o} ۲۲/۶۶ به ترتیب پراش از صفحات (۱۰۱)، (۰۰۲)، (۲۱۱)، (۲۲۰)، (۱۰۳)، (۲۲۲)، (۲۱۳) و (۰۰۴) چهارچوب فلز-آلی سنتز شده را نشان می‌دهند [۷]. پس از انباشت نانوذرات Pd پیک جدیدی در زوایه ^{o} ۴۰/۱۳ ظاهر شده است که مربوط به پراش از صفحات (۱۱۱) است (JCPDS ۰۴۳۱-۰۴۶).



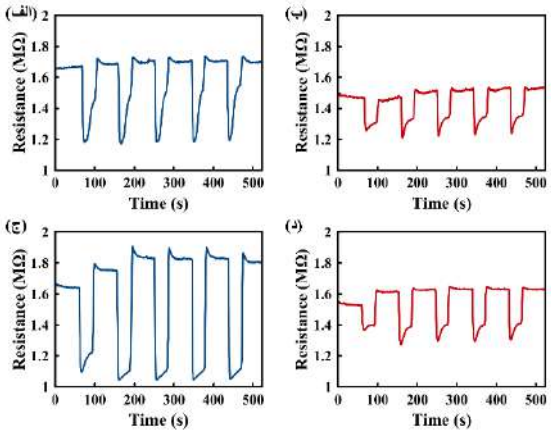
شکل ۱: الگوی پراش اشعه ایکس MIL-125(Ti)-NH_2 و نانوکامپوزیت MIL-125(Ti)-NH_2/Pd.

شکل ۲ تصاویر SEM از نانوکامپوزیت سنتز شده را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل ۲(ب) قابل مشاهده است، میکرودیسک‌های MIL-125(Ti)-NH_2 در سایزهای مختلف با موفقیت سنتز شده‌اند. این ساختار می‌تواند مساحت سطح بالایی را فراهم کند. اندازه متوسط این دیسک‌ها تقریباً ۱/۴۶ میکرومتر به دست آمد.



شکل ۲: تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نانوکامپوزیت MIL-125(Ti)-NH_2/Pd.

در شکل ۳ نتایج حاصل از تست سنسوری نشان داده شده است. برای دقت بیشتر، پنج سیکل برای هر بخار اندازه گیری شد که تکرارپذیری بسیار خوب سنسور را نشان می‌دهد. نوسانات مشاهده شده در نمودار نیز به این دلیل است که مقاومت ماده در هر ثانیه اندازه گیری می‌شود، بنابراین سیستم زمان کافی برای تثبیت را ندارد و این باعث نوسان می‌شود. سه پارامتر مهم در اینجا در نظر گرفته شده است که حداکثر پاسخ، زمان بازیابی و زمان پاسخ نامیده می‌شوند. زمان پاسخ مدت زمانی است که طول می‌کشد تا یک گازسنج ۹۰ درصد از حجم گاز تزریق شده به سنسور را در خروجی نشان دهد و زمان بازیابی به عنوان زمان مورد نیاز برای بازگشت سنسور به ۹۰ درصد سیگنال اصلی اولیه پس از حذف گاز مورد نظر تعریف می‌شود. حداکثر پاسخ در ppm ۱۰۰ برای گاز اتانول در حضور MIL-125(Ti)-NH_2 برابر با ۱۹/۴ می‌باشد که پس اضافه کردن پالادیوم این مقدار به ۲۶/۶ افزایش پیدا کرده است. به طور مشابه برای متانول در غلظت ppm ۱۰۰ با حضور بستر، این مقدار برابر با ۴۳/۵ می‌باشد و بعد از افزودن پالادیوم این مقدار به ۷۵/۱ رسیده است که حدود ۱/۷ برابر افزایش یافته است. با افزودن نانوذرات پالادیوم، زمان بازیابی در حضور گاز اتانول از ۲۸ به ۲۵ ثانیه کاهش یافت. برای گاز متانول، افزودن نانوذرات پالادیوم منجر به کاهش زمان بازیابی از ۲۴ به ۲۱ ثانیه شد. افزودن نانوذرات پالادیوم منجر به کاهش زمان پاسخ از ۱۲ به ۸ ثانیه برای بخار اتانول و از ۱۵ به ۷ ثانیه برای بخار متانول شد. نتایج حاصل در جداول ۱، ۲ و ۳ خلاصه شده‌اند.



شکل ۳: پاسخ گازی (الف) MIL-125(Ti)-NH_2 در ppm ۱۰۰ متانول، (ب) MIL-125(Ti)-NH_2 در ppm ۱۰۰ اتانول، (ج) MIL-125(Ti)-NH_2/Pd در ppm ۱۰۰ متانول و (د) MIL-125(Ti)-NH_2/Pd در ppm ۱۰۰ اتانول.

جدول ۱: پاسخ حسگری نمونه‌ها در حجم ppm ۱۰۰ از اتانول و متانول.

نمونه	نوع گاز	بخار (درصد)
MIL-125(Ti)-NH_2	اتانول	۱۹/۴
MIL-125(Ti)-NH_2/Pd	اتانول	۲۶/۶
MIL-125(Ti)-NH_2	متانول	۴۳/۵
MIL-125(Ti)-NH_2/Pd	متانول	۷۵/۱

جدول ۲: زمان بازیابی نمونه‌ها در حجم ppm ۱۰۰ از اتانول و متانول.

نمونه	نوع گاز	زمان(ثانیه)
MIL-125(Ti)-NH_2	اتانول	۲۸
MIL-125(Ti)-NH_2/Pd	اتانول	۲۵
MIL-125(Ti)-NH_2	متانول	۲۴
MIL-125(Ti)-NH_2/Pd	متانول	۲۱

جدول ۳: زمان پاسخ نمونه‌ها در حجم ppm ۱۰۰ از اتانول و متانول.

نمونه	نوع گاز	زمان(ثانیه)
MIL-125(Ti)-NH_2	اتانول	۱۲
MIL-125(Ti)-NH_2/Pd	اتانول	۸
MIL-125(Ti)-NH_2	متانول	۱۵
MIL-125(Ti)-NH_2/Pd	متانول	۷

نتیجه‌گیری

تولید نانوذرات پالادیوم با استفاده از فرآیند کندوسوز لیزری در آب دیونیزه انجام شد. سپس نانوذرات تولید شده با استفاده از روش ساده هم زدن مغناطیسی بر دیسک‌های MIL-125(Ti)-NH_2 انباشت شدند. الگوی پراش اشعه ایکس حضور صفحه (۱۱۱) مربوط به نانوذرات پالادیوم را در نانوکامپوزیت سنتز شده نشان داد. همچنین، تشکیل دیسک‌های MIL-125(Ti)-NH_2 در تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی به وضوح قابل مشاهده است. طبق نتایج به دست آمده حداکثر زمان پاسخ برای هر دو گاز متانول و اتانول با افزودن نانوذرات پالادیوم کاهش یافت.

مرجع‌ها

[1] L. Li, X. S. Wang, T. F. Liu, J. Ye, “Titanium-based MOF materials: from crystal engineering to photocatalysis’’, Small Methods, Vol. 4, No. 12, pp. 2000486, 2020.

[2] R. G. Saratale, G. D. Saratale, H. S. Shin, J. M. Jacob, A. Pugazhendhi, M. Bhaisare, G. Kumar, ‘’New insights on the green synthesis of metallic nanoparticles using plant and waste biomaterials: current knowledge, their agricultural and environmental applications’’, Environ. Sci. Pollut. Res., Vol. 25, pp. 10164-83, 2018.

[3] N. G. Semaltianos, ‘’Nanoparticles by laser ablation’’, Crit. Rev. Solid State Mater. Sci., Vol. 35, No. 2, pp. 105-24, 2010.

[4] S. S. Mousavi, B. Jaleh, M. Nasrollahzadeh, M. Eslamipanah, S. Khazalpour, Y. Orooji, ‘’Laser-assisted synthesis of bentonite/Pd nanocomposite and its electrochemical hydrogen storage capacity’’, Microporous Mesoporous Mater., Vol. 328, pp. 111439, 2021.

[5] M. Daneshnazar, B. Jaleh, M. Eslamipanah, R. S. Varma, ‘’Optical and gas sensing properties of TiO_2/RGO for methanol, ethanol and acetone vapors’’ Inorg. Chem. Commun., Vol. 145, pp. 110014, 2022.

[6] H. Yuan, N. Li, W. Fan, H. Cai, D. Zhao, ‘’Metal-organic framework-based gas sensors’’, Adv. Sci, Vol. 9, No. 6, pp. 2104374, 2022.

[7] Z. Torkashvand, H, Sepehrmansourie, M. A. Zolfigol, M. A. As' Habi, ‘’Application of Ti-MOF-UR as a new porous catalyst for the preparation of pyrazolo [3, 4-b] quinoline and pyrazolo [4, 3-e] pyridines’’, Mol. Catal, Vol. 541, pp. 113107, 2023.

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

نوسانگر پارامتری نوری فمتوثانیه با توان بالا با استفاده از کریستال BIBO

دلنیا پورقباد[۱]، مسعود قطبی[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده‌ی علوم پایه، دانشگاه کردستان، سنندج

d.pourghobad@uok.ac.ir, m.ghotbi@uok.ac.ir

چکیده – در این پژوهش یک نوسانگر پارامتری نوری فمتوثانیه با توان بالا بر اساس کریستال BIBO را مورد بررسی قرار داده‌ایم. این نوسانگر پارامتری نوری به روش دمش همزمان توسط هماهنگ دوم لیزر فمتوثانیه‌ی Yb:KGW در طول‌موج ۵۱۵ نانومتر و با استفاده از تطبیق فازی نوع I ($e \rightarrow o + o$) در صفحه‌ی اپتیکی *xz* پمپ شده است. مشخصه‌های زمانی و طیفی پالس‌های سیگنال و آیدلر به ترتیب در بازه‌های طیفی ۷۰۵-۶۲۰ نانومتر و ۳۰۴۰-۱۹۱۰ نانومتر اندازه‌گیری شده و پالس های نوری بسیار کوتاه تا دوره‌ی زمانی ۶۳ فمتوثانیه بدست آمده است.

کلید واژه- پمپاژ همزمان، تطبیق فاز، نوسانگر پارامتری نوری

High Power Femtosecond Optical Parametric Oscillator Based on BIBO Crystal

Delnia Pourghobad[1], Masood Ghotbi[1]

[1] Department of Physics, Faculty of Science, University of Kurdistan, Sanandaj, Iran

d.pourghobad@uok.ac.ir, m.ghotbi@uok.ac.ir

Abstract- In this research we have investigated on a high power femtosecond Optical Parametric Oscillator (OPO) based on BIBO crystal. The OPO is synchronously pumped using the second harmonic pulses of a femtosecond Yb:KGW laser at 515nm using type I (e → o+o) phase-matching inside the *xz* optical plane. The temporal and spectral characterizations of the signal and idler pulses in the spectral ranges of 620-705 and 1910-3040 nm respectively, have been performed and signal pulses as short as 63 fs have been achieved.

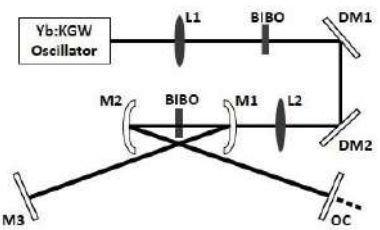
Keywords: Optical Parametric Oscillator, Phase-matching, Synchronously pump

مقدمه

تولید پالس‌های فوق‌کوتاه با تنظیم‌پذیری گسترده یکی از حوزه‌های اپتیک فوق سریع محسوب می‌شود که در محدوده‌ی وسیعی از کاربردها از جمله طیف‌سنجی فوق سریع، پردازش مواد، اندازه‌گیری دقیق تا تصویربرداری پزشکی و جراحی مورد استفاده قرار می‌گیرد. تنظیم‌پذیری فرکانسی پالس‌های فوق‌کوتاه با بهره‌گیری از فرآیندهای غیرخطی مرتبه دوم امکان‌پذیر است [۲،۱]. در این پژوهش، ما تولید پالس‌های فوق کوتاه و تنظیم‌پذیر را در نوسانگر پارامتری نوری مورد بررسی قرار داده‌ایم که به روش دمش همزمان توسط لیزر فمتوثانیه Yb:KGW (Yb^{3+}:$KGd(WO_4)_2$)، که دارای توان میانگین ۶/۵ وات در طول‌موج مرکزی ۱۰۳۰ نانومتر می‌باشد، پمپ شده است. در این فرآیند انرژی از یک پرتو با شدت و فرکانس بالاتر (پمپ) به دو پرتو با شدت و فرکانس پایین‌تر (سیگنال و آیدلر) منتقل می‌شود. کریستال غیرخطی استفاده شده در کاواک این دستگاه، کریستال BIBO (BiB_3O_6) می‌باشد. قابلیت تنظیم‌پذیری فرکانسی و ویژگی‌های نوری نوسانگر پارامتری نوری، عمدتاً توسط کریستال‌های غیرخطی مورد استفاده کاواک معین می‌شود. BIBO یک کریستال غیرخطی است که توسط هلویگ در اوایل سال ۲۰۰۰ معرفی شد [۳]. این کریستال دارای خواص نوری منحصر به فردی برای تبدیل فرکانسی در محدوده‌های طیفی فرابنفش، مرئی و فروسرخ نزدیک است. محدوده‌ی شفافیت این کریستال از طول‌موج ۲۸۰ نانومتر در فرابنفش تا ۲۶۰۰ نانومتر در فروسرخ ادامه دارد. کریستال دو محوری BIBO در هر سه صفحه‌ی نوری ***xy*** ،***xz*** و ***yz*** امکان تطبیق فاز دارد و دارای ویژگی‌های مهمی مانند ضریب غیرخطی بالا، جداشدگی زاویه‌ای پایین، پذیرفتاری طیفی و زاویه‌ای بالا و نیز آستانه‌ی آسیب پذیری بالا می‌باشد. از زمان معرفی کریستال BIBO، تعداد زیادی آزمایش تبدیل فرکانسی روی این کریستال در حوزه‌ی پالس‌های فوق کوتاه نوری انجام شده است [۶-۴].

چیدمان آزمایشگاهی

پالس‌های نوری تولید شده توسط لیزر پمپ Yb:KGW دارای توان میانگین ۶/۵ وات، نرخ تکرار ۷۶ مگاهرتز و دوره‌ی زمانی ۱۰۰ فمتوثانیه در طول‌موج مرکزی ۱۰۳۰ نانومتر هستند. پالس‌های هماهنگ دوم با طول‌موج مرکزی ۵۱۵ نانومتر و توان میانگین ۳۵۰۰ میلی‌وات (با حدود ۵۵ درصد راندمان تبدیل) تولید می‌شود. طول‌موج اولیه ۱۰۳۰ نانومتر فیلتر شده و پالس‌های ۵۱۵ نانومتر به عنوان دمش همزمان نوسانگر پارامتری نوری استفاده می‌شود. در شکل ۱ نمای کلی چیدمان نوسانگر پارامتری نوری نشان داده شده است که به صورت X بوده و در آن از دو آینه‌ی مقعر M_1 و M_2، یک آینه‌ی تخت M_3 و یک آینه‌ی خروجی OC استفاده شده است. آینه‌ها دارای پوشش با بازتاب بالا در محدوده‌ی طول‌موجی ۱۰۳۰-۶۲۰ نانومتر هستند. آینه‌ی ورودی M_1 همچنین عبور بالایی در طول موج پمپ ۵۱۵ نانومتر دارد. کریستالی که در نوسانگر پارامتری نوری مورد استفاده قرار گرفته است، کریستال غیرخطی BIBO با ضخامت ۰/۸ میلی‌متر می‌باشد که برای تطبیق فاز نوع I (e→o+o) در صفحه‌ی ***xz*** برش داده شده است. کریستال روی یک پایه‌ی چرخان قرار گرفته است که امکان چرخش کریستال و تنظیم زاویه‌ی تطبیق‌فاز را فراهم می‌کند. با قرار دادن آینه‌ی خروجی OC روی یک پایه‌ی قابل جابجایی با دقت میکرومتر، امکان تغییر طول کاواک به منظور تنظیم شرایط پمپاژ همزمان و همچنین تغییر طول‌موج مرکزی تقویت شده، فراهم شده است. در نهایت به منظور متراکم کردن پالس‌های سیگنال، یک جفت منشور متساوی الاضلاع SF_{11} در خارج از کاواک استفاده شده است.



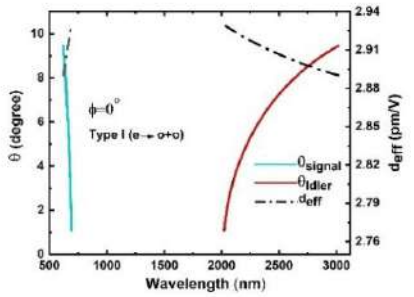
شکل ۱: نمای کلی چیدمان آزمایشگاهی نوسانگر پارامتری نوری.

توان میانگین سیگنال و آیدلر توسط توان‌سنج اندازه‌گیری و طیف‌های تابشی توسط یک طیف‌سنج ذخیره شده و

همچنین دوره‌ی زمانی پالس‌های سیگنال توسط خودهمبسته‌ساز و دوره‌ی زمانی پالس‌های آیدلر توسط میان‌همبسته‌ساز اندازه‌گیری شده است.

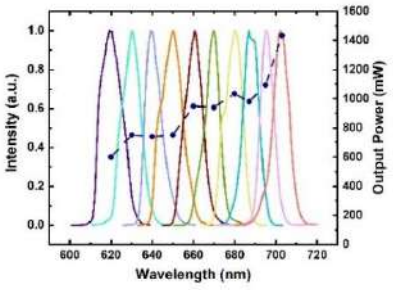
نتایج و بحث

در این بررسی، تمرکز بر روی تنظیم محدوده‌ی طول موجی سیگنال و تولید پالس‌های سیگنال با توان بالا و دوره‌ی زمانی پایین است. در شکل ۲، با استفاده از معادلات سلمایر و ضرایب غیرخطی کریستال BIBO، با فرض طول‌موج پمپ ۵۱۵ نانومتر، منحنی تطبیق‌فاز برای برهم‌کنش نوع I (e→o+o) و همچنین منحنی ضریب غیرخطی مؤثر در صفحه‌ی ***xz*** نشان داده شده است.



شکل ۲: زاویه‌ی تطبیق فاز سیگنال و آیدلر به صورت تابعی از طول‌موج (به ترتیب، منحنی آبی و منحنی قرمز) و منحنی ضریب موثر غیرخطی به صورت تابعی از طول‌موج (نقطه‌خط).

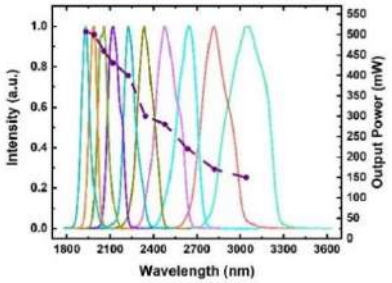
در شکل ۳ طیف‌ها و توان میانگین سیگنال به دست آمده در طول موج‌های مرکزی مختلف از ۶۲۰ تا ۷۰۵ نانومتر قابل مشاهده است. توانسته‌ایم به توان بالای ۱۴۶۵ میلی‌وات برای طول موج مرکزی ۷۰۵ نانومتر دست‌یابیم.



شکل۳: طیف اپتیکی و توان میانگین پالس‌های سیگنال در محدوده‌ی طول‌موجی ۷۰۵-۶۲۰ نانومتر.

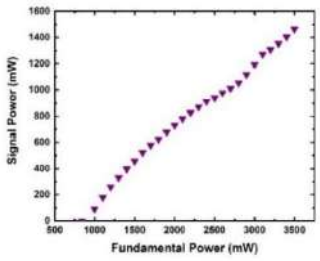
در نوسانگر پارامتری نوری، همزمان با نابودی یک فوتون پمپ، یک فوتون سیگنال و یک فوتون آیدلر تولید خواهد شد.

در شکل ۴، محدوده‌ی تنظیم طول‌موج آیدلر که از ۳۰۴۰-۱۹۱۰ نانومتر می‌باشد، نشان داده شده است، به‌علاوه توان میانگین آیدلر در طول‌موج‌های مختلف قابل مشاهده است.



شکل ۴: طیف اپتیکی و توان میانگین پالس‌های آیدلر در محدوده‌ی طول‌موجی ۳۰۴۰-۱۹۱۰ نانومتر.

در شکل ۵ منحنی تغییرات خطی توان میانگین سیگنال برحسب توان پمپ ۵۱۵ نانومتر نشان داده شده است. آستانه‌ی عملکرد نوسانگر پارامتری نوری، ۸۴۰ میلی‌وات بوده و در ماکزیمم توان پمپ که ۳۵۰۰ میلی‌وات است، توان سیگنال بدست آمده ۱۴۶۵ میلی‌وات است. این توان سیگنال نشانگر یک راندمان تبدیل از پمپ به سیگنال در حدود ۴۲٪ می‌باشد.

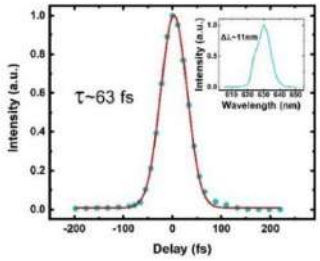


شکل ۵: تغییرات توان سیگنال بر حسب توان پمپ ورودی.

به منظور جبران اثرات پاشندگی سرعت گروه و متراکم کردن پالس‌های سیگنال از یک جفت منشور متساوی الاضلاع SF_{11} استفاده شده است.

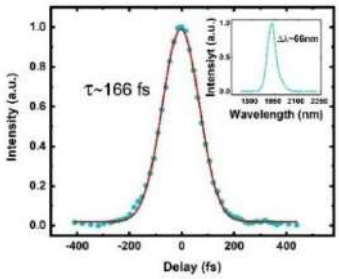
پس از متراکم کردن پالس‌ها، برای اندازه‌گیری آن‌ها از روش خودهمبسته‌سازی استفاده شده است. در شکل ۶ طیف و دوره‌ی زمانی پالس سیگنال متراکم شده در طول موج ۶۳۰ نانومتر نشان داده شده است که دارای دوره زمانی ۶۳ فمتوثانیه و پهنای طیفی ۱۱ نانومتر می‌باشد. حاصلضرب

زمان-پهنای باند[1] برابر ۰/۵۲ است. برای اندازه‌گیری دوره زمانی پالس آیدلر از روش میان-هم‌بستگی استفاده شده است که در آن از پالس اصلی ۱۰۳۰ نانومتر با دوره‌ی زمانی ۱۰۰ فمتوثانیه به عنوان پالس مرجع استفاده شد.



شکل ۶: خودهم‌بستگی پالس سیگنال برای طول موج مرکزی ۶۳۰ نانومتر (دوره زمانی پالس سیگنال ۶۳ فمتوثانیه و پهنای طیفی پالس ۱۱ نانومتر می‌باشد).

دوره‌ی زمانی این پالس‌ها در طول‌موج مرکزی ۱۹۱۰ نانومتر، بدون متراکم کردن، ۱۶۶ فمتوثانیه بوده است، همچنین طیف متناظر در شکل ۷ قابل مشاهده می‌باشد.



شکل ۷: میان-هم‌بستگی پالس آیدلر برای طول موج مرکزی ۷۰۵ نانومتر (دوره زمانی پالس آیدلر ۱۶۶ فمتوثانیه و پهنای طیفی پالس ۶۶ نانومتر می-باشد).

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، نوسانگر پارامتری نوری فمتوثانیه بر اساس کریستال BIBO ، که توسط هارمونیک دوم لیزر Yb:KGW به صورت همزمان پمپ شده است را مورد بررسی قرار دادیم. نشان دادیم که به کمک تنظیم زاویه‌ی کریستال، نوسانگر قادر خواهد بود که محدوده‌ی وسیعی از طول‌موج‌ها در بازه‌های ۷۰۵-۶۲۰ نانومتر برای سیگنال و ۳۰۴۰-۱۹۱۰ نانومتر برای آیدلر را پوشش دهد و پالس‌های سیگنال بسیار کوتاه تا حدود ۶۳ فمتوثانیه با توان میانگین بالا تولید کند.

مرجع‌ها

[1] N. Coluccelli, D. Viola, et al, “Tunable 30 fs light pulses at 1 W power level from a Yb-pumped optical parametric oscillator”, Opt. Lett., Vol. 42, No. 21, pp. 4545-4548, 2017.

[2] F. Kienle, et al, “Compact, high-pulse-energy, picosecond optical parametric oscillator”, Opt. Lett., Vol. 35, No. 21, pp. 3580-3582, 2010.

[3] H. Hellwig, et al, “Linear optical properties of the monoclinic bismuth borate BiB_3O_6”, Opt. Express., Vol. 88, No. 1, pp. 240-244, 2000.

[4] M. Ghotbi, and M. Ebrahim-Zadeh, “Optical second harmonic generation properties of BiB_3O_6”, Opt. Exp., Vol. 12, No. 24, pp. 6002-6019, 2004.

[5] M. Ghotbi, A. Esteban-Martin and M. Ebrahim-Zadeh, “BiB_3O_6 femtosecond optical parametric oscillator”, Opt. Lett., Vol. 31, No. 21, pp. 3128-3130, 2006.

[6] W Tian, et al, “High-power, widely tunable, green pumped femtosecond BiB_3O_6 optical parametric oscillator”, Opt. Lett., Vol. 41, No. 21, pp. 4851-4854, 2016.

Time-bandwidth product[1]

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

مطالعه ضریب شکست غیرخطی نانوسیال اکسید مس با استفاده از الگوی پراش دایروی میدان دور

علی علی‌زاده سنگلی[۱]؛ یاسر رجبی[۱]؛ احسان نظرزاده زارع[۲]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان
[۲] دانشکده شیمی، دانشگاه دامغان، دامغان

چکیده – در این مقاله با استفاده از الگوی پراش دایروی که در اثر مدولاسیون خودفازی مواد دارای خواص اپتیک غیرخطی ایجاد می‌شوند، این الگوهای پراش معمولا در مواد دارای خواص اپتیک غیرخطی در فاز مایع و در شدت بالای پرتوی لیزر دیده می‌شوند. با استفاده از الگوی پراش دایروی، مقدار تغییر ضریب شکست کل و ضریب شکست غیرخطی نانوسیال اکسید مس اندازه‌گیری شده است. همچنین تحول زمانی الگوی پراش دایروی با دوربین فیلمبرداری سرعت بالا تصویربرداری شده است.

کلید واژه- اپتیک و فوتونیک، اپتیک غیرخطی، ضریب شکست غیرخطی، مدولاسیون خودفازی، الگوی پراش دایروی

Studying the nonlinear refractive index of copper oxide (CuO) nanofluid using the far-field diffraction ring patterns

Ali Alizadeh Sangli[1], Yasser Rajabi [1], Ehsan Nazarzadeh Zare[2]

[1] School of Physics, Damghan University, Damghan, Iran
[2] School of Chemistry, Damghan University, Damghan, Iran

In this article, we investigate the diffraction ring patterns generated by self-phase modulation in materials with nonlinear optical properties. These diffraction patterns are typically observed in liquid-phase materials under high laser beam intensity. By employing the diffraction ring patterns, we successfully measured the total refractive index change and nonlinear refractive index of a copper oxide nanofluid. Additionally, we recorded the temporal evolution of the circular diffraction pattern using a high-speed video camera.

Keywords: Optic & Photonic, Nonlinear Optic, Nonlinear Refractive Index, Self-phase Modulation, Diffraction Ring Patterns

مقدمه

تحقیقات گسترده برای یافتن مواد دارای ضریب اپتیک غیرخطی، کماکان ادامه دارد. مواد دارای ضریب غیرخطی کاربردهای متنوعی در عصر حاضر دارند و حتی در آینده کاربردهای بیشتری را می‌توان در زمینه علوم فوتونیک و اپتوالکترونیک برای آنها متصور شد[۱].

زمانی که شدت پرتو نور (لیزر) بالا باشد، ضریب شکست کل ماده تحت اثر پرتو پر شدت، شامل ضریب شکست خطی و غیرخطی خواهد شد. منشا این رفتار غیرخطی از رزونانس‌های مولکولی و تغییر در قطبش ماده در اثر شدت بالای پرتو است. عواملی مانند جذب اشباع یا جذب دو فوتونی باعث بوجود آمدن اثر لنز گرمایی در ماده شده و ضریب شکست ماده را تغییر می‌دهند[۲]–[۵].

تغییر در ضریب شکست بصورت زیر نمایش داده می‌شود:

$$n = n_0 + \Delta n \quad (۱)$$

که n_0 مقدار ضریب شکست ماده در نبود پرتو لیزر و Δn تغییرات در ضریب شکست ماده در اثر مواجهه با پرتو پرشدت است و آن را بصورت زیر در نظر می‌گیرند:

$$\Delta n = n_2 I \quad (۲)$$

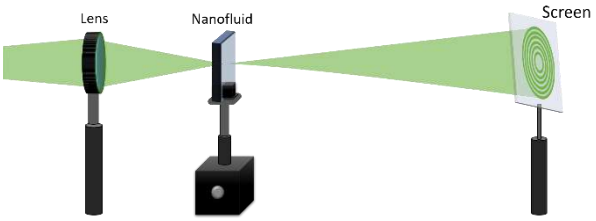
که I شدت پرتو لیزر است. با توجه به مقدار و علامت n_2 ماده نوع خواص اپتیک غیرخطی آن مشخص می‌شود. خودهمگرایی و خودواگرایی [۲]، ترکیب فاز نوری [۶]، ذخیره‌سازی داده‌های نوری [۷]، محدودسازی نوری [۸]، سوئیچینگ نوری [۹]، انتشار پالس سالیتون [۱۰] و مدولاسیون خودفاز (SPM) [۱۱]، تعدادی از خواص ضریب شکست غیرخطی هستند که کاربردهای فراوانی در زمینه فوتونیک و اپتوالکترونیک دارند.

الگوهای پراش دایروی نتیجه مدولاسیون خودفاز SPM ماده غیرخطی در فاز مایع، نانوسیال یا نانوکامپوزیت مبتنی بر پلیمر هستند و از تداخل سازنده و ویرانگر پرتو مدوله شده هم‌فاز در میدان دور ایجاد می‌شوند[۱۲]. با بررسی تعداد حلقه‌های الگوی پراش دایروی می‌توان مرتبه تغییرات ضریب شکست Δn و مقدار ضریب شکست غیرخطی n_2 را بدست آورد.

در این تحقیق با استفاده از الگوی پراش دایروی مقدار ضریب شکست غیرخطی نانوسیال اکسید مس اندازه‌گیری شده است. اکسید مس به علت خواص الکتریکی و اپتیکی ویژه‌ای که دارد در بسیاری کاربردهای اپتیکی و اپتوالکتریکی نقش بسزایی می‌تواند داشته باشد [۱۳][۱۴].

چیدمان تجربی

از یک لیزر دو هارمونیک Nd:YAG با طول موج ۵۲۳ نانومتر CW با توان ۱۲۰ میلی‌وات در چیدمان آزمایشی که بررسی الگوی پراش دایروی برای بدست آوردن مقدار تغییر در ضریب‌شکست و ضریب شکست غیرخطی استفاده شده است. همچنین از یک عدسی همگرا کننده با فاصله کانونی ۱۷ سانتی‌متر، سِل نگهدارنده نانوسیال با ضخامت ۱ میلی‌متر، شدت سنج الکتریکی دقت بالا PM-100 ساخت شرکت Thorlabs، دوربین فیلمبرداری فریم بالا ساخت شرکت BASLER و یک پرده مشاهده در فاصله دور از نمونه استفاده شده است.



شکل ۲۲: چیدمان تجربی برای بدست آوردن حلقه‌های پراش دایروی

نتایج بررسی الگوی پراش دایروی

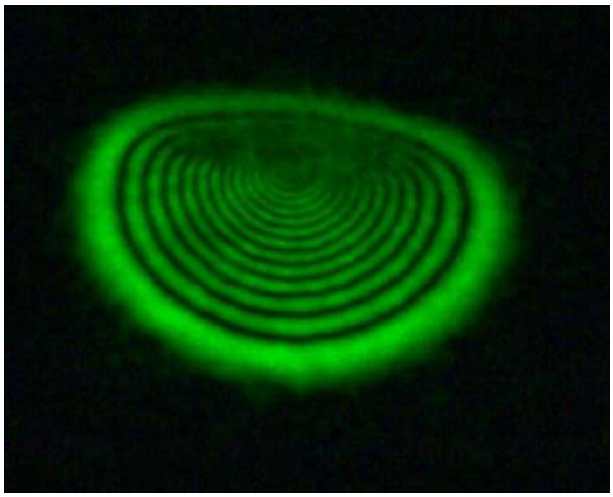
شکل (۲) نشان دهنده نتایج بدست آمده چیدمان آزمایش و الگوی پراش دایروی بدست آمده از نمونه نانوسیال اکسید مس است. همانطور که گفته شد و طبق رابطه (۳) و (۴)، تعداد حلقه‌های بدست آمده از این تصویر رابطه مستقیم با

مقدار تغییر ضریب شکست و مقدار ضریب شکست غیرخطی نمونه محلول غیرخطی دارد[۱].

$$\Delta n = \frac{N\lambda}{L} \qquad (۳)$$

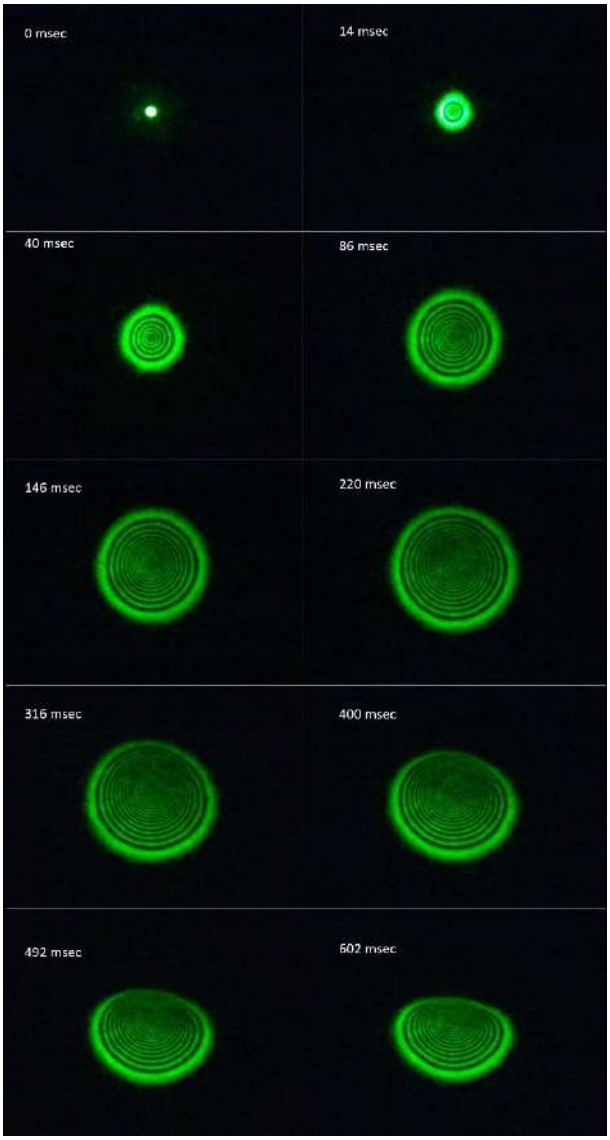
$$n_2 = \frac{\Delta n}{I} \qquad (۴)$$

که در این رابطه‌ها N تعداد حلقه‌های الگوی پراش دایروی در شدت I، L ضخامت نمونه و λ برابر طول موج پرتو لیزر است.



شکل ۲۳: تصاویر تجربی بدست آمده از نمونه نانوسیال اکسید مس. در این تصویر ۱۳ حلقه در توان ۱۴۷ میلی‌وات لیزر دیده می‌شوند.

نکته جالب در مورد پراش دایروی از مواد غیرخطی در فاز مایع این است که، اثرات گرمایی (عدسی گرمایی) طی یک فرآیند زمانی کوتاه (معمولا زیر ۱ ثانیه)، باعث تغییر مدولاسیون خودفاز ماده می‌شود. در این تحول زمانی ابتدا الگوی پراش شامل یک نقطه پر نور کوچک بوده که پس از آن حلقه‌های پراش یک به یک شکل گرفته و یک دایره کامل تو در تو را تشکیل می‌دهند. پس از آنکه دایره کامل شکل گرفت، اثر همرفتی فاز مایع یک جریان رو به بالا را ایجاد می‌کند که باعث ایجاد عدم تقارن عمودی در شکل دایروی الگوی پراش می‌شود و تصویر نهایی بعد از این تحول زمانی همانند تصویر آخر شکل (۳) مشاهده خواهد شد.



شکل ۲۴ : تحول زمانی الگوی پراش دایروی میدان دور در توان ۱۴۷ میلی‌وات لیزر، از نمونه نانوسیال اکسید مس. همانطور که دیده می‌شود در حدود ۱۴۶ میلی‌ثانیه بعد از عبور لیزر از میان نمونه، الگوی پراش شکل دایروی متقارن را از خود نشان می‌دهد.

مقدار تغییرات ضریب شکست با توجه به تعداد حلقه‌های شمارش شده از الگوی پراش دایروی برای نمونه نانوسیال اکسید مس و مقدار ضریب شکست غیرخطی این نمونه را در جدول (۱) می‌توانید مشاهده کنید.

جدول ۱۵ : نتایج تجربی بدست آمده از بررسی الگوی پراش دایروی نانوسیال اکسید مس

$I\ (W/m^2)$	N	Δn	$n_2\ (m^2/W)$
1.93×10^{10}	13	6.916×10^{-3}	3.58×10^{-13}

نتیجه‌گیری

در این تحقیق با استفاده از الگوی پراش دایروی مقادیر تغییرات ضریب شکست کل و ضریب شکست غیرخطی نانوسیال اکسید مس اندازه‌گیری شده است. مقدار ضریب شکست غیرخطی این ماده برابر با 3.58×10^{-13} مترمربع بر وات بدست آمده است. همچنین مقدار تغییرات در ضریب شکست کل نیز برابر با 6.916×10^{-3} بدست آمده است. این مقادیر نشان می‌دهد که نانوسیال اکسید مس دارای اثر مدولاسیون خودفازی بوده و ضریب شکست غیرخطی مناسبی برای کاربرد در زمینه اپتیک و فوتونیک دارد.

مرجع‌ها

[1] R. S. Elias, Q. M. A. Hassan, C. A. Emshary, H. A. Sultan, and B. A. Saeed, "Formation and temporal evolution of diffraction ring patterns in a newly prepared dihydropyridone," *Spectrochim. Acta - Part A Mol. Biomol. Spectrosc.*, vol. 223, p. 117297, 2019,

[2] A. N. Gheymasi, Y. Rajabi, and E. N. Zare, "Nonlinear optical properties of poly(aniline-co-pyrrole)@ ZnO-based nanofluid," *Opt. Mater. (Amst).*, vol. 102, no. January, p. 109835, 2020,

[3] S. Dadkhah, Y. Rajabi, and E. N. Zare, "Thermal Lensing Effect in Laser Nanofluids Based on Poly(aniline-co-ortho phenylenediamine)@TiO_2 Interaction," *J. Electron. Mater.*, vol. 50, no. 8, pp. 4896–4907, Aug. 2021,

[4] A. Ghahremanloo, E. N. Zare, F. Salimi, and P. Makvandi, "Electroconductive and photoactive poly(phenylenediamine)s with antioxidant and antimicrobial activities for potential photothermal therapy," *New J. Chem.*, vol. 46, no. 13, pp. 6255–6266, 2022,

[5] S. Rahimi, E. N. Zare, and Y. Rajabi, "The Nonlinear Optical Properties of Poly(m-phenylene diamine)-BaTiO3 Nanocomposite for Laser Application," *Iran. J. Polym. Sci. Technol.*, vol. 34, no. 6, pp. 533–545, 2021,

[6] Q. M. Ali and P. K. Palanisamy, "Optical phase conjugation by degenerate four-wave mixing in basic green 1 dye-doped gelatin film using He-Ne laser," *Opt. Laser Technol.*, vol. 39, no. 6, pp. 1262–1268, Sep. 2007,

[7] S. Schwab, W. Christopherson, R. Twieg, M. Crescimanno, and K. Singer, "Mechanisms for nonlinear refractive index in organic cavity polaritons," *Phys. Rev. B*, vol. 104, no. 8, 2021,

[8] F. Z. Henari, S. Cassidy, K. E. Jasim, and A. A. Dakhel, "Nonlinear refractive index measurements of curcumin with CW laser," *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, vol. 22, no. 2, p. 1350017, Jun. 2013,

[9] C.-H. Hsieh, C.-H. Cheng, H.-Y. Wang, C.-T. Tsai, Y.-C. Chi, and G.-R. Lin, "Enhanced Nonlinear Refractive Index of C-Rich SiC Waveguides Via Annealing for PRZ-OOK Data Transmission," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 6, pp. 1–10, Nov. 2018,

[10] Y. Yıldırım *et al.*, "Optical soliton perturbation and polarization with quadratic–cubic nonlinearity by sine-gordon equation approach," *J. Phys. Stud.*, vol. 25, no. 2, p. 2001, 2021,

[11] C. S. Choenfeld, L. F. Euerer, A. H. Einrich, A. L. Eitenstorfer, and D. B. Ossini, "Nonlinear Generation , Compression and Spatio-Temporal Analysis of GV / cm-Class Femtosecond Mid-Infrared Transients," vol. 1.

[12] E. Allaria *et al.*, "Interferometric analysis of self-phase-modulation at 10.6μm in a nematic liquid crystal," in *19th Congress of the International Commission for Optics: Optics for the Quality of Life*, G. C. Righini and A. Consortini, Eds., Nov. 2003, p. 783.

[13] M. Sajid, M. Imran, Salahuddin, and J. Iqbal, "Tailoring structural, surface, optical, and dielectric properties of CuO nanosheets for applications in high-frequency devices," *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.*, vol. 124, no. 11, p. 768, Nov. 2018,

[14] S. Zheng, W. W. Duley, P. Peng, and N. Zhou, "Laser modification of Au-CuO-Au structures for improved electrical and electro-optical properties," *Nanotechnology*, vol. 33, no. 24, p. 245205, Jun. 2022,

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

بررسی ویژگی‌های اپتیکی غیرخطی چارچوب آلی-فلزی MIL-88 با تکنیک جاروب Z

کسری بوریایی۱، الناز ایرانی۲*، سلمان مهاجر مازندرانی۳

۱. **دانشجوی کارشناسی ارشد اپتیک و لیزر، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران. ایمیل: b_kasra@modares.ac.ir**

۲. **استادیار، گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران. ایمیل: e.irani@modares.ac.ir**

۳. **. استادیار، گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران. ایمیل: mohajer@khu.ac.ir**

چکیده - در این پژوهش، ویژگی‌های اپتیکی غیرخطی چهار چوب آلی-فلزی برپلیه آهن MIL-88 با تکنیک جاروب z و تحریک با لیزر دیودی با طول موج ۵۳۲ نانومتر با توزیع گوسی بررسی شده است. MIL-88 با استفاده از روش سلووترمال سنتز شده و ویژگی‌های ساختاری و اپتیکی خطی آن با روش پراش اشعه ایکس و طیف‌سنجی مرئی-فرابنفش تحلیل شده است. نتایج نشان داده‌اند که این ماده دارای ضریب شکست غیرخطی 6.6415×10^{-8} cm²/w و جذب غیرخطی 4.30×10^{-4} cm/w است که در مقایسه با بسیاری از مواد جدید خواص غیرخطی آن قابل ملاحظه می‌باشد. این ویژگی‌های غیرخطی به دلیل تقارن مولکولی ، وجود π-الکترون‌ها ، انتقال بار لیگاند به فلز و بالعکس، و حضور یون‌های آهن در ساختار ایجاد می‌شوند.

کلید واژه- اپتیک غیرخطی ، تکنیک جاروب z ، چار چوب آلی-فلزی ، ضریب شکست غیرخطی، ضریب جذب غیرخطی

Investigating nonlinear optical properties of organic-metallic MIL-88 framework with Z-scan technique

Kasra Boryari 1, Elnaz Irani 2*, Salman Mohajer-Mazandarani3

1. Master's student in Optics and Lasers, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran. Email: b_kasra@modares.ac.ir

***2. Assistant Professor, Atomic and Molecular Group, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran. Email: e.irani@modares.ac.ir**

3. Assistant Professor, Atomic and Molecular Group, Faculty of Kharazmi University, Tehran, Iran. Email: mohajer@khu.ac.ir

Abstract- In this study, the nonlinear optical properties of the iron-based organic-metal framework MIL-88 were investigated using the z-scan technique and excitation with a diode laser with a wavelength of 532nm with Gaussian distribution. MIL-88 was synthesized via solvothermal method and its linear optical and structural features have been analysed by visible-ultraviolet spectroscopy and XRD. The results have shown that this material has a Nonlinear refractive index 6.6415×10^{-8} cm²/w and non-linear absorption 4.30×10^{-4} cm/w which compared to many new materials, its non-linear properties are significant. These nonlinear features are attributed to molecular symmetry, the presence of π-electrons, ligand-to-metal charge transfer, reverse charge transfer, and the inclusion of iron ions within the structure.

Keywords: Keywords: Nonlinear optics, Z-scan technique, Metal-organic framework, nonlinear refractive induce, nonlinear absorption coefficient.

مقدمه

اپتیک غیرخطی (NLO) به تعامل بین نور و ماده در حضور میدان¬های نوری قوی اشاره دارد. این پدیده می-تواند منجر به طیف گسترده‌ی از اثرات از جمله دو برابر شدن فرکانس، تغییر فاز، و تداخلات غیرخطی شود. NLO به عنوان سنگ بنای حوزه فوتونیک، کاربردهای بالقوه گسترده‌ای در انتقال، پردازش و ذخیره سیگنال‌های فوتونیک دارد. در واقع بعد از کشف لیزرتوسط میمن در سال ۱۹۶۰ (لیزر یاقوت قرمز) ، این امکان فراهم شد که رفتار نور با شدت بالا در محیط‌های اپتیکی مورد آزمایش قرار گیرد که زمینه ساز شروع علم اپتیک غیر خطی بود . به این ترتیب نقطه شروع اپتیک غیر خطی با مشاهده تولید هارمونیک دوم (SHG) توسط فرانکن در سال ۱۹۶۱ بود[1]. در زمینه تحقیقات اپتیک غیرخطی، چارچوب‌های آلی-فلزی به دلیل ساختارهای خود و قابلیت تنظیم‌پذیری در ساختار، همچنین قابلیت‌های اپتیکی خاص خود، مورد توجه قرار می‌گیرند.

در این پژوهش ، برای بررسی خصوصیات اپتیکی غیرخطی از یک چارچوب آلی-فلزی با نام MIL-88 استفاده شده است.این چارچوب با استفاده از روش سولوترمال(solvothermal) سنتز شده است. انتخاب هدفمند MIL-88، بر اساس خصوصیات و ویژگی‌های اپتیکی خاص آن، جهت بررسی و تحلیل خواص نوری غیرخطی و اهمیت آن در این زمینه صورت گرفته است. سنتز سولوترمال یک روش معمول برای تهیه MOF است و شامل حرارت‌دهی مخلوطی از یون‌های فلزی و مولکول‌های پیوند دهنده آلی در یک حلال در دما و فشار بالا است. بدین منظور منبع آهن (به عنوان مثال FeCl3) در یک حلال مناسب (مانند دی‌متیل‌فرمامید(DMF)) حل شده است. پیونددهنده آلی (به عنوان مثال، اسید ترفتالیک) به محلول اضافه می‌شود. pH محلول در محدوده مناسب تنظیم شده و سپس در یک کوره در دمای مورد نظر (مثلاً ۱۲۰-۱۵۰ درجه سانتیگراد) برای مدت زمان مشخص (مثلاً ۲۴-۴۸ ساعت) قرار داده می‌شود. رسوب با فیلتراسیون یا سانتریفیوژ جمع‌آوری شده و پس از شستشو در خلاء یا در کوره با دمای پایین خشک می‌شود [2]. بعد از فرآیند سنتز، برای اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی (Nonlinear Refraction) از روش جاروب Z دریچه بسته و برای اندازه‌گیری ضریب جذب غیرخطی (Nonlinear Absorption)از روش جاروب Z دریچه باز استفاده می‌کنیم.

تکنیک Z-Scan نقشی اساسی در درک خواص نوری غیرخطی موادی مانند چارچوبهای آلی-فلزی بر پایه آهن MIL-88(Fe) ایفا می کند. این تکنیک اطلاعات ارزشمندی در مورد چگونگی واکنش یک ماده به نور شدید لیزر، به ویژه از نظر غیرخطی‌های نوری آن، ارائه می‌کند. در تکنیک جاروب Z ، یک نمونه ماده در مسیر پرتو لیزر متمرکز قرار می گیرد. موقعیت نمونه در امتداد محور انتشار پرتو لیزر متفاوت است و شدت نور عبوری یا منعکس شده به عنوان تابعی از موقعیت نمونه اندازه گیری می شود. جاروب Z از دو چیدمان تشکیل شده است که اندازه گیری را به دو فرآیند تقسیم می کند : اندازه گیری اثر کر و جذب دو فوتونی که با استفاده از دو روش تشخیص ، دریچه باز و دریچه بسته محقق می شود. داده های به دست آمده از آزمایش های جاروب Z برای تعیین ضرایب نوری غیرخطی ماده، مانند ضریب جذب غیرخطی (β) و ضریب شکست غیرخطی (n_2) تجزیه و تحلیل می-شود. در شرایط روزنه باز، انتقال نرمال شده متناظر با موقعیت نمونه اندازه‌گیری شده و توسط عبارت زیر تعیین می‌شود:

$$T(Z) = 1 - \frac{\beta I_0 L_{eff}}{2\sqrt{2}\left(1 + \frac{Z^2}{{Z_0}^2}\right)} \qquad (۱)$$

در این رابطه، β ضریب جذب دو فوتونی است که از روزنه باز یافت می‌شود. L_{eff} طول موثر نمونه است و می‌توان آن

را با استفاده از رابطه $L_{eff} = 1 - e^{\alpha_0} / \alpha_0$ اندازه‌گیری کرد. در این معادله، α_0 ضریب جذب خطی و L ضخامت نمونه است. I_0 شدت پرتو لیزر در نقطه کانونی است. Z فاصله نمونه از نقطه کانونی و $Z_0 = \pi\omega_0^2 / \lambda$ محدوده ریلی است که با شعاع کمر پرتو $\omega_0 = 25$ میکرومتر و شدت اوج $I_0 = 5.50318\times10^4$ وات بر سانتی متر مربع برابر با 0.36889 سانتی متر است.

برای بدست آوردن ضریب شکست غیرخطی n_2، منحنی انتقال با استفاده از معادله زیر تطبیق داده می‌شود:

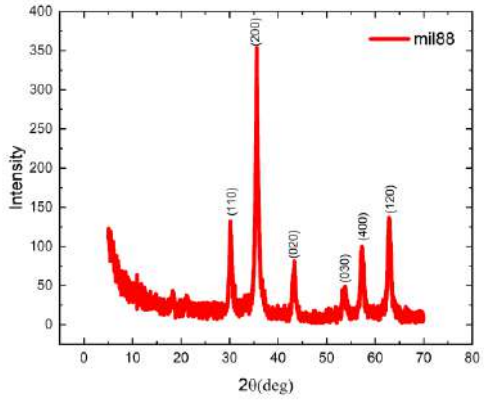
$$T(Z) = 1 - \frac{(4\Delta\Phi X)}{[(X^2+1)(X^2+9)]} \qquad (۲)$$

جایی که X = Z/Z0 و ΔΦ تغییر فاز غیر خطی روی محور و I0 شدت اوج در نقطه کانونی است، k = 2π/λ بردار موج است. سپس شکست غیرخطی مرتبه سوم را می‌توان با دانستن ΔΦ از نمودار Z-scan با روزنه بسته با استفاده از رابطه زیر محاسبه کرد [3]:

$$\Delta\Phi = k n_2 I_0 L_{eff} \qquad (۳)$$

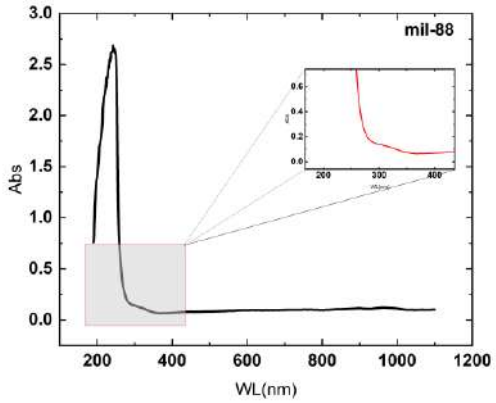
نتایج آزمایشات و تحلیل آن‌ها

ساختار چارچوب آلی-فلزی بر پایه آهن MIL-88 ابتدا با الگوی پراش اشعه ایکس(XRD) مشخصه یابی شده است که نتایج آن در شکل ۱ مشاهده می‌شود. الگوی پراش اشعه ایکسMOF نوع MIL-88 به خوبی با الگوی شبیه سازی شده برای MIL-88B(Fe) که یک نوع رایج MIL-88 است، مطابقت دارد که پارامترهای شبکه کمی بزرگتر از MOF موجود در داده های گزارش شده است [2]. این به دلیل عواملی مانند دمای سنتز بالاتر یا حلال متفاوت است. قله های تیز در الگوی XRD نشان می‌دهد که نمونه مورد تمرکز ، بلورینگی خوبی دارد. پیک‌هایXRD ، MOF ما با ضریب ۳/۳ به زاویه بالاتر منتقل شده است. این نشان می‌دهد که پارامترهای شبکه MOF ما حدود ۳/۳ برابر بزرگتر از نتایج XRD مقاله است .



شکل ۲۵:الگوی پراش اشعه ایکس MIL-88 سنتز شده به روش سنتز سلووترمال

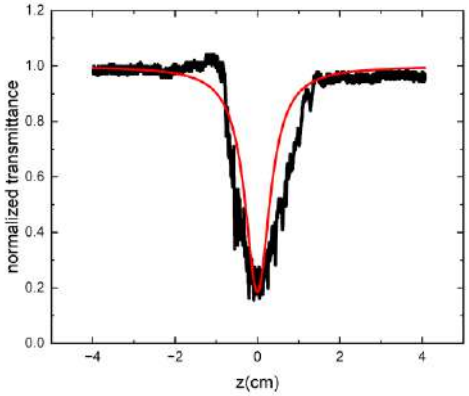
سپس از طیف‌سنجی مرئی-فرابنفش برای یافتن مشخصات اپتیکی خطی نمونه استفاده شده است که نتایج آن در شکل ۲ مشاهده می‌شود.



شکل ۲۶ :طیف جذب UV-Vis چهارچوب آلی-فلزی MIL-88

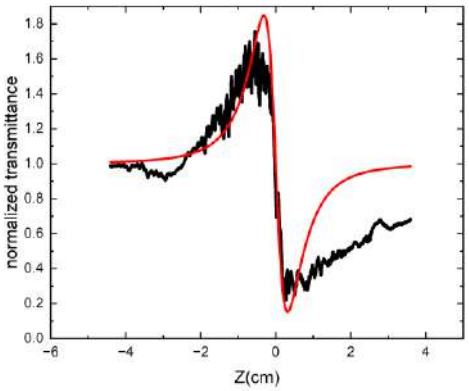
همچنین بر اساس طیف UV-Vis، می توان نتیجه گرفت که نمونه جذب قوی در ناحیه فرابنفش (UV) با حداکثر جذب در حدود ۲۹۰ نانومتر نشان می دهد. این نشان می‌دهد که نمونه حاوی کروموفورهای مزدوج است که گروه‌هایی از اتم‌ها هستند که توسط پیوندهای دوگانه و منفرد متناوب به هم متصل شده‌اند. کروموفورهای مزدوج نور را در ناحیه UV به دلیل جابجایی الکترون ها در سراسر پیوندها جذب می کنند.

در ادامه به تحلیل ویژگی‌های غیرخطی چارچوب آلی-فلزی بر پایه آهن MIL-88 با روش جاروب Z پرداخته شده است. استفاده از چیدمان روزنه باز با توان ۵۷ میلی وات در روش جاروب Z برای تحلیل ضریب جذب غیرخطی MIL-88 انجام شده که برابر با 4.30×10^{-4} cm/w است. این وابستگی آشکار ضریب جذب غیرخطی به ارتفاع دره شکل ۳، نشان می‌دهد که MIL-88 در نقطه کانونی با بیشترین شدت لیزر، به عنوان یک محدودکننده اپتیکی (optical limiting) عمل می‌کند.



شکل ۲۷ :نمودار تابش عبوری بهنجار شده در آزمایش جاروب Z دریچه باز برای ماده MIL-88

چیدمان روزنه بسته در روش جاروب Z با توان ۵۷ میلی وات برای تحلیل ضریب شکست غیرخطی MIL-88 به‌کار گرفته شده است، که میزان این ضریب به فاصله بین قله و دره شکل ۴ وابسته است. از رفتار نمودار نیز مشخص است که نمونه دارای ضریب شکست با علامت منفی است که این اثر به دلیل وجود خودواکانونی به وجود آمده است. همچنین مقدار ضریب شکست غیرخطی معادل با 6.6415×10^{-8} سانتی متر مربع بر وات، به طور آشکار به تفاوت ارتفاع بین دره و قله نمودار وابسته است، که نمایانگر بزرگ بودن ضریب شکست MIL-88 در نقطه کانونی با بیشترین شدت لیزر می‌باشد.



شکل ۲۸ : نمودار تابش عبوری بهنجار شده در آزمایش جاروب Z روزنه بسته برای ماده MIL-88 (Fe)

نتیجه‌گیری

چارچوب آلی-فلزی بر پایه آهن MIL-88 دارای ویژگی‌های غیرخطی منحصر به فردی هستند، که نشان دهنده توانایی آنها در ایجاد جذب و شکستن نور به شکل غیرخطی می‌باشد. این مواد، با تغییر پارامترهای سنتز، امکان ساختاردهی دارند که با تنظیم مناسب، قادرند ویژگی‌های اپتیکی دلخواه را ارائه دهند. نتایج این پژوهش نشان می‌دهد که ضریب شکست غیرخطی و ضریب جذب غیرخطی آن 6.6415×10^{-8} cm^2/w و 4.30×10^{-4} cm/w می‌باشد که در مقایسه با بسیاری از مواد جدید شناخته شده ویژگی-های غیرخطی فوق العاده‌ای دارد.

مرجع‌ها

Boyd, R. W., Gaeta, A. L., & Giese, E. (2008). Nonlinear optics. In Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics (pp. 1097-1110). Cham: Springer International Publishing.

Zorainy, MY, Kaliagine, S., Gobara, M., Elbasuney, S., & Boffito, DC (2022). Microwave-Assisted Synthesis of the Flexible Iron-Based MIL-88B Metal–Organic Framework for Advanced Energetic Systems. Journal of Inorganic and Organometallic Polymers and Materials , 32 (7), 2538-2556.

Nath, S., Puthukkudi, A., Mohapatra, J., & Biswal, BP (2023). Covalent Organic Frameworks as Emerging Nonlinear Optical Materials. Angewandte Chemie , 135 (18), e202218974.

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

جذب دو فوتونی و کاربردهای آن

علی اصغر عجمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان، ایران

چکیده- جذب دو فوتونی یک فرایند اپتیکی غیر خطی مرتبه سوم است. در این فرایند، دو فوتون به طور همزمان توسط سیستم جذب شده تا گذار از تراز انرژی پایینتر به تراز انرژی بالاتر رخ دهد. سطح مقطع جذب دو فوتونی چندین مرتبه بزرگی کمتر از سطح مقطع جذب تک فوتونی است لیکن میزان جذب در فرایند دو فوتونی متناسب با مربع شدت تابش است. از اینرو با دور شدن از کانون یک باریکه لیزر، میزان جذب دو فوتونی به علت وابستگی درجه دوم به شدت، بسیار سریع کاهش می‌یابد. بر این مبنا می‌توان تغییراتی فیزیکی یا شیمیایی به طور موقت یا دائم در حجم کوچکی با ابعاد زیر میکرون اطراف کانون و درون یک ماده شفاف ایجاد کرد. این خاصیت باعث کاربردهای متنوعی برای جذب دو فوتونی از قبیل تولید ساختارهای سه بعدی میکرو-نانویی بر مبنای فوتوپلیمریزاسیون دو فوتونی، ذخیره‌سازی اطلاعات به طور سه بعدی درون مواد شفاف، میکروسکوپ فلورسنسی دو فوتونی برای ایجاد تصویر سه بعدی، فوتوگرفت دو فوتونی برای ایجاد الگوهای سه بعدی درون مواد شفاف و فوتودینامیک تراپی دو فوتون شده است.

کلید واژه- اپتیک غیر خطی، جذب دو فوتونی، فوتوپلیمریزاسیون دو فوتونی، فوتودینامیک تراپی، میکروسکوپ فلورسنس دو فوتونی

Two-photon absorption and its applications

Aliasghar Ajami

Faculty of Physics, Semnan University, Semnan, Iran. ajami@semnan.ac.ir

Abstract- Two-photon absorption (2PA) is a third order optical nonlinear process in which two-photons are simultaneously absorbed to excite the system from lower to a higher energy state. The 2PA cross section is several orders of magnitude smaller than that of 1PA cross section but its probability is proportional to intensity square. Therefore, the amount of absorbed energy decreases very rapidly as getting further from the focal point of a focused laser beam. Thus, a temporal or permanent change can be occurred within the small volume around the focal point whereas nothing happens away from the focus. This behavior has triggered many applications such as micro-nano structuring, 3D optical data storage, 2PA grafting, two-photon excitation fluorescence, optical power limiting and photodynamic therapy.

Keywords: Nonlinear Optics, Two-photon absorption, Two-photon polymerization, Photodynamic therapy, two-photon fluorescence microscopy

where $\mu_{nm} = \int u_n^* \, \mu \, u_m \, d^3r$ is known as the electric-dipole transition moment in which u_n in the eigen function describing the n^{th} state and $\omega_{ng} = (E_n - E_g)/\hbar$ in which E_n is the energy of the n^{th} state. The quadratic dependence of probability on intensity is clearly seen from Eq. (1).

3. 2PA applications

* 3.1. Two-photon polymerization (2PP)

2PP is nowadays the basis for 3D micro-nano structuring via additive manufacturing (AM). In this technique, like normal 3D stereolithography (SLA), a resin consisting of a photo-initiator is cured upon receiving proper wavelength irradiation. Despite the SLA printer in which UV radiation is usually used, in 2PP based printing the resin is irradiated with NIR which is beyond the absorption spectrum of the resin.

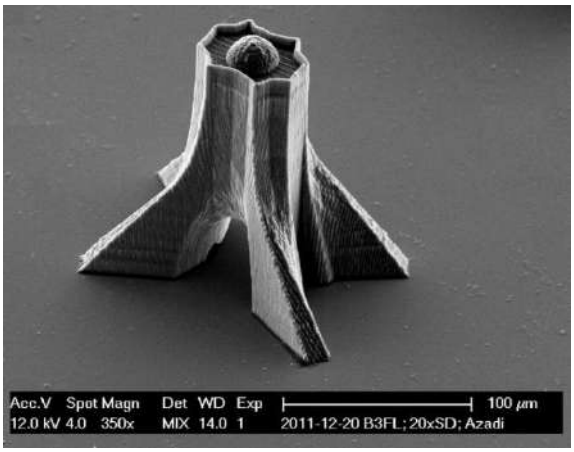


Fig. 2. 3D structure produced based on 2PP.

Therefore, at the absence of 1PA there could be just 2PA around the focal point of the laser beam focused within the resin and thus, a volume pixel can be solidified within the transparent medium. By scanning the focal point three dimensionally within the resin, any complex 3D structure can be built with resolution below the diffraction limit. Figure 2 represents the Azadi Tower building structure produced by means of 2PP showing a height of about 120 microns.

1. Introduction

Two-photon absorption (2PA) is a third order nonlinear resonance process in which two photons are simultaneously absorbed to excite the molecule/atom from a lower energy state to a higher state [1]. The 2PA cross section is several orders of magnitude smaller than that of 1PA. On the other hand, despite the 1PA which is linearly scales with intensity, the 2PA depends quadratically on intensity. Therefore, the 2PA decreases dramatically with distance from the focal point of a focused pulsed laser beam. Based on this behaviour, the material modification can be confined in a very small volume (e.g. sub-micron) around the focus within the transparent medium by adjusting the laser power. 2PA in molecular systems using near infrared (NIR) ultrashort pulsed laser radiation has attracted much attention of researchers due to its potential applicability in various fields such as two-photon polymerization (2PP) [2-4], Two-photon grafting (2PG) [5-7], 3D optical data storage [8, 9], photodynamic therapy [10, 11] and Two-photon fluorescence microscopy [12, 13].

2. 2PA process

Degenerate 2PA refers to a process in which two photons of the same energy are simultaneously absorbed (Fig. 1).

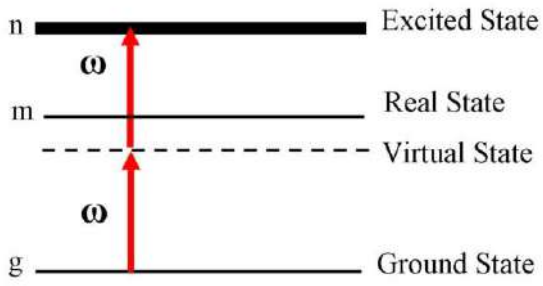


Fig. 1. Energy diagram for 2PA process.

The probability of 2PA is given by Eq. (1) [14].

$$P = \frac{8\pi}{c^2 n_0^2 \varepsilon_0^2} \left| \sum_m \frac{\mu_{nm}\mu_{mg}}{\hbar^2(\omega_{mg} - \omega)} \right|^2 \rho_{(\omega_{ng}=2\omega)} I^2 \qquad (1)$$

Immense information storage capacity of about 10^{13} bits/cm^3 is feasible based on 2PA instead of 1PA.

3.4. Two-photon fluorescence microscopy

Two-photon excitation microscopy (2PEF) is a fluorescence imaging technique that allows imaging of living tissue up to a very high depth of about 1 mm. By simultaneous absorption of two photons of long wavelength, a molecule is excited to an upper energy level and then relaxes to the ground state by emitting fluorescence that can be detected as a characteristic of emitting molecules.

IR light used for 2PEF is subject to less absorption and scattering than UV or visible light. Therefore, the excitation penetrates more deeply into the sample. Quadratic dependence of the 2PA on the laser irradiance leads to confining the fluorescence excitation to a small volume at the focus of the objective. Photo-bleaching and photo-damage are limited to the zone of 2PEF and do not occur above or beyond the focus. Figure 4 shows a schematic draw for 2PEF microscope. It is actually a laser scanning microscope (LSM) equipped by a femtosecond IR laser instead of a low power visible laser.

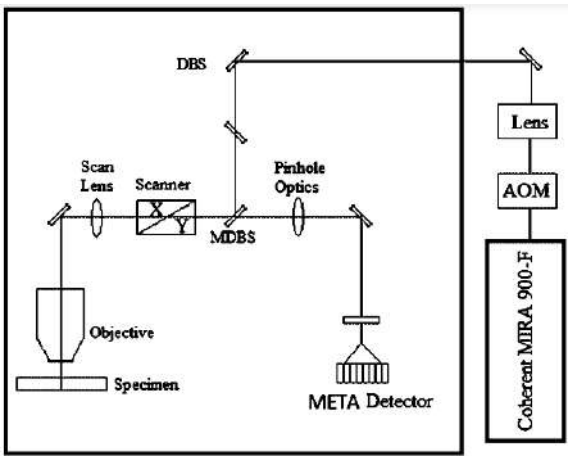


Fig. 4. Schematic setup for 2PEF [12].

* 3.5. Two-photon photodynamic therapy

photodynamic therapy (PDT) refers to a cell-killing technique where a photosensitizing drug is activated by carefully targeted light. It is used to treat diseases such as various cancers. Single-photon PDT

* 3.2. Two-photon grafting (2PG)

3D patterns can by embedded within the bulk of a transparent polymeric matrix via 2PG. To this end, the polymer is immersed in a dye solution for some hours in order to diffuse the dye molecules withing the bulk of polymer. Then, similar to 2PP 3D structuring, the focus of the laser beam is scanned within the polymeric bulk and thus, the dye molecules are cross-linked to polymeric strings and then immobilized. Figure 2 represents the Vienna University of Technology logo (TU) embedded inside a polymer sheet via 2PG.

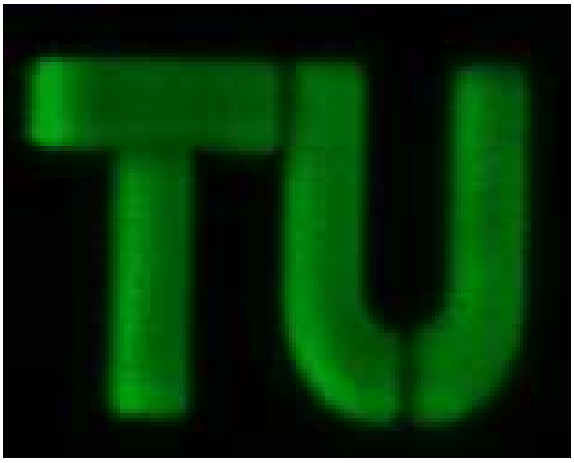


Fig. 3. TU logo grafted within the polymer [6].

* 3.3. 3D optical data storage

2D optical data storage is implemented on a CD or DVD via creating pits on a reflective surface. In 3D optical data storage, the binary data are stored within the bulk of a transparent medium such glass or polymer. To this end, a femtosecond laser beam is focused within the bulk of a transparent medium to change the refractive index locally. This occurs by melting and then resolidifying the materials around the focal point by absorbing anergy via 2PA process.

The surface storage density manageable with focused light beams is roughly $1/\lambda 2$ exploiting 1PA. This results in a capacity of 4 Gigabytes (GB) on each side of a 120mm diameter, 1mm thick disk. But, by storing data throughout the volume at a density of $1/\lambda 3$ exploiting 2PA, the capacity of the same disk could be increased to 8 Terabytes (TB).

Hydrogel Constructs," *Langmuir*, vol. 30, no. 13, pp. 3787-3794, 2014/04/08 2014.

[4] M. Emons, K. Obata, T. Binhammer, A. Ovsianikov, B.N. Chichkov, and U. Morgner, "Two-photon polymerization technique with sub-50 nm resolution by sub-10 fs laser pulses," *Opt. Mater. Express*, vol. 2, no. 7, pp. 942-947, 2012.

[5] Z. Li, A. Ajami, E. Stankevičius, W. Husinsky, G. Račiukaitis, J. Stampfl, R. Liska, and A. Ovsianikov, "3D photografting with aromatic azides: A comparison between three-photon and two-photon case," *Optical Materials*, vol. 35, no. 10, pp. 1846-1851, 2013/08/01/ 2013.

[6] A. Ovsianikov, Z. Li, A. Ajami, J. Torgersen, W. Husinsky, J. Stampfl, and R. Liska, "3D grafting via three-photon induced photolysis of aromatic azides," *Applied Physics A: Materials Science and Processing*, vol. 108, no. 1, pp. 29-34, 2012.

[7] J.Y. Han, S. Warshawsky, and D.L. DeVoe, "In situ photografting during direct laser writing in thermoplastic microchannels," *Scientific Reports*, vol. 11, no. 1, p. 10980, 2021.

[8] H. Tang, H. Xing, W. Huang, and F. Zhang, "Two-photon three-dimensional optical data storage with equal exposure energy and time increase," *Guangxue Xuebao/Acta Optica Sinica*, vol. 29, no. 5, pp. 1347-1351, 2009.

[9] E. Walker, A. Dvornikov, K. Coblentz, and P. Rentzepis, "Progress in two-photon 3D optical data storage," 2008, vol. 7053.

[10] B.S. Wang, J. Wang, and J.Y. Chen, "Conjugates of folic acids with zinc aminophthalocyanine for cancer cell targeting and photodynamic therapy by one-photon and two-photon excitations," *Journal of Materials Chemistry B*, vol. 2, no. 11, pp. 1594-1602, 2014.

[11] K.K. Ogawa, Y., "Two-photon photodynamic therapy by water-soluble self-assembled conjugated porphyrins," *BioMed Research International*, vol. 2013, 2013.

[12] X. Jiang, J. Zhong, Y. Liu, H. Yu, S. Zhuo, and J. Chen, "Two-photon fluorescence and second-harmonic generation imaging of collagen in human tissue based on multiphoton microscopy," *Scanning*, vol. 33, no. 1, pp. 53-56, 2011.

[13] F. Yang, X. Ju, Y. Zeng, X. Tian, X. Zhang, J. Wang, and H. Huang, "In situ observation of cartilage matrix based on two-photon fluorescence microscopy," *Biochemical and Biophysical Research Communications*, vol. 682, pp. 64-70, 2023.

[14] R.W. Boyd, *Nonlinear optics*, 2nd ed. San Diego: Academic, 2003.

approach have the drawback of requiring excitation by visible light, which has limited penetration depth due to strong absorption and scattering. In two-photon photodynamic therapy (2PDT) approach IR instead of visible light is used. Thus, it leads to deeper tissue penetration as IR light is subject to less scattering than visible light and also less linear absorption since 2PA spectra window of tissues is between 700 and 1100 nm. This approach also provides better spatial selectivity as drug activation only occurs in a small volume. Overall, using 2PDT it is feasible to prepare a 3D image of living tissues.

* 3.6. Further applications of 2PA

2PA process can be employed for optical power limiting to prevent optical damage. This nonlinear process can be also used for producing frequency up-conversion of coherent light. Frequency up-converted lasing is a process via which a shorter wavelength is produce when the gain medium is pumped with longer wavelength.

Two-photon spectroscopy is also a unique technique to identify the energy states of complex systems which is not feasible via single-photon spectrometry due to the selection rules in energy state transitions.

Conclusion

The 2PA process was briefly described and some 2PA based applications such as 3D micro-nano structuring via 2PP, 3D photo-grafting, 3D optical data storage, 2PEF microscopy, 2PDT and optical power limiting were introduced.

References

[1] M. Göppert-Mayer, "Über Elementarakte mit zwei Quantensprüngen," *Annalen der Physik*, vol. 401, no. 3, pp. 273-294, 1931.

[2] M. Tromayer, A. Dobos, P. Gruber, A. Ajami, R. Dedic, A. Ovsianikov, and R. Liska, "A biocompatible diazosulfonate initiator for direct encapsulation of human stem cells: Via two-photon polymerization," *Polymer Chemistry*, Article vol. 9, no. 22, pp. 3108-3117, 2018.

[3] A. Ovsianikov, S. Mühleder, J. Torgersen, Z. Li, X.-H. Qin, S. Van Vlierberghe, P. Dubruel, W. Holnthoner, H. Redl, R. Liska, and J. Stampfl, "Laser Photofabrication of Cell-Containing

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

بررسی اثر هم‌پوشانی پالس‌های لیزری بر ویژگی‌های مورفولوژی سطح استیل ضد زنگ

سحر سهرابی[۱]، هدیه پازکیان[۲]، بیژن غفاری[۱] ، محمود ملاباشی[۱]و محسن منتظرالقائم[۲]
[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران و [۲]پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی.

رایانامه: s.sohrabiiust@gmail.com

چکیده – در این پژوهش، به بررسی اثر هم‌پوشانی پالس‌های لیزر نئودمیم یگ در راستای y بر تغییرات مورفولوژیکی روی سطح فولاد ضد زنگ، پرداخته شده است. نمونه‌ها در شاریدگی نزدیک به آستانه کندگی و نرخ تکرار ۱۰ هرتز اسکن شده‌اند. پس از اتمام یک خط اسکن در راستای x، نمونه به میزان مشخصی در راستای y حرکت داده شد و مجدداً اسکن در راستای x انجام شد. میزان جابه‌جایی در راستای y می‌تواند سبب هم‌پوشانی تابش لیزر با تابش اسکن مرحله قبل شود. برای بررسی بررسی ساختارهای ایجاد شده روی سطح نمونه و زبری آن از میکروسکوپ الکترونی نشر میدانی و میکروسکوپ نیروی اتمی استفاده شد. زاویه تماس نمونه‌های تابش‌دیده با قطره آب به کمک روش قطره ساکن اندازه‌گیری شد.

کلید واژه- برهم‌کنش لیزر- فلز، فولاد ضد زنگ، هم‌پوشانی پالس‌ها

Investigation of laser pulses overlapping effect on the morphological properties of stainless steel surface

Sahar Sohrabi[1], Hedieh Pazokian[2], Bijan Ghafary[1], Mahmood Mollabashi [1] and Mohsen Montazerolghaem

[1]Physics Department, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

[2] Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

Abstract- Here, stainless steel samples were irradiated by a pulsed Nd:YAG laser. The effect of amount of displacement and laser pulses overlapping in Y direction, on the morphological properties of the stainless steel was investigated.

Keywords: laser-metal interaction, pulse overlapping, stainless steel

مقدمه

فولاد ضد زنگ به دلیل خواصی مانند استحکام و مقاومت بالا در برابر خوردگی، در بسیاری از صنایع مانند پزشکی کاربرد دارد. علاوه بر تجهیزات پزشکی، فولاد ضد زنگ در کاشتنی‌های داخل بدن مانند صفحات استخوانی، پیچ‌ها، اجزای مفصل ران و زانو استفاده می‌شود. ثابت شده است که اگر سطح فولاد ضد زنگ با نانوساختارها پوشیده شود، عملکرد بهتری در زمینه مکانیکی، الکتریکی و بیولوژیکی نشان خواهد داد [۱]. علاوه بر این، نشان داده شده است که نانوساختارهای روی سطح می‌توانند به طور موثری سبب از بین بردن باکتری‌های چسبیده روی سطح شوند و به ایجاد سطح ضدباکتری کمک کنند. این ساختارها باعث زبر شدن سطح نمونه در ابعاد نانو می‌شوند و روی ویژگی‌های مختلف نمونه مانند میزان ترشوندگی و میزان چسبندگی باکتری به سطح تاثیر می‌گذارند [۲و۳].

اگرچه روش‌های متفاوتی برای تشکیل نانوساختارها روی سطوح فلزی وجود دارد، اما استفاده از لیزر به عنوان روشی تک مرحله‌ای، بسیار مورد توجه است [۴]. با پردازش لیزری سطح در شرایط مشخص تابش‌دهی، ساختارهای در ابعاد میکرو و نانو روی سطح ایجاد خواهند شد. مورفولوژی و زبری سطح به دنبال ایجاد این ساختارها، تغییر خواهد کرد. به کمک تغییر پارامترهای لیزر مانند شاریدگی، سرعت اسکن لیزرو ...، ساختارهای متفاوتی می‌توانند روی سطح ایجاد شوند؛ اما بدون تغییر در پارامترهای لیزر و تنها با تغییر در فاصله دو خط اسکن‌شده توسط لیزر و ایجاد هم‌پوشانی بین خطوط در راستای y نیز می‌توان ساختارهای متفاوتی روی سطح نمونه ایجاد کرد.

برای بررسی میزان هم‌پوشانی بین پالس‌های لیزر می‌توان از روابط متعددی استفاده کرد. S_{pulse} هم‌پوشانی هر پالس بر روی ناحیه لکه است [۵]:

$$S_{pulse} = \frac{2r-(n-1)b}{2r} \qquad (۱)$$

از سوی دیگر، b مسافت طی شده توسط پرتو لیزر بین پالس‌های متوالی است و از رابطه (۲) محاسبه می‌شود[۵]:

$$b = \frac{v}{f} \qquad (۲)$$

که v و f به ترتیب سرعت اسکن و نرخ تکرار هستند.

برای حرکت پرتو لیزر با سرعت ثابت v ، تعداد پالس‌های لیزر، N ، که برای پردازش ناحیه‌ای برابر با قطر لکه پرتو $(2r)$ لازم است، به صورت زیر محاسبه خواهد شد:

$$N = \frac{2r}{b} \qquad (۳)$$

در این پژوهش به کمک لیزر نئودمیم یگ، سطح نمونه فولاد ضد زنگ اسکن خواهد شد. با تغییر در فاصله بین دو خط اسکن و ایجاد هم‌پوشانی بین آن‌ها، ساختارهایی در اندازه متفاوت در ابعاد میکرو و نانو روی سطح نمونه ایجاد می‌شوند و به دنبال آن، ویژگی‌های مختلف نمونه مانند ترشوندگی نیز تغییر خواهد کرد.

روش انجام آزمایش

نمونه‌های فولاد زنگ در ابعاد ۱ cm×۱ cm برش داده شد و پس از تمیز شدن با اتانول و آب، روی میز متحرک دو بعدی قرار گرفت. سرعت اسکن در راستای x، $۶۴\mu m/s$ بود. نمونه به کمک لیزر نئودمیم یگ در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر و پهنای پالس ۱۶ نانوثانیه، در نرخ تکرار ۱۰ هرتز تابش‌دهی شد. شاریدگی مورد استفاده، J/cm^2 ۵ بود. این شاریدگی، بسیار نزدیک به شاریدگی آستانه کندگی است. پس از اتمام اسکن در راستای x، نمونه در راستای y به میزان ۱۰۰، ۱۵۰ و ۲۵۰ میکرومتر جابه‌جا شد و مجدداً در راستای x اسکن لیزری انجام شد. برای بررسی زاویه تماس نمونه تابش دیده با آب، از روش قطره ساکن استفاده شد. برای بررسی دقیق مورفولوژی سطوح، از میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی (FESEM) و برای بررسی توپوگرافی و زبری سطح، از میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM) استفاده شد.

نتایج و بحث

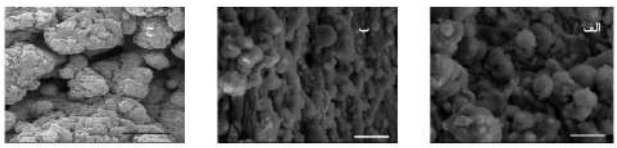
با توجه به روابط (۱)، (۲) و (۳)، مقدار S_{pulse} و N برای اسکن نمونه در راستای x به ترتیب ۰.۹۸ و ۵۴.۶۸ است. در راستای y، این مقادیر به صورت زیر خواهد بود:

جدول ۱: مقادیر S_{pulse} و N برای فواصل بین دو خط اسکن متفاوت

فاصله دو خط اسکن (میکرومتر)	S_{pulse}	N
۱۰۰	۰.۷۱	۳.۵
۱۵۰	۰.۵۷	۲.۳

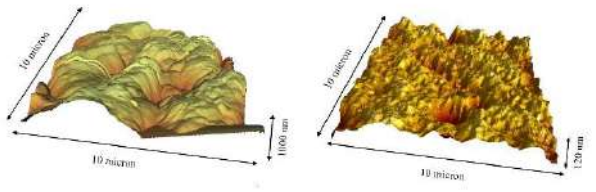
با توجه به اندازه لکه و قطر لکه لیزر (حدود ۲۵۰ میکرومتر) در شرایط تابش‌دهی، هنگامی که فاصله بین دو خط اسکن ۲۵۰ میکرومتر است، هم‌پوشانی در راستای y بین پالس‌های لیزر با پالس‌های مرحله قبل اسکن ایجاد نمی‌شود؛ اما با کاهش فاصله بین دو خط اسکن، این هم‌پوشانی شکل خواهد گرفت. با کاهش فاصله بین دو خط اسکن، مقدار S_{pulse} و N افزایش خواهد یافت.

شکل ۱، تصویر FESEM نمونه تابش‌دیده در شاریدگی ۵ J/cm^2 در فاصله‌های متفاوت اسکن در راستای y را نشان می‌دهد.



شکل ۱: تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی نمونه تابش‌دیده در شاریدگی ۵ mJ/cm^2 و با فاصله بین دو خط اسکن الف) ۱۰۰، ب) ۱۵۰ و ج) ۲۵۰ میکرومتر. خط مشخص‌شده در تصاویر، اندازه ۵ میکرومتر را نشان می‌دهد.

شکل ۲، تصویر AFM نمونه‌های تابش‌دیده در شرایط ذکر شده و فاصله خطوط اسکن ۱۰۰ و ۲۵۰ میکرومتر را نشان می‌دهد. با توجه به این که نتایج تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نمونه‌های تابش‌دیده در شرایط ذکر شده و با فاصله ۱۰۰ و ۱۵۰ میکرون بین خطوط اسکن لیزر تقریباً برابر است، از تست AFM مربوط به نمونه تابش‌دیده با فاصله ۱۵۰ میکرومتر در راستای y صرف نظر شده است.



شکل ۲: تصویر میکروسکوپ نیروی اتمی نمونه تابش‌دیده در شاریدگی ۵ J/cm^2 و با فاصله بین دو خط اسکن سمت راست) ۱۰۰ و سمت چپ) ۲۵۰ میکرومتر.

همان طور که از شکل ۱ مشخص است، با هم‌پوشانی پالس‌های لیزر در راستای y، شکل ساختارهای ایجاد شده نسبت به حالتی که هم‌پوشانی وجود ندارد، تفاوت خواهد داشت.

همان‌طور که در شکل ۲ دیده می‌شود، تراکم نانوساختارها در نمونه اسکن شده با فاصله خط اسکن ۱۰۰ میکرومتر بسیار زیاد است و اندازه نانوساختارهای ایجاد شده در این نمونه نسبت به نمونه تابش‌دیده بدون هم‌پوشانی در راستای y، کوچک‌تر است. بنابراین ایجاد زبری در مقیاس نانو، با هم‌پوشانی بین پالس‌های لیزر با مرحله قبل اسکن در راستای y ممکن است.

جدول ۲، میزان ترشوندگی نمونه‌های تابش‌دیده در شرایط ذکر شده را نشان می‌دهد. با توجه به نتیجه تست میزان ترشوندگی نمونه‌های تابش‌دیده، در حالتی که فاصله بین خطوط اسکن ۲۵۰ میکرومتر است و هم‌پوشانی در راستای y وجود ندارد، نمونه تابش‌دیده آبگریز (با زاویه حدود ۱۲۰ درجه) است؛ اما در حالتی که هم‌پوشانی در راستای y اتفاق می‌افتد، قطره آب کاملاً روی نمونه پخش می‌شود (زاویه تماس صفر درجه) و نمونه خاصیت فوق‌آبدوستی خواهد داشت. زاویه تماس نمونه تابش‌ندیده با آب نیز ۵۰ درجه است.

جدول ۲: زاویه تماس نمونه‌های تابش‌دیده در شاریدگی J/cm^2 ۵ و با فاصله بین دو خط اسکن متفاوت.

فاصله دو خط اسکن (میکرومتر)	شکل قطره آب قرار گرفته روی نمونه	زاویه تماس (درجه)
۱۰۰		۰
۱۵۰		۰
۲۵۰		۱۲۰

یکی از مهم‌ترین عوامل موثر در میزان ترشوندگی نمونه، مورفولوژی و زبری سطح است [۶]. ساختارهای سلسله‌مراتبی روی سطح نمونه سبب افزایش زاویه تماس نمونه با آب خواهند شد؛ درحالی که زبری سطح در مقیاس نانو زاویه تماس نمونه با آب را کاهش خواهد داد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، برای ایجاد ساختارهای متفاوت روی سطح فولاد ضد زنگ، از لیزر نانوثانیه نئودمیم یگ استفاده شده است. نمونه‌های فولاد ضد زنگ با لیزر نئودمیم یگ در شاریدگی J/cm^2 ۵ و سرعت اسکن $\mu m/s$ ۶۴ در راستای x تابش‌دهی شدند. فاصله بین دو خط اسکن در راستای y تغییر داده شد و مشاهده شد عدم هم‌پوشانی یا هم‌پوشانی لیزر در راستای y می‌تواند پارامتری مهم در ساختارهای ایجاد شده روی سطح نمونه باشد. هم‌پوشانی در این راستا سبب متفاوت بودن ساختارهای ایجاد شده روی سطح خواهد شد و به دنبال آن خواص مختلف نمونه مانند ترشوندگی تغییر پیدا خواهد کرد و نمونه فولاد ضد زنگ خاصیت فوق‌آبدوست از خود نشان خواهد داد. بنابراین بدون نیاز به تغییر در پارامترهای لیزر، می‌توان تنها با تغییر در فاصله بین دو خط اسکن در راستای y، ساختارهای ایجاد شده روی سطح نمونه را تغییر داد و زبری در مقیاس نانو روی سطح ایجاد کرد.

از سوی دیگر، نتایج ما نشان داد که با تابش نمونه در شرایط ذکر شده (شاریدگی نزدیک به آستانه کندگی)، ساختارهای سلسله مراتبی روی سطح تشکیل می‌شوند. یکی از مهم ترین عوامل موثر بر تغییرات ریخت‌شناسی سطح، تداخل بین پالس لیزر فرودی و موج پراکنده شده از سطح است که سبب تشکیل نانوساختارهای متراکم روی میکروساختارهای ایجاد شده خواهد شد.

مرجع‌ها

[۱] Mahmoudi Hashemi, P., Borhani, E. and Nourbakhsh, M.S., 2016. A review on nanostructured stainless steel implants for biomedical application. *Nanomedicine Journal*, *3*(4), pp.202-216.

[۲] Wu, S., Zuber, F., Maniura-Weber, K., Brugger, J. and Ren, Q., 2018. Nanostructured surface topographies have an effect on bactericidal activity. *Journal of nanobiotechnology*, *16*, pp.1-9.

[۳] Sohrabi, S., Pazokian, H., Ghafary, B., Mollabashi, M. and Montazeralghaem, M., 2022. Study of Polycarbonate Wettability and its Antibacterial Properties after Excimer Laser Irradiation at the Ablation Threshold Fluence. *Sensors & Transducers*, *258*(4), pp.36-41.

[۴] Taher, M.A., Ponnan, S., Prasad, H., Rao, D.N. and Naraharisetty, S.R.G., 2020. Broadband absorption of nanostructured stainless steel surface fabricated by nanosecond laser irradiation. *Nanotechnology*, *31*(17), p.175301.

[۵] Hedieh, P., 2018. Theoretical and experimental investigations of the influence of overlap between the laser beam tracks on channel profile and morphology in pulsed laser machining of polymers. *Optik*, *171*, pp.431-436.

[۶] Sohrabi, S., Pazokian, H., Ghafary, B. and Mollabashi, M., 2022. Superhydrophobic-antibacterial polycarbonate fabrication using excimer laser treatment. *Optik*, *262*, p.169377.

سی‌امین

کنفرانس اپتیک و فوتونیک

و شانزدهمین کنفرانس مهندسی

و فناوری فوتونیک ایران

دانشگاه دامغان

۹ تا ۱۱ بهمن ۱۴۰۲

سنسور پلاسمونیکی ضریب شکست مبتنی بر فیبر کریستال فوتونیکی گرافن

آرزو فاخری[۱،۲،۶]، فریبا لطفی[۱،۵]، رضا خردمند[۱،۳]و محمد محمودی[۲،۴]

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز[۱] گروه فیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان[۲]

[۳]r_kheradmand@tabrizu.ac.ir, [۴]mahmoudi@znu.ac.ir, [۵]fariba.lriapa@gmail.com,

[۶]arzu.fakhery@gmail.com

چکیده – در این مقاله ساختار فیبر کریستال فوتونیکیD -شکل جدیدی ارائه شده است. در ساختار پیشنهادی، از تشدید پلاسمون سطحی برای طراحی حسگر پلاسمونیک استفاده شده است. همچنین از گرافن در مرز مشترک فلز–دی اکسید تیتانیوم فیبر کریستال فوتونیکی استفاده شده است. نمونه با ضریب شکست ۱/۳۵ تا ۱/۳۹ برای بررسی قابلیت های سنسور انتخاب شده است. همچنین نتایج نشان می‌دهد که در ساختار متشکل از لایه‌های نقره، دی اکسید تیتانیوم و گرافن بیشترین ضریب شایستگی حسگر در طول موج های ۱/۱۵ میکرومتر تا ۲ میکرومتر RIU^{-1} ۱۶۶ است.

کلید واژه- تشدید پلاسمون سطحی، فیبر کریستال فوتونی، حسگر زیستی، حساسیت، مادون قرمز

Plasmonic refractive index sensor based on photonic crystal fiber graphene

Arzu Fakhery[1,2], Fariba Lotfi[1], Reza Kheradmand[1*] and Mohammad Mahmoudi[2]

[1]Optics and Laser Department, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz.

[2]Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan

Abstract- In this paper presented the novel D-Shape photonic crystal fiber structure. In the proposed structure, has been used surface-plasmon resonance to design plasmonic sensor. Graphene has also been used at the metal-titanium dioxide interface of photonic crystal fibers. The sample with refractive indices from 1.35 to 1.39 was selected check capabilities of the sensor. The highest FOM reported for this sensor is wavelengths from 1.15µm to 2µm is 166 RIU^{-1}.

Keywords: Surface-Plasmon Resonance, Photonic Crystal Fiber, Biosensor, Sensitivity, Infrared Spectrum

مقدمه

آنالیزهای پزشکی، توسعه دارو، کنترل کیفیت غذا و نظارت بر محیط از جمله کاربردهای حسگرهای پلاسمونیک هستند. یکی از انواع حسگرهای پلاسمونیک، حسگر ضریب شکست (RI) است [۱].

تشدید پلاسمون سطحی (SPR)، یک پدیده نوری است که از کوپل شدن بین موج الکترومغناطیسی فرودی با نوسانات الکترون آزاد در مرزهای مشترک رسانا-دی الکتریک حاصل می‌شود. حسگرهای تشدید پلاسمون سطحی ویژگی‌های جذابی مانند پاسخ‌دهی سریع ، بدون برچسب و قابلیت‌های کنترل کارآمد نور دارند [۲].

فیبر کریستال فوتونیکی (PCF)، به عنوان دسته ای از فیبرهای نوری تعریف می‌شوند که اساساً از بلورهای پلاسمونیک در داخل و اطراف هسته خود برای رسیدن به شرایط تشدید پلاسمون سطحی استفاده می‌کنند. PCFها مجموعه ای از سوراخ‌های هوای متعدد در امتداد طول فیبر برای دستیابی به یک فیبر مبتنی بر دی الکتریک کم تلفات ساخته شده‌اند[۳]. مکانیسم اصلی در کار حسگرها با فیبر کریستال فوتونیکی ساخته شده به میدان عبور بستگی دارد. موج الکترومغناطیسی بر روی هسته مبتنی بر فیلم ماده پلاسمونی برخورد میکند و با انتشار به ناحیه روکش منتقل میشود. هنگامی‌که میدان به ناحیه پوشش نفوذ می‌کند، با الکترون های سطح فلز برهمکنش می‌کند و نوساناتی را در سطح ایجاد می‌کند[۴]. هنگامی که طول موج، موج الکترومغناطیسی برخوردی با طول موج؛ موج پلاسمون سطحی برای نوسان الکترون‌های آزاد مطابقت داشته باشد، شرایط تشدید پلاسمون سطحی بوجود می‌آید. ضریب شکست موثر برای مد هسته و مد پلاریتون پلاسمون سطحی(SPP) مقایسه می‌شود. هنگامی که ضریب شکست مؤثر برای این مدها همپوشانی داشته باشد، تشدید حاصل می شود و تلفات حبس شدگی بیشتر محاسبه می‌شوند[۵].

با بهینه سازی پارامترهای ساختاری فیبر کریستال فوتونیکی مثل تغییر قطر، جنس حفره‌ها، فاصله‌ها و تغییر ضخامت لایه‌ها می توان محدوده سنجش را تنظیم کرد و به حساسیت مورد نظر دست یافت. لذا در این مقاله یک حسگر D-شکل مبتنی بر PCF پیشنهاد شده است که به کمک تشدید پلاسمون‌های سطحی، ضریب شایستگی حسگر در تعیین ضریب شکست ۱/۳۵ تا ۱/۳۹ افزایش یابد. محاسبات و شبیه سازی‌های مربوطه به روش FEM با استفاده از نرم افزار کامسول صورت گرفته است.

مدل‌بندی ریاضی و روابط حاکم

ما از فلز، گرافن و دی اکسید تیتانیوم به عنوان یک محیط پراکنده استفاده کردیم و نیز هسته فیبر کریستال فوتونیکی از جنس سیلیکا می‌باشد که وابستگی ضریب شکست آن به طول موج عبارت است از[۶]:

$$\varepsilon(\lambda)_{silica}=1+\frac{0.691663^2}{\lambda^2-0.004679}+\frac{0.407943^2}{\lambda^2-0.013512}+\frac{0.897479^2}{\lambda^2-97.934003}$$

همچنین ضریب شکست دی اکسید تیتانیوم از[۷]:

$$\varepsilon(\lambda)_{TiO_2}=5.913+\frac{2.441\times10^7}{\lambda^2-0.803\times10^7}$$

و نیز ضریب شکست گرافن از رابطه کوبو و ثابت دی الکتریک نقره از مدل درود قابل محاسبه است.

پارامتر دیگر مورد استفاده در طراحی PCF، تلفات حبس شدگی است که میزان این تلفات بر واحد دسی بر سانتی متر، به صورت زیر محاسبه می‌شود[۸]:

$$\alpha_{loss}=8.686\times\frac{2\pi}{\lambda}\mathrm{Im}\left(n_{eff}\right)\times10^4$$

در این رابطه n_{eff} ضریب شکست موثر مد اصلی است.

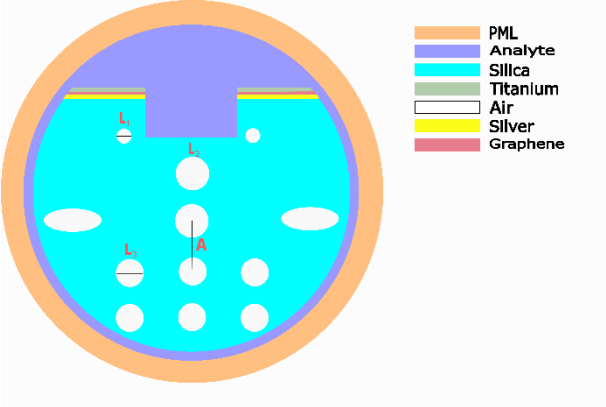
یکی از مهمترین پارامترهای حسگرها، ضریب شایستگی (FOM) نامیده می‌شود. که نسبت حساسیت به FWHM است. و از رابطه زیر محاسبه می‌شود[۹]:

$$FOM = \frac{S}{FWHM}$$

واحد ضریب شایستگی، RIU^{-1} می‌باشد.

ساختار حسگر پیشنهادی

سطح مقطع حسگر پیشنهادی در شکل(۱) نشان داده شده است. حسگر فیبر کریستال فوتونیکی پیشنهادی از جنس سیلیکا دارای حفره های هوای دایروی و حفره بیضی شکل با قطرهای $L_1=1\mu m$، $L_2=1.8\mu m$، $L_3=1.65\mu m$ قطرحفره‌های بیضی ۲و ۱ میکرومتر است. فاصله بین دو حفره $A = 3.30\mu m$ است.



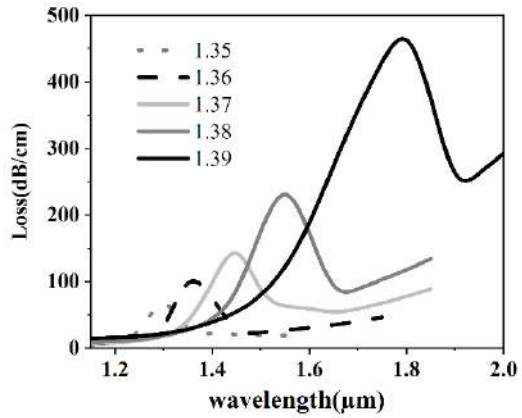
شکل۱: تصویر سطح مقطع حسگر پیشنهادی

حسگر شامل لایه‌های نقره، گرافن و دی اکسید تیتانیوم میباشد که ضخامت لایه‌ها به ترتیب ۹۰nm، ۶۰nm و ۲۰nm است. استفاده از گرافن سبب افزایش اندرکنش نور شده و باعث بهبود حساسیت می‌شود.

یک کانال مربعی شکل در نیمه بالایی سطح مقطع حسگر طراحی شده است که ارتفاع این کانال ۱/۷۵ میکرومتر بوده که لایه نمونه در لایه آخر قرار خواهد گرفت.

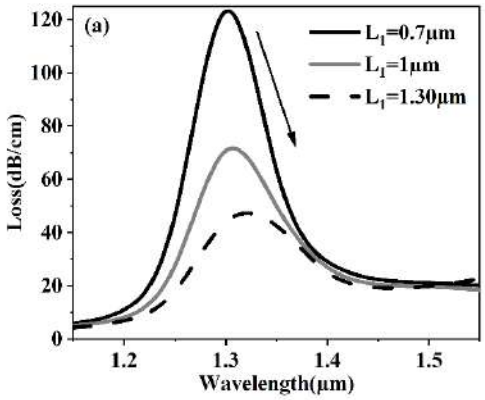
نتایج و بحث‌ها

تلفات حبس شدگی حسگر پیشنهادی بر حسب طول موج به ازای ضرایب شکست ۱/۳۵ تا ۱/۳۹ با گام‌های ۰/۰۱ در شکل(۲) رسم شده است که شیفت بیشینه تلفات به سمت طول موج‌های بلندتر با افزایش ضریب شکست کاملا مشهود است. علت این پدیده آن است که برای هر ضریب شکست نمونه، موج پلاسمونیک ضریب شکست متفاوتی خواهد داشت که در نتیجه با مد هسته تزویج شده و پیک تلفات در طول موج‌های مختلف ایجاد می‌شود.



شکل۲: تغییر تلفات به ازای تغییر درضریب شکست نمونه

همچنین، قطر حفره ها تاثیر قابل توجهی بر روی موج‌های پلاسمونیک سطح دارد. چنانچه نمودار تلفات حبس شدگی به ازای مقادیر مختلف L_1 در شکل (۳) بررسی شده که با افزایش قطر پیک تشدید به سمت طول موج‌های بلندتر انتقال پیدا کرده و دامنه پیک تشدید بتدریج کاهش می‌یابد، که تزویج ضعیف تری را بین مد هسته و مد SPP نشان میدهد. ما ضریب شایستگی حسگر را مقدار ۱۶۶ RIU^{-1} محاسبه کردیم.



شکل۳: اثر تغییرات قطرL_1 بر روی تلفات

نتیجه‌گیری

در این مقاله حسگر مبتنی بر فیبر کریستال فوتونیکی به منظور تشخیص ضریب شکست ۱/۳۵ تا۱/۳۹ طراحی شد. حسگر پیشنهادی مبتنی بر لایه نقره، گرافن و دی اکسید تیتانیوم بوده و در محدوده فرکانسی مادون قرمز است. میزان ضریب شایستگیRIU^{-1} ۱۶۶ محاسبه شد.

مرجع‌ها

[1] F. Lotfi, N. Sang-Nourpour, R. Kheradmand, All-optical tunable plasmonic biosensor made of graphene and metamaterial, Plasmonics, DOI (2022) 1-11.

[2] Y. Zhan, Y. Li, Z. Wu, S. Hu, Z. Li, X. Liu, J. Yu, Y. Huang, G. Jing, H. Lu, Surface plasmon resonance-based microfiber sensor with enhanced sensitivity by gold nanowires, Optical Materials Express, 8 (2018) 3927-3940.

[3] D. Kumar, PLASMON RESONANCE BASED MULTICORE PHOTONIC CRYSTAL FIBRE SENSORS FOR ANALYTE DETECTION, 2022.

[4] A. Nooke, U. Beck, A. Hertwig, A. Krause, H. Krüger, V. Lohse, D. Negendank, J. Steinbach, On the application of gold based SPR sensors for the detection of hazardous gases, Sensors and Actuators B: Chemical, 149 (2010) 194-198.

[5] Y.-C. Cheng, W. Su, J. Liou, Application of liquid sensor based on surface plasma wave excitation to distinguish methyl alcohol from ethyl alcohol, Optical Engineering, 39 (2000) 311-314.

[6] M. Hossain, Y. Namihira, M. Islam, S. Razzak, Y. Hirako, K. Miyagi, S. Kaijage, H. Higa, Tailoring supercontinuum generation using highly nonlinear photonic crystal fiber, Optics & Laser Technology, 44 (2012) 1889-1896.

[7] V. Sorathiya, S. Lavadiya, O.S. Faragallah, M.M. Eid, A.N.Z. Rashed, D shaped dual core photonics crystal based refractive index sensor using graphene–titanium–silver materials for infrared frequency spectrum, Optical and Quantum Electronics, 54 (2022) 290.

[8] T. Li, L. Zhu, X. Yang, X. Lou, L. Yu, A refractive index sensor based on H-shaped photonic crystal fibers coated with Ag-graphene layers, Sensors, 20 (2020) 741.

[9] F. Lotfi, N. Sang-Nourpour, R. Kheradmand, High-sensitive plasmonic sensor based on Mach-Zehnder interferometer, Optics & Laser Technology, 137 (2021) 106809.

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

عملکرد شفافیت القایی پالسمونیکی ساختار چندلایه ای با مدهای تاریک از جنس گرافن و فسفرن

محمد امین خان‌پور، روح‌الله کریم‌زاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

m_khanpour@sbu.ac.ir, r_karimzadeh@sbu.ac.ir

چکیده – در این مقاله ساختارهای PIT چند لایه مورد بررسی قرار گرفته و کارایی پیکربندی‌های مبتنی بر گرافن و فسفرن مقایسه می‌شود. نتایج ارائه شده نشان می دهد که گرافن در ساختارهای حسگر شفافیت القایی پلاسمونیکی به عنوان مد تاریک نسبت به فسفرن عملکرد بهتری دارد. با این حال، با توجه به رفتار فسفرن در طیف جذب، می‌توان از ساختارهای چند لایه که در آنها این ماده مد تاریک است به عنوان سیستم‌های جذب طیفی تقریبا ایده آل در محدوده ۳۰ تا ۴۰ تراهرتز استفاده کرد.

کلید واژه- شفافیت القایی پلاسمونیکی، مواد دو بعدی، گرافن، فسفرن

The plasmonic induced transparency performance of multi-layer structure with graphene and phosphorene dark modes

Mohammad Amin Khanpour, Rouhallah Karimzadeh

Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran 1983969411, Iran

m_khanpour@sbu.ac.ir, r_karimzadeh@sbu.ac.ir

Abstract- In this paper, multilayer PIT sensor structures are investigated and the efficiency of graphene-based and phosphorene-based configurations are compared. The presented results show that graphene performs better than phosphorene in plasmonic induced transparency sensor structures as a dark mode. However, due to the behavior of phosphorene in the absorption spectrum, multilayer structures in which this material is dark mode can be used as almost ideal spectral absorption systems in the range of 30 to 40 terahertz.

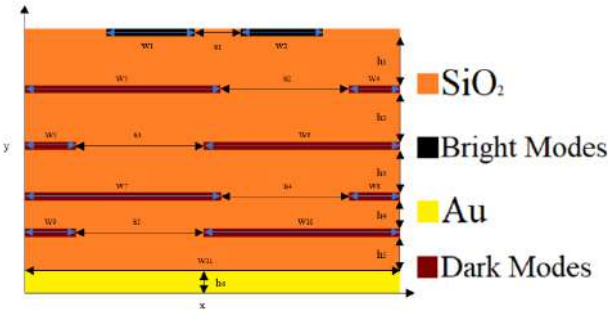
Keywords: Plasmon-induced transparency, two-dimensional materials, graphene, phosphorene

مقدمه

در سال‌های اخیر پدیده شفافیت القایی الکترومغناطیسی(EIT[21]) توجه‌های زیادی را به خود جلب کرده است. این روش کاربردهای قابل توجهی در کندسازی سرعت نور، پردازش اطلاعات کوانتمی، ارتباطات نوری و ... دارد. از اصلی‌ترین محدودیت‌های این گونه ساختارها پیچیدگی ساخت و هزینه بالای آن اشاره کرد، از این رو روش‌های جدید که منجر به نتایج مشابه می‌شود مورد توجه قرار گرفته است. یکی از این روش‌ها که در دهه اخیر بسیار مورد توجه واقع شده است روش شفافیت القایی پلاسمونیکی(PIT[22]) می‌باشد. PIT، یک اثر اپتیکی مشابه با EIT است که در فراماد پلاسمونیکی مشاهده می‌شود و اولین بار توسط ژانگ و همکارانش مشاهده شد[1]. در این روش دو مد کلی برای المان‌های ساختار تعریف شده است که عبارتند از مد روشن و مد تاریک، مد روشن به این معنی است که المان مورد نظر با نور فرودی به صورت مستقیم برهمکنش دارد و منظور از مد تاریک آن است که المان مورد بحث با نور فرودی برهمکنش ندارد. در فرایند PIT در اثر جفت شدگی میان مدهای روشن و تاریک یا روشن و روشن شاهد آن هستیم که پاسخ‌های اپتیکی سیستم به صورت قابل توجهی تغییر می‌کند و این امر منجر به ایجاد یک پنجره شفاف در طیف جذب می‌شود. از آنجا که روش PIT تنها به طراحی هندسی ساختار پلاسمونیکی وابسته است اصلی‌ترین مشکلات روش EIT همچون پیچیدگی ساخت و حساسیت به نویز محیطی را شامل نمی‌شود و در نتیجه روشی بسیار کاربردی‌تر می‌باشد. از این روش در کندسازی نور، حسگری اپتیکی و سوئیچ‌های اپتیکی استفاده می‌کنند.

با توجه به اتلاف کم و به منظور افزایش امکان فشرده سازی ساختارهای که توان پشتیبانی از فرایند PIT را دارند در سال‌های اخیر مواد دو بعدی که دارای امکان ایجاد پلاسمون سطحی هستند همانند TMDها، گرافن و فسفرن بسیار مورد توجه و تحقیق قرار گرفته‌اند. در مقاله حاضر قصد داریم تا با بررسی عملکرد ساختارهای چند لایه‌ی PIT به مقایسه بازده این دسته از ساختارها هنگامی که مد روشن آن از جنس فسفرن و مدهای تاریک آن از جنس گرافن و یا فسفرن هستند بپردازیم.

طراحی ساختار و پارامترهای مواد



شکل ۲۹: شماتیک ساختار مورد بررسی

طول ساختار مورد بررسی برابر با ۵۰۰ نانومتر و ارتفاع کلی ساختار ۱۴۴۰ نانومتر در نظر گرفته شده است. از دو روبان فسفرن به پهنای یکسان ($w_1=w_2$) ۱۲۰ نانومتر به عنوان مد روشن استفاده شده است و فاصله میان دو روبان معادل(s_1) با ۶۰ نانومتر می‌باشد. مدهای تاریک در چهار تراز با فواصل متفاوت از یکدیگر در ساختار اعمال شده‌اند. طول هر روبان مد تاریک معادل با ۳۲۰ نانومتر می‌باشد.

[21] Electromagnetic Induced Transparency

[22] Plasmon Induced Transparency

فاصله میان دو مد تاریک همتراز($s_2= s_3= s_4= s_5$) برابر با ۱۸۰ نانومتر است. در انتهای ساختار یک لایه طلا به ضخامت(h_6) ۵۰ نانومتر اعمال شده است. در دو سمت ساختار در راستای (x) از شرایط مرزی دوره‌ای استفاده شده است که به همین دلیل می‌توان گفت که در ساختار به جای ۴ مد تاریک ۸ مد تاریک با یکدیگر برهمکنش می‌کنند.

یک لایه دو بعدی فسفرن را می‌توان به شکل یک ماتریس قطری تعریف کرد و می‌توان المان‌های این ماتریس را که عبارتند از ε_{xx}، ε_{yy}، و ε_{zz}، به صورت زیر بیان محاسبه کرد:

$$\varepsilon_{ii} = \varepsilon_r + \frac{i\sigma_{ii}}{\varepsilon_0 \omega d}\left(i = x, y, z\right) \quad (۱)$$

که در این رابطه ε_r گذردهی نسبی است که برای فسفرن تک لایه معادل با ۵.۷۶ است. ε_0 گذردهی الکتریکی خلا است. d نشان دهنده ضخامت لایه فسفرن است. ω فرکانس نور فرودی است. σ_{ii} رسانایی سطح است. بر اساس مدل کلاسیک درود، رسانایی فسفرن را می‌توان به صورت زیر بیان کرد[2]:

$$\sigma_{ii} = \frac{iD_{ii}}{\pi\left(\omega + i\eta/\hbar\right)}\left(i = x, y\right) \quad (۲)$$

که در آن $\hbar$ ثابت پلانک و η نشان دهنده آهنگ واهلش است که مقدار آن را معادل با ۱۰ میلی الکترون ولت در نظر می‌گیریم. D_{ii} وزن درود است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$D_{ii} = \frac{\pi e^2 n_s}{m_{ii}} \quad (۳)$$

در اینجا e معادل با بار الکترون می‌باشد. n_s نرخ فرو افت را معین می‌کند. m_{ii} جرم موثر حامل به ترتیب در جهت X و Y را بدست می‌دهد و می‌توان آن را به صورت زیر نوشت:

$$m_{xx} = \frac{\hbar^2}{2\gamma^2/\Delta + \eta_c}, m_{yy} = \frac{\hbar^2}{\nu_c} \quad (۴)$$

برای تک لایه فسفرن با طول مقیاس a = 0.223 نانومتر، مقادیر پارامتر در معادله (۴) عبارتند از $\gamma = 4a/\pi$ eVm ،η_c $= \hbar^2/(0.4m_0)$ و $\nu_c = \hbar^2/(0.7m_0)$; شکاف باند $\Delta = 2$ eV، و جرم سکون الکترون ، $m_0 = 9.10938 \times 10^{-31}$kg می‌باشد.

رسانندگی سطحی گرافن (σ_g) را می‌توان توسط مدل درود به صورت زیر تعریف کرد:

$$\sigma_g = \frac{ie^2 E_f}{\pi\hbar\left(\omega + i\tau^{-1}\right)} \quad (۵)$$

که در این رابطه ω فرکانس نور فرودی، $\hbar$ ثابت پلانک، e بار الکترون و E_f انرژی فرمی گرافن است که در این مقاله معادل ۰.۶ الکترون ولت در نظر گرفته شده است و در نهایت $\tau = \mu E_f / e\nu_F^2$ زمان واهلش الکترون است. در این رابطه ν_F سرعت فرمی و μ تحرک پذیری حامل‌های بار می‌باشند[3].

با داشتن رابطه فوق می‌توان ثابت دی‌الکتریک مختلط گرافن تک لایه را با رابطه زیر بدست آورد[4]:

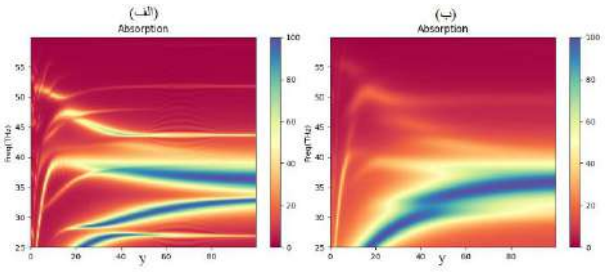
$$\varepsilon_g = \varepsilon_r + i\frac{\sigma_g}{\varepsilon_0 \omega d_g} \quad (۶)$$

برای تک لایه گرافن داریم: $\varepsilon_r = 2.5,\ d_g = 0.34nm$.

نتایج

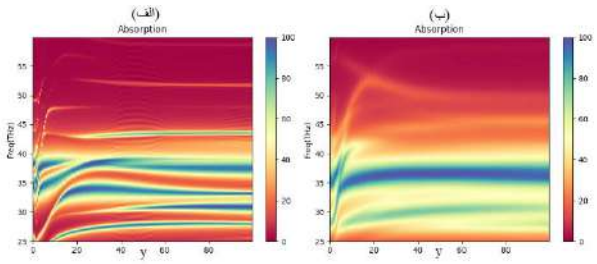
در ابتدا به مقایسه عملکرد تک لایه مد تاریک میپردازیم. همانگونه که در شکل ۲ قابل مشاهده است می‌توان گفت که گرافن بازه طیفی بزرگتری را نسبت به فسفرن برای حالت تک مد تاریک پوشش می‌دهد. اما نکته‌ای که در شکل ۲(ب) خودنمایی می‌کند این است که در ساختار فسفرنی تنها بازوی پایینی قله های جذبی که در ساختار گرافنی وجود دارد قابل مشاهده است و علاوه بر آن، این قله‌ها نسبت به قله‌های مشابه در ساختار گرافنی پهن‌تر شده‌اند و قله‌های طیف‌های بالاتر در مقایسه توان جذب ضعیف‌تری

دارند. اهمیت تیزتر بودن قله های ساختار گرافنی را می‌توان با استفاده از رابطه: $Q = \frac{\lambda}{d\lambda}$ فهمید. بر اساس این رابطه هر چه قله جذب نازک‌تر و تیزتر باشد شاهد ضریب کیفیت بالاتری برای آن ساختار خواهیم بود.



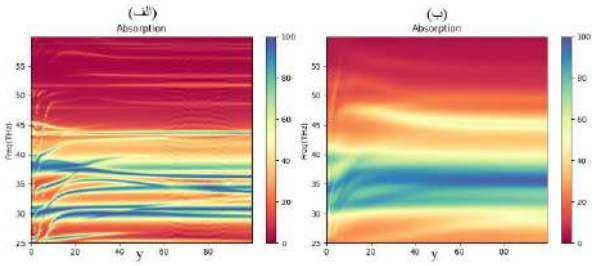
شکل ۲: تاثیر فاصله میان اولین مد تاریک از مد روشن در راستای (y) برای الف) گرافن، ب) فسفرن بر مکان طیفی و توان جذب ساختار

با انتخاب فاصله بهینه میان مد روشن و مد تاریک اول در راستای (y) به سراغ مد تاریک دوم و سوم می‌رویم. شاهد آن هستیم که با افزودن مدهای تاریک بعدی قله های جذب به هم نزدیک‌تر می‌شوند.



شکل ۳: تاثیر فاصله میان دومین مد تاریک از مد تاریک اول در راستای (y) برای الف) گرافن، ب) فسفرن در اینجا فاصله میان مد تاریک اول و مد روشن به ترتیب برای گرافن و فسفرن معادل است با ۵۱.۵ و ۴۵.۵ نانومتر است.

در نهایت با تعیین و اعمال فاصله مناسب در راستای (y) برای مدهای تاریک دوم و سوم برای هر دو ساختار به بررسی اثر اعمال مد تاریک چهارم بر جذب ساختار می‌پردازیم.



شکل ۴: تاثیر فاصله میان چهارمین مد تاریک از مد تاریک سوم در راستای (y) برای الف) گرافن، ب) فسفرن بر مکان طیفی و توان جذب ساختار همچنین در اینجا فاصله میان مد تاریک اول و مد تاریک دوم به ترتیب برای گرافن و فسفرن معادل است با ۷۸.۵ و ۴۲ نانومتر و فاصله میان مد تاریک دوم و مد تاریک سوم به ترتیب برای گرافن و فسفرن معادل است با ۳۰ و ۲۱.۵ نانومتر است.

شاهد آن هستیم که قله‌های جذب کماکان به یکدیگر نزدیکتر می‌شوند به حدی که در مورد ساختار فسفرنی شاهد ادغام قله‌های جذب و ایجاد یک قله جذب بزرگ در بازه طیفی ۳۰ تا ۴۰ تراهرتز هستیم ولی با این وجود در ساختارهای گرافنی می‌توان ملاحظه کرد قله های جذب علاوه بر نزدیک‌تر شدن به یکدیگر کماکان نازک‌تر و تیزتر نیز می‌شوند.

نتیجه‌گیری

با توجه به نتایج ارائه شده می‌توان بیان کرد که عملکرد گرافن در ساختارهای حسگری شفافیت القایی پلاسمونیکی عملکرد بهتری نسبت به فسفرن دارند ولی با توجه به رفتار ساختار فسفرنی می‌توان گفت که این ساختار می‌تواند به یک سامانه جذب طیفی تقریبا ایده‌آل برای بازه طیفی ۳۰ تا ۴۰ تراهرتز تبدیل گردد.

مرجع‌ها

[1] S. Zhang, D. A. Genov, Y. Wang, M. Liu, and X. Zhang, “Plasmon-induced transparency in metamaterials,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, no. 4, pp. 1–4, Jul. 2008,

[2] K. Wu *et al.*, “Slow-light analysis based on tunable plasmon-induced transparency in patterned black phosphorus metamaterial,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 38, no. 3, p. 412, 2021,

[3] B. Tang, Z. Jia, L. Huang, J. Su, and C. Jiang, “Polarization-Controlled Dynamically Tunable Electromagnetically Induced Transparency-Like Effect Based on Graphene Metasurfaces,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 1, 2020,

[4] L. Han, L. Wang, H. Xing, and X. Chen, “Active control of plasmon-induced transparency with large tunability and high Q-factor in graphene-black phosphorus hybrid system,” J. Phys. D. Appl. Phys., vol. 54, no. 22, 2021,

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

حسگر پلاسمونی ضریب شکست بر پایه توری پراش

سارا معلمی[۱]، سودابه نوری جویباری[۱]، مریم بحرینی[۲]

[۱]دانشگاه مازندران

[۲]دانشگاه علم و صنعت

Saramoallemi25@gmail.com
S.Nouri@umz.ac.ir
M_bahreini@iust.ac.ir

چکیده – دیسک ویدئویی دیجیتالی (DVD) به عنوان یک توری پراش قابلیت منطبق شدن با بسترهای پلاسمونی را دارد. در این مقاله، با اصلاح سطح و لایه نشانی طلا به ضخامت ۱۰۰ nm، DVD به یک حسگر پلاسمونی برای سنجش ضریب شکست ارتقاء داده شد.سنجش ضریب شکست برای غلظت‌های متفاوت گلوکز انجام شد و حساسیت ۳۶۰ nm/RIU بدست آمد.

کلید واژه- تشدید پلاسمون سطحی، توری پراش ، دیسک ویدئویی دیجیتالی ، حسگر ضریب شکست.

Plasmonic Refractive Index Sensor based on Diffraction Grating

Sara Moallemi, Soodabeh Nouri Jouybari, Maryam Bahreini

Saramoallemi25@gmail.com

S.Nouri@umz.ac.ir

M_bahreini@iust.ac.ir

Abstract- Digital video disc (DVD) as a diffraction grating has the ability to match plasmonic substrates. In this article, we upgraded a digital video disc to a plasmonic sensor for measuring the refractive index by modifying the surface and adding a 100 nm thick gold layer on it. The refractive index was measured for different concentrations of glucose and the sensitivity was 360nm/RIU was obtained.

Keywords: Surface Plasmon Resonance, Diffraction Grating, Digital video disc, Refractive Index Sensor.

مقدمه

پلاسمون‌های سطحی (*SPs*)[۲۳] امواج الکترومغناطیسی سطحی هستند که در اثر برخورد نور فرودی با سطح فلز، در فصل مشترک دی الکتریک و فلز منتشر می شوند [1]. روش‌های مختلفی برای تحریک پلاسمون‌های سطحی وجود دارد که از آن جمله می‌توان به روش منشوری بر مبنای دو پیکربندی اتو[2] و کریشمن [3]، توری پراش و فیبر نوری اشاره کرد.

پلاسمون سطحی اولین بار درسال ۱۹۰۲ توسط وود با استفاده از توری پراش فلزی مشاهده شد که طیف بازتاب قطبی شده از آن دارای نوارهای تاریک بود *[4]*. با توسعه وسیع نانوساختارهای فلزی و بهبود خواص توری‌ها و ادغام آن‌ها با میکروسیالات، مزایای آن‌ها برای کاربردهای زیستی که نیاز به قابل حمل بودن و تشخیص فوری را دارند؛ افزایش یافته است*[5]* . توری‌های فلزی را می‌توان با لیتوگرافی تداخل لیزری *[6]* ، نانو چاپ حرارتی *[7]* ، حکاکی مرطوب *[8]* و روش‌های مبتنی بر دیسک نوری *[9]* ساخت. ساخت سازه‌های توری به کمک دیسک‌های ویدئویی دیجیتالی (*DVD*) کم هزینه ترین روش می‌باشد. صفحه *DVD* شامل توری پراش می‌باشد که می‌توانند با ترکیب با تشدید پلاسمون سطحی کاربرد حسگری داشته باشند. به عنوان مثال، حسگر پلاسمونی مبتنی بر جفت شدگی توری پراش که از *DVD* ساخته شد، حساسیت بسیار خوب ۲۰۷۷.۲۶*nm/RIU* را بدست آورد *[10]* . در مورد دیگر نیز حسگر ضریب شکست تشدید پلاسمون سطحی کم هزینه بر اساس *DVD* با حساسیت *nm/RIU* ۵۴۰ نانومتر بر *RIU* معرفی شد که از آب دیونیزه و درصدهای مختلف سدیم برای سنجش ضریب شکست استفاده شد *[11]* . در تراشه پلاسمونی نیز از توری‌های مبتنی بر *DVD* برای تشخیص آنتی بادی‌های خاص مورد استفاده قرار گرفت*[12]* . در این مقاله از توری پراش مبتنی بر *DVD* برای ساخت حسگر توری پلاسمونی برای سنجش ضریب شکست ترکیب آب و گلوکز با نسبت‌های مختلف استفاده شد.

تئوری

هنگامی که بردار موج نور فرودی برابر با بردار موج پلاسمون سطحی باشد، اثر پلاسمون سطحی در سطح مشترک بین فلز و دی الکتریک برانگیخته می شود. بردار موج پلاسمون سطحی را می توان به‌صورت معادله (۱) بیان کرد *[13]*:

$$K_{spp} = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left[\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m+\varepsilon_d}\right]^{1/2} \qquad (۱)$$

که در آن λ_0 طول موج فرودی، ε_d ثابت دی الکتریک و ε_m ثابت دی الکتریک فلز است. هنگام برخورد نور به یک بستر توری که با یک فلز پوشانده شده است، بردار موج پلاسمون سطحی طبق (۲) تغییر می کند:

$$K_{spp} = \frac{W}{c}\, sin\,\theta\, u_{12} + \frac{2\pi m}{a}\, u_1 + \frac{2\pi n}{a}\, u_2 \qquad (۲)$$

که در آن a دوره تناوب توری، m و n مسیرهای مختلف انتشارپلاسمون، u_1 و u_2 بردارهای واحد ثابت در راستاهای مختلف و u_{12} بردار یکه مؤلفه مماسی بردار موج نور فرودی است.

روش ساخت

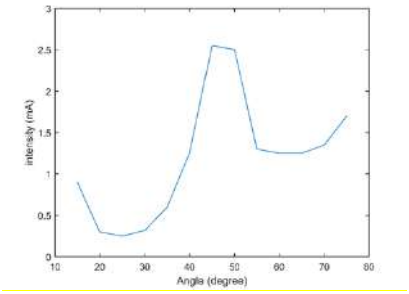
DVD از ۵ لایه تشکیل می شود که شامل زیر لایه ،لایه دی‌الکتریک (پلی کربنات)، لایه فلزی، لایه بازتابنده و لایه محافظ است. در طراحی *DVD* دوره توری برای بهبود تراکم ذخیره سازی، کوتاه تر می‌شود. به طور معمول دوره تناوب توری در *DVD* معمولی *nm* ۷۸۰ می‌باشد *[14]*. در ابتدا *DVD* به قسمت های کوچک برش داده می‌شود و سپس توسط یک شی تیز لایه محافظ آن جدا می‌گردد. برای از بین بردن لایه بازتابنده از محلول *HCL* و متانول استفاده شده است. نمونه‌ها به مدت ۲۰ دقیقه داخل این محلول غوطه ور و سپس با آب یون زدایی شده شستشو داده می‌شود. بعد از خشک شدن مجددا برای از بین رفتن لایه فلز، در محلول ایزو پروپرانول به مدت ۱۵ تا۲۰ دقیقه غوطه‌ور می‌شوند. بعد از طی این مراحل، لایه طلا با ضخامت ۱۰۰ نانومتر*[12]* توسط دستگاه اسپاترینگ روی توری لایه‌نشانی می‌شود.

Surface Plasmonic.1
Transverse magnetic.2

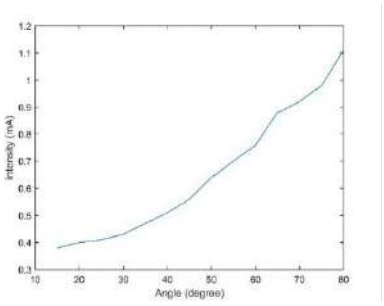
به منظور سنجش ضریب شکست توسط حسگر توری پلاسمونیک درصدهای مختلف گلوکز از ۱۰٪ تا ۹۰٪ تهیه می‌شود.

چیدمان اپتیکی و نتایج

طول موج تشدید پلاسمون سطحی مبتنی بر جفت شدگی توری پراش DVDدر بازه ۷۵۰nm- ۶۰۰ برای قطبش P یا موج TM[۲] قرار می‌گیرد [11]. به منظور مشاهده تشدید پلاسمون سطحی، نمونه آماده شده توسط لیزر با طول موج ۶۵۵nm تحت زوایای مختلف با قطبش‌های P و S تحت تابش قرار می‌گیرد و بازتاب از آن بررسی می‌شود نتیجه در شکل ۱ نشان داده شده است.



(الف)

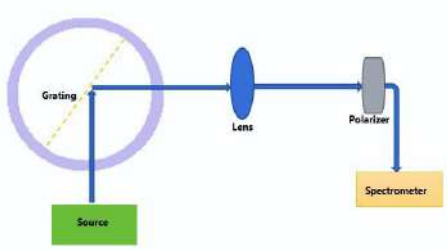


(ب)

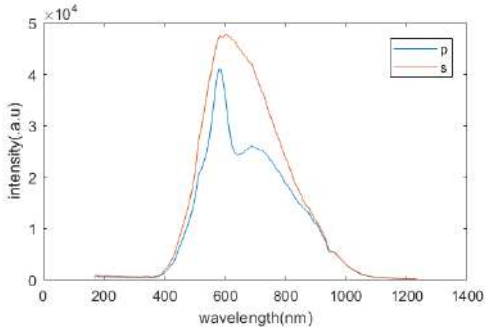
شکل۱: شدت بازتابی برحسب زاویه برای قطبش (الف) P (ب) S.

طبق نمودارهای شدت برحسب زاویه در قطبش P و S مشاهده شد که در طول موج ۶۵۵nm برای قطبش S برانگیختگی پلاسمون سطحی رخ نمی دهد در حالیکه در قطبش P شاهد برانگیختگی پلاسمون در بازه ی ۳۰-۲۰درجه بودیم.

در ادامه، به منظور بررسی دقیق‌تر طول موج تشدید پلاسمون سطحی، چیدمان اپتیکی شکل ۲ استفاده شد. نور پس از برخورد با توری پلاسمونی از سطح آن بازتاب شده و بطور موازی از یک عدسی و سپس از پلاریزه کننده عبور می‌کند و بوسیله طیف سنج جمع آوری می‌شود. طبق نتایج بدست آمده در زاویه سنجی، زاویه‌ای که برای انتشار برانگیزش پلاسمون سطحی در نظر گرفته شد بین ۲۰ تا ۳۰ درجه بوده است. طیف بازتابی از توری برای دو قطبش P و S بدست آمد که نتیجه در شکل ۳ نشان داده شده است.

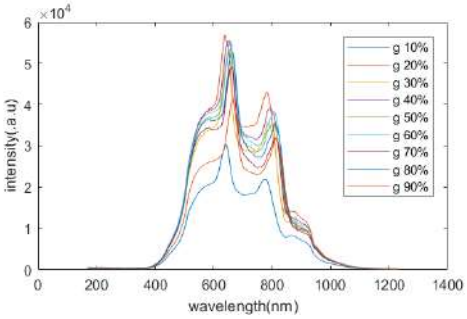


شکل۲: چیدمان تئوری برای حسگر توری پلاسمونی.



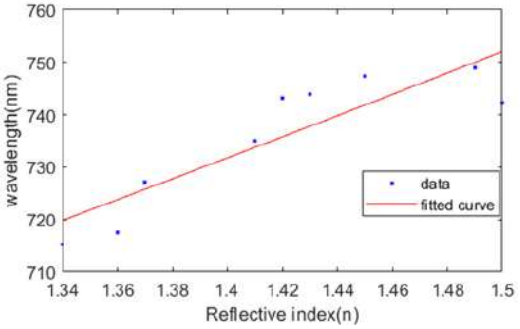
شکل۳: طیف تشدید پلاسمون سطحی برای توری پلاسمونی برای دو قطبش S و P.

طبق نمودار تنها برای قطبش P پلاسمون سطحی برانگیخته می‌شود و در طول موج حدود ۶۵۰ نانومتر برای این قطبش فرورفتگی داریم. به منظور بررسی تاثیر ضریب شکست محیط اطراف بر رزونانس پلاسمون سطحی، ترکیب آب با گلوکز برای درصدهای مختلف گلوکز تهیه می شود. نتیجه طیف برای قطبش P برای درصدهای مختلف گلوکز در شکل ۴ نشان داده شده است.



شکل۴: طیف رزونانس پلاسمون سطحی برای درصدهای مختلف گلوکز.

طول موج فرورفتگی در طیف برای درصدهای مختلف گلوکز بدست آمد. ضریب شکست ترکیبات گلوکز با درصدهای مختلف اندازه‌گیری شد و در شکل ۵ طول موج این فرورفتگی های بر حسب ضریب شکست داده شده است که با برازش یک خط با داده‌های بدست آمده، حساسیت ۳۶۰ nm/RIU بدست آمد.



شکل۵: نمودار طول موج رزونانس پلاسمون بر حسب ضریب شکست.

نتیجه گیری

حسگر توری پلاسمونی مبتنی بر *DVD* ساخته شد، توانست قابلیت خود را در سنجش غلظت های متفاوت گلوکز با حساسیت ۳۶۰*nm/RIU* به اثبات برساند. با بهبود ویژگی‌های توری مبتنی بر دیسک می توان به حساسیت بیشتری نیز دست یافت.

مرجع‌ها

[1] A. Singh and S. Sharma , "A fixed detector Kretschmann configuration optical system to study surface plasmon excitations," *Optics & Laser Technology*, pp. 256-262, 2014.

[2] . A. Otto, "Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection," *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*, pp. 398-410, 1968.

[3] E. Kretschmann and H. Raether , "Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light," *Zeitschrift für Naturforschung A*, pp. 2135-2136, 1968.

[4] R. Wood , "XLII. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, pp. 396-402, 1902.

[5] S. Nair , C. Escobedo and R. Sabat , "Crossed surface relief gratings as nanoplasmonic biosensors," *ACS sensors*, pp. 379-385, 2017.

[6] J. Cao, Y. Sun , H. Zhu , M. Cao, X. Zhang and S. Gao , " Plasmon-enhanced optical transmission at multiple wavelengths through an asymmetric corrugated thin silver film," *Plasmonics*, pp. 1549-1554, 2018.

[7] N. Pourdavoud , S. Wang , A. Mayer , T. Hu , Y. Chen , A. Marianovich , W. Kowalsky , R. Heiderhoff and H. Scheer , " Photonic nanostructures patterned by thermal nanoimprint directly into organo-metal halide perovskites," *Advanced Materials*, 2017.

[8] D. Voronov , P. Lum , P. Naulleau , E. Gullikson , A. Fedorov and H. Padmore , "X-ray diffraction gratings: Precise control of ultra-low blaze angle via anisotropic wet etching," *Applied Physics Letters*, 2016.

[9] X. Dou, B. Phillips , P. Chung and P. Jiang , "High surface plasmon resonance sensitivity enabled by optical disks," *Optics letters*, pp. 3681-3683, 2012.

[10] S. Long , J. Cao, Y. Wang , S. Gao , N. Xu, J. Gao and W. Wan , " Grating coupled SPR sensors using off the shelf compact discs and sensitivity dependence on grating period," *Sensors and Actuators Reports*, 2020.

[11] W. Su , Y. Luo , Y. Ding and J. Wu , "Low-cost surface plasmon resonance refractive index sensor based on the metal grating in DVD-ROM disc," *Sensors and Actuators A: Physical*, 2021.

[12] G. López-Muñoz , M. Estevez , E. Peláez-Gutierrez , A. Homs-Corbera , M. García-Hernandez , J. Imbaud and L. Lechuga , "A label-free nanostructured plasmonic biosensor based on Blu-ray discs with integrated microfluidics for sensitive biodetection," *Biosensors and Bioelectronics*, pp. 260-267, 2017.

[13] W. Su , G. Zheng and X. Li , "Design of a highly sensitive surface plasmon resonance sensor using aluminum-based diffraction grating," *Optics Communications*, pp. 4603-4607, 2012.

[14] W. Su , Y. Luo , Y. Ding and J. Wu , "Low-cost surface plasmon resonance refractive index sensor based on the metal grating in DVD-ROM disc," *Sensors and Actuators A: Physical*, 2021.

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

تشخیص برچسب آزاد ویتامین های D_2 و D_3 با استفاده از تشدید کننده پلاسمون تارنوری بلور فوتونی

علی باباخانی فرد[۱]، مهدی بهادران [۱*] ، حسن پاکارزاده [۱] ، محمد مهدی باباخانی فرد [۲]

[۱] گروه فیزیک ، دانشکده علوم پایه ، دانشگاه صنعتی شیراز ، شیراز ، ایران .

[۲] پژوهشکده لیزر و پلاسما ، دانشگاه شهید بهشتی ، تهران ، ایران .

چکیده – در این مقاله ،یک حسگر بیولوژیک دو منظوره برای تشخیص برچسب آزاد ویتامین های D_2 و D_3 با استفاده از تشدید کننده پلاسمونی تارنوری بلور فوتونی ۲ کاناله طراحی و شبیه سازی شده است . کانال های بالایی و پایینی ، حساسیت ضریب شکستی فوق العاده بالا و پاسخ دهی کاملا خطی را نسبت به تغییرات ضریب شکست بسیار کوچک از خود نشان می دهند . از این رو تشدید کننده تار نوری بلور فوتونی ارائه شده ، گزینه بسیار مناسبی برای حسگری ویتامین های D_2 و D_3 می باشد ، که دو ایزومر با ضریب شکست های بسیار نزدیک به هم هستند به قسمی که کانال بالایی ساختار مورد نظر برای حسگری ویتامین D_2 و کانال پایینی ساختار ، برای حسگری ویتامین D_3 کاربرد دارد . برای کانال های بالا و پایین به ترتیب به حساسیت های 30112.86 nm/RIU و 11560 nm/RIU دست یافتیم.

کلید واژه- پراشه براگ ، پلاسمون‌های سطحی پلاریتون ، حسگری برچسب آزاد ، طلا ، نقره .

Label-free detection of D2 and D3 vitamins using photonic crystal optical fiber plasmonic resonator

Ali Babakhani Fard [1], Mahdi Bahadoran [1,*] , Hassan Pakarzade [1] and Mohamad Mahdi Babakhani Fard [2]

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

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

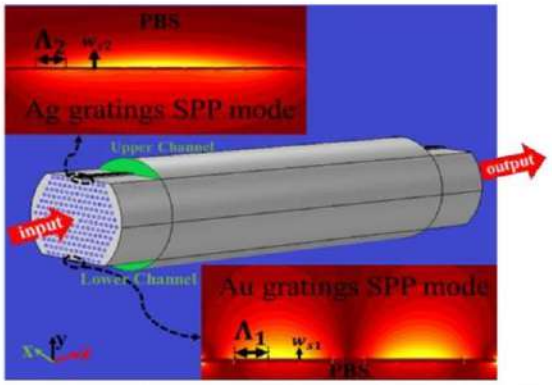
Abstract- In this article, a dual-purpose biological sensor is designed and simulated for label-free detection of vitamins D2 and D3 using a two-channel photonic crystal plasmonic resonator. Upper and lower channels show extremely high refractive index sensitivity and completely linear response to very small changes of refractive index. As a result, the presented photonic crystal optical fiber resonator is quite suitable option for sensing vitamins D2 and D3, which are two isomers with very close refractive indices, as the upper channel of the desired structure for sensing vitamin D2 and the lower channel of the structure is used for sensing vitamin D3. The sensitivities of 30112.86 nm/RIU and 11560nm/RIU were realized for upper and lower channels, respectively.

Keywords: Bragg gratings , Surface Plasmon Polariton , Label free sensing , Gold , Silver .

مقدمه

ویتامین D که یک نوع ویتامین محلول در چربی است، به سبب جذب کلسیم موجب استحکام استخوان‌ها شده و با بالا بردن ایمنی بدن، خطر ابتلا به تعدادی از بیماری‌های مزمن (از جمله covid-19) را به صورت فزاینده‌ای کاهش می‌دهد. نظر به این‌که نقش‌آفرینی این ویتامین در بدن از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است، از این‌رو پایش میزان این ویتامین در بدن امری حیاتی است. امروزه روش حسگری برچسب آزاد این موانع و مشکلات را رفع کرده و محلول‌های حسگری را بر اساس تغییر ضریب شکست محلول (به واسطه غلظت‌های مختلف)، تحلیل می‌کند [۱]. تارهای نوری بسبب مقرون به صرفگی، ابعاد کوچک، اتلاف نوری پایین، مصون بودن در برابر نوفه های الکترونیکی توانسته‌اند به‌عنوان یک مبدل نوری توانمند، جایگاه بسزایی را در مدارهای آزمایشگاهی مبتنی بر تارنوری داشته باشد [۲] . همچنین میدان میراشونده مد هدایت‌شده تار نوری، می‌تواند مد پلاسمون سطحی فلزاتی نظیر طلا، نقره، مس و غیره (که به سطح ناحیه حسگری تار لایه‌نشانی می‌شود) را تحریک کند [۳و۴]. در این بین، تارهای بلور فوتونی به سبب ایجاد یک گاف نواری پهن در محدوده طول‌موجی، نه‌تنها موجب می گردد سیگنال‌های مزاحم از طیف خروجی حذف گردد و محدوده عظیم طول‌موجی برای حسگر به ارمغان آورده شود، بلکه با ایجاد ساختار پراشه براگ روی سطح ناحیه حسگری آن، می‌تواند مد نوری که پلاسمون سطحی فلز را برمی‌انگیزد را تشدید کند. این امر به نوبه خود، برهمکنش پلاسمون با محلول را به صورت فزاینده‌ای بالا برده و به فراخور آن حساسیت ساختار را فوق‌العاده بالا برده و حد تشخیص حسگر را بسیار پایین می‌آورد [۴و۵] .

مطابق طرحواره شکل ۱، ساختار تار بلور فوتونی پیشنهادی متشکل از یک هسته سیلیکایی به قطر $d_{core} = 4.41\mu m$ است که سیلندرهای هوا به قطر d با ثابت شبکه شش‌گوشه‌ای $\Lambda = 2d = 2.3\mu m$ در این تار سیلیکایی به صورت متناوب چینش یافته‌اند. همچنین در مرکز ساختار این تار بلور فوتونی یک استوانه هوا حذف شده، که به عنوان هسته تار بلور فوتونی شناخته شده و مد هدایت‌شده نوری در این ناحیه محبوس می‌شود و با کمترین اتلاف هدایت می‌شود. با توجه به نقطه صفر پاشندگی برای سیلیکا در پنجره دوم مخابراتی در طول‌موج $\lambda = 1310nm$ [۶]، از این پنجره برای محدوده حسگری بهرمند می شویم.



شکل ۱. طرحواره ساختار تشدیدکننده پلاسمونی تار نوری بلور فوتونی پیشنهادی با پراشه‌های فلزی طلا و نقره .

تشخیص برچسب آزاد ویتامین‌های D_2 و D_3

همان‌طور که در طرحواره ساختاری شکل ۱ مشاهده می‌شود، ضخامت $6.225\mu m$ از سطوح بالایی و پایینی تار بلور فوتونی بهینه‌شده حذف و مسطح شده و سیلندر مرکزی سطوح بالایی و پایینی تار مذکورحذف می‌گردد تا هسته-های کانال بالا و پایینی ساختار شکل گیرد. به‌منظور تحریک مد پلاسمون سطحی، پراشه‌های فلزی نازک طلا و نقره به ضخامت بهینه $Au_{th} = Ag_{th} = 50nm$ و دوره‌های تناوب بترتیب $\Lambda_1 = 380.43nm$ و $\Lambda_2 = 331.456nm$، بر روی سطح هسته‌های بالایی و پایینی ساختار تار بلور فوتونی ایجاد می‌شود. تناوب پراشه‌های

فلزی مذکور بر اساس رابطه تشدید مد براگ در منطقه اول بریلوئن (رابطه۱) ، تنظیم شده است.

$$\lambda_B = 2 \times n_{eff} \times \Lambda \qquad (1)$$

که λ_B طول‌موج تشدیدی براگ، n_{eff} ضریب شکست موثر مد هسته که با مد پلاسمون سطحی جفت می‌شود و Λ دوره تناوب مربوط به پراشه‌های فلزی مذکور می‌باشد.

برای جلوگیری از اکسیداسیون پراشه‌های فلزی نقره، لایه نازک ۱۲نانومتری اکسید آهن Fe_2O_3، بر روی سطح آن درنظر گرفته شده است.

بر اساس رابطه ۲، هنگامی‌که ضریب شکست محلول فسفات بافر سالین PBS کانال‌های بالایی و پایینی به اندازه $n_{ext} = 1.34\ RIU$ باشد، شرط تطابق فازی مد هسته و پلاسمون سطحی برای طول‌موج‌های $\lambda = 965nm$ (مد پلاسمون سطحی لایه نقره) و $\lambda = 1105nm$ (مد پلاسمون سطحی لایه طلا) رقم می‌خورد. که حداکثر اتلاف نوری را بدنبال دارند.

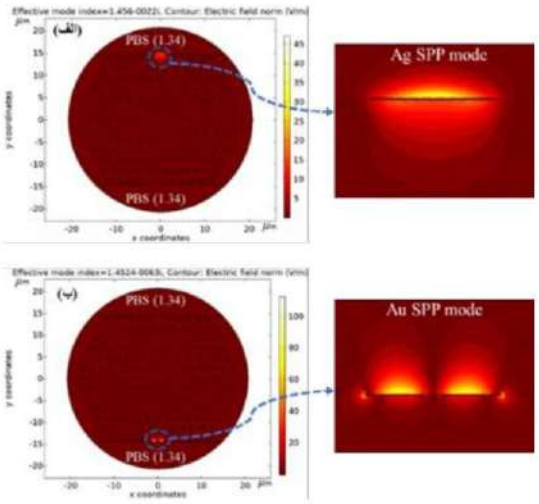
$$\beta_{core} = K_0 n_{core} \times sin\theta_g = K_0 \times n_{eff}^{core} \qquad (2)$$

$$\beta_{SPR} = K_0 \times \sqrt{\frac{n_m^2 \times n_{ext}^2}{n_m^2 + n_{ext}^2}} = K_0 \times n_{eff}^{SPR}$$

و برای رسیدن به شرط جور شدگی فاز داریم:

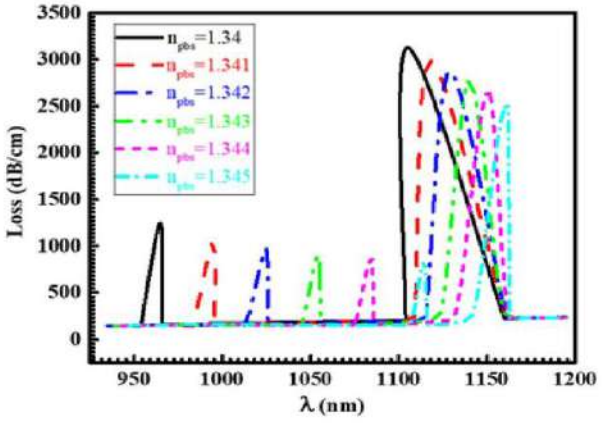
$$\beta_{SPR} = \beta_{core} \Longrightarrow n_{eff}^{SPR} = n_{eff}^{core} \Longrightarrow Phase\ match \qquad (3)$$

در اینجا β_{core} (n_{eff}^{core}) و β_{SPR} (n_{eff}^{SPR}) به ترتیب ثابت‌های انتشار (ضرایب شکست موثر) مد هسته تار نوری و مد پلاسمون سطحی فلز مد نظر، K_0 بردار موج در فضای آزاد است . n_m و n_{ext} به ترتیب ضرایب شکست نانولایه فلزی و محیط اطراف را نشان می دهند.



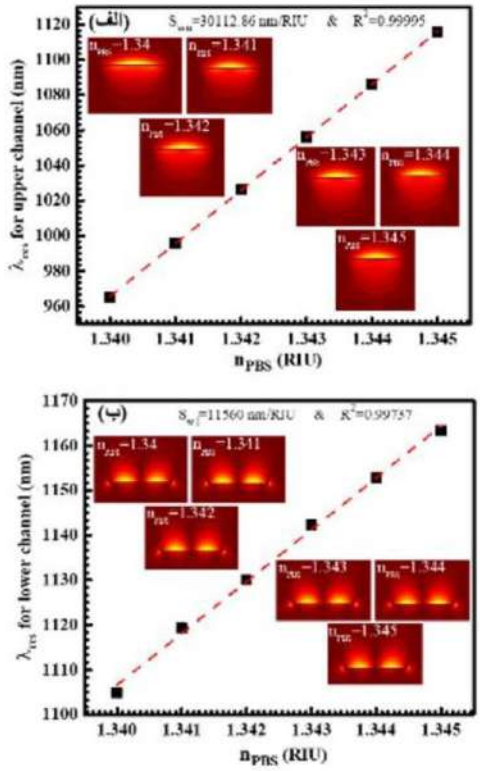
شکل ۲. توزیع عرضی میدان الکتریکی مد پلاسمون سطحی الف) پراشه-های ایجاد شده در لایه فلزی نقره کانال بالایی ب) پراشه‌های ایجاد شده در لایه فلزی طلا کانال پایینی ساختار تاربلور فوتونی پیشنهادی.

پلاسمون سطحی پراشه‌های فلزی طلا (برای کانال پایینی) و نقره (برای کانال بالایی) به سمت طول‌موج‌های بلندتر (جابجای به سمت طول موج سرخ) گشت که در نمودار شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۳. نمودارهای اتلاف ساختار تشدیدکننده پلاسمونی تار بلور فوتونی پیشنهادی بر حسب بازه طول‌موجی پنجره دوم مخابراتی برای ضرایب شکست گوناگون PBS در کانال‌های بالایی و پایینی ساختار.

مطابق رابطه ۲ و همچنین نمودار شکل ۳، تغییر غلظت ویتامین‌های D_2 و D_3 که منجر به تغییر ضریب شکست محیط اطراف کلنال ۱ و ۲ حسگر تاری می‌گردد، موجب تغییر شرایط تطابق فازی شده و پیک تشدیدی پلاسمونیکی فلزات طلا و نقره را جابه جا می‌کند. که این پدیده اساس حسگری حسگرهای مبتنی بر مد تشدید پلاسمون سطحی است. مطابق شکل ۴، کانال بالایی تشدیدکننده پلاسمونی تار نوری بلور فوتونی پیشنهادی علاوه بر حساسیت ضریب شکستی فوق‌العاده بالای $\mathbf{S_{WU}} = 30112.86\ \frac{nm}{RIU}$، پاسخ‌دهی کاملا خطی را نسبت به تغییرات ضریب شکست بسیار کوچک از خود نشان می‌دهد. همچنین کانال پایینی این ساختار نیز علاوه بر حساسیت ضریب شکستی $\mathbf{S_{WL}} = 11560\ \frac{nm}{RIU}$، پاسخ دهی کاملا خطی را نسبت به تغییرات ضریب شکست بسیار کوچک از خود نشان می‌دهد.



شکل ۴. نمودارهای الف) طول‌موج تشدیدی پلاسمون سطحی پراشه‌های فلزی نقره کانال بالایی و ب) پراشه‌های فلزی طلا کانال پایینی بر حسب ضرایب شکست گوناگون محلول PBS.

نتیجه‌گیری

یک تشدیدکننده پلاسمونی دو کاناله بر پایه تار نوری بلور فوتونی برای تشخیص بدون برچسب ویتامین‌های D2 و D3 پیشنهاد شد. حسگر پیشنهادی دارای پاسخ خطی و حساسیت بسیار بالای 30112.86 nm/RIU در کانال بالا و 11560nm/RIU در کانال پایین است.

مرجع‌ها

[1]. Babakhani-Fard, M.-M., Daraei, A. & Hassani, S. Bio-medical sensing by ultra-high quality-factor/modal-volume (Q/V) multi-slotted SOI Bragg grating cavity. *The European Physical Journal Plus* **137**, 648 (2022).

[2]. Ghahremani Moghadam, M., Daraei, A., Babakhani-Fard , M.M. & Zibaii, M.E. in opsi, Vol. 28 22-24 (2021).

[3]. Srivastava, R., Prajapati, Y.K., Pal, S. & Kumar, S. Micro-Channel Plasmon Sensor Based on a D-Shaped Photonic Crystal Fiber for Malaria Diagnosis With Improved Performance. *IEEE Sensors Journal* **22**, 14834-14841 (2022).

[4]. Kadhim, R.A., Yuan, L., Xu, H., Wu, J. & Wang, Z. Highly sensitive D-shaped optical fiber surface plasmon resonance refractive index sensor based on Ag-α-Fe 2 O 3 grating. *IEEE Sensors Journal* **20**, 9816-9824 (2020).

[5]. Saleh, B.E. & Teich, M.C. Fundamentals of photonics. (john Wiley & sons, 2019).

[6]. Feng, X., Li, S., Du, H., Zhang, Y. & Liu, Q. A simple gold-coated microstructure fiber polarization filter in two communication windows. *Optical Fiber Technology* **41**, 74-77 (2018).