

مطالعه غلظت گلوکز موجود در محلول آب مقطر و گلوکز توسط طیف سنجی FTIR

احسان عظیمزاده اندرابی، شهاب نوروزیان علم و مهدی شایگان منش

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، میدان رسالت، تهران، ایران

چکیده - گلوکز یکی از فراوانترین کربوهیدرات موجود در موجودات زنده است که با طعم‌های شیرین به وفور در غذاها یافت می‌شود و بصورت دو شکل گلوکز α -D و β -D وجود دارد که تفاوت آن‌ها در نحوه اتصال گروه کربوکسیل روی کربن است. با توجه به شباهت در ویژگی‌های فیزیکی تشخیص نوع یک قند قبل از اتصال آن به یک مولکول دیگر می‌تواند چالش برانگیز باشد. در این مطالعه، از طیف سنجی‌های مادون قرمز نزدیک، بدلیل کارکرد راحت و غیرتهاجمی آن، جهت اندازه‌ی میزان غلظت گلوکز (میلی گرم بر دسی لیتر) استفاده شده است. در این تحقیق جهت بررسی اثر غلظت بر طیف FTIR، ابتدا پودر گلوکز با غلظت‌های مختلف در آب مقطر حل شده و ساختار سنجی در شرایط آزمایشگاه انجام شد. مشاهده شد که با افزایش غلظت گلوکز در محلول شدت جذب نور توسط این پیوندها و مساحت زیر نمودار حاصل از قله‌های جذبی، روند کاهشی داشته که می‌تواند بدلیل تشکیل پیوندهای جدید هیدروژنی و در نتیجه کاهش پراکندگی پس از حل شدن گلوکز در آب باشد.

کلیدواژه- گلوکز، طیف سنجی مادون قرمز، پیوندهای هیدروژنی، شدت جذب نور

Study of the glucose concentration in the glucose-distilled water solution using FTIR spectroscopy

Ehsan Azimzadeh Andarabi, Shahab Norouzian-Alam, and Mahdi Shayganmanesh

Faculty of Physics, Iran University of Science and Technology, Resalat Square, Tehran-Iran

Ehsaan.azimzade@gmail.com, norouzian@iust.ac.ir, shaygan@iust.ac.ir

Abstract- Glucose is one of the most common carbohydrates in living organisms and is found in abundance in foods with sweet flavors, it comes in two forms: α -D glucose and β -D glucose; The difference between these glucose differs in the way the carboxyl group is connected to a carbon atom. Due to the similarity in physical properties, type recognition of a sugar before connecting it to a molecule can be challenging. In this study, using near-infrared spectroscopy, due to its convenient and non-invasive operation glucose concentration (milligrams per deciliter) can be estimated. In this study, to investigate the effect of concentration on the FTIR spectrum, glucose powder of different concentrations was dissolved in distilled water and structured in laboratory conditions. The resulting adsorption peaks have a decreasing trend which can be due to the formation of new hydrogen bonds and thus reduce the optical dispersion after glucose dissolves in water.

Keywords: Glucose, Hydrogen bonds, Infrared spectroscopy, Intensity of light absorption

1. Introduction

Glucose is a crucial carbohydrate that is widely present in living organisms and is primarily characterized by its sweet flavor[1]. However, the most significant form of glucose is its presence in the bloodstream, commonly referred to as blood sugar. It serves as the primary energy source for living beings. As illustrated in Fig. 6, glucose is also as a precursor for various other compounds, including fructose and galactose. Monitoring glucose levels is essential across multiple domains, including agriculture and medicine. Research indicates that infrared spectroscopy, the technique utilized in this article, is a promising approach for the non-invasive assessment of glucose[2]. The ability to measure glucose non-invasively holds significant importance.

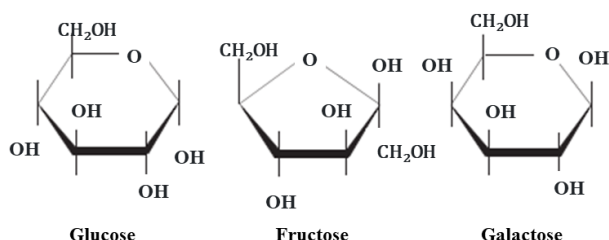


Fig. 6: The carbon structure of glucose, fructose, and galactose [3]

Glucose is categorized into two anomeric forms: α -D and β -D [4]. Its molecular formula is $C_6H_{12}O_6$, which contains five hydroxyl (OH) functional groups. When glucose powder is dissolved in water, the glucose molecules interact with water molecules through hydrogen bonding, leading to a homogeneous solution. The primary bonds formed between glucose and water include C-H, O-H, CH_2 , C=O, and C-C. Many of these bonds are also present in the interactions between glucose and blood, enabling researchers to study glucose in aqueous solutions due to the structural similarities between blood and water. Infrared spectroscopy is used to differentiate the types and quantities of these bonds.

FTIR spectroscopy is a non-destructive characterization technique that offers high speed and sensitivity, allowing for the simultaneous measurement of frequencies within a matter of seconds. However, this method typically exhibits a low signal-to-noise ratio.

2. Method

In this study, solutions of distilled water and glucose with varying concentrations were prepared as follows: Initially, pure glucose and distilled water were obtained in sufficient quantities, as outlined in part (a) of Fig. 7. Using a digital scale, the required amounts of glucose (50, 120, 200, and 300 mg, respectively) were measured and completely dissolved in 20 cc (ml) of distilled water in a beaker (Fig. 7-(b)). Subsequently, the volume of each solution was adjusted to 100 ml using a graduated pipette,

and the mixture was thoroughly stirred to ensure even distribution of the glucose molecules throughout the solution. After the solutions were prepared, 5 ml of each sample was collected for testing and placed in the FTIR device, as indicated in part (c) of Fig. 7.



Fig. 7: (a) Glucose powder, (b) making solution, (c) preparing samples

For each of the prepared samples, the FTIR tests were conducted twice: once in absorption mode and once in transmission mode. The wavenumber range measured for this research extended from 1300 cm^{-1} to 10000 cm^{-1} . This range allows for the analysis of various molecular vibrations and functional groups present in the glucose solutions.

The FTIR spectrometer system utilized in this research was manufactured by PerkinElmer, specifically the Spectrum 100 model.

According to Eq. (1) and Eq. (2), The Beer-Lambert law is a fundamental principle used to quantify the amount of light absorption in samples[5].

$$I = I_0 e^{-\mu_{\text{eff}} d} \quad (1)$$

$$\mu_{\text{eff}} = (\mu_a, \mu_s) \quad (2)$$

3. Results

The graphs obtained from the FTIR spectroscopy for the absorption state of the tested glucose solutions at different concentrations are presented in Fig. 8.

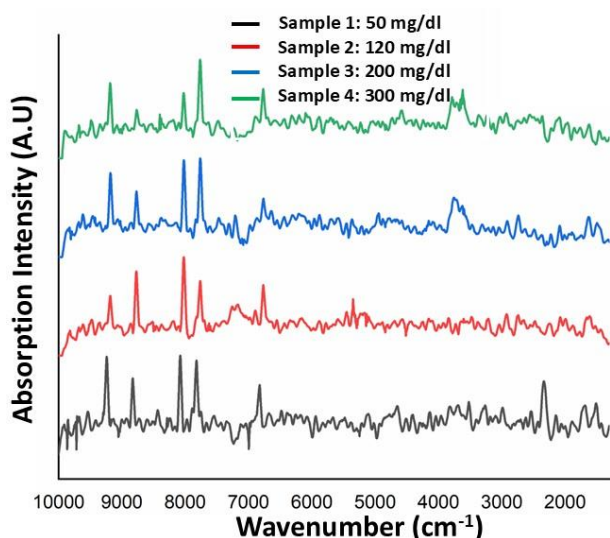


Fig. 8: Intensity of light absorption for solutions with different concentrations

The infrared spectrometer is capable of distinguishing various molecular bonds formed from the interaction of glucose and water molecules at different wavenumber regions. Some of these notable molecular bonds and their corresponding wavenumbers are as follows[6]:

5621 cm^{-1} : C-H, 5740 cm^{-1} : C-H, 6825 cm^{-1} : O-H, 7050 cm^{-1} : C-H or O-H, 7820 cm^{-1} : O-H, 8070 cm^{-1} : C-H, 8830 cm^{-1} : C-H, 9236 cm^{-1} : C-H.

These peaks correspond to specific vibrational modes of the molecular bonds present in the glucose-water system.

In this article, three prominent peaks corresponding to specific wavenumber regions, which are associated with molecular bonds formed between glucose and water molecules, have been simulated using Origin software. The raw spectral curves for each sample were individually analyzed and fitted using the Gaussian function within the software's analysis section. To analyze the spectroscopic data and curves, the results derived from the curve fitting process, including the peak position, intensity, and the area under the graph at the absorption peak, have been utilized. An example of the simulated curve corresponding to the absorption peak at a wave number of 6825 cm^{-1} , associated with the O-H bond, is presented in Fig. 9.

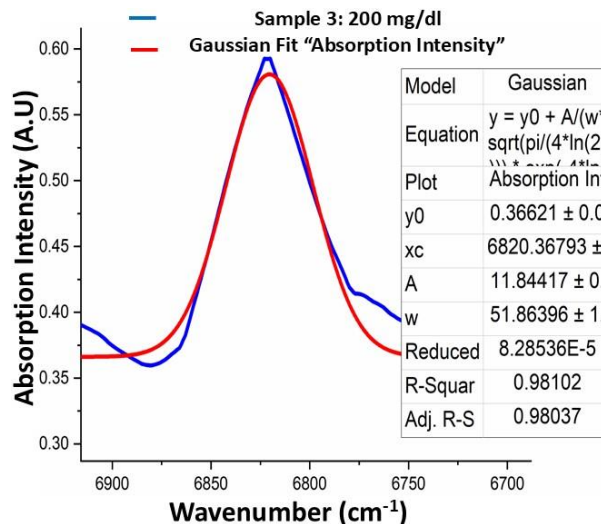


Fig. 9: Simulated Gaussian distribution graph for a bond within a designated wavelength range

FTIR spectra pertaining to C-O and C-H bonds have been simulated and analyzed across various concentrations. The examination of the absorption peak positions indicated that alterations in glucose concentration did not result in significant changes in the peak locations for both compound types studied; hence, the relevant graphs are omitted from this discussion. Fig. 10 and Fig. 11 illustrate the absorption intensity and the area beneath the FTIR spectrum diagrams associated with C-O and O-H bonds, specifically within the wavenumber ranges of 7750 cm^{-1} , 7890 cm^{-1} , and 8830 cm^{-1} .

To enhance the observation and analysis of the data, the graphs have been fitted with the exponential function $y = a - b * e^{-cx}$. Additionally, to account for the 10% error resulting from measurements and calculations, error bars have been incorporated into the graphs.

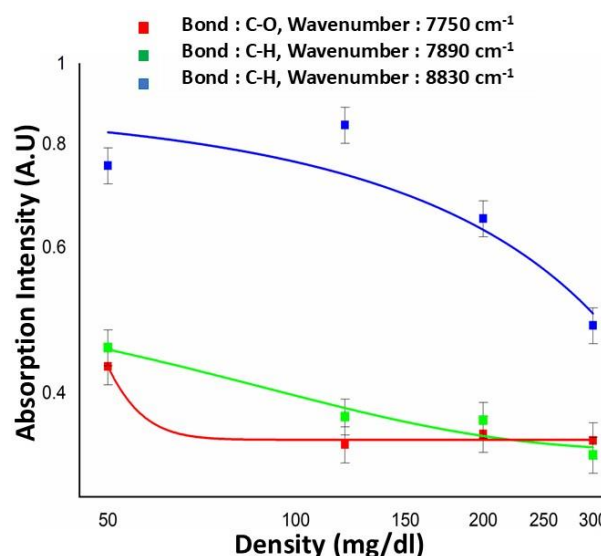


Fig. 10: Graphs depicting the concentration and intensity of light absorption for various bonds

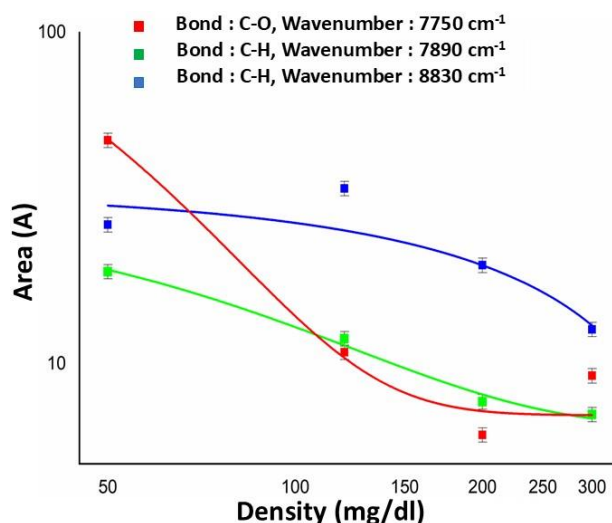


Fig. 11: Graphs illustrating the concentration and the area beneath the curve of stimulated absorption peaks for various bonds

Fig. 10 and Fig. 11 use a log10 scale for clarity. In Fig. 10, the C-O and C-H bond curves show that as glucose concentration in water increases, absorption intensity decreases. Fig. 11 reflects a similar trend in the subdiagram surface parameter, indicating that both absorption intensity and spectrum area at corresponding peaks decline with higher glucose concentrations. This decrease may be due to new hydrogen bond formation, reducing dispersion as glucose dissolves. These findings align with previous research on the topic[6].

4. Conclusion

The study finds that higher glucose concentrations in glucose-water solutions lead to decreased absorption intensity and area under the curve for C-O and O-H bonds, suggesting similar effects may apply to other molecular bonds. Despite an increase in molecular bonds, absorption characteristics diminish, indicating complex interactions involving new hydrogen bonds. Additionally, the parameter Xc, which indicates peak locations from Gaussian fitting, is ineffective for estimating glucose concentration, as these peaks remain

stable across varying concentrations. These findings have significant implications for non-invasive blood glucose measurement technologies. The research team aims to apply these results to actual blood samples, particularly in patients with high blood sugar, with the expectation of developing effective non-invasive optical techniques for glucose monitoring, ultimately improving diabetes management and quality of life.

References

- [1] Z. Farooq, and A. Ismail, "Successful sugar identification with ATR-FTIR," *Agro Food Ind Hi-Tech*, vol. 25, pp. 36-39, 2014.
- [2] A. Villringer, J. Planck, C. Hock, et al., "Near-infrared spectroscopy (NIRS): a new tool to study hemodynamic changes during activation of brain function in human adults," *Neuroscience letters*, vol. 154, no. 1-2, pp. 101-104, 1993.
- [3] X. Qi, and R. F. Tester, "Fructose, galactose, and glucose-In health and disease," *Clinical nutrition ESPEN*, vol. 33, pp. 18-28, 2019.
- [4] M. I. García-Moreno, J. M. Benito, C. O. Mellet, et al., "Chemical and enzymatic approaches to carbohydrate-derived spiroketals: Di-D-fructose dianhydrides (DFAs)," *Molecules*, vol. 13, no. 8, pp. 1640-1670, 2008.
- [5] B. Javid, F. Fotouhi-Ghazvini, and F. S. Zakeri, "Noninvasive optical diagnostic techniques for mobile blood glucose and bilirubin monitoring," *Journal of Medical Signals & Sensors*, vol. 8, no. 3, pp. 125-139, 2018.
- [6] S. Tanaka, D. Kojić, R. Tsenkova, et al., "Quantification of anomeric structural changes of glucose solutions using near-infrared spectra," *Carbohydrate Research*, vol. 463, pp. 40-46, 2018.

سی تی اسکن سطحی اپتیکی

پویا پرویزیان^۱، امیرحسین ساعدپناه^۲، حمید رضا صفری^۳ و سید روح الله حسینی^۴

^۱ شرکت آرمان موج فناور، تهران، ایران

^۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ایران،

^۳ پژوهشکده فیزیک، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران، ایران

^۴ دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، تهران، ایران،

چکیده - در این پژوهش با استفاده از مکانیزم سی تی اسکن با نور مرئی مدل سه بعدی از رویه بیرونی یک جسم داده شده است. در این روش به جای استفاده از پرتو ایکس مرسوم در سی تی اسکن، از نور مرئی استفاده شده و با چرخش جسم جلوی نور، تعداد زیادی تصویر از سایه جسم روی پرده به دست آمده است. در نهایت به کمک روش‌های نرم‌افزاری برای بازسازی، یک مدل سه بعدی از رویه خارجی جسم تولید شده است. این مدل سه بعدی از یک طرف امکان بررسی دقیق هندسه و ابعاد جسم را تا دقت ۱۰۰ میکرومتر فراهم می‌نماید و از طرف دیگر این روش قابلیت آن را دارد که در جهت افزایش کیفیت تصویر لبه‌های جسم در سی تی اسکن پرتو X استفاده گردد. این الگو همچنین می‌تواند روش خوبی برای آموزش فرآیند سی تی اسکن پرتو ایکس در صنعت برای مبتدیان در نظر گرفته شود.

کلیدواژه- بازسازی، سی تی اسکن، مدل سه بعدی، نور مرئی، هندسه و ابعاد.

Optical Surface CT Scan

Pouya Parvizian, Amirhossein Saedpanah, Hamidreza Safari and Seyed Rouhollah Hosseini

pouya.parvizian@gmail.com, Amirhossein.saedpanah@gmail.com, hhsafari@ipm.ir, sr_hosseini@ut.ac.ir

Abstract- In this study, a 3D model of the outer surface of an object was generated using the visible light CT scan mechanism. In this method, instead of using conventional X-rays in CT scans, visible light was used and by rotating the object in front of the light, a large number of images of the object's shadow on the screen were obtained. Finally, with the help of software methods for reconstruction, a 3D model of the outer surface of the object was produced. On the one hand, this 3D model allows for a precise examination of the geometry and dimensions of the object to an accuracy of 100 micrometers, and on the other hand, this method has the ability to be used to increase the image quality of the edges of the object in X-ray CT scans. This model can also be considered a good method for teaching the X-ray CT scan process in the industry for beginners.

Keywords: Reconstruction, CT scan, 3D model, Visible light, Geometry and dimension

مقدمه

سی تی اسکن ۱ (مقطع نگاری رایانه‌ای) پرتو ایکس روشی برای تهیه تصاویر سه بعدی از اجسام است. در این روش تعداد زیادی تصویر از زوایای مختلف جسم تهیه می‌شود و با استفاده از الگوریتم‌های نرم افزاری مبتنی بر تبدیل معکوس رادون^۲، جسم به طور سه بعدی بازسازی^۳ می‌شود. تصویر نهایی به گونه‌ای است که تصویر مقاطع مختلف درون جسم که با روش‌های معمول تصویر برداری در دسترس نیست، به دست می‌آید. این تصویر ناشی از نفوذ پرتو ایکس در اجسام با ضخامت‌های مختلف می‌باشد که از قانون بیر-لامبرت^۴ تبعیت می‌کند:

$$I = I_0 e^{-\int \mu(x) dx} \quad (1)$$

این تصاویر کمک می‌کنند تا آسیب‌های مختلف درون بافت‌های موجود زنده و یا نقایص موجود در ریخته‌گری و یا جوش قطعات صنعتی را یافته و آن‌ها را مورد مطالعه و بررسی قرار داد [۱]. گرچه سی تی اسکن معمولاً برای مطالعه اجسام با استفاده از پرتو ایکس صورت می‌گیرد، قابلیت ساخت نوعی سی تی اسکن مبتنی بر نور مرئی وجود دارد که نه تنها از آن برای تعیین هندسه و ابعاد جسم استفاده می‌شود، بلکه در بعضی موارد که سی تی اسکن معمول پرتو ایکس قادر نیست تا لبه‌های جسم را به طور دقیق تعیین کند (به علت کدر شدگی ناشی از پراکندگی و یا آلودگی نوری در آشکارسازهای پرتو ایکس) به عنوان روش ترکیبی به همراه سی تی اسکن پرتو ایکس برای تعیین سطح خارجی جسم معرفی می‌شود. همچنین این روش می‌تواند الگویی برای آموزش آنچه در سی تی اسکن پرتو ایکس اتفاق می‌افتد، که به دلیل ایمنی دور از مشاهده مستقیم است، در اختیار مبتدیان این حوزه قرار گیرد.

در این مقاله با استفاده از سی تی اسکن نور مرئی و الگوریتم مناسب بازسازی، تصویر سه بعدی از رویه خارجی یک جسم را به دست آورده‌ایم. در ادامه چارچوب آزمایشگاهی و روش نرم‌افزاری مورد استفاده و نتایج به دست آمده را گزارش می‌کنیم.

چیدمان آزمایشگاهی

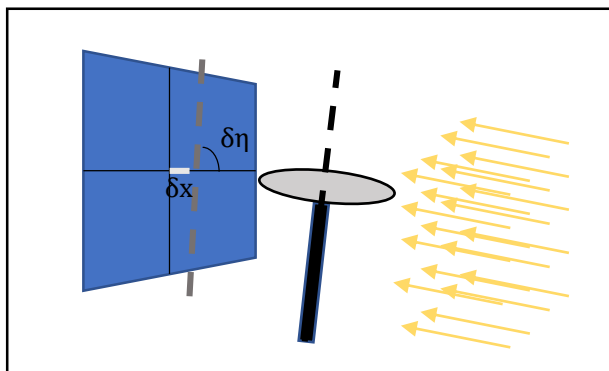
برای انجام سی تی اسکن با نور مرئی از یک منبع نقطه‌ای نور مرئی سفید استفاده کردیم که به طور مناسبی روی واگن صنعتی متصل شده و خود واگن نیز روی ریل صنعتی قرار گرفته است. جسم مورد مطالعه سر پیچ انتهایی یک لامپ ال ای دی بدون حباب از نوع E27 بوده است. برای دوران لامپ از یک استپر موتور از نوع ۱،۸ درجه استفاده شده که روی واگن پیچ شده است. یک استیج دوار به عنوان نگهدارنده سر پیچ روی استپر موتور قرار داده شد. مجموعه روی همان ریل منبع نور قرار گرفتند. پرده سفید رنگ به نحو مناسب روی واگن دیگر ولی همان ریل قرار داده شد تا سایه سرپیچ روی آن بیفتد. پشت پرده در همان راستا، دوربین عکاسی قرار گرفت تا تصاویر سایه را ثبت کند. به این ترتیب نور مرئی سایه‌ای از سرپیچ را روی پرده می‌انداخت و تصویر آن به وسیله دوربین ضبط می‌شد. استپر موتور طوری تنظیم شده که یک دور کامل را با ۴۰۰ گام طی کند. بعد از تصویر اول استپر موتور یک گام به جلو رفته و تصویر دوم به وسیله دوربین ضبط شد. و سپس گام بعدی و تصویر بعدی تا اینکه ۴۰۰ تصویر سایه‌ای از دوران کامل سرپیچ به وسیله دوربین ضبط شد. تصاویر (۱) و (۲) به ترتیب نمایی از چیدمان آزمایشگاهی مورد استفاده را در روشنایی و زمان خاموشی نمایش می‌دهند.



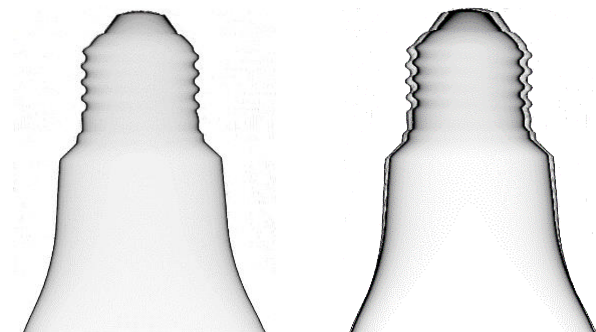
تصویر ۱: نمایی از چیدمان آزمایشگاهی سی تی اسکن با نور مرئی. از سمت راست به ترتیب منبع نور مرئی، سرپیچ لامپ روی استپر موتور، پرده و دوربین عکاسی، که همگی روی ریل قرار گرفته‌اند، را می‌توان دید.

³ Reconstruction
⁴ Beer–Lambert law

¹ CT scan
² Inverse Radon Transform



شکل ۱: در این شکل پارامترهای هندسی مورد نیاز جهت بازسازی تصویر نشان داده شده است.



شکل ۲: در شکل سمت راست مقطع بازسازی شده، بدون انجام کالیبراسیون هندسی، شاهد بروز مصنوعات هندسی هستیم که از تشخیص درست لبه‌ها جلوگیری می‌کند. با استخراج پارامترهای هندسی صحیح می‌توان به نتیجه درست دست یافت که در تصویر سمت چپ قابل ملاحظه است.

مدل سه بعدی جسم

پس از انجام کالیبراسیون هندسی و بازسازی صحیح جسم در قالب مقاطع مختلف، با کمک گرفتن از نرم‌افزارهایی چون Drishti رویه‌ی مدنظر در قالب فرمت‌های مرسوم مورد استفاده در مهندسی از جمله STL ارایه می‌شود که برای مقاصد مختلف از جمله پرینت سه بعدی مناسب است.



تصویر ۲: نمایی دیگر از چیدمان آزمایشگاهی سی تی اسکن با نور مرئی. سایه ناشی از سرپیچ لامپ روی پرده مشخص است. دوربین در پشت پرده تصاویر را در هر چرخش گام استپر موتور ضبط می‌کند.

الگوریتم نرم‌افزاری برای سی تی اسکن مرئی

امروزه با توسعه سی تی اسکن‌های صنعتی، الگوریتم‌های مختلفی جهت بازسازی سه بعدی با استفاده از تصاویر پرتوی ایکس پیشنهاد شده، که الگوریتم فیلتر بک پروجکشن از پرکاربردترین آن‌ها است [۲]. در این الگوریتم از تبدیل معکوس رادون برای بازسازی جسم استفاده می‌شود که در کنار سادگی از سرعت بالایی برخوردار است. در این الگوریتم، برای یافتن تصویر باید معادله جبری به شکل زیر را حل کرد:

$$P_i * u = p_i \quad (2)$$

که در آن u معادل جسم مورد نظر، P_i هندسه تصویر برداری و p_i تصاویر گرفته شده از جسم است. بدین ترتیب برای یافتن u ، در کنار تصاویر گرفته شده نیازمند دانش کاملی از P_i هستیم، که همان هندسه تصویر برداری می‌باشد. لذا هندسه سی تی تصویر برداری نقشی اساسی در بازسازی تصویر خواهد داشت. با توجه به موازی بودن خطوط تابش تنها دو پارامتر هندسی نقش اساسی در بازسازی تصویر دارند. که عبارتند از زاویه سی محور دوران جسم نسبت به خط میانی آشکارساز ($\delta\eta$) و دیگری فاصله سی مرکز آشکارساز تا محل قطع خط میانی آشکارساز و تصویر محور دوران بر روی آشکارساز ($x\delta$) هستند که در شکل (۱) قابل مشاهده است. بدون دانستن این مشخصات و اعمال آن بر روی تصاویر نتیجه سی بازسازی دارای مصنوعات خواهد بود که به دور از واقعیت هستند، شکل (۲).

با روند کار نیست، این روش به عنوان روش جایگزین برای آموزش سی تی اسکن به مبتدیان و کارآموزان این زمینه قابل استفاده است. همچنین این روش با روش های مرسوم تصویر برداری سه بعدی (اسکنر سه بعدی) قابل مقایسه است. گرچه اسکنر های سه بعدی برای تهیه نقشه های رویه ای اجسام، متداول تر هستند، این روش ارزان تر و دسترس پذیرتر است.

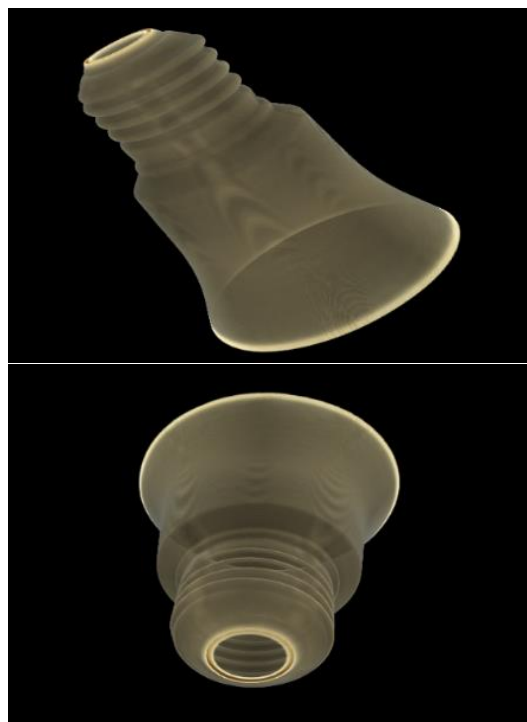
در ادامه این پژوهش می توان تهیه نقشه بزرگنمایی شده (بزرگنمایی هندسی ناشی از فاصله جسم تا منبع نور نقطه ای) را بررسی کرده و همچنین اثر بزرگ شدن منبع نور نقطه ای و تاثیر آن در کدر شدگی لبه های سایه را بررسی نمود که منجر به عدم قطعیت در برآورد ابعاد و هندسه دقیق جسم می شود. این اثر اخیر معادل است با کدر شدگی لبه تصویر در رادیوگرافی و سی تی اسکن پرتو ایکس زمانی که اندازه نقطه کانونی بزرگ می شود. همچنین مقایسه دقت ابعادی برای زمانی که استپ های موتور بیشتر و یا کمتر از مورد مطالعه این مقاله (۴۰۰ گام بر دور) باشند می تواند موضوع مطالعات آتی باشد.

سپاسگزاری

در اینجا تشکر و سپاس فراوان خود را از مدیریت محترم شرکت آرمان موج فناور جناب آقای دکتر عباس محمدکاظمی برای حمایت های مادی و معنوی که منجر به نتایج این پژوهش شد را اعلام می داریم.

مرجع ها

- 1- S. Carmignato, W. Dewulf and R. Leach, Industrial X-Ray Computed Tomography, Springer International Publishing, 2018.
- 2- L. Smekal, M. Kachelrieß, E. Stepina, W. Kalender, Geometric misalignment and calibration in cone-beam tomography, Medical Physics, Volume 31, Issue 12, 2004.



شکل ۳: تصاویر رویه سه بعدی سرپیچ لامپ در نرم افزار نمایش سه بعدی Drishti

نتیجه گیری

در این پژوهش سعی کردیم تا با استفاده از سی تی اسکن نور مرئی، تصویر رویه ای سه بعدی از یک جسم سه بعدی ارائه دهیم. همانطور که ملاحظه شد این تصویر رویه ای از ترکیب عکاسی از سایه جسم مورد مطالعه و الگوریتم های نرم افزاری مناسب ایجاد شد. به این ترتیب از این روش به عنوان روشی که مکمل سی تی اسکن پرتو ایکس برای تشخیص لبه های جسم است استفاده می شود و همینطور این روش به ما کمک می کند تا به صورت غیر مخرب نقشه هندسه خارجی جسم را به دست آوریم. از آنجایی که انجام سی تی اسکن پرتو ایکس دارای هزینه های زیادی است و البته اینکه به دلیل ایمنی کاربر در تماس مستقیم

ساخت لایه نازک AZO و بررسی خواص ساختاری و نوری آن

راحله خطیری*، علیرضا بنانج، اسماء السادات معتمدی، حسین رزاقی، ایران حسینزاده لیش، افتخار سادات بستان دوست نیک و اسماعیل جنگجو

پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، تهران، ایران

چکیده - در این مقاله، لایه نازک اکسیدروی آلاییده شده با آلومینیم (AZO)، با روش‌های سل-ژل و پوشش‌دهی غوطه‌وری عمیق ساخته و مشخصه‌یابی شده‌است. نتایج حاصل از بررسی نمودار پراش پرتو ایکس، تشکیل ساختارهای بلوری ترجیحی اکسیدروی را نشان داده و هیچ قله اضافه مربوط به ساختار اکسید آلومینیم مشاهده نشده‌است. اندازه بلوریت‌های اکسیدروی برای بهترین نمونه در حدود ۱۸ نانومتر محاسبه شده‌است. تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نشان می‌دهد که نمونه‌های اولیه ذرات کروی بسیار کلوخیده و دارای سطحی ناصاف هستند که با افزایش دما و زمان پخت، یکنواختی در ریخت‌شناسی مشاهده می‌شود. میانگین ضخامت لایه نازک برای بهترین نمونه ۱۷۲ نانومتر است که نشان‌دهنده تشکیل لایه نازک متراکم می‌باشد. طیف جذب لایه‌های نازک نشان می‌دهد که همه لایه‌های نازک ساخته شده، در ناحیه مرئی، نور را به‌خوبی عبور داده و با کاهش طول‌موج نور به ناحیه فرابنفش، عبور نور نیز از لایه‌های AZO به لبه جذب در طول‌موج ۳۷۵ نانومتر، کاهش یافته و از این طول‌موج جذب نور اتفاق می‌افتد.

کلیدواژه- اکسیدروی، پراش پرتو ایکس، پوشش‌دهی غوطه‌وری عمیق، لایه نازک، میکروسکوپ الکترونی روبشی.

Preparation of AZO Thin Films and Characterization Its Structural and Optical Properties

Raheleh Khatiri, Alireza Bananej, Asma S. Motamedi, Hosein Razzaghi, Iran Hoseinzade Lish, Eftekhari S. Bostandoost Nik and Esmaeil Jangjoo

Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute NSTRI, Tehran, Iran

* rkhatiri58@gmail.com

Abstract- In this paper, the thin layer of aluminum-doped zinc oxide (AZO) has been fabricated and characterized by sol-gel deposition methods and dip coating. The results obtained from the X-ray diffraction pattern indicate the formation of preferred crystal structures of zinc oxide, with no additional peaks related to aluminum oxide structure observed. The size of zinc oxide crystallites for the best sample has been calculated at around 18 nm. Scanning electron microscope images show that the prototypes of spherical particles are very aggregation and have a rough surface, which becomes more uniform in morphology with increasing temperature and annealing time. The average thickness of the thin layer for the best sample is 172 nm, indicating the formation of a dense thin layer. The absorption spectra of thin films show that all the fabricated thin films transmit light well in the visible region, and as the wavelength of light decreases into the ultraviolet region, the transmission of light through the AZO layers decreases to the absorption edge at a wavelength of 375 nanometers, where light absorption occurs at this wavelength

Keywords: Dip coating, Scanning electron microscopy, Thin layer, X-ray diffraction, Zinc Oxide.

مقدمه

$(\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_3\text{O}_2))$ و آلومینیوم کلراید هگزاهیدرات، متانول، مونواتانول آمین (MEA) به دست آمده است. MEA به عنوان یک عامل ترکیب کننده، از تراکم و کلوخه شدن یون های دو ظرفیتی روی جلوگیری می کند. همچنین حضور این آمین سبب افزایش PH محلول شده و تشکیل اکسیدروی را تسریع می کند.

روش آزمایش

ابتدا ۱۶/۴۶ گرم استات روی با ۱۰۰ سی سی متانول در ارلن ترکیب شده و درون یک بشر محتوی آب ۶۰ درجه سانتی گراد قرار داده می شود. سپس ۴/۰۵۴ گرم مونواتانول آمین به ترکیب اضافه و به مدت ۳۰ دقیقه با سرعت ۷۰۰ rpm هم زده شده و در نهایت ۰/۲۸۱ گرم نیترات آلومینیوم به محلول اضافه و مجدد به مدت ۲ ساعت هم زده می شود. سپس محلول به مدت ۲۴ ساعت در دمای اتاق نگهداری می شود. لایه نشانی به روش غوطه وری عمیق بر روی زیرلایه شیشه کوارتز انجام شد.

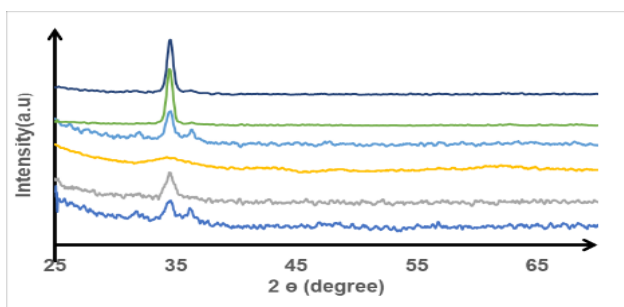
جدول ۱: شرایط ساخت لایه های نازک

شماره نمونه	دمای پخت اولیه (°C)	زمان پخت اولیه (دقیقه)	دمای پخت ثانویه (°C)
۱	۳۵۰	۱۰	۵۵۰
۲	۳۵۰	۲۰	۵۵۰
۳	۳۰۰	۲۰	۵۵۰
۴	۲۵۰	۲۰	۵۵۰
۵	۲۵۰	۱۰	۵۵۰
۶	۲۵۰	۱۰	۶۰۰

در این روش زیرلایه شیشه ای با سرعت ثابت ۱ میلی متر بر ثانیه و در دمای اتاق وارد محلول سل شده و خارج می گردد. سپس به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۲۴۰ درجه سانتی گراد قرار داده تا خشک شده و حلال و بقایای مواد آلی تبخیر شوند. به منظور افزایش ضخامت لایه نازک، هر دو مرحله غوطه وری و خشک کردن هفت بار تکرار شده اند. در نهایت لایه نازک تهیه شده در دمای ۵۰۰ درجه سانتی گراد در محیط هوا به مدت ۲ ساعت پخته می شود.

اکسیدروی (ZnO) یک نیمه رسانای گروه II-VI است که معمولاً ساختار بلوری ورتزیت شش ضلعی دارد. از مزایای آن نسبت به سایر اکسیدهای این گروه می توان به فراوانی در پوسته زمین، غیرسمی بودن، هزینه کم مواد، پایداری شیمیایی، شفافیت بالا در ناحیه طیفی مرئی و مادون قرمز نزدیک اشاره کرد [۱ و ۲]. لایه های نازک اکسیدروی ترکیبی از خواص پیزوالکتریکی، الکتریکی، نوری و حرارتی را نشان می دهند. از این نیمه هادی با داشتن نوار ممنوعه وسیع ۳/۳۷ الکترون ولت، در ساخت حسگرهای گازی، نوسانگرهای فراصوتی، سلول های خورشیدی و لیزرهای ساطع کننده نورهای سبز، آبی، فرابنفش و سفید استفاده می شود. روش های مختلفی برای تولید لایه های نازک اکسیدروی خالص و آلائیده شده وجود دارد که می توان به روش های رسوب شیمیایی بخار (CVD)، کندوپاش، سل-ژل، محلول های آبی و پلاسما اشاره کرد [۳ و ۴]. با مقایسه روش های مختلف تولید لایه های نازک ZnO ، ترکیب روش سل-ژل با فرآیند پوشش دهی غوطه وری، روشی آسان، کم هزینه و کارآمدتر برای پوشش دهی سطوح بزرگ است. از سوی دیگر، لایه های اکسیدروی نانوبلوری تولید شده با این روش، به دلیل چگالی بالای تله های حامل و موانع بالقوه در مرزهای دانه، از نظر خواص الکتریکی و نوری کیفیت پایینی دارند. مطالعات نشان می دهد که خواص نوری-الکتریکی را می توان با شرایط رسوب بهینه و افزودن آلاینده به طور قابل توجهی بهبود بخشید. با استفاده از اکسیدروی آلائیده شده با عناصر گروه III مانند آلومینیوم می توان الکترودهای شفاف با کیفیت بالا تولید کرد. با جایگزینی Zn دو ظرفیتی توسط یون سه ظرفیتی یک الکترون آزاد اضافی ایجاد شده و سبب افزایش هدایت الکتریکی آن می شود [۵ و ۶]. لایه های نازک مشتق از ZnO ، Nb_2O_5 ، TiO_2 و .. که به روش سل-ژل و پوشش دهی غوطه وری ساخته می شوند در اکثر مواقع جهت گیری ترجیحی در رشد صفحات بلوری را نشان می دهند. در این ساختارها صفحات قطبی با خانواده (۰۰۱) که پایداری کمی دارند به سرعت رشد می کنند، ولی خانواده صفحات غیرقطبی (۱۰۰) که از نظر الکتریکی خنثی و پایدار بوده، سرعت رشد پایین تری دارند. الگوهای پراش پرتو ایکس لایه های نازک تهیه شده یک یا دو قله بسیار شدید را نشان می دهند که آنها نیز مربوط به صفحات قطبی می باشند [۷]. در این پروژه لایه های AZO به روش سل-ژل تهیه شدند. ترکیب سل-ژل از مواد زینک استات

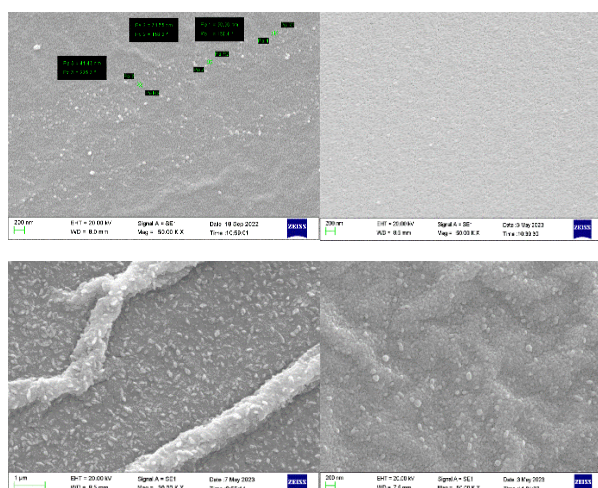
بحث و نتایج



شکل ۱: نمودار پراش ایکس نمونه ۱ تا ۶ (به ترتیب از پایین به بالا)

با کاهش زمان بازپخت اولیه برای نمونه ۵ ساختار بلوری اکسیدروی با رشد ترجیحی شدیدی در جهت صفحه (۰۰۲) مشاهده شده است. همان طور که در نمودار مشاهده می شود قله مربوط به صفحه (۰۰۲) مربوط به نمونه ۶ با افزایش دمای بازپخت ثانویه بلندتر شده ولی همچنان سایر قله ها به علت رشد ترجیحی این صفحه بلوری، بسیار ریز دیده می شوند. با توجه به نمودار شکل ۱، در هیچ کدام از نمونه ها قله اضافه مربوط به تشکیل اکسیدآلومینیم دیده نشده است. از آنجائی که ریزساختار لایه نازک AZO بر خواص الکتریکی و نوری دستگاه های نوری تأثیرگذار است، بررسی ریخت شناسی سطح لایه های نازک بسیار مهم است.

شکل ۲ تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نمونه ها را نشان می دهد.



شکل ۲: تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM): نمونه ۲ پایین سمت چپ، نمونه ۴ پایین سمت راست، نمونه ۵ بالا سمت چپ، نمونه ۶ بالا سمت راست

برای بررسی خواص ساختاری و نوری نمونه ها از روش های اندازه گیری مختلفی استفاده شده است. با استفاده از پراش پرتو ایکس (XRD) ساختار بلوری نمونه ها و اندازه بلوریت های تشکیل شده بررسی شده است. از تصاویر میکروسکوپ روبشی (SEM) برای بررسی توپوگرافی سطح، بررسی اندازه دانه ها و ضخامت لایه نازک استفاده شد. با استفاده از دستگاه طیف سنجی UV-Visible میزان جذب طیف الکترومغناطیسی از لایه های نازک ساخته شده بررسی شده است.

شکل ۱ نمودار پراش پرتو ایکس نمونه ها را به ترتیب از پایین به بالا مربوط به نمونه های شماره ۱ تا ۶ نشان می دهد. همان طور که در **Error! Reference source not found.** نشان داده شده است، به علت رشد ترجیحی در ساختار بلوری، تنها قله مشخص روی نمودار مربوط به صفحه (۰۰۲) بوده (در زاویه ۳۵ درجه)، که به علت رشد بیش از حد این صفحه، سایر صفحات اکسیدروی فرصت کافی برای رشد نداشته و با قله های بسیار کوچک در پراش پرتو ایکس مشاهده شدند. نمودار پراش پرتو ایکس نمونه ۱ (پایین ترین پراش در شکل ۱) اعوجاج های زیادی را نشان می دهد که بیانگر این موضوع است که ساختار کریستالی به خوبی تشکیل نشده است. نمونه ۲ با افزایش زمان پخت آماده گردیده است. همان طور که در **Error! Reference source not found.** مشخص است صفحه بلوری (۰۰۲) رشد بیشتری نسبت به نمونه ۱ دارد ولی همچنان اعوجاج های زیادی در نمودار دیده می شود. از آنجائی که دمای پخت اولیه در نمونه ۲، ۳۵۰ درجه سانتی گراد در نظر گرفته شده است، با احتمال این که این دما برای بازپخت اولیه زیاد در نظر گرفته شده است و سبب می شود مواد اولیه فرصت کافی برای انجام واکنش را نداشته و در اثر دمای بالا تبخیر شده یا خود دچار تغییرات ساختاری شده باشند، بنابراین دمای بازپخت اولیه نمونه ۳ به ۳۰۰ درجه سانتی گراد کاهش یافت. همان طور که در شکل مشخص است نتیجه مطلوبی حاصل نشده است. نمونه ۴ با کاهش دمای بازپخت اولیه ساخته شده است. همان طور که مشاهده می شود، قله های مربوط به ساختار بلوری اکسیدروی مجدداً ظاهر شده و اعوجاج های کمتری در پراش نسبت به نمونه ۱ مشاهده می شود.

نتیجه گیری

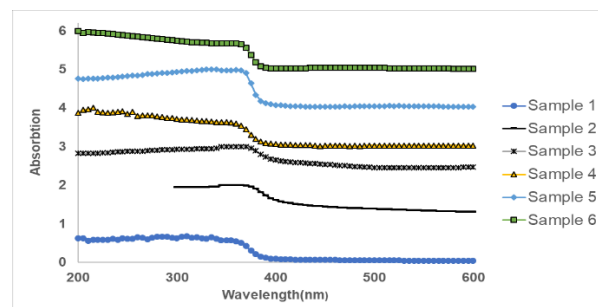
در این تحقیق لایه های نازک اکسیدروی آلاییده شده با آلومینیم با روش سل-ژل و نیز روش پوشش دهی غوطه وری ساخته شدند. نتایج حاصل از آزمون های مختلف حاکی از آن است که لایه های نازک دارای ساختار بلوری اکسیدروی بوده و از ذرات کروی، کلوخه ای تشکیل شده اند که با افزایش دما و زمان پخت، یکنواختی در ریخت شناسی مشاهده می شود. همچنین نور به خوبی از لایه های AZO در ناحیه مرئی عبور کرده و در طول موج ۳۷۵ nm پیک جذب مشخصی مشاهده شده و در این طول موج جذب نور رخ داده است.

مرجع ها

- 1- Diego Alovso-Alvaez, Lourdes FerreLlin, Alexander Mellor, Douglas J. Paul, Nicholas J. Ekins-Daukes. "ITO and AZO films for low emissivity coatings in hybrid photovoltaic-thermal applications".
- 2- Hyun Soo Lim, You Seung Rim, Hyun Jae Kim., Photoresist-Free Fully Self-Patterned Transparent Amorphous Oxide Thin-Film Transistors Obtained by Sol-Gel Process. Scientific Reports 4: 4544, 2014.
- 3- V. Balaprakash, P. Gowrisankar, S. Sudha, R. Rajkumar, "Aluminum doped ZnO transparent conducting thin films prepared by sol-gel dip coating technique for solar cells and optoelectronic applications", Materials Technology, 1753-5557, 2018.
- 4- T. Schuler, T. Krajewski, I. Grobelsek, M.A. Aegerter, "Influence of structure zone model parameters on the electrical properties of ZnO:Al sol-gel coatings", Thin Solid Films 502 67 – 71, 2006.
- 5- Ray Yu Wai Chan, Optical and electrical properties of aluminum-doped ZnO, Electronic Theses and Dissertations. Hong Kong Baptist University, 2015.
- 6- Lamia Znaidi, Tahar Touam, Dominique Vrel, NacerSouded, Sana Ben Yahia, Ovidiu Brinza, Alexis Fischer and Azzedine Boudrioua., AZO Thin Films by Sol-Gel Process for Integrated Optics, Coatings, 3, 126-139, 2003.
- 7- Jianzi Li, Jian Xu, Qingbo Xu, Gang Fang., "Preparation and characterization of Al doped ZnO thin films by sol-gel process", Journal of Alloys and Compounds 542 151–156, 2012.

با توجه به تصاویر SEM، با افزایش دمای بازپخت، دانه ها متراکم تر و بزرگتر می شوند که می توان آن را ناشی از فرآیند ادغام دانه ها در اثر عملیات حرارتی دانست. نانوذرات ZnO، عیوب فرنکل زیادی مانند بینابینی روی و جای خالی اکسیژن در مرز دانه دارند، حضور این عیوب فرآیند ادغام و ایجاد دانه های بزرگتر در اثر افزایش دمای پس از گرمایش را تسهیل می کند. همان طور که در تصاویر مشاهده می شود با افزایش دمای بازپخت ثانویه برای نمونه شماره ۶، ساختار متراکمتری مشاهده می شود که به علت ادغام ذرات با یکدیگر و از بین رفتن مرز دانه ها می باشد. از طرفی یکنواختی سطح، برای عملکرد خوب لایه های نازک AZO موضوع مهمی می باشد و با توجه به تصاویر، یکنواخت ترین ریخت شناسی مربوط به نمونه ۶ می باشد. همه نمونه ها از ذرات کروی شکل ساخته شده اند. نمونه های اولیه کلوخه هستند ولی با افزایش دما این کلوخه شدن نیز از بین می رود.

نمودار طیف جذب UV-Visible در ناحیه طول موج ۲۰۰ تا ۶۰۰ نانومتر، برای نمونه های مختلف در شکل ۳ نشان داده شده است. با توجه به این نمودار، همه لایه های نازک در ناحیه مرئی نور را به خوبی عبور داده و با کاهش طول موج نور به ناحیه فرابنفش و جذب نور در لبه جذب با طول موج ۳۷۵ نانومتر اتفاق می افتد. در نمونه های ۱، ۲ و ۳ با تغییر دما و زمان پخت اولیه، لبه جذب مشاهده نگردید. در ادامه با اعمال تغییرات بر زمان و دمای پخت، لبه جذب تیز، برای نمونه های ۴ تا ۶ مشاهده شده است. نواسانات دیده شده در طیف جذب نیز به دلیل تداخل نوری در لایه نازک به علت پدیده انعکاس در فصل مشترک بین هوا، ZnO و کوارتز است.



شکل ۳: نمودار طیف جذب لایه های نازک

اثرات شکل پالس لیزر فرودی بر تابش رد پای همدوس

محمد نصیر رستمی راوری، علیرضا گنجوئی

گروه فوتونیک، دانشکده علوم و فناوری پیشرفته و علوم محیطی، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته، کرمان، ایران

گروه پژوهشی لیزر، پژوهشکده فوتونیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته، کرمان، ایران

چکیده - در این مقاله تغییرات تابش رد پای همدوس با تغییر شکل پالس لیزر فرودی بوسیله شبیه سازی به روش ذره در جعبه با برخورد های مونت کارلو مورد بررسی قرار می گیرند. طبق یافته های این مقاله بهترین شرایط برای تولید تابش رد پای همدوس با امواج لیزر به شکل نیم سینوسی رخ می دهد. همچنین کمترین تولید تابش رد پای همدوس با شکل پالس گاوسی ایجاد می شود. با توجه به نتایج این مقاله برای تحقیقات بعدی در مورد بهینه سازی تابش رد پای همدوس با این شکل می توان اقدام کرد.

کلیدواژه - تابش رد پای همدوس، شبیه سازی ذره در جعبه با برخوردهای مونت کارلو، شکل پالس لیزر

Effects of Incident Laser Pulse Shape on Coherent Wake Emission

Mohammad Nasir Rostami Ravari, Alireza Ganjovi

Photonics Department, Sciences and Modern Technologies Faculty, Graduate University of Advanced Technology, Kerman, Iran

Laser Research Department, Institute of Science and High Technology and Environmental Science, Graduate University of Advanced Technology, Kerman, Iran

mnrravar@chmail.ir, alirezaganjovi@gmail.com

Abstract- In this article, the changes in the Coherent Wake Emission with the incident laser pulse shape change are investigated by the Particle In Cell simulation with Monte Carlo Collisions (PIC-MCC). According to the findings of this article, the best conditions for producing CWE occur in half-sine form. Also, the minimum generation of CWE is created with the Gaussian pulse shape. According to the results of this article, further research on optimization for CWE with this shape can be done.

Keywords: CWE, PIC-MCC, Pulse Shape

روش شبیه سازی

مقدمه

در این پژوهش فعل و انفعالات پیچیده بین ذرات در محیط پلاسما، با استفاده از روش PIC-MCC و کد XOOPIC مدل سازی می شوند. این فرایند شامل چندین مرحله است: راه اندازی و اجرای شبیه سازی، تجزیه و تحلیل نتایج، شناسایی و کمی سازی CWE، مقایسه با داده های نظری و تجربی، بهینه سازی پارامترها، و تفسیر نتایج. شناسایی CWE با تجزیه و تحلیل داده های میدان الکترومغناطیسی، طیف فرکانس، توزیع فضایی و قطبش انجام می شود. معادلات جفیمنکو رابطه بین بارهای متحرک و میدان ها را روشن می کند [1]:

تابش رد پای همدوس به عنوان یک روش تولید بهینه ی پرتوهای بسیار کوتاه از گذشته مورد توجه محققان بوده است. با این حال به نظر می رسد نیاز به بهینه سازی در این روش هم بسیار محسوس است. شکل پالس لیزر نقش مهمی در کنترل قدرت، همدوسی، عرض طیفی و دینامیک زمانی انتشار موج همدوس دارد. با تنظیم شکل پالس، می توان فرآیند CWE را برای کاربردهای خاص، مانند تولید با هارمونیک بالا یا تولید پالس آتوانیه در آزمایش های فیزیک پلاسما، بهینه کرد.

نتایج و بحث

در این مطالعه، پالس‌های لیزر با شکل‌های گاوسی، گاوسی عریض، نیمه‌سینوسی و دوزنقه به یک محیط پلاسمایی چگال با مشخصات آورده شده در جدول ۱ تابیده می‌شوند تا اثرات شکل پالس لیزر بر تابش رد پای همدوس سنجیده شود.

جدول ۱۱: ویژگی‌های ورودی اولیه

ویژگی	مقدار پیش فرض
حداکثر شدت لیزر	$3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$
طول پالس لیزر FWHM	$6.7 \times 10^{-15} \text{ s}$
طول موج لیزر	$1.0 \times 10^{-6} \text{ m}$
اندازه دور کمر لیزر	$5.0 \times 10^{-6} \text{ m}$
ابعاد شبیه‌سازی L_x	$3.0 \times 10^{-5} \text{ m}$
بعد شبیه‌سازی L_y	$5.0 \times 10^{-5} \text{ m}$
N_x	2048
N_y	256
گام زمانی شبیه‌سازی	$4.1 \times 10^{-17} \text{ s}$
چگالی پلاسما	1025 m^{-3}
تعداد ذرات پلاسما به ازای هر ذره شبیه‌سازی	1×10^{10}
گاز پس‌زمینه	Copper

بر اساس پارامترهای ورودی اولیه (جدول ۱) در شکل ۲(a) میدان الکتریکی و مغناطیسی محیط پلاسما و هارمونیک‌های همسان لیزر نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل ۲(b) مشاهده می‌شود، کاهش کلی در تغییرات زمانی میدان CWE وجود دارد. یافته‌های Quéré و همکاران [2] و باگنود و همکاران [3] کاهش میدان CWE را در طول زمان تأیید می‌کند. در نهایت، همان‌طور که در شکل ۲(c) نشان داده شده است، عرض پالس CWE تشکیل شده در محدوده آتوانیه است. CWE در نقاط عطف چگالی و میدان ایجاد می‌شود [2].

$$E(x, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3x' \left\{ \frac{\hat{R}}{R^2} [\rho(x', t')] + \frac{\hat{R}}{cR} \left[\frac{\partial \rho(x', t')}{\partial t'} \right] - \frac{1}{c^2 R} \left[\frac{\partial J(x', t')}{\partial t'} \right] \right\} \quad (1)$$

$$B(x, t) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3x' \left\{ \frac{\hat{R}}{R^2} [J(x', t')] + \frac{\hat{R}}{cR} \left[\frac{\partial J(x', t')}{\partial t'} \right] \right\} \quad (2)$$

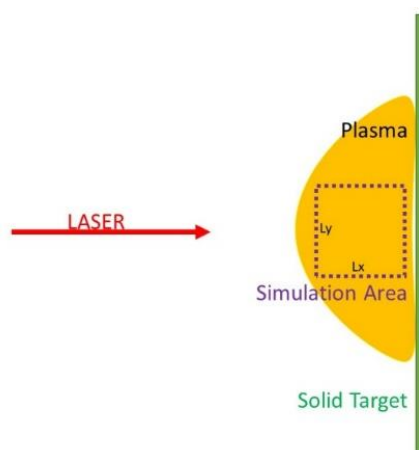
همچنین امواج انرژی پلاریزه دایره‌ای چپ (موج L) و راست (موج R) پلاسما را می‌توان برای افزایش دقت میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی ناشی از گرادیان فضایی چگالی اضافه کرد. موج R برای مطالعه پلاسما و فرکانس آن بسیار مهم است، زیرا بینش‌های مهمی را در مورد انتشار موج و تعاملات درون پلاسما ارائه می‌دهد. معادله پراکندگی موج R به شکل زیر است:

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{1 - (\omega_c / \omega)} \quad (3)$$

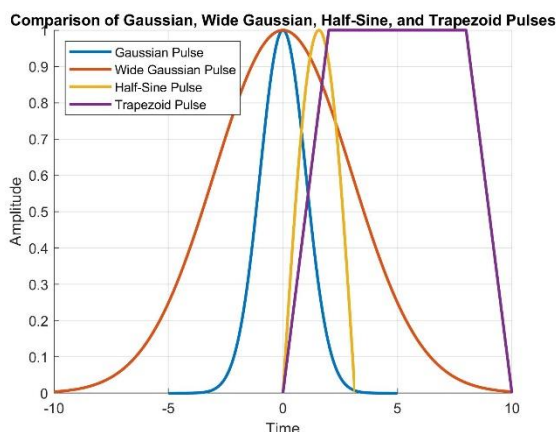
موج L که دارای باند توقف در فرکانس‌های پایین است دارای معادله پراکندگی به شکل زیر است:

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{1 + (\omega_c / \omega)} \quad (4)$$

شکل ۱ شماتیک پیشنهادی را برای تولید CWE در طول برهمکنش لیزر و پلاسما و محیط شبیه‌سازی آن نشان می‌دهد. شبیه‌سازی روی مرکز پلاسما متمرکز است، پس اثرات مرزی ناچیز است. این ساختار مشابه ساختاری است که توسط Quere و همکاران استفاده شده است [2].

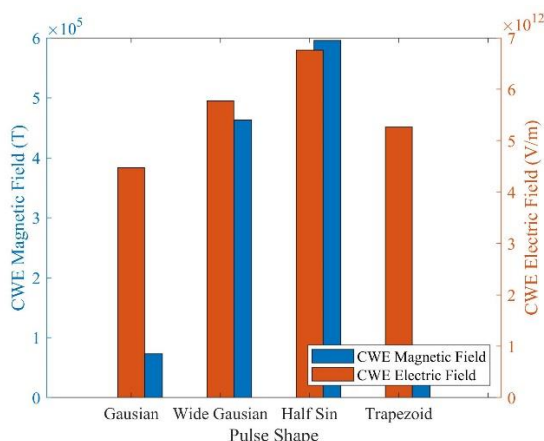


شکل ۶۸: شماتیک پیشنهادی برای شبیه‌سازی CWE



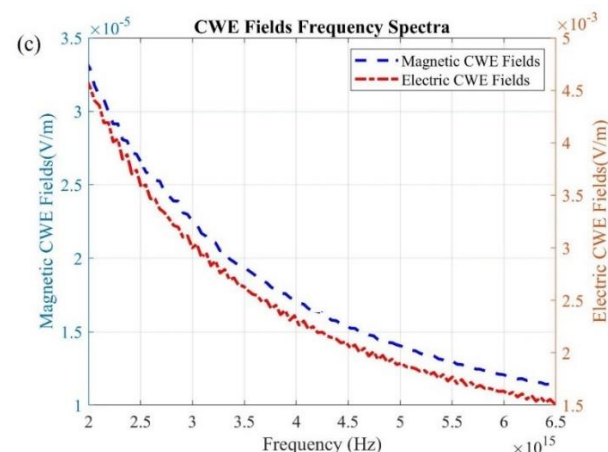
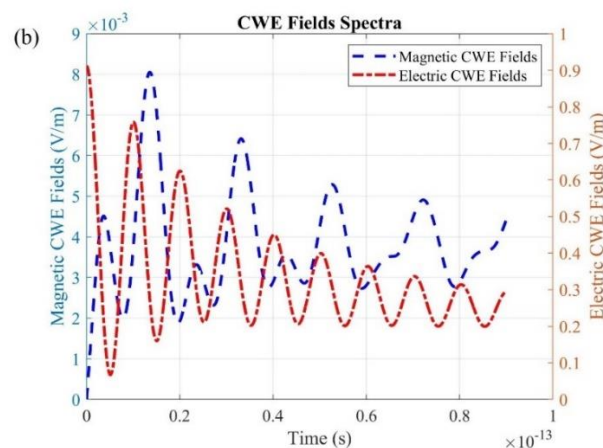
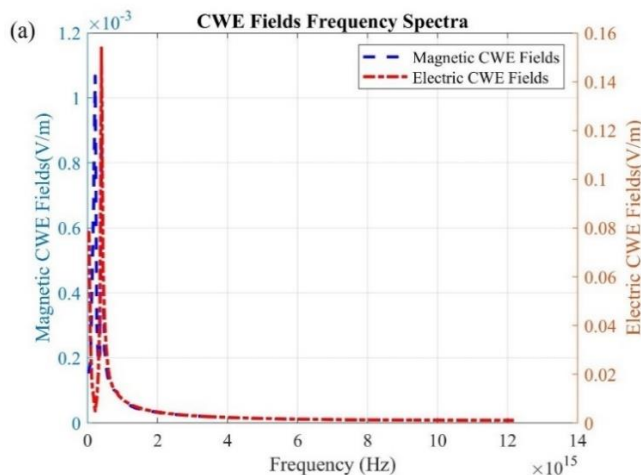
شکل ۷۰: مقایسه شکل پالس‌های گاوسی، گاوسی عریض، نیمه سینوسی و دوزنقه

شکل ۴ اثرات شکل پالس لیزر فرودی بر تابش ردپای همدوس CWE برای پالس‌هایی با شکل‌های گاوسی، گاوسی عریض، نیمه سینوسی و دوزنقه را نشان می‌دهد.



شکل ۷۱: اثرات شکل پالس لیزر فرودی بر تابش ردپای همدوس برای پالس‌های گاوسی، گاوسی عریض، نیمه سینوسی و دوزنقه

همانطور که در این تصویر مشخص است شکل پالس لیزر نیمه سینوسی در ایجاد میدان ردپا و CWE موثرتر از شکل‌های گاوسی، گاوسی عریض و دوزنقه است. پالس نیمه سینوسی در شروع پالس دارای یک افزایش شدید و سریع است. این افزایش سریع یک میدان الکترومغناطیسی ناگهانی و قوی ایجاد می‌کند که می‌تواند الکترون‌های پلاسما را در نزدیکی سطح هدف به طور موثرتری تحریک کند. پالس گاوسی، در مقابل، شدت افزایش تدریجی بیشتری دارد. این بدان معنی است که میدان الکترومغناطیسی کندتر ایجاد می‌شود و منجر به شتاب ناگهانی کمتر الکترون و انتقال انرژی ضعیف‌تر می‌شود. از آنجایی که



شکل ۶۹: (a) تبدیل فوریه سریع (FFT) میدان‌های CWE تولید شده، (b) تغییرات زمانی میدان‌های CWE، (c) منطقه آتوتانیه میدان‌های CWE

در شکل ۳، تفاوت شکل و مدت زمان صعود (Rise time) امواج گاوسی، گاوسی عریض، نیمه سینوسی و دوزنقه‌ای نمایش داده شده است.

گوسی مربوط می شود که طبق یافته های قبلی علت آن زمان صعود کمتر پالس نیمه سینوسی است.

مرجع ها

- [1] J. D. Jackson, Classical electrodynamics. American Association of Physics Teachers, 1999.
- [2] F. Quéré et al., "Coherent wake emission of high-order harmonics from overdense plasmas," Physical review letters, vol. 96, no. 12, p. 125004, 2006.
- [3] V. Bagnoud et al., "Studying the Dynamics of Relativistic Laser-Plasma Interaction on Thin Foils by Means of Fourier-Transform Spectral Interferometry," Phys. Rev. Lett., vol. 118, no. 25, p. 255003, Jun. 2017, doi: 10.1103/PhysRevLett.118.255003.
- [4] S. V. Bulanov, T. J. Esirkepov, N. M. Naumova, F. Pegoraro, I. V. Pogorelsky, and A. M. Pukhov, "Controlled wake field acceleration via laser pulse shaping," IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 24, no. 2, pp. 393–399, Apr. 1996, doi: 10.1109/27.510003.
- [5] H. K. Malik, S. Kumar, and Y. Nishida, "Electron acceleration by laser produced wake field: Pulse shape effect," Optics Communications, vol. 280, no. 2, pp. 417–423, 2007, doi: https://doi.org/10.1016/j.optcom.2007.08.013.
- [6] C. B. Schroeder et al., "Frequency chirp and pulse shape effects in self-modulated laser wakefield accelerators," Physics of Plasmas, vol. 10, no. 5, pp. 2039–2046, May 2003, doi: 10.1063/1.1560614.

CWE توسط برهمکنش بین میدان لیزر و الکترون های آزاد هدایت می شود، تحویل سریع انرژی در یک پالس نیمه سینوسی باعث افزایش انتشار می شود [4].

مالیک و همکارانش [5] در یک آنالیز تئوری و تجربی اثر شکل موج بر میدان ردپا (Wake Field) را ارزیابی کردند. آن ها نشان دادند که شکل موج مثلثی اثر بیشتری در تحریک میدان ردپا دارد. نتایج تئوری این مطالعه با نتایج بررسی های نیمه تجربی ما از این جهت مطابقت دارد که هر دو مطالعه افزایش ناگهانی میدان لیزر را برای تحریک بیشتر میدان ردپا مفید می دانند.

در یک مطالعه تجربی شرودر و همکارانش [6] نشان دادند که هرچه زمان رشد (Rise Time) پالس بیشتر باشد، میدان ردپای قوی تری ایجاد می شود.

نتیجه گیری

در این مطالعه، از یک طرح شبیه سازی PIC-MCC برای مطالعه تأثیر پارامترهای عملیاتی پالس های لیزری بر روی تولید پالس های آتوئانیه استفاده شد. به طور خاص، اثرات شکل پالس لیزر بر روی تولید CWE در یک محیط پلاسمای بخار مس با فشار بالا و دمای پایدار مورد بررسی قرار گرفت. قابل توجه است که بسیاری از روندهای مشاهده شده با یافته های تجربی و نظری موجود همسو بودند. نشان داده شد پالس های نیمه سینوسی بیشترین تابش CWE را تولید می کنند و کمترین آن به شکل

شناسایی مدهای اپتیکی نانوساختار کایرال مربعی منگنز با استفاده از روش کرامرز-کرونیگ

*مهسا فخارپور، **شایسته مقدسی

*گروه فیزیک، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

**گروه اپتیک و لیزر، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

چکیده - در این تحقیق، نانوساختارهای کایرال مربعی منگنز تهیه و مشخصه‌یابی شدند. مورفولوژی، اندازه دانه‌ها و ضخامت لایه‌ها با استفاده از تصاویر FESEM بررسی شدند. با استفاده از روش کرامرز-کرونیگ پارامترهای اپتیکی، مدهای طولی و عرضی اندازه‌گیری شدند. با افزایش تعداد اضلاع مربعات کایرال از ۸ به ۹، مکان قله‌های مد عرضی و طولی به ترتیب افزایش و کاهش یافت.

کلیدواژه - نانوساختار کایرال مربعی منگنز، روش کرامرز-کرونیگ، مدهای اپتیکی.

Identification of Optical Modes of Square Chiral Manganese Nanostructures Using the Kramers-Kronig Method

*Mahsa Fakharpour, **Shayesteh Moghadassi

*The Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

**Department of Optics and Laser, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

mahsa.fakharpour@yahoo.com, shayestemoghadassi@gmail.com

Abstract - In this study, Mn square chiral nanostructures were prepared and characterized. The morphology, grain size and film thickness were investigated using FESEM images. Optical parameters, longitudinal and transverse modes were measured using the Kramers-Kronig method. By increasing the number of sides of the chiral square from 8 to 9, the position of the peaks of the transverse and longitudinal modes increased and decreased respectively.

Keywords: Manganese square chiral nanostructure, Kramers-kronig method, Optical modes.

مقدمه

زیرلایه شیشه‌ای با استفاده از روش لایه‌نشانی زاویه خراشی پرداخته شده است.

روش تجربی

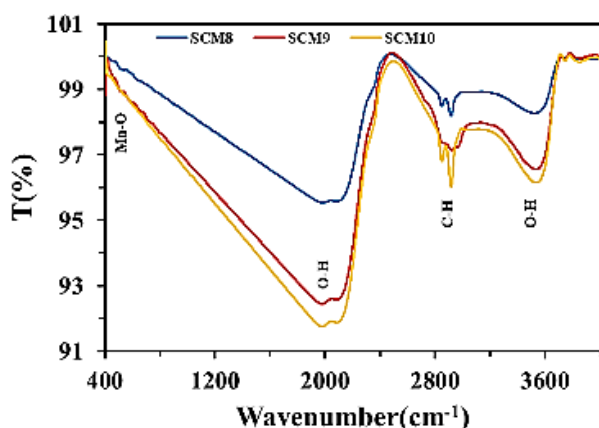
در نانوساختارهای کایرال مربعی منگنز با استفاده از تبخیر پرتو الکترونی و تکنیک لایه‌نشانی زاویه خراشی روی زیرلایه‌های شیشه‌ای $1/5 \times 1/5 \text{ cm}^2$ محفظه خلاء رشد یافتند. یک سیستم لایه‌نشانی ادوارد با فشار پایه 7×10^{-7} میلی‌بار و آهنگ لایه-نشانی 1 Ås^{-1} برای ساخت نانوساختارهای کایرال مربعی منگنز استفاده شد. زاویه لایه‌نشانی (γ) زاویه بین جهت شار فرودی و خط عمود بر سطح زیرلایه است که در طول لایه‌نشانی 80° در نظر گرفته شده است. یک کنترل کننده آهنگ لایه‌نشانی برای اندازه‌گیری طول ضلع مربعات (ضخامت لایه‌ها) در طول لایه-نشانی استفاده می‌شود. ضخامت هر ضلع مربع برابر با $L \cos \gamma$ است که L طول یک ضلع مربع است. بنابراین طول ضلع مربع‌های اول، دوم و سوم به ترتیب L ، $L/2$ و $L/3$ انتخاب می‌شوند. شماتیکی از ساختار کایرال مربعی با طول‌های مختلف ضلع در شکل ۱ نشان داده شده است. نانوساختارهای کایرال مربعی با تعداد اضلاع مختلف ۸، ۹ و ۱۰ با چرخش نگهدارنده زیرلایه در خلاف جهت عقربه‌های ساعت به میزان 90° حول محور عمود بر سطح ساخته شده است و نانوساختارها با SCM8، SCM9 و SCM10 نامگذاری شدند. مورفولوژی نانوساختارها با استفاده از تصاویر سطح و سطح مقطع میکروسکوپ الکترونی نشر میدانی (FESEM) بررسی شد. از دستگاه طیف‌سنج تبدیل فوریه فروسرخ (FTIR) برای مشخصه‌یابی اپتیکی استفاده شد. با استفاده از داده‌های طیف‌سنج تبدیل فوریه فروسرخ و روش کرامرز-کرونیگ مدهای اپتیکی طولی و عرضی شناسایی شد [۵].



شکل ۱: شماتیکی از نانوساختار کایرال مربعی منگنز.

اکسید منگنز یک ترکیب معدنی در ساختارهای مختلف MnO ، Mn_2O_3 ، Mn_3O_4 و MnO_2 است که سازگار با محیط زیست است. لایه‌های نازک اکسید منگنز می‌توانند نور را در طول موج‌های خاص، بسته به انرژی گاف نواریش جذب کنند. خواص اپتیکی این لایه‌ها می‌تواند براساس ترکیبات اکسید منگنز، ضخامت لایه نازک، ساختار بلوری، تکنیک لایه‌نشانی و مورفولوژی سطح تغییر یابد. محققان پارامترهای اپتیکی و رسانندگی الکتریکی لایه‌های نازک کامپوزیت‌های منگنز را مورد مطالعه قرار داده‌اند [۱]. روش‌های زیادی از قبیل لایه‌نشانی لایه اتمی، الکتروروسی، لایه‌نشانی تبخیر فیزیکی [۱]، سل-ژل برای تولید لایه‌های نازک و نانوساختارهای مبتنی بر منگنز به کار گرفته شده است. لایه‌نشانی تبخیر فیزیکی دارای مزایایی مانند خلوص بالای لایه و همچنین کنترل ضخامت و مورفولوژی نانوساختارها است. یکی از تکنیک‌های لایه‌نشانی تبخیر فیزیکی، لایه‌نشانی زاویه خراشی (GLAD) نام دارد که دارای دو متغیر است: چرخش زیرلایه و زاویه برخورد شار بخار. کنترل رشد لایه‌های نازک نانوساختار در تکنیک لایه‌نشانی زاویه خراشی مزایای زیادی دارد از جمله ساخت نانوستون‌ها، کنترل تخلخل لایه، تشکیل ستون‌های مایل به دلیل اثر سایه‌افکنی و تولید نانوساختارهای دوبعدی و سه بعدی. مزایای تکنیک لایه‌نشانی زاویه خراشی که در بالا ذکر شد، محققان را به سمت ساخت نانوساختارها جذب کرده است [۲]. تهیه لایه‌های نازک منگنز روی زیرلایه سیلیکونی با استفاده از روش لایه‌نشانی لیزر پالسی توسط جمیل و همکاران [۳] گزارش شد که تولید فازهای مختلف اکسید منگنز را در دماهای مختلف لایه‌نشانی نشان داد. آن‌ها مورفولوژی، زبری سطح و گاف نواری لایه‌ها را با دمای لایه‌نشانی تغییر دادند. سوالونی و همکاران [۴] نانوساختارهای مخروطی شکل مارپیچ مبتنی بر منگنز را با استفاده از روش لایه‌نشانی زاویه مایل تهیه کردند و خواص اپتیکی نور پلاریزه خطی با سرعت‌های مختلف چرخش نگهدارنده بررسی کردند که با افزایش شعاع حلقه مارپیچ، جذب نور افزایش یافت. در کارهای قبلی، نانوساختارهای مختلف مبتنی بر منگنز با روش لایه‌نشانی زاویه خراشی تهیه شد و خواص اپتیکی، ساختاری و فراکتالی آن‌ها مورد بررسی قرار گرفت. در این مطالعه، بر روی آماده‌سازی و بررسی خواص اپتیکی و شناسایی مدهای اپتیکی نانوساختارهای کایرال مربعی منگنز (SCM) رشد یافته روی

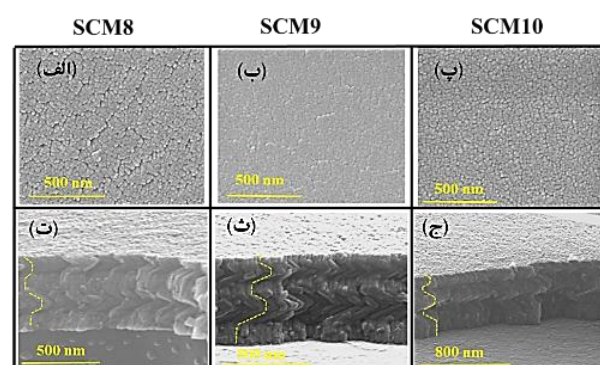
بحث و بررسی



شکل ۳: طیف FTIR نانوساختارهای کایرال مربعی منگنز.

شناسایی مدهای اپتیکی با استفاده از روش کرامرز-کرونیگ پارامترهای اپتیکی نمونه‌ها با استفاده از داده‌های طیف FTIR روابط کرامرز-کرونیگ به دست آمد. شکل ۴ ثابت‌های اپتیکی $n(\omega)$ و $k(\omega)$ را بر حسب عدد موج برای نانوساختارهای SCM8، SCM9 و SCM10 نشان می‌دهد. با تابش نور به ساختار ماده در انرژی‌های بالا و برهمکنش آن‌ها می‌توان مدهای طولی (TO) و عرضی (LO) را بدست آورد. مدهای طولی و عرضی را می‌توان با استفاده از داده‌های FTIR و نمودارهای n و k را توصیف کرد. نقاط تقاطع نمودارهای n و k ، مدهای فونونی را نشان می‌دهد. دو نقطه تقاطع نزدیک به یکدیگر در اعداد موج کمتر و بیشتر به ترتیب مدهای اپتیکی طولی و عرضی را نشان می‌دهد [۶]. نمونه‌های SCM8 و SCM9 دارای دو مد طولی و دو مد عرضی می‌باشد؛ در حالی که نمونه SCM10 یک مد طولی و یک مد عرضی دارد. علاوه بر آن، موقعیت قله‌های n و k با افزایش تعداد اضلاع مربعات کایرال تغییر یافته است. با افزایش تعداد اضلاع مربعات کایرال، مکان قله‌های TO و LO برای نمونه SCM9 در مقایسه با نمونه SCM8 به ترتیب افزایش و کاهش یافته است. در حالی که مکان قله‌های TO و LO برای نمونه SCM10 با افزایش تعداد اضلاع مربعات کایرال کاهش یافته است.

شکل ۴ (الف-پ) تصاویر سطح FESEM نانوساختارهای SCM را با تعداد اضلاع مختلف نشان می‌دهد. سطح هر سه نانوساختار از دانه‌های کوچک، متراکم و کروی تشکیل شده است. شکل ۴ (ت-ج) تصاویر سطح مقطع FESEM نانوساختارهای SCM را با تعداد اضلاع مختلف در جهت رشد و در صفحه x-z نشان می‌دهد. ضخامت لایه‌ها با استفاده از تصاویر مقطع FESEM و نرم‌افزار ImageJ برای نانوساختارهای SCM8، SCM9 و SCM10 به ترتیب 470 ± 0.5 nm، $448/13$ و $594/47 \pm 0.8$ nm اندازه‌گیری شد. علاوه بر این، زاویه رشد اضلاع مربع با سطح زیرلایه برای هر سه نانوساختار نیز یکسان و برابر $\beta = 24/27^\circ$ می‌باشد. این تفاوت به دلیل انحراف شار بخار در هنگام لایه‌نشانی با استفاده از روش لایه‌نشانی زاویه خراشی است.

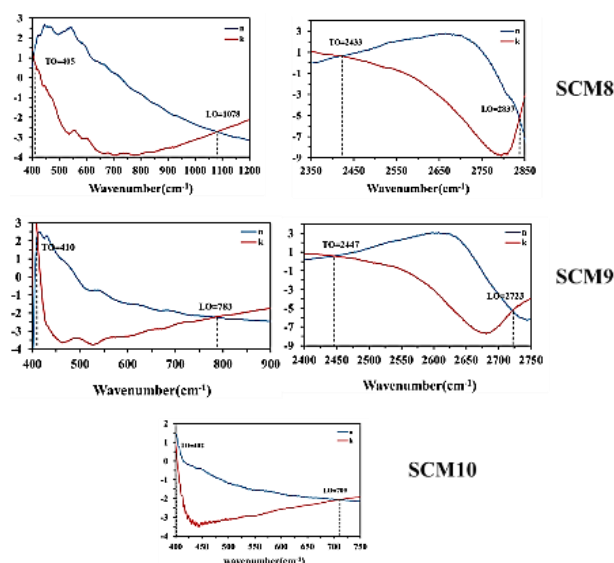


شکل ۲: تصاویر FESEM سطح و سطح مقطع نانوساختارهای کایرال مربعی.

شکل ۳ طیف FTIR نانوساختارهای کایرال مربعی اکسید منگنز تهیه شده بین محدوده طول موج $400 - 4000$ cm⁻¹ را نشان می‌دهد. نوارهای جذبی برای نانوساختارهای اکسید منگنز کایرال در 3535 cm⁻¹، 2930 cm⁻¹، 1976 cm⁻¹، 2080 و 534 cm⁻¹ قرار دارند. جذب پهن در 3535 cm⁻¹ به ارتعاشات کششی O-H نسبت داده می‌شود که به دلیل جذب رطوبت روی سطح و همچنین گروه‌های هیدروکسیل می‌باشد. نوار جذبی در 2930 cm⁻¹ را می‌توان به ارتعاشات کششی پیوندهای C-H نسبت داد. دو نوار جذب در 2080 و 1976 cm⁻¹ به ارتعاشات خمشی پیوند O-H متصل به اتم‌های منگنز نسبت داده می‌شود. نوار 534 cm⁻¹ متعلق به ارتعاشات کششی پیوندهای Mn-O است که ناشی از تشکیل فاز MnO در نانوساختارهای اکسید منگنز کایرال است.

مرجع ها

- 1- M. Fakharpour, F. Babaei, H. Savaloni, "Engineering Mn as Tetragonal-Like Helical Sculptured Thin Film for Broadband Absorption", Vol. 11, No. 6, pp. 1579–1587, 2016.
- 2- M. Gholizadeh Arashti, M. Fakharpour, "Fabrication and characterization of Al/glass zig-zag thin film, comparing to the discrete dipole approximation results", The European Physical Journal B, Vol. 93, No. 78, 2020.
- 3- H. Jamil, M. Khaleeq-ur-Rahman, I.M. Dildar, S. Shaukat, "Structural and optical properties of manganese oxide thin films deposited by pulsed laser deposition at different substrate temperatures", Laser Phys., Vol. 27, No. 9, 2017.
- 4- F. Farid-Shayegan, H. Savaloni, "On the characteristics and optical properties of Mn-based (MnO₂) helical conical nanostructure thin films", Journal of Theoretical and Applied Physics, Vol. 14, pp. 27-39, 2020.
- 5- V. Lucarini, J.J. Saarinen, K.E. Peiponen, E.M. Vartiainen, Kramers–Kronig Relations in Optical Materials Research, Springer Series in Optical Sciences, 2004.
- 6- S.S. Ng, Z. Hassan, H. Abu Hassan, "Kramers–Kronig analysis of infrared Reflectance Spectra with a single resonance", Jurnal Teknologi, vol. 44, No. 1, pp. 67–76, 2006.



شکل ۴: ضریب شکست و ضریب خاموشی نانوساختارهای کایرال مربعی منگنز.

نتیجه گیری

در این مطالعه، نانوساختارهای کایرال مربعی منگنز با تعداد اضلاع مختلف تهیه و مشخصه‌یابی شدند. با استفاده تصاویر سطح و سطح مقطع FESEM مورفولوژی نانوساختار و ضخامت لایه‌ها به دست آمد. مدهای طولی و عرضی نانوساختارهای کایرال مربعی با تعداد ۸، ۹ و ۱۰ بازو با استفاده از روش کرامرز-کرونیگ شناسایی شدند.

تعیین قطر و ضریب شکست فیبرهای نوری به روش میکروسکوپ تمام‌نگاری دیجیتالی (DHM)

بهادر لطیفیان ۱، محمدحسین مهدیه ۲

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

چکیده- تمام‌نگاری دیجیتالی (Digital Holography) روشی است که برای ثبت دیجیتالی و بازسازی عددی اطلاعات یک موج اپتیکی، شامل دامنه و فاز به کار می‌رود. یکی از کاربردهای تمام‌نگاری دیجیتالی (DH)، میکروسکوپ تمام‌نگاری دیجیتالی (Digital Holographic Microscopy) است که با استفاده از آن می‌توان اجسام با ابعاد خیلی کوچک، مانند فیبرهای نوری را مورد بررسی قرار داد و اطلاعات جدیدی در مورد دامنه و فاز امواج تداخل‌کننده، در خارج از صفحه‌ی تمام‌نگاشت به دست آورد. در این پژوهش، با روش DHM برون‌محوری و تداخل‌سنج ماخ-زندر، از تصویر تمام‌نگاشت گرفته‌شده با یک دوربین CCD، اطلاعات سه‌بعدی هسته‌ی یک فیبر نوری با قطر $50\text{ }\mu\text{m}$ و ضریب شکست 1.45 ، توسط دو روش تبدیل فرنل (FTM) و طیف زاویه‌ای (ASM) بازسازی شد. الگوریتم‌های بازسازی و پراش عددی با نرم‌افزار MATLAB پیاده‌سازی شد، و با اندازه‌گیری و تعیین تغییرات فاز موج منتشرشده از هسته‌ی فیبر نوری، قطر و ضریب شکست آن استخراج گردید.

کلیدواژه: بازسازی عددی، تداخل‌سنج ماخ-زندر، فیبر نوری، میکروسکوپ تمام‌نگاری دیجیتالی (DHM).

Determining the diameter and refractive index of optical fibers by the method of digital holographic microscopy (DHM)

Bahador Latifian 1, Mohammad Hossein Mahdih 2

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

1) ellya12_mahdi@yahoo.com , 2) mahdm@iust.ac.ir

Abstract- Digital holography (DH) is a method for digital recording and numerical reconstruction of optical wave information, including amplitude and phase. As an application of DH, Digital holographic microscopy (DHM) is employed to investigate very small dimensional objects such as an optical fiber. The technique is based on the interference pattern that is produced by interferometer and determination of phase shift induced by small object. In this research, by means of off-axis DHM configuration and Mach-Zehnder interferometer, 3-D information of an optical fiber core was extracted from the hologram recorded by CCD camera. The fiber was a multimode $50\text{ }\mu\text{m}$ diameter (refractive index of 1.45). The information was reconstructed by MATLAB software according using Fresnel transform method (FTM) and angular spectrum method (ASM). The diameter and refractive index were extracted by measuring the phase difference of propagated wave from the fiber core.

Keywords: Numerical reconstruction, Mach-Zehnder interferometer, Optical fiber, Digital holographic microscopy (DHM).

مقدمه

چشمگیری پیدا کند [۲]. در سال ۱۹۶۲ میلادی، پژوهشگران روش تمام‌نگاری برون‌محوری را پیشنهاد کردند که با جداکردن تصاویر اصلی، دوقلو و مرتبه‌صفر، مشکلات روش هم‌محور را برطرف می‌کرد [۳]. با پیشرفت فناوری و ابزارهای الکترونیکی، انجام تمام‌نگاری با روش‌های دیجیتالی با نام تمام‌نگاری دیجیتالی (DH)، برای سرعت‌بخشیدن، آسانی و دقت در این امر

تمام‌نگاری در سال ۱۹۴۸ میلادی توسط Dennis Gabor به‌منظور بهبود میکروسکوپ‌های الکترونی برای بررسی دقیق‌تر اتم‌ها اختراع شد [۱]. در سال ۱۹۵۸ میلادی، اختراع لیزر به‌عنوان یک منبع با همدوسی زیاد و با توان بالا، در کیفیت طرح تداخلی، تأثیر بسزایی گذاشت و موجب شد که این روش، رونق

ترکیب می‌شود. بنابراین، چگالی شار تابشی تمام‌نگاشت، با رابطه‌ی «۱» به دست می‌آید:

$$(1) I_H = I_R + I_O + E_R^* E_O + E_R E_O^*$$

برای بازسازی تمام‌نگاشت، آن را با باریکه‌ی مرجع، مورد تابش قرار می‌دهیم؛ خواهیم داشت:

$$(2) U = E_R I_H = E_R (I_R + I_O) + I_R E_O + E_R E_R E_O^*$$

دو بخش نخست در رابطه‌ی «۲»، تصویر مرتبه‌صفر نامیده می‌شود، که شامل مجموع چگالی شار تابشی موج مرجع (I_R) و چگالی شار تابشی موج جسم (I_O) است. بخش چهارم، با اختلالاتی نشان‌دهنده‌ی تصویری در فاز مخالف با تصویر اصلی است، که به آن تصویر دوقلو می‌گویند. بخش سوم، موج جسم است که با تقسیم بر I_R به دست می‌آید.

با استخراج مناسب بخش مربوط به تصویر اصلی از درون این سه تصویر با استفاده از روش‌های دقیق نرم‌افزاری، می‌توان موج اولیه‌ی سطح جسم را بازسازی کرد.

اگر آرایه‌ی CCD دارای $M \times N$ پیکسل با اندازه‌های پیکسلی δx_0 و δy_0 باشد، می‌توان دامنه‌ی خروجی U را از طریق تبدیل فوریه‌ی سریع (FFT) با نرم‌افزار MATLAB توسط دو روش تبدیل فرنل (FTM) (روابط «۳» و «۴») و طیف زاویه‌ای (ASM) (روابط «۵» و «۶») به دست آورد [۵]:

$$U_F(m, n; d) = \exp \left\{ -i\pi d \left[\left(\frac{m}{M\delta x_0} \right)^2 + \left(\frac{n}{N\delta y_0} \right)^2 \right] \right\} \text{FFT} \{ E_R \cdot I_H \cdot h_F \}$$

$$h_F(m, n; d) = \frac{\exp(ikd)}{i\lambda} \exp \left\{ -\frac{i\pi}{\lambda d} [(m\delta x_0)^2 + (n\delta y_0)^2] \right\} \quad (4)$$

$$(5) U_A(m, n; d) = \text{FFT}^{-1} \{ \text{FFT} \{ E_R \cdot I_H \} \cdot H \}$$

$$H(m, n; d) = \exp \left\{ ikd \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{M\delta x_0} \right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{N\delta y_0} \right)^2} \right\}$$

$$(6) \times \text{circ} \left(\lambda \sqrt{\left(\frac{m}{M\delta x_0} \right)^2 + \left(\frac{n}{N\delta y_0} \right)^2} \right)$$

در این روابط، λ طول موج لیزر و d فاصله‌ی بازسازی است.

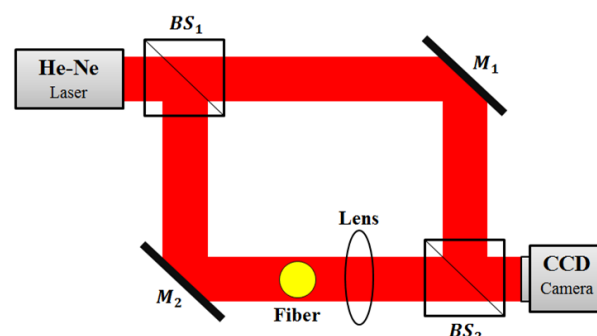
مورد توجه قرار گرفت [۴ و ۵]. در DH فرایندهای ثبت شیمیایی و فیزیکی، با نمونه‌های الکترونیکی آن، و فرایند بازسازی اپتیکی، با محاسبات عددی جایگزین می‌شوند. می‌توان با بهره‌گیری از ویژگی‌های DH و روش‌های تداخل‌سنجی، دستگاهی موسوم به میکروسکوپ تمام‌نگاری دیجیتالی (DHM) ساخت، و از آن به-عنوان ابزاری بسیار مؤثر، بدون تماس مستقیم و غیرمخرب، برای تعیین شکل، تغییر ساختار یا توزیع ضریب شکست یک جسم شفاف استفاده نمود [۶].

در این مقاله، به روش DHM، تغییرات فاز موج عبوری از هسته‌ی یک فیبر نوری استخراج شده و مورد بررسی قرار گرفته، و با استفاده از آن، قطر و ضریب شکست هسته اندازه‌گیری شده‌است.

در کار قبلی ما، قطر و ضریب شکست فیبرهای نوری به روش میکروسکوپ فازی هیلبرت (HPM) اندازه‌گیری شده‌است [۷]؛ اما اندازه‌گیری‌ها در این پژوهش، مبتنی بر روش میکروسکوپ تمام‌نگاری دیجیتالی (DHM) می‌باشد.

آزمایش‌های تجربی و فرایندهای نرم‌افزاری

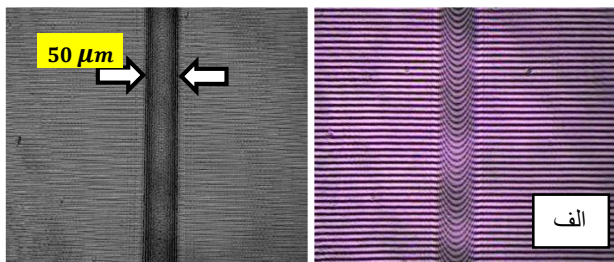
طرحواره‌ی چیدمان آزمایشگاهی این پژوهش بر اساس تداخل-سنج ماخ-زندر، در شکل «۱» نمایش داده شده‌است.



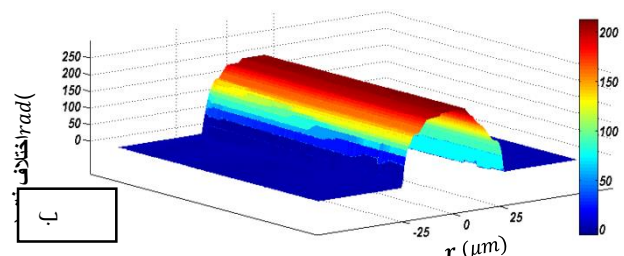
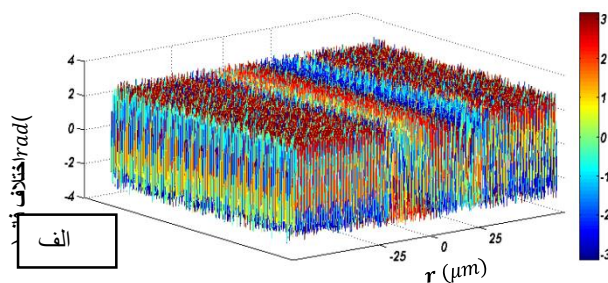
شکل ۱: طرحواره‌ی چیدمان آزمایشگاهی ثبت تمام‌نگاشت دیجیتالی.

برای انجام آزمایش‌ها در این پژوهش، یک لیزر هلیوم-نئون با طول موج ۶۳۲ nm مورد استفاده قرار گرفت.

برای تشکیل یک طرح تداخلی، موج مرجع (E_R)، به دو بخش تقسیم می‌گردد. باریکه‌ای که از فیبر نوری می‌گذرد به‌عنوان موج جسم (E_O)، با یک زاویه‌ی کوچک نسبت به راستای باریکه‌ی موج مرجع، به صفحه‌ی دوربین CCD می‌رسد و با موج مرجع



شکل ۳: الف) تمام‌نگاشت ثبت‌شده توسط CCD؛ ب) تصویر بازسازی-
شده از هسته‌ی فیبر نوری توسط روش ASM، با حذف تصاویر مرتبه-
صفر و دوقلو.



شکل ۴: اختلاف فاز استخراج‌شده الف) بسته (Wrapped) در بازه‌ی
[$-\pi, \pi$]؛ ب) باز (Unwrapped).

مطابق شکل «۴»، با روش باز کردن فاز، اختلاف فاز محدود در بازه‌ی [$-\pi, \pi$], به مقادیری از صفر تا حدود $200 [0, 64\pi]$ رسیده‌است. در شکل «۴-ب»، اختلاف فاز حالتی کمان‌مانند دارد؛ زیرا با نزدیک شدن از لبه‌ها به مرکز هسته، نور عبور کرده اختلاف راه بیشتری می‌پیماید و بنابراین، اختلاف فاز بیشینه مربوط به مرکز هسته است.

بر اساس رابطه‌ی «۹»، با داشتن اختلاف فاز استخراج‌شده و $n_0 \approx 1$ (ضریب شکست هوا به عنوان محیط) و $n = 1.45$ (ضریب شکست واقعی هسته‌ی فیبر نوری)، توزیع ضخامت هسته مطابق شکل «۵» به دست آمده‌است؛ که قطر هسته را نزدیک به $45 \mu m$ نشان می‌دهد.

طرح تداخلی در این پژوهش، توسط یک دوربین CCD با فواصل پیکسلی $6/25 \mu m$ در $6/25 \mu m$ و تعداد پیکسل‌های 720×576 ثبت گردیده‌است.

پس از بازسازی عددی، فاز موج منتشرشده از جسم، توسط رابطه‌ی «۷» به دست خواهد آمد:

$$(\gamma)\varphi_0 = \tan^{-1} \left[\frac{\text{Im}(E_0)}{\text{Re}(E_0)} \right]$$

فاز به دست آمده، مقادیری بین $-\pi$ تا π دارد. بنابراین، تصاویری با فاز بسته ایجاد می‌شود که در هر 2π از نمایه‌ی فاز، باید گسستگی‌ها را به ضرابی صحیح از 2π آمیخت:

$$(\lambda)\psi_0 = \varphi_0 + 2k\pi$$

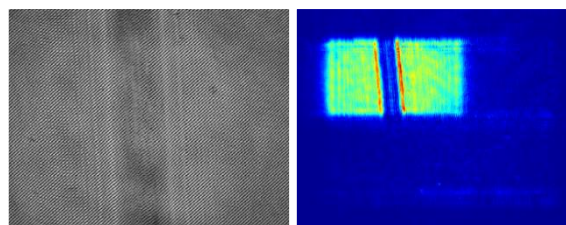
در پایان، بر اساس رابطه‌ی اختلاف راه نوری با اختلاف فاز، با محاسبه‌ی اختلاف فاز ناشی از حضور فیبر نوری ($\Delta\varphi$) و داشتن ضریب شکست محیط (n_0)، ضخامت هسته (D) و یا ضریب شکست هسته (n) قابل اندازه‌گیری خواهد بود:

$$(\gamma)D = \left| \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \frac{\lambda}{\Delta n} \right| ; \quad [\Delta n = n - n_0]$$

$$(\lambda)n = \left| \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \frac{\lambda}{D} \right| + n_0$$

اندازه‌گیری‌ها و یافته‌های حاصل از پژوهش

در این پژوهش، ما با استفاده از روش DHM و بازسازی عددی موج جسم توسط دو روش FTM و ASM، قطر و ضریب شکست هسته‌ی یک فیبر نوری با قطر $50 \mu m$ و ضریب شکست $1/45$ را اندازه‌گیری کردیم، که نتایج آن در ادامه‌ی مقاله بیان شده-
است.



شکل ۵: الف) تمام‌نگاشت ثبت‌شده توسط CCD؛ ب) تصویر بازسازی-
شده از هسته‌ی فیبر نوری توسط روش FTM، با حذف تصاویر مرتبه-
صفر و دوقلو.

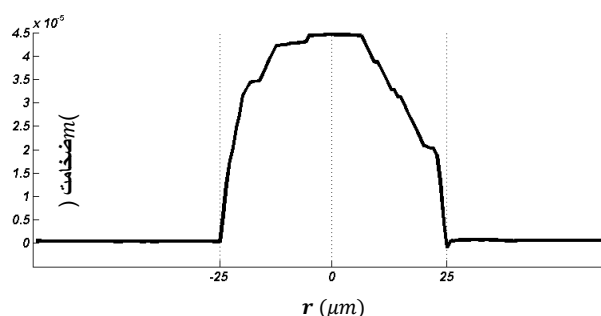
با روش پیشنهادی در این مقاله، می‌توان اطلاعات موج انتشار یافته از یک جسم شفاف را در تمام‌نگاشت دیجیتالی ثبت کرد، و پس از بازسازی عددی تصویر جسم، اطلاعات فاز را برای اندازه‌گیری کمیت‌های دلخواه استخراج نمود.

با توجه به سرعت بالا در استخراج کردن اطلاعات از یک تمام-نگاشت دیجیتالی، و غیرمخرب بودن و دقت کافی در اندازه‌گیری‌ها، روش DHM به‌عنوان ابزاری بسیار کارآمد برای مطالعه و بررسی انواع متفاوتی از پدیده‌های سریع کشف‌نشده در ساختارهای شفاف زنده و غیرزنده (مانند یاخته‌ها و فیبرهای نوری)، می‌تواند آینده‌ی روشن‌تری را پیش روی پژوهشگران قرار دهد.

مراجع

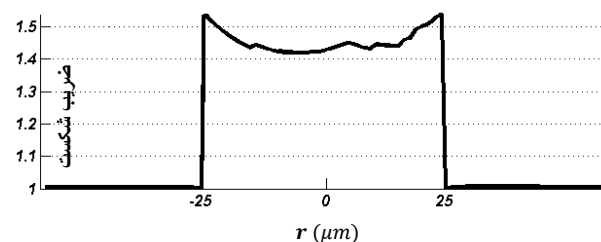
- [1] G. Dennis, "Holography, 1948-1971 (Nobel Lecture)", 1971.
- [2] M. K. Kim, L. Yu, and C. J. Mann, "Interference techniques in digital holography", J. Opt. A Pure Appl. Opt., vol. 8, pp. 518-523, 2006.
- [3] N. Leith and J. Upatnieks, "Reconstructed Wavefronts and Communication Theory", Opt. Soc. Am., vol. 52, pp. 1123-1130, 1962.
- [4] J. W. Goodman and R. W. Lawrence, "Digital Image Formation From Electronically Detected Holograms", Appl. Phys. Lett., vol. 11, pp. 77-79, 1967.
- [5] U. Schnars and W. P. O. Juptner, "Digital recording and numerical reconstruction of holograms", Meas. Sci. Technol., vol. 13, pp. 85-101, 2002.
- [6] M. K. Kim, Digital Holographic Microscopy: Principles, Techniques, and Applications. Springer, 2011.

[۷] جعفر فرد، فخرادخانی، مهدیه، "اندازه‌گیری قطر هسته و ضریب شکست فیبرهای نوری به‌وسیله‌ی میکروسکوپ فازی هیلبرت (HPM)"، مجموعه‌مقالات پذیرفته و ارائه‌شده در کنفرانس‌های انجمن اپتیک و فوتونیک ایران، ج. ۲۳، ص. ۷۷۳-۷۷۶، ۱۳۹۵.



شکل ۵: توزیع ضخامت هسته‌ی فیبر نوری

بر اساس رابطه‌ی «۱۰»، با داشتن اختلاف فاز استخراج‌شده و $D = [0, 50] \mu\text{m}$ (توزیع ضخامت واقعی هسته‌ی فیبر نوری)، توزیع ضریب شکست هسته مطابق شکل «۶» به دست آمده‌است. مشاهده می‌گردد که با چشم‌پوشی از افت‌وخیزهایی کوچک، ضریب شکست دارای اندازه‌ای نسبتاً یکنواخت در یک بازه‌ی تقریبی بین $1/40$ تا $1/50$ می‌باشد؛ که پس از گرفتن میانگین، ضریب شکست هسته نزدیک به $1/43$ اندازه‌گیری شده‌است.



شکل ۶: توزیع ضریب شکست هسته‌ی فیبر نوری در عرض هسته

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، به روش میکروسکوپ تمام‌نگاری دیجیتالی (DHM)، قطر و ضریب شکست هسته‌ی یک فیبر نوری مورد بررسی و اندازه‌گیری قرار گرفت.

اگرچه در کار پژوهشی قبلی ما، قطر و ضریب شکست فیبرهای نوری به روش میکروسکوپ فازی هیلبرت (HPM) اندازه‌گیری شده‌است [۷]، اما اندازه‌گیری‌های انجام‌شده در این پژوهش، مبتنی بر روش میکروسکوپ تمام‌نگاری دیجیتالی (DHM) می‌باشد.

بررسی تحلیلی و عددی خلوص طیفی و همدوسی طولی نور رنگین کمان

سامان یارابی؛ محمد حسین جنتی؛ علیرضا رحمانی، مسعود رضوانی جلال

گروه فیزیک و مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه ملایر، ملایر

چکیده - در مقاله حاضر، ابتدا نحوه تشکیل رنگین کمان در بازتاب نور خورشید از قطرات باران شبیه سازی می شود. سپس، اندازه زاویه ای خورشید از دید ناظر زمینی (حدود 0.5° درجه) و تاثیر آن بر خلوص طیفی و همدوسی طولی نور رنگین کمان مورد بررسی عددی قرار می گیرد. معلوم می شود که پهنای زاویه ای خورشید باعث کم شدن خلوص طیفی رنگین کمان می گردد. همچنین نشان داده می شود که نور رنگین کمان همدوسی طولی بیشتری نسبت به نور مستقیم خورشید دارد.

کلیدواژه - رنگین کمان، پاشندگی، خلوص طیفی، همدوسی.

Analytical and Numerical Investigation of Spectral Purity and Longitudinal Coherence of the Rainbow

Saman Yarabi; Mohammad Hossein Jannati; Alireza Rahmani; Masoud Rezvani Jalal

Department of Physics and Engineering of Optics and Laser, Malayer University, Malayer

rezvanijalal@malayeru.ac.ir

Abstract- In the present paper, first, the formation of rainbow in the reflection of sun light from rain drops is simulated. Then, angular size of the sun from an earth observer (nearly 0.5° degree) and its effect on the spectral purity of the rainbow and its longitudinal coherence is numerically investigated. It is found that the angular width of the sun reduces the spectral purity of the rainbow. It is also shown that, the rainbow light has more coherency than the direct sunlight.

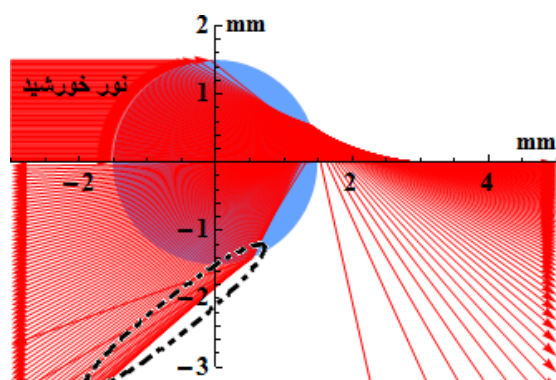
Keywords: Rainbow, Dispersion, Spectral purity, Coherence.

مقدمه

انسان است، بلکه توانایی او را برای پیش بینی و تجسم پدیده های جوی نیز افزایش می دهد [۱].

مطالعات علمی نشان داده اند که رنگین کمان در واقع چیزی غیر از بازتاب نور خورشید از میلیون ها قطره باران معلق در هوا نیست. این قطرات مثل آینه های ضخیم رفتار می کنند و نور خورشید بعد از ورود به آنها و حرکت در داخل آنها تحت تاثیر پدیده پاشندگی دچار تجزیه رنگی شده و از آن خارج می شود و در نهایت به صورت کمان های رنگی به چشم ناظر زمینی می رسد. پنج رخداد مهم فیزیکی شامل شکست نور، انتشار نور، بازتاب نور، پاشندگی نور و خروج نور از قطرات باران دست به دست هم می دهند تا رنگین کمان شکل بگیرد. از این پدیده اپتیک جوی، ایده هایی برای مطالعات تغییرات اقلیمی و یا ساخت دستگاه های نوری جدید به ذهن پژوهشگران متبادر شده است که از آن جمله

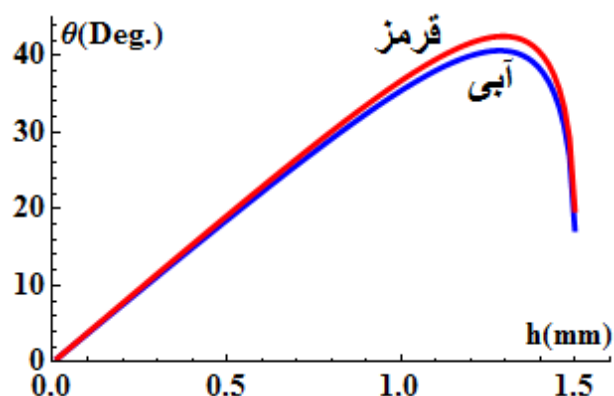
طیف چشم نواز و زنده ای از رنگ ها که پس از تلاطم بارنده جوی در آسمان ظاهر می شود، در طول تاریخ بشریت، همواره نویدی مجذوب کننده از آرامش پس از طوفان بوده است. رنگین کمان ها با زیبایی محسوس کننده سماوی و جذابیت فریبنده علمی خود، قرن هاست که موضوعی برای افسانه سرایی و در عین حال مطالعات دقیق علمی بوده اند. اما اگر می شد چگونگی تشکیل این قوس رنگ های آسمانی را شبیه سازی کرد و آنها را بیشتر شناخت چه؟ تلاشی برای بازآفرینی رنگین کمان ها با استفاده از شبیه سازی رایانه ای، قلمروهای هواشناسی، اپتیک و فناوری های نوین را ادغام می کند و درک عمیق تری از این شگفتی طبیعی ارائه می دهد. این شبیه سازی نه تنها پاسخی بر حس کنجکاوی



شکل ۱: ورود نور خورشید به قطره باران، بازتاب و خروج از نقطه تماس اول و خروج از نقطه تماس دوم.

طبق شکل ۱ آنچه که باعث تشکیل رنگین کمان (اصلی) می شود پرتوهای خروجی از نقطه تماس دوم است که برای فردی که پشت به خورشید ایستاده است قابل رؤیت می باشد. از شکل ۱ مشخص است که رنگین کمان به نوعی تصویر آینه ای خورشید از قطرات باران است. با دقت بیشتر در شکل ۱ معلوم می شود که قسمت چگال نور خارج شده نهایی از قطرات باران مربوط به پرتوهایی از خورشید است که به نواحی سطحی قطرات برخورد کرده اند. به راحتی می توان نشان داد که در این ناحیه پرجمعیّت (که در شکل ۱ با نقطه چین نشان داده شده است) پرتوهای خروجی از قطره زاویه ای در حدود ۴۲ درجه با راستای تابشی نور خورشید دارند. این پرتوها در واقع بیشترین زاویه را با راستای نور فرودی از خورشید دارند.

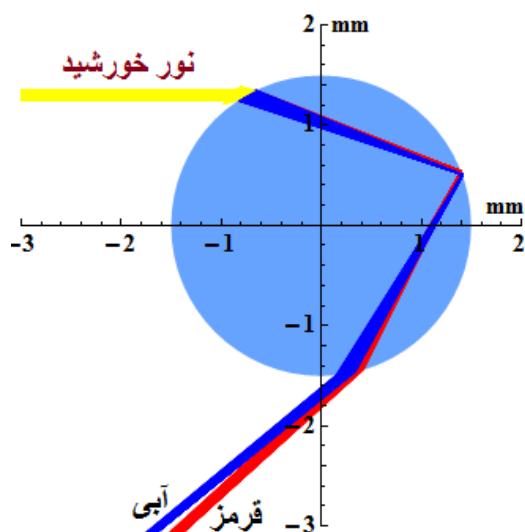
در شکل ۲ زاویه خروجی از قطره برای خطوط آبی ($n=1.343$) و قرمز ($n=1.33$) ترسیم شده است. همانطور که از این شکل مشخص است زاویه بیشینه برای قرمز ۴۲.۵۰ و برای آبی ۴۰.۶۰ می باشد که مستقل از اندازه قطره است.



می توان به شکست سنج رنگین کمانی اشاره کرد [۳ و ۲]. بررسی ویژگی های رنگین کمان و نور گسیل شده از آن همچنان جزء موضوعات جالب نورشناخت جوی به شمار می رود. برای مثال، تلاش برای مدل سازی فاز پیچشی در نور رنگین کمان و یا کشف ویژگی های آمار اپتیکی آن (همچون همدوسی) نمونه هایی از این موارد می باشند [۴ و ۵]. اینکه نور رنگین کمان چه خواص همدوسی دارد موضوع جذابی است که در مراجع کمتر به آن پرداخته شده است و در این مقاله مورد بررسی کیفی و کمی قرار می گیرد. ساختار مقاله بدین صورت است که ابتدا شبیه سازی فرایند تشکیل رنگین کمان آورده می شود. سپس، تاثیر اندازه زاویه ای خورشید در خلوص طیفی و همدوسی طولی نور رنگین کمان ارائه می گردد. در انتها نیز نتیجه گیری ذکر می شود.

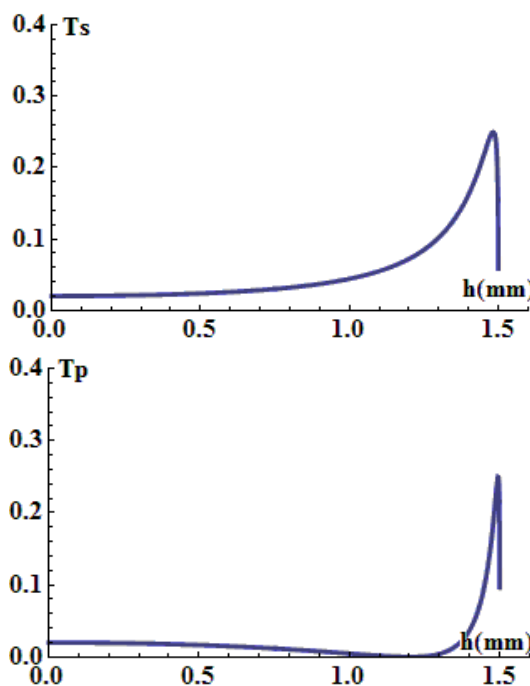
فرمول بندی و تحلیل عددی

همانطور که گفته شد، سازوکار تشکیل رنگین کمان بر اساس تراگسیل نور خورشید به درون قطرات باران، بازتاب داخلی از سطح هر قطره و خروج آن از سمت دیگر است [۱]. پاشندگی نوری آب باعث می شود که در این شکست و انتشار درونی، رنگ های تشکیل دهنده نور از هم جدا شوند. به راحتی و براساس سطوح شکننده و بازتابی کروی و رابطه پاشندگی آب می توان جداسازی رنگ ها را مشاهده کرد. برنامه ای توسط نویسندگان مقاله توسعه داده شده است که این کار را انجام می دهد. در شکل ۱ برای یک قطره نوعی باران به قطر ۳ mm فرود دسته پرتوهای موازی خورشید به سطح قطره و نفوذ به درون آن و همچنین بازتاب و خروج از نقطه تماس اول با سطح داخلی قطره و نیز خروج از نقطه تماس دوم شبیه سازی شده است: البته باید دقت داشت که شکل ۱ برای تفسیر تشکیل رنگین کمان اصلی (یا اولیه) است و رنگین کمان های بعدی (ثانویه و ثالثیه) بازتاب های بیشتری درون قطره انجام می دهند که در این مقاله بررسی نخواهند شد.



شکل ۲: زاویه خروج نور (قرمز و آبی) از درون قطره باران برحسب ارتفاع پرتو فرودی نسبت به مرکز قطره.

اگر شعاع قطره باران R باشد آنگاه این زاویه بیشینه برای پرتوهای فرودی که در ارتفاع 0.83R-0.9R نسبت به مرکز قطره وارد آن می‌شوند رخ می‌دهد. ترسیم شدت نور خروجی از قطره برای قطبش‌های s و p نیز در شکل ۳ آورده شده است:



شکل ۳: ضریب خروج شدت نور از قطره برای تشکیل رنگین‌کمان اصلی برای قطبش s (شکل بالا) و قطبش p (شکل پایین).

حال اگر به ناحیه خروجی پرتوها با زاویه ۴۰-۴۲ درجه که همان زاویه تشکیل رنگین‌کمان است توجه بیشتری شود، می‌توان همدوسی نور آن را هم مورد بررسی قرار داد. در شکل ۴ این ناحیه زاویه‌ای برای خطوط آبی ($n=1.343$) و قرمز ($n=1.33$) نمایش داده شده است که به خوبی نشانگر تجزیه رنگ و تشکیل رنگین‌کمان می‌باشد:

شکل ۴: فرود نور خورشید به قطره در بازه ارتفاعی 0.83R-0.9R و تشکیل رنگین‌کمان اصلی در زاویه ۴۲۰ نسبت به پرتوی فرودی.

از شکل ۴ مشخص است که هرچقدر اندازه قطره باران درشت‌تر باشد جداسازی بیشتری رخ می‌دهد و برای قطرات خیلی ریز (مثلاً قطرات میکرومتری درون ابر یا مه) طبعاً رنگین‌کمان تشکیل نخواهد شد.

حال که سازوکار تشکیل رنگین‌کمان مشخص شد به همدوسی نور آن پرداخته می‌شود. همدوسی نور یکی از ویژگی‌های مهم اپتیک آماری است و نقش مهمی در ایجاد پدیده‌های اپتیکی موجی همچون تداخل و پراش ایفاء می‌کند. نور خورشید همدوسی بسیار ضعیفی دارد و نتایج کارهای تجربی مؤید آن است که طول همدوسی نور خورشید کمتر از ۱ میکرومتر می‌باشد [۶]. طبق فرمول همدوسی زمانی برای نوری با طول موج λ و پهنای طیفی $\Delta\lambda$ رابطه طول همدوسی به صورت زیر است:

$$L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1)$$

که اگر طول موج متوسط نور مرئی سفید (یعنی $\lambda=0.55 \mu\text{m}$) و طول همدوسی $1 \mu\text{m}$ در آن قرار داده شود، پهنای خط $\Delta\lambda=0.3 \mu\text{m}$ را به دست می‌دهد. به خاطر همین همدوسی ضعیف است که انجام کارهای تداخلی با نور خورشید بسیار سخت و عملاً ناممکن است. نور ماه نیز که در واقع بازتاب نور خورشید است همین وضعیت را دارد. اکنون سوال این است که همدوسی نور رنگین‌کمان که همان تصویر آینه‌ای خورشید از قطرات باران است به چه میزان می‌باشد؟ فاصله زمین تا خورشید حدود ۱۴۸ میلیون کیلومتر است و قطر آن نیز حدود ۱/۴ میلیون کیلومتر

نتیجه گیری

در این مقاله، نحوه تشکیل رنگین کمان در شکست و بازتاب نور خورشید از قطرات باران مورد شبیه سازی قرار گرفت. تاثیر پهنای زاویه ای خورشید بر خلوص طیفی و میزان همدوسی نور رنگین کمان با حساب عددی مشخص شد. معلوم گردید که نقطه ای نبودن خورشید باعث می شود که خلوص طیفی رنگ های تجزیه شده رنگین کمان به اندازه $0.1\mu\text{m}$ کاهش پیدا کند. از طرف دیگر، طول همدوسی رنگین کمان حدود ۳ میکرومتر پیش بینی شد که افزایش سه برابری نسبت به نور مستقیم خورشید دارد. نتایج حاصل از این مقاله می تواند در مطالعات اپتیک جو مفید باشد.

سپاسگزاری

از دانشگاه ملایر به خاطر حمایت از این مقاله قدردانی می شود.

مرجع ها

- [1] John A. Adam, "The mathematical physics of rainbows and glories", Physics Reports 356, 2002, 229–365.
- [2] Michael Peil et al, "Rainbow refractometry with a tailored incoherent semiconductor laser source", APPLIED PHYSICS LETTERS 89, 091106, 2006.
- [3] Andrew Gettelman, "Rainbows and climate change: a tutorial on climate model diagnostics and parameterization", Geosci. Model Dev., 16, 4937–4956, 2023.
- [4] Petr Bouchal and Zdenek Bouchal, "Twisted Rainbow Light and Nature-Inspired Generation of Vector Vortex Beams", Laser Photonics Rev. 2022, 16, 2200080.
- [5] Yunlong Liao, Chunmei Song, Yuanjiang Xiang, and Xiaoyu Dai, "Recent Advances in Spatial Self-Phase Modulation with 2D Materials and its Applications", Ann. Phys. (Berlin) 2020, 2000322.
- [6] Berke Vow Ricketti, Erik M. Gauger and Alessandro Fedrizzi, "The coherence time of sunlight in the context of natural and artificial light-harvesting", Scientific Reports, (2022) 12:5438.

می باشد. این فاصله و اندازه باعث می شوند که خورشید از دید ناظر زمینی زاویه ای به اندازه 0.540 داشته باشد. به عبارت دیگر، پرتوهایی که از بالای خورشید می آیند با پرتوهایی که از پایین خورشید می آیند در حدود نیم درجه زاویه دارند. این موضوع باعث می گردد که دسته پرتوهای فرودی به قطرات باران نیز دارای بازه زاویه ای 0.540 باشند. رنگین کمان حاصل از این زاویه فرود، در حقیقت برهم نهی تعداد بسیار زیادی رنگین کمان است که تحت این زاویه کوچک روی هم جابجا شده اند. این پدیده موجب می شود که رنگ های کنار هم تا این بازه زاویه ای با همدیگر همپوشانی کنند و خلوص طیفی رنگین کمان کاهش پیدا کند. اگر فرض شود که یک رابطه خطی بین زاویه بازتاب و طول موج وجود دارد (طبق شکل ۴) می توان شیب تغییرات آنرا به دست آورد. با این فرض، بازه طول موجی ناحیه مرئی (تقریباً $\Delta\lambda=0.4\mu\text{m}$) بین زاویه شکست نور قرمز (42.50) و آبی (40.60) توزیع می شود و شیب زیر را به دست می دهد:

$$\alpha = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\theta} \approx 0.2\mu\text{m}/\text{Deg}. \quad (2)$$

به عبارت دیگر، هر درجه جدایی بین رنگ ها معادل تغییر طول موج $0.2\mu\text{m}$ است. همانطور که گفته شد، زاویه پرتوهای خورشیدی حدود 0.540 است که اگر در این شیب ضرب شود نمو طول موجی $0.1\mu\text{m}$ به دست می آید. این بدان معناست که روی هم افتادگی رنگین کمان ناشی از بالای خورشید و رنگین کمان ناشی از پایین خورشید به اندازه $0.1\mu\text{m}$ از خلوص طیفی هر رنگ کم می کند. این عدد، عدد بزرگی است و باعث خواهد شد که مثلاً نور زرد با طول موج ۵۸۹ نانومتر به روی نور قرمز با طول موج ۶۳۳ نانومتر کشیده شود و حتی از آن نیز عبور کند. به عبارت بهتر، پهنای زاویه ای بسیار کم خورشید، منجر می شود که خلوص طیفی کمان های مختلف در رنگین کمان بسیار کاهش پیدا کند و از نمایانی آنها کاسته شود. این موضوع برای همدوسی طولی نیز قابل طرح است. در این حالت، اگر پهنای طیفی $0.1\mu\text{m}$ در رابطه (۱) قرار داده شود به طول همدوسی ۳ میکرومتر منجر خواهد شد. نتیجه اینکه طول همدوسی نور رنگین کمان حدود سه برابر نسبت به طول همدوسی نور مستقیم خورشید افزایش پیدا می کند. این بدان معناست که پهنای زاویه ای خورشید باعث افزایش در همدوسی طولی نور رنگین کمان می شود.

ساخت و مقایسه زیرلایه های ساخته شده با گرافن اکساید برای طیفسنجی رامان تقویت شده با گرافن (GERS)

زهرا سبزواری^۱، مریم بحرینی^{۲*}، مریم داوری^۳

^{۱،۲،۳} تهران، ایران دانشگاه علم و صنعت ایران، دانشکده فیزیک

چکیده - با توجه به ویژگی های منحصر به فرد گرافن و مشتقات آن مانند گرافن اکساید اخیراً از آن برای ساخت زیرلایه به منظور تقویت طیفسنجی رامان استفاده می شود که این روش طیفسنجی رامان تقویت شده با گرافن (GERS) نامیده می شود. در این مقاله با استفاده از سه روش مختلف تقویت سیگنال های رامان صورت می گیرد. روش اول ساخت زیرلایه با روش اسپری کردن سوسپانسیون گرافن اکساید با حلال آب مقطر، روش دوم اسپری کردن سوسپانسیون گرافن اکساید با حلال اتانول و روش سوم پوشش چرخشی سوسپانسیون گرافن اکساید با حلال آب مقطر بر روی لام شیشه ای است. سپس تاثیر زیرلایه های مختلف بر تقویت شدت طیف های رامان R6G با یکدیگر مقایسه می شود و مشخص می شود که روش پوشش چرخشی بهترین عملکرد را در تقویت طیفسنجی رامان دارد.

کلیدواژه- تقویت، رودامین ۶G، طیف سنجی رامان تقویت شده، گرافن اکساید

Fabrication and Comparison of substrates manufactured by graphene oxide for graphene-enhanced Raman (GERS)

Zahra Sabzevari 1, Maryam Bahreini 2*, Maryam Davari 3

1,2,3 School of Physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

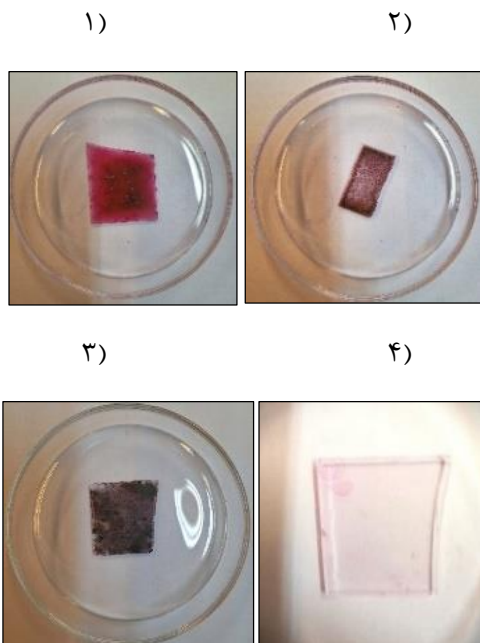
1 Sabzevarizahra78@gmail.com, 2* m_bahreini@iust.ac.ir, 3 Marryamdavari@gmail.com

Abstract- Given the unique properties of graphene and its derivatives such as graphene oxide, it has recently been used to produce substrates for enhancing Raman spectroscopy, known as Graphene-Enhanced Raman Spectroscopy (GERS). In this article, Raman signal enhancement is carried out using three different methods. The first method involves producing the substrate by spraying a graphene oxide suspension with distilled water as the solvent. The second method consists of spraying a graphene oxide suspension with ethanol as the solvent, and the third method requires spin coating a graphene oxide suspension with distilled water as the solvent onto a glass slide. Subsequently, the effect of different substrates on the enhancement of R6G Raman spectra intensity is compared, and it is determined that the spin coating method performs the best in enhancing Raman spectroscopy.

Keywords: Enhancement, Enhancement Raman spectroscopy, Graphene oxide, Rhodamine

مقدمه

سوم با استفاده از روش پوشش دورانی انجام می شود به اینصورت که ۲cc سوسپانسیون گرافن اکساید روی لام شیشه ای که در دستگاه با سرعت ۱۵۰۰rpm به مدت ۵۰ ثانیه و سپس با سرعت ۵۰۰rpm به مدت ۲۰ ثانیه می چرخد، ریخته می شود تا پوشش یکنواختی ایجاد شود. سپس زیرلایه تهیه شده را به مدت ۲۴ ساعت در کوره در دمای ۸۰۰C قرار می دهیم. در مرحله بعد ۵۰mL محلول R6G با غلظت ۱۰-۴ M تهیه شد و با روش غوطه وری در محلول روی زیرلایه های ساخته شده و روی یک لام شیشه ای خالی نشاند می شود. زیرلایه ها به مدت ۱ ساعت در محلول قرار می گیرند و سپس به مدت ۱۶ ساعت در کوره در دمای ۸۰۰C نگهداری می شوند. شکل ۱، تصاویر زیرلایه ها پس از لایه نشانی R6G را نشان می دهد.



شکل ۱- تصویر رودامین لایه نشانی شده روی زیرلایه ساخته شده با ۱- روش اول- ۲- روش دوم- ۳- روش سوم و ۴- روی لام شیشه ای خالی پس از آماده شدن زیرلایه ها، برای بررسی اثر GERS و نشان دادن تاثیر زیرلایه ساخته شده با استفاده از گرافن اکساید، از سطح زیرلایه ها طیف سنجی رامن انجام می شود. طیف سنجی با استفاده از دستگاه رامن Technoaran (Microspectrophotometer-ram-532-004)، با شدت لیزر ۷۰mW و بزرگنمایی ۴۰ X انجام شد. نمودارهای طیف رامن زیرلایه ها در شکل ۲ آورده شده است.

نتایج و بحث ها

طیف سنجی رامن یکی از انواع روش های طیف سنجی ارتعاشی است که سریع، دقیق و غیر مخرب است [۱]. برای بهبود عملکرد و تقویت طیف سنجی رامن روش های مختلفی وجود دارد که یکی از جدیدترین آن ها طیف سنجی رامن تقویت شده با استفاده از گرافن (GERS) است که در آن تقویت سیگنال های رامن با استفاده از یک زیرلایه مبتنی بر گرافن و مشتقات آن صورت می گیرد گرافن ماده ای دو بعدی است که از اتم های کربن هیبرید شده sp2 ساخته شده است و در یک شبکه شش ضلعی لانه زنبوری قرار دارند [۲] و [۳]. اولین بار به طور تجربی تقویت سیگنال رامن با استفاده از گرافن توسط Ling و همکارانش در سال ۲۰۱۰ گزارش شد [۴].

در این تحقیق سه روش مختلف برای تهیه زیرلایه با استفاده از گرافن اکساید ارائه داده شده است. برای ارزیابی تاثیر زیرلایه ها در تقویت سیگنال رامن از رودامین 6G به عنوان مولکول سنجش استفاده می شود. سپس مقایسه ای بین طیف رامن معمولی و طیف رامن با استفاده از روش GERS صورت می گیرد. همچنین اثر زیرلایه های مختلف بر تقویت طیف رامن R6G با یکدیگر مقایسه می شود.

مواد و روش ها

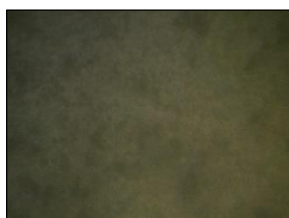
در روش اول ۱۰cc سوسپانسیون گرافن اکساید با حلال آب مقطر را با ۱۰۰ mg چسب PVP مخلوط می کنیم و به مدت ۱۵ دقیقه در حمام صوتی قرار می دهیم. سپس دوغاب تهیه شده با استفاده از دستگاه air brush روی سطح شیشه ها که در صفحه گردان دستگاه پاشش ثابت شده اند، پاشیده می شود. سرعت چرخش نمونه روی ۲ cm/s تنظیم شد تا سطح یکنواخت تری از دوغاب روی لام شیشه ای ایجاد شود. سپس آن را به مدت ۱ ساعت در دمای محیط قرار می دهیم تا خشک شود. در روش دوم برای آماده سازی دوغاب، پودر گرافن اکساید با اتانول ترکیب می شود و به مدت ۱۰۰ ثانیه در حمام صوتی می گذاریم تا به خوبی حل شود. سپس ۱۰۰ mg چسب PVP به آن اضافه می کنیم و مجدداً ۱۰۰ ثانیه در حمام صوتی قرار می دهیم. سپس دوغاب تهیه شده را مشابه روش قبل روی لام های شیشه ای می پاشیم. برای ازبین بردن چسب روی سطح زیرلایه، آن را به مدت ۲ ساعت در دمای ۴۰۰C در کوره قرار می دهیم. روش

یکنواخت تر است و مولکول های R6G به نسبت بهتری روی آن
لایه نشانی شده اند.

۱)

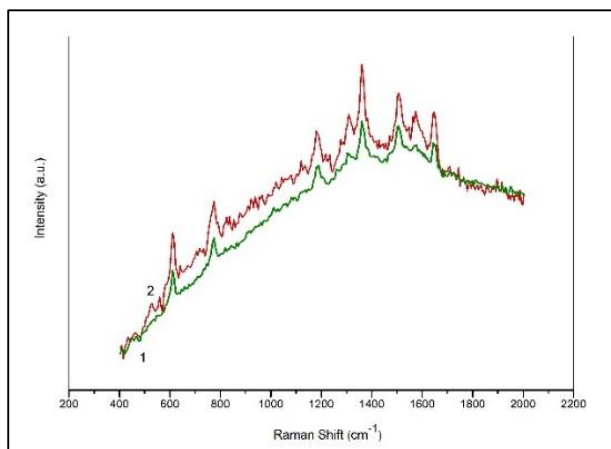


۲)



شکل ۳- تصویر میکروسکوپی نوری زیرلایه مبتنی بر گرافن ساخته
شده با روش ۱- دوم و ۲- سوم پس از لایه نشانی R6G

باتوجه شکل ۴ به وضوح مشخص است که در زیرلایه ساخته شده
به روش سوم، قله های رامان با شدت بیشتر و تفکیک بهتری
مشاهده شدند. لازم به ذکر است که در روش اسپری کردن میزان
هدر رفتن سوسپانسیون گرافن اکساید طی فرایند پاشش روی
زیرلایه زیاد است. بنابراین باتوجه به صرفه اقتصادی نیز روش
پوشش چرخشی مناسب تر است.

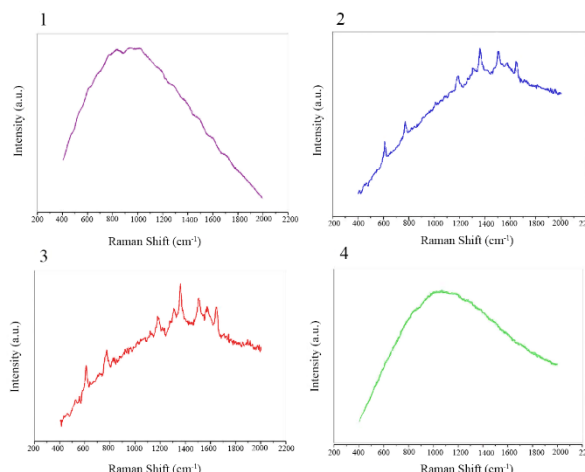


شکل ۴- تصویر مقایسه ای طیف رامان R6G لایه نشانی شده روی
زیرلایه ساخته شده با روش ۱- دوم و ۲- سوم

به طور کلی با این روش ۸ قله رامان شناسایی شدند که هر کدام
مربوط به ارتعاشات کششی و خمشی خاصی است که در جدول
۱ آورده شده اند [۵-۸]

جدول ۱- باندهای ارتعاشی مربوط به قله های مختلف در طیف رامان
مولکول R6G روی زیرلایه مبتنی بر گرافن

باتوجه به نمودارهای بدست آمده بهترین عملکرد را در تقویت
سیگنال های رامان زیرلایه ساخته شده با استفاده از گرافن
اکساید با روش پوشش چرخشی (روش سوم) دارد.



شکل ۲- طیف رامان رودامین لایه نشانی شده روی زیرلایه ساخته شده
با روش ۱- اول، ۲- دوم و ۳- سوم -۴- روی لام شیشه ای خالی

هیچ یک از قله های R6G لایه نشانی شده روی زیرلایه ساخته
شده با روش اول دیده نمی شود؛ زیرا سطح زیرلایه بسیار
غیریکنواخت است و برجستگی های چسب روی آن قابل مشاهده
است و در نواحی که چسب وجود دارد، فلورسانس به قدری زیاد
است که با قله های رامان مولکول های سنجش همپوشانی دارند.
قله های R6G لایه نشانی شده روی زیرلایه ساخته شده با روش
دوم و سوم به خوبی مشاهده شد. استفاده از گرافن اکساید
به عنوان زیرلایه باعث خاموشی فلورسانس می شود و در نتیجه
همپوشانی فلورسانس با قله های رامان که بزرگترین دغدغه در
طیف سنجی رامان است، از بین می رود و قله های مولکول R6G
در طیف رامان با دقت زیاد، تفکیک پذیری و شدت بالا قابل
شناسایی باشند [۹].

برای مقایسه دقیق تر تصویر میکروسکوپی نوری از زیرلایه های
مبتنی بر گرافن ساخته شده با روش دوم و سوم پس از لایه نشانی
محلول R6G روی آن ها با بزرگنمایی X 40 تهیه شد و طیف
رامان آن ها در یک نمودار رسم شد. این تصاویر در شکل ۳ و ۴
آورده شده است.

باتوجه به این تصاویر مشخص است که سطح زیرلایه ساخته شده
با روش سوم نسبت به سطح زیرلایه ساخته شده با روش دوم

[1] Chen C, Wu W, Chen C, Chen F, Dong X, Ma M, Yan Z, Lv X, Ma Y, Zhu M. Rapid diagnosis of lung cancer and glioma based on serum Raman spectroscopy combined with deep learning. Journal of Raman Spectroscopy. 2021 Nov;52(11):1798-809.

[2] Feng G, Suzuki N, Zhang Q, Li J, Inose T, Taemaitree F, KM MS, Toyouchi S, Fujita Y, Hirai K, Uji-i H. A light-mediated covalently patterned graphene substrate for graphene-enhanced Raman scattering (GERS). Chemical Communications. 2023;59(76):11417-20.

[3] Silver A, Kitadai H, Liu H, Granzier-Nakajima T, Terrones M, Ling X, Huang S. Chemical and bio sensing using graphene-enhanced Raman spectroscopy. Nanomaterials. 2019 Apr 2;9(4):516.

[4] Ling X, Xie L, Fang Y, Xu H, Zhang H, Kong J, Dresselhaus MS, Zhang J, Liu Z. Can graphene be used as a substrate for Raman enhancement?. Nano letters. 2010 Feb 10;10(2):553-61.

[5] Sil S, Kuhar N, Acharya S, Umapathy S. Is chemically synthesized graphene 'really a unique substrate for SERS and fluorescence quenching?'. Scientific Reports. 2013 Nov 26;3(1):3336.

[6] Wu C, Chen E, Wei J. Surface-enhanced Raman spectroscopy of Rhodamine 6G on agglomerates of different-sized silver truncated nanotriangles. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. 2016 Oct 5;506:450-6.

[7] de Barros A, Shimizu FM, de Oliveira CS, Sigoli FA, dos Santos DP, Mazali IO. Dynamic behavior of surface-enhanced Raman spectra for rhodamine 6G interacting with gold nanorods: implication for analyses under wet versus dry conditions. ACS Applied Nano Materials. 2020 Jul 2;3(8):8138-47.

[8] Zhu J, Sun L, Shan Y, Zhi Y, Chen J, Dou B, Su W. Green preparation of silver nanofilms as SERS-active substrates for Rhodamine 6G detection. Vacuum. 2021 May 1;187:110096.

[9] Faggio G, Politano GG, Lisi N, Capasso A, Messina G. The structure of chemical vapor deposited graphene substrates for graphene-enhanced Raman spectroscopy. Journal of Physics: Condensed Matter. 2024 Feb 7;36(19):195303.

طول موج (cm-1)	علت
۶۱۰	حلقه C-C-C (در صفحه)
۷۷۱	خمش C-H (خارج از صفحه)
۱۱۷۷	خمش C-H (در صفحه)
۱۳۰۸	خمش N-H (در صفحه)
۱۳۶۵، ۱۵۰۸، ۱۶۴۶	کشش آروماتیک C-C
۱۵۷۳	ارتعاش کششی C-O-C

علت تقویت طیف رامان با روش GERS این است که صفحه ۲D اتم‌های کربن sp^2 و مولکول‌های آروماتیک R6G از طریق برهمکنش‌های $\pi-\pi$ انتقال بار دارند. انتقال بار بین زیرلایه و آنالیت از این طریق که تقویت شیمیایی (CM) نامیده می‌شود، موجب از بین بردن فلورسانس پس‌زمینه تقویت سیگنال‌های رامان می‌شود [۹].

نتیجه‌گیری

در این تحقیق برای تقویت سیگنال‌های رامان از روش نوین GERS استفاده شد. مشخص شد که در میان روش‌های ارائه داده شده که شامل اسپری کردن و پوشش چرخشی سوسپانسیون گرافن اکساید روی لام شیشه‌ای بودند، روش پوشش چرخشی عملکرد بهتری دارد. حضور زیرلایه مبتنی بر گرافن، قله‌های رامان مولکول سنجش R6G را که با روش غوطه‌وری در محلول روی زیرلایه‌ها لایه‌نشانی شد را تقویت می‌کند و باعث خاموش شدن فلورسانس می‌شود. طیف‌های رامان ثبت شده با این روش عملکرد بسیار مناسب زیرلایه‌ها جهت آشکارسازی و تقویت سیگنال‌های رامان نشان می‌دهند و اهمیت روش GERS را به عنوان یکی از بهترین ابزارها برای تشخیص و شناسایی مواد تایید می‌کند.

مرجع‌ها

بررسی بازدهی تولید موج هماهنگ دوم در برهم کنش لیزر لاگر-گوسی قطبیده طولی با پلاسما

سارا سهرابی^۱، سعید جلوانی^{۱،۲}، کتایون سماواتی^{۱*}، لاله فرهنگ متین^۱

^۱ گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران شمال، تهران - ایران

^۲ پژوهشکده فوتونیک و فن آوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، تهران - ایران

چکیده - در این مقاله یک مطالعه تحلیلی از بازدهی تولید هماهنگ دوم در برهم کنش پرتو لیزر نسبیتی ضعیف قطبیده طولی با پلاسمای فرو چگال همگن، ارائه شده است. تغییرات بازدهی تابش هماهنگ دوم بدست آمده با قطبش طولی، نسبت به زاویه تابش، مد لاگر و اندازه لکه لیزر مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. نشان داده شده است که بیشینه زاویه تابشی وجود دارد که در آن بازده هماهنگ دوم بیشینه است. همچنین با افزایش مد لاگر و کاهش اندازه لکه لیزر، بازدهی تولید هماهنگ دوم افزایش می‌یابد.

کلیدواژه- لیزر لاگر-گوسی، پلاسمای فروچگال، قطبش طولی، بازدهی تولید هماهنگ دوم

Investigating the second harmonic efficiency in the P-polarized Laguerre-Gaussian laser-plasma interaction

Sara Sohrabi¹, Saeid Jelvani^{1,2}, Katayoon Samavati^{1*}, Laleh Farhang Matin¹

¹ Department of Physics, North Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

² Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

SaraSohrabi60@gmail.com, sjelvani@yahoo.com, k_samavati@iautnb.ac.ir, Laleh.matin@gmail.com

Abstract- In this article, an analytical study of the second harmonic efficiency (SHE) is presented in the interaction of a P-polarized weak relativistic laser beam with homogeneous under-dense plasma. The changes in the SHE obtained with P-polarization have been analyzed concerning the laser radiation angle, Laguerre mode, and spot size. It is shown that there is a maximum radiation angle where the SHE is maximum. the SHE increases by increasing the larger mode and decreasing the laser spot size.

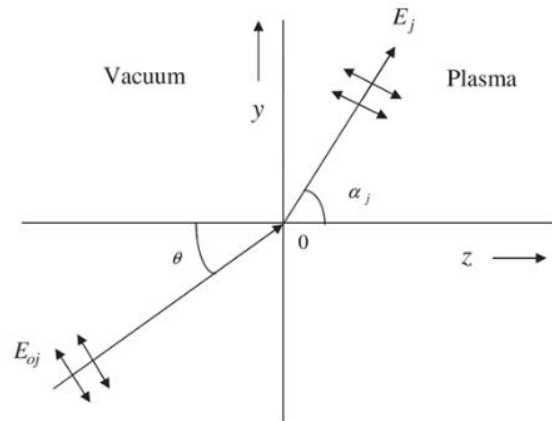
Keywords: Laguerre-Gaussian laser beam, under-dense plasma, P-polarization, second harmonic efficiency

مقدمه

برهم کنش غیرخطی لیزر-پلازما به عنوان منبع تولید هماهنگ دوم در نظر گرفته شد. گسیل‌های هماهنگ دوم به طور موثر به قطبش لیزر اولیه وابسته و مورد بررسی قرار گرفته‌اند [۱، ۲]. جاها و همکاران [۳] نشان دادند که اگر قطبش لیزر با میدان مغناطیسی خارجی همسو شود، خود-کانونی افزایش می‌یابد. کوری و داس [۴] به این نتیجه رسیدند که وجود میدان مغناطیسی منجر به کاهش بازده هماهنگ دوم و افزایش شدت لیزر قطبیده عرضی موجب افزایش بازده هماهنگ دوم می‌شود. ادوسمیلی و همکاران [۵] در برخورد مایل لیزر نسبیتی نشان داده‌اند که هماهنگ دوم با قطبش نوع طولی در لایه‌های پوخته هدایت می‌شود و دامنه هماهنگ دوم برای مقدار بهینه زاویه تابش بیشترین است.

روش تئوری و محاسبه

پرتو لیزر لاگر-گاوسی با قطبش طولی تحت زاویه تابش θ با خط عمود بر فصل مشترک پلازما-خلأ در نظر می‌گیریم (شکل ۱).



شکل ۱: شماتیک موج لیزر قطبش طولی مورب منتشر شده در پلاسمای همگن

میدان پرتو لیزر فوق و هماهنگ دوم مطابق رابطه (۱) است.

$$\vec{E}(y, z) = \sum_{l=1}^2 \frac{1}{2} (\cos\theta \hat{y} - \sin\theta \hat{z}) E_{l,1} \left(\frac{y}{b} \right)^m e^{\left(-\frac{y^2}{b^2} \right)}$$

$$L_n^m \left(\frac{y^2}{b^2} \right) \exp \left(i (k_{ly} y + k_{lz} z - \omega t) \right) + c. c. \quad (1)$$

که در آن $k_{ly} = \frac{\omega \sin\theta}{c}$ ، $k_{lz} = \frac{\omega \cos\theta}{c}$ ، پرتولیزر اولیه با $l=1$ و هماهنگ دوم با $l=2$ مشخص می‌شود. زاویه شکست پرتو لیزر $\alpha_1 = \tan^{-1} \left(\sin\theta / \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2\theta} \right)$ می‌باشد که $\epsilon_1 = \omega_p^2 / \omega^2$ [۶].

$$\vec{E}(y, z) = \sum_{l=1}^2 \frac{1}{2} \left(\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2\theta} \hat{y} - \sin\theta \hat{z} \right) E_l \left(\frac{y}{b} \right)^m e^{\left(\frac{y^2}{b^2} \right)} L_n^m \left(\frac{y^2}{b^2} \right) \exp \left(i (k_{ly} y + k_{lz} z - \omega t) \right) + c. c. \quad (2)$$

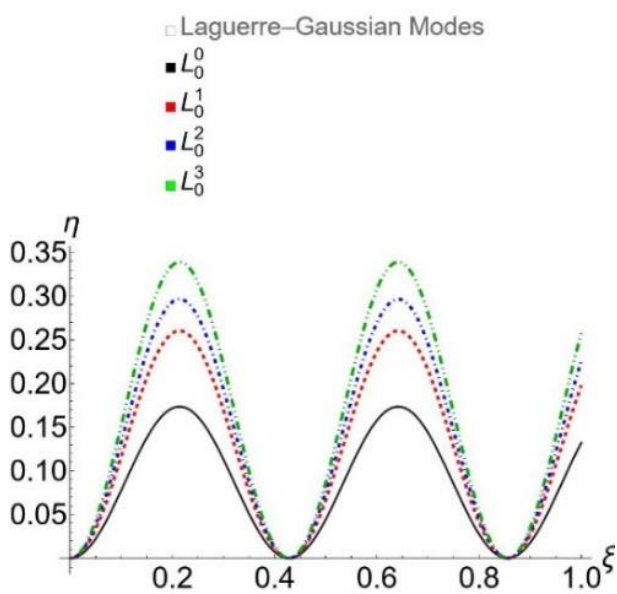
میدان الکتریکی $\vec{E}(y, z)$ و دامنه امواج در پلازما توسط رابطه $E_l = 2E_{l,1} \sqrt{\epsilon_1} / \left(\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2\theta} / \cos\theta \right)$ معرفی می‌شوند.

که $k_{ly,z} = \left(l\epsilon_1 \omega^2 / c^2 - k_{ly}^2 \right)^{1/2}$ و $a_{ly,z} = eE_{ly,z} / c\omega m_e$ با توجه به معادلات حرکت نسبیتی و معادله پیوستگی به همراه نظریه اختلال، برای چگالی جریان الکترونی در پلازما داریم $n^{(1)} J_{y,z}^{NL} = -e(n_0 v_{y,z}^{(2)} + n^{(1)} v_{y,z}^{(1)})$ چگالی الکترونی پلازما مرتبه اول نظریه اختلال است [۷].

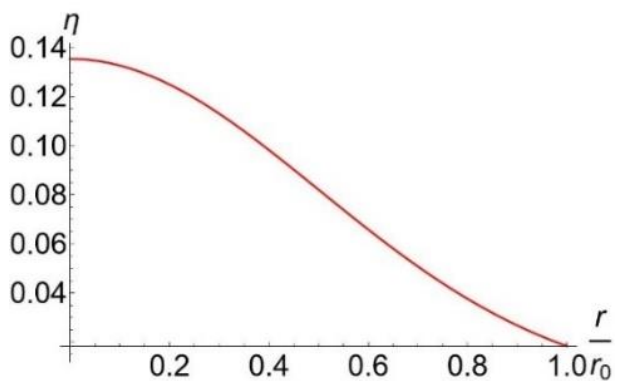
$$J_{y,z}^{NL} = \frac{c^2 n_e k_{ly,z} \epsilon_1}{2\omega} a_{ly,z}^2 \exp \left(2i (k_{ly} y + k_{lz} z - \omega t) \right) + c. c. \quad (3)$$

با استفاده از معادله موج $\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \vec{J}_{y,z}^{NL}$ برای $l=2$ ، دامنه بدون بعد موج هماهنگ دوم را می‌توان محاسبه نمود که فرکانس پلازما $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / \gamma m_e}$ می‌باشد.

روی شعاع سطح مقطع پرتو دور می‌شویم، بازدهی تولید هماهنگ دوم کاهش می‌یابد (شکل ۳). با دور شدن از محور انتشار پرتو لیزر، توان لیزر کاهش می‌یابد از این رو انتقال انرژی به الکترون‌های پلاسما کم و در نتیجه شدت میدان عقبه ضعیف می‌شود.



شکل ۲: رشد بازدهی تولید موج هماهنگ دوم با تغییر مد تابع لاگر نسبت به فاصله انتشار بدون بعد



شکل ۳: تغییر بازدهی تولید موج هماهنگ دوم نسبت به فاصله بدون بعد شعاعی عمود بر انتشار لیزر با زاویه فرودی ۳۶ درجه

شکل ۴ تغییر بازده تولید موج هماهنگ دوم را به عنوان تابعی از زاویه تابش θ برای پارامترهای لیزر و پلاسمای مشابه نشان می‌دهد.

$$a_{\gamma, z}(z) = \frac{a_{\gamma, z}^2 \omega_p^2 k_{\gamma, z} \varepsilon_1}{\omega c k_{\gamma, z} \Delta k_{\gamma, z}} e^{i \left(\frac{\Delta k z}{\gamma} \right)} \sin \left(\frac{\Delta k z}{\gamma} \right) \quad (۴)$$

بنابراین $a_{\gamma}(z)$ محاسبه می‌شود.

$$a_{\gamma}(z) = \frac{a_{\gamma}^2 \omega_p^2 \varepsilon_1}{\omega c k_{\gamma, z} \Delta k} \sqrt{k_{\gamma, z}^2 + k_{\gamma, y}^2} e^{i \left(\frac{\Delta k z}{\gamma} \right)} \sin \left(\frac{\Delta k z}{\gamma} \right) \quad (۵)$$

که در آن $\Delta k = \gamma k_{\gamma, z} - k_{\gamma, z}$ با توجه به بازده تولید هماهنگ دوم به صورت $\mu_{\gamma} = \mu_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$ و $\eta(z) = \mu_{\gamma} a_{\gamma}^2 / (\mu_1 a_{\gamma}^2)$ بدون بعد، داریم

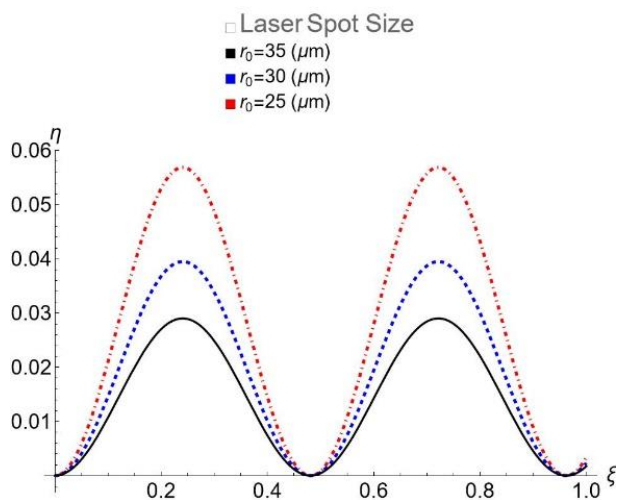
$$\eta(\xi) = \frac{a_{\gamma}^2 \left(\left(\frac{y}{b} \right)^m e^{\left(\frac{-y^2}{b^2} \right)} L_n^m \left(\frac{y^2}{b^2} \right) \right)^2 \omega_p^2 \varepsilon_1 \varepsilon_{\gamma}}{\sqrt{\varepsilon_{\gamma}} \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{1}{16 \omega^2 c} \left(\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta_i / \cos \theta_i} \right)^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{\Delta k \xi c}{\omega^2} \right)}{(\varepsilon_{\gamma} - \sin^2 \theta_i) (\Delta k)^2}} \quad (۶)$$

بحث

رابطه (۶) را مطابق داده‌های زیر به صورت عددی برای تابع لاگر با مد $L_0^1 \left(\frac{y^2}{b^2} \right)$ حل می‌نماییم.

$$\omega = \frac{\pi^3}{\gamma} \times 10^{15} \left(s^{-1} \right), \omega_p = 0.6 \omega, a_{\gamma} = 0.2, I = 2 \times 10^{18} \left(\frac{W}{cm^2} \right), b = 30 (\mu m)$$

شکل ۲ چگونگی رشد بازدهی هماهنگ دوم را در مقابل افزایش مرتبه تابع لاگر-گاوسی در زاویه ۲۰ درجه نمایش می‌دهد. مد L_0^1 نشان‌دهنده لیزر گاوسی می‌باشد. هرچه از محور مرکزی لیزر



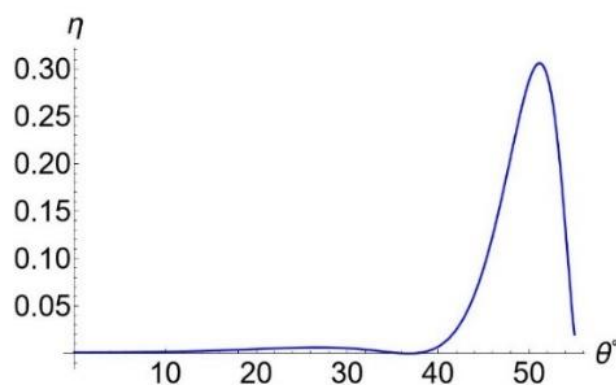
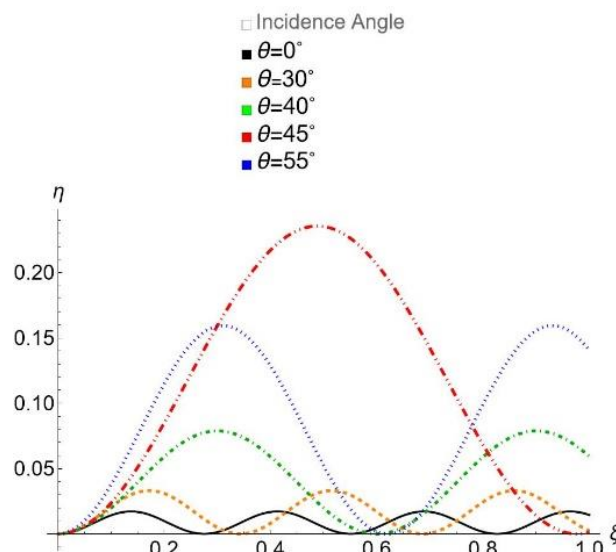
شکل ۵: تأثیر تغییرات اندازه لکه لیزر در راستای فاصله انتشار بدون بعد لیزر

نتیجه گیری

در بررسی برهم کنش پرتو لیزر با قطبش طولی و نمایه لاگر-گاوسی به این نتیجه رسیدیم تولید موج هماهنگ دوم تا مقدار معینی از $\theta_{\max}$ امکان پذیر است، که فراتر از آن ثابت انتشار لیزر اولیه موهومی می شود. بنابراین، ثابت دی الکتریک ϵ_1 مقدار $\theta_{\max}$ و همچنین $\xi_{\max}$ را تعیین می کند که فراتر از آن موج لیزر اولیه و همچنین تابش هماهنگ دوم، منتشر نمی شوند. تابش هماهنگ دوم نیز قطبش طولی دارد. افزایش مد لاگر-گاوسی (به دلیل افزایش غیرخطی بودن تابع میدان الکتریکی لیزر اولیه) و کاهش لکه لیزر (افزایش توان انتقال انرژی پرتو لیزر به محیط) باعث رشد بازدهی هماهنگ دوم می شوند.

مرجع ها

- 1- Chen, L., et al., Effects of laser polarization on jet emission of fast electrons in femtosecond-laser plasmas. Physical Review Letters, 2001. 87(22): p. 225001.
- 2- Nagli, L. and Y. Raichlin, Polarization of the laser induced plasma lasers. Optics Communications, 2019. 447: p. 51-54.
- 3- Jha, P., et al., Spot-size evolution of laser beam propagating in plasma embedded in axial magnetic field. Physics of Plasmas, 2007. 14(11).
- 4- Kuri, D.K. and N. Das, Second-harmonic generation by an obliquely incident s-polarized laser from a magnetized plasma. Laser and Particle Beams, 2016. 34(2): p. 276-283.
- 5- Adusumilli, K., D. Goyal, and V. Tripathi, Relativistic second harmonic generation from an S-



شکل ۴: تغییرات بازدهی تولید موج هماهنگ دوم با تغییرات زاویه تابش لیزر اولیه با مد L_1 نسبت به فاصله انتشار بدون بعد (بالا) و زاویه فرودی (پایین)

با افزایش θ ، بازده در ابتدا افزایش آهسته را نشان می دهد و سپس در زاویه حدود ۵۰ درجه به سرعت افزایش می یابد و پس از آن به شدت کاهش می یابد و در زوایای بیش از ۵۰ درجه لیزر در پلاسما انتشار نمی یابد.

شکل ۵ بازدهی تولید هماهنگ دوم را برای پرتوهای لیزر با شدت برابر و اندازه های لکه متفاوت نشان می دهد. با افزایش لکه لیزر، بازدهی کاهش می یابد.

exponential density ramp profile in the presence of a planar magnetostatic wiggler. Laser and Particle Beams, 2019. 37(4): p. 442-447.

polarized laser in over-dense plasma. Physics of Plasmas, 2011. 18(8).

6- Jha, P. and E. Agrawal, Second harmonic generation by propagation of a p-polarized obliquely incident laser beam in underdense plasma. Physics of Plasmas, 2014. 21(5).

7- Kant, N., A. Singh, and V. Thakur, Second-harmonic generation by a chirped laser pulse with the

مهندسی گاف اپتیکی در تک لایه های با ضخامت اتمی دی تلوراید مولیبدن (MoTe_2)

نازنین صادقی دستجرده، جواد فولادی اسکویی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ملایر، ملایر، ایران

چکیده - در این مقاله، ما دو ذره سنگین دیراک را که اکسایتون را در تک لایه های دی تلوراید مولیبدن (MoTe_2) تشکیل می دهند، به صورت تئوری بررسی کرده ایم. پاشندگی انرژی اکسایتون و جرم موثر آن در تک لایه محاسبه شده است. انرژی بستگی و جرم موثر اکسایتون A هر دو کوچک تر از اکسایتون B هستند. با در نظر گرفتن دو تک لایه MoTe_2 که توسط یک لایه دی الکتریک از هم جدا شده اند، جرم موثر اکسایتون را می توان به طور مداوم توسط فاصله جدایی بین لایه ای تنظیم کرد. حداکثر مقادیر بدست آمده برای تغییر جرم موثر اکسایتون های با اسپین بالا و اسپین پایین با لایه دی الکتریک از جنس نیتريد بورن شش گوشه به ضخامت ۲ نانومتر به ترتیب برابر ۱.۱۲ و ۱.۴۲ برابر جرم سکون الکترون است. از این رهیافت می توان برای مهندسی گاف اپتیکی در سایر مواد دو بعدی دیگر برای استفاده در نانو افزاره های فوتونیک و اپتو الکترونیک بهره برد.

کلیدواژه- اکسایتون، مواد دو بعدی، تک لایه های دی تلوراید مولیبدن، گاف اپتیکی.

Optical gap engineering in atomically thin monolayers of molybdenum ditelluride (MoTe_2)

Sadeghi Dastjerdeh, Nazanin ; Fouladi Oskoue, Javad

Department of Physics, Faculty of Science, Malayer University, Malayer, Iran

nazaninsadeghi13823@gmail.com, j.fouladi@malayeru.ac.ir

Abstract- In present work, we have investigate theoretically two interacting massive Dirac particles which form the exciton in monolayer molybdenum ditelluride(MoTe_2). The exciton energy dispersion, and its effective mass are obtained in monolayer MoTe_2 . We find that the binding energy and its effective mass of A exciton are both smaller than B exciton. By considering two MoTe_2 monolayers, which separated by a dielectric layer, the exciton effective mass can be tuned continuously by the interlayer separation. The maximum values obtained for the effective mass change of spin-up and spin-down excitons with a 2-nm-thick hexagonal boron nitride dielectric layer are 1.12 and 1.42 times of the electron rest mass, respectively. This approach can be used for the optical gap engineering in other two-dimensional materials for use in photonic and optoelectronic nanodevices.

Keywords: Exciton, two-dimensional materials, monolayer molybdenum ditelluride, optical gap

مقدمه

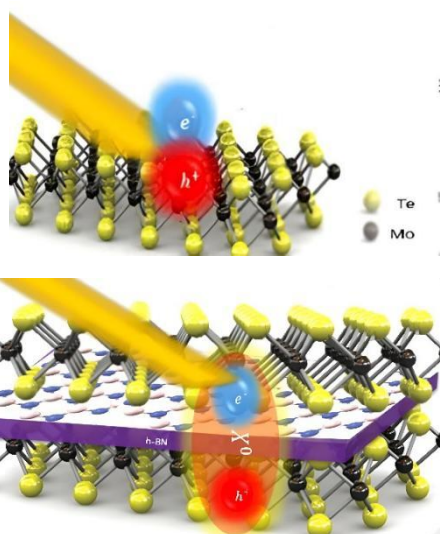
2MoTe به دست آورده شده است، و سپس پارامترهای اکسایتونی را با در نظر گرفتن یک لایه دی الکتریک از جنس نیتريد بورن شش گوشه (hBN) بین دو لایه 2MoTe مورد بررسی قرار گرفته است. رهیافت بررسی شده در این پژوهش بصورت تجربی از طریق روش لایه برداری مکانیکی مواد دوبعدی مورد نظر امکان پذیر می باشد [۶].

مدل بندی

در شکل (۱) نحوه تشکیل اکسایتون با تحریک نوری برای تک لایه های 2MoTe و دو تک لایه با یک لایه دی الکتریک نمایش داده شده است. برای فرمول بندی این دو حالت با استفاده از رهیافت هامیلتونین دیراک سنگین ابتدا باید دو ذره اندرکنشی با پتانسیل صفر در نظر گرفت [۷].

$$\hat{H} = at(\tau k_x \hat{\sigma}_x + k_y \hat{\sigma}_y) \otimes \Pi + \frac{\Delta}{2} \hat{\sigma}_z \otimes \Pi - \frac{\lambda \tau}{2} (\hat{\sigma}_z - 1) \otimes \hat{S}_z \quad (1)$$

در هامیلتونین فوق، a ثابت شبکه، Δ گاف باندی مستقیم بین باندهای ظرفیت و رسانش، t پارامتر انرژی، 2λ جداسازی اسپین-مدار، به ترتیب برابر 3.517Å ، 0.997 ، 0.66 ، 0.219 ، 5.76 برحسب الکترون ولت برای تک لایه های 2MoTe می باشند [۸]. Π عملگر واحد، τ اندیس ذره ای مربوط به ذره های $K(+1)$ و $K(-1)$ می باشند.



شکل ۱: تشکیل اکسایتون با تحریک نوری (بالا) در تک لایه 2MoTe (پایین) دو تک لایه با یک لایه دی الکتریک جدا شده از هم.

اخیراً، تک لایه های دی کالکوجناید های فلزها واسطه (TMDC) دو بعدی $2MX$ ($W, Mo = M$) ($Te, Se, S = X$) به عنوان مواد اپتوالکترونیکی جدید در حالت دو بعدی ظهور کرده اند که دارای خواص غنی از اثرهای متقابل اسپینی-دره ای، اثرهای اکسایتونی قابل تنظیم و اندرکنش نور- ماده قوی هستند، که می توانند جذب نور نسبتاً بالا و فوتولومینسانس با شدت بالا را علیرغم ضخامت اتمی ایجاد کنند [۱،۲].

فاز آلفا دی تلوراید مولیبدن در حالت کیه ای یک بلور نیمه رسانا با گاف باندی غیر مستقیم حدود 1 eV می باشد که با اعمال محدودیت کوانتومی در راستای محور رشد و تبدیل شدن به تک لایه های با ضخامت اتمی نیمه رسانا با گاف مستقیم 1.1 eV تبدیل می شود. این ماده دو بعدی کوانتومی دارای یک ساختار لایه ای با مشخصه گاف باندی در محدوده طول موج های مادون قرمز نزدیک (NIR) می باشد.

خواص اکسایتونی از لحاظ تجربی و نظری از اهمیت اساسی و ویژه ای برای بررسی خواص اپتیکی مواد نانو ساختار نیمه رسانا با ابعاد پایین برخوردار می باشند. اخیراً، مطالعه های متعددی به صورت تئوری و تجربی در زمینه اکسایتون دو بعدی در گرافن تک لایه گاف دار، دو تک لایه و TMDC ها صورت گرفته است [۳]. اکسایتون های به شدت مقید با قدرت نوسانگری خیلی بزرگ، این مواد را به یک بستر ایده آل برای بررسی اندرکنش قوی نور- ماده در زمانی که با کاواک های نوری ادغام می شوند، تبدیل می کند و طیف وسیعی از کاربردها را برای کاوش در فیزیک و افزاره های پلاریتونیک نوین فراهم می کند [۳]. بدلیل انرژی پیوندی قوی اکسایتون در تک لایه و چند لایه های 2MoTe نسبت به سایر مواد دو بعدی TMDC، این ماده از اهمیت بالایی برای بررسی خواص اکسایتونی برخوردار می باشد [۴].

اکسایتون های تنظیم پذیر با پارامترهای نوری تقویت شده در نقاط کوانتومی TMDC نیز به صورت تئوری مورد بررسی قرار گرفته اند [۵].

در این مقاله در بخش مدل بندی هامیلتونین اکسایتون (دو ذره دیراک سنگین) را برای 2MoTe تک لایه بکار گرفته ایم در بخش نتایج پاشندگی و جرم موثر اکسایتون را در تک لایه

موثر اکسایتون A پایین از اکسایتون B به دست آمد برای دو تک لایه که توسط یک لایه hBN از هم جدا شده اند می توان جرم موثر اکسایتون را به طور مداوم توسط فاصله بین دولایه تغییر داد.

به منظور بررسی اکسایتون باید معادله ویژه مقداری را با در نظر گرفتن پتانسیل اندرکنشی کولنی و سیستم دو ذره ای به صورت زیر نوشت:

$$H_{\uparrow\downarrow}\Psi_{ij\uparrow\downarrow}(r_1, r_2) = \epsilon_{\uparrow\downarrow}\Psi_{ij\uparrow\downarrow}(r_1, r_2) \quad (3)$$

$H_{\uparrow\downarrow}$ هامیلتونی اکسایتون، $\Psi_{ij\uparrow\downarrow}$ تابع موج دو ذره ای $\Psi_{ij\uparrow\downarrow}(r_1, r_2) = \Psi_{i\uparrow}(r_1) \otimes \Psi_{j\downarrow}(r_2)$ ، انرژی اکسایتون برای اسپین بالا و پایین می باشند. با ساده سازی معادله ویژه مقداری فوق که همراه با جداسازی جمله ها مرکز جرم و نسبی از هم می باشد می توان به معادله ها ساده شده زیر به ترتیب برای حالت تک لایه (رابطه ۴) و دو تک لایه (رابطه ۵) رسید [5].

$$\left(-\frac{2a^2t^2\nabla_r^2}{2\epsilon} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0r} \right) \Phi_{ctvt} = (\epsilon - \Delta + \lambda - \frac{a^2t^2k^2}{2\epsilon}) \Phi_{ctvt} \quad (4)$$

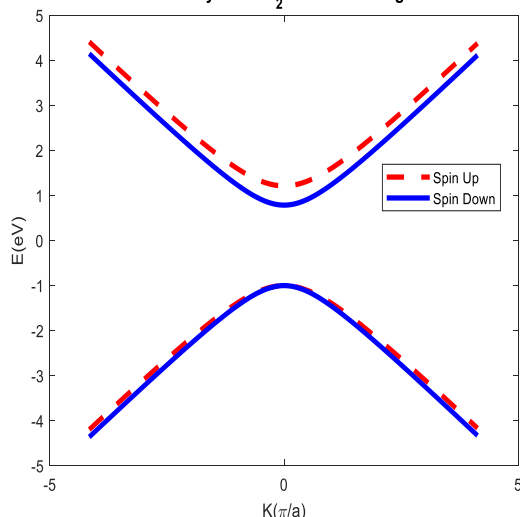
$$\left(-\frac{2a^2t^2\nabla_r^2}{2\epsilon} + \gamma r^2 \right) \Phi_{ctvt} = (\epsilon + V_0 - \Delta + \lambda - \frac{a^2t^2k^2}{2\epsilon}) \Phi_{ctvt} \quad (5)$$

با حل روابط فوق می توان انرژی اکسایتون برای حالت تک لایه و حالت دو تک لایه و یک لایه دی الکتریک بین آن را به همراه سایر پارامترهای اکسایتونی تعیین کرد [5].

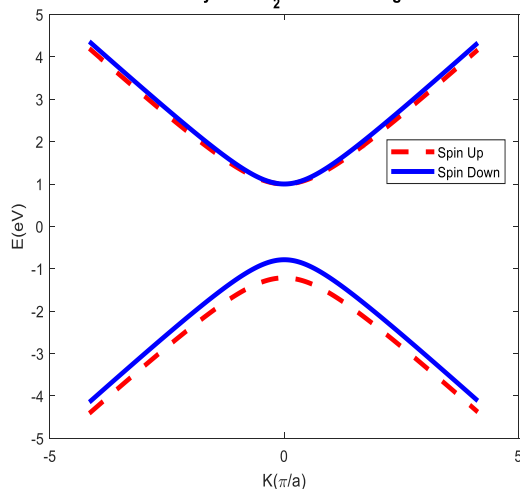
بحث و نتایج

برای الکترون ها و حفره های نوارهای ظرفیت و رسانش با مولفه ای اسپینی بالا یا پایین با حل معادله ویژه مقداری حالت تک ذره ای در تک لایه های MoTe₂ طیف انرژی تک ذره ای این ماده دو بعدی تک لایه اتمی در شکل (۲) برای دره K و -K نمایش داده شده است. برای دره K گاف انرژی الکترونی برای حالت اسپین پایین بیش تر از اسپین بالا می باشد و برای دره -K برعکس است. به منظور بررسی رفتار اکسایتون در حد انرژی های پایین پارامترهای اکسایتون برای حالت اسپین بالا و پایین را می توان با حل معادله ویژه مقداری برای تک لایه MoTe₂ معادله (۴) و (۵) به دست آورد و با توجه به شکل (۳) انرژی و جرم

The Band structure of monolayer MoTe₂ at the band edges located at the K point



The Band structure of monolayer MoTe₂ at the band edges located at the -K point

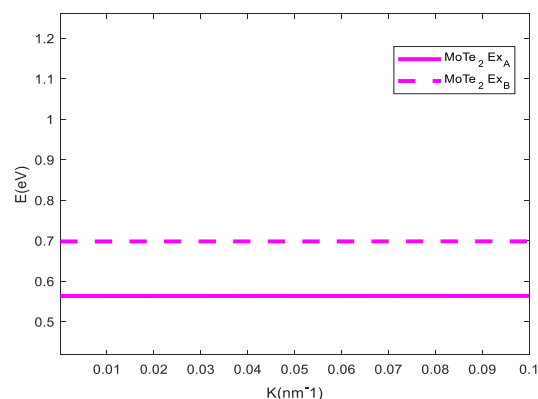


شکل ۲: ساختار نواری تک لایه MoTe₂ در لبه های باند (بالا) دره K (پایین) دره -K.

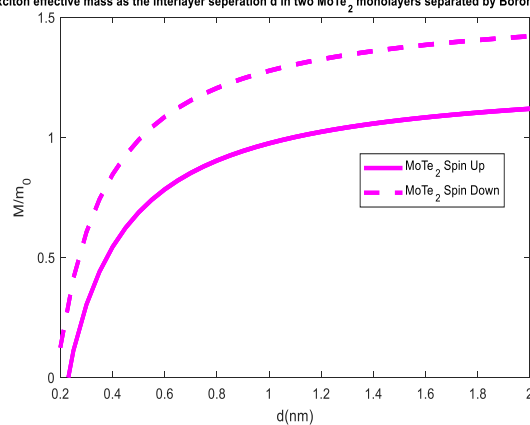
متوجه می شویم که جرم موثر اکسایتون را می توان به طور مداوم توسط فاصله بین دو لایه تنظیم کرد. حداکثر مقادیر بدست آمده برای تغییر جرم موثر اکسایتون های با اسپین بالا و اسپین پایین با لایه دی الکتریک از جنس hBN به ضخامت ۲ نانومتر به ترتیب برابر ۱،۱۲ و ۱،۴۲ برابر جرم موثر حالت سکون الکترون می باشند. از این رهیافت برای مهندسی گاف اپتیکی در سایر مواد دو بعدی TMDC به منظور استفاده در افزاره های فوتونیکی و اپتوالکترونیکی می توان بهره برد.

مرجع ها

- 1- F.Xia, Wang, H D. Xiao, M. Dubey and A. Ramasubramaniam "Two-dimensional material nanophotonics"; Nat. photon, 5, 4458(2014).
- 2- Q. H. Wang, K. Kalantar-Zadeh, Kis A, J. N. Coleman and M. S. Strano, " Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metal dichalcogenides", Nat. Nanotechnol. 7 699 (2012).
- 3- Y. Luo, et al. "Strong light-matter coupling in van der Waals materials". Light Sci Appl 13, 203 (2024).
- 4- E. Jung, et al. "Unusually large exciton binding energy in multilayered 2H-MoTe2." Sci Rep 12, 4543 (2022).
- 5- J. Fouladi-Oskoueie et al " Robust tunable excitonic features in monolayer transition metal dichalcogenide quantum dots" J. Phys.: Condens. Matter 30 145301(2018)
- 6- Yangang Li et al " Recent progress on the mechanical exfoliation of 2D transition metal dichalcogenides" Mater. Res. Express 9 122001 (2022)
- 7- D. Xiao, G. B. Liu, W. Feng, X. Xu and W. Yao, "Coupled Spin and Valley Physics in Monolayers of MoS2 and Other Group- VI Dichalcogenides" Phys. Rev. Lett. 108 196802 (2012)
- 1- Kormányos, et al, "k·p theory for two-dimensional transition metal dichalcogenide semiconductors", 2D Mater. 2 022001 (2015)



Exciton effective mass as the interlayer separation d in two MoTe₂ monolayers separated by Boron Nitride(BI)



شکل ۳: (بالا) پاشندگی اکسایتون در تک لایه های MoTe₂ برای اکسایتون اسپین بالا و اسپین پایین (پایین) جرم موثر اکسایتون بر حسب فاصله جدایی دو لایه برای مولفه های اسپین بالا و پایین.

نتیجه گیری

با مطالعه خواص اکسایتونی در تک لایه های MoTe₂ دریافتیم که پاشندگی انرژی اکسایتون و جرم موثر آن برای اکسایتون A هر دو کوچک تر از اکسایتون B است. همچنین برای دو تک لایه که توسط یک لایه دی الکتریک hBN از هم جدا شده اند،

تحلیل دینامیک پلاسمای فشرده شده تحت تأثیر لیزر و دستیابی به همجوشی هسته‌ای

عباس فلاح^{*}، فاطمه رضائی

تهران، شریعتی، دانشکده فیزیک، دانشگاه خواجه نصیر الدین طوسی.

چکیده - در این پژوهش، شبیه‌سازی و تحلیل پلاسمای فشرده شده با استفاده از لیزرهای پرنرژی به منظور رسیدن به واکنش همجوشی هسته‌ای کنترل شده مورد بررسی قرار گرفته است. مدل فیزیکی شامل افزایش چگالی، دما و میدان الکتریکی در اثر فشرده‌سازی پلاسما توسعه یافته و با استفاده از پارامترهای آزمایشگاه ملی اشتعال (NIF)، شبیه‌سازی شده است. نتایج نشان می‌دهد که دمای پلاسما به مقادیر کافی برای آغاز همجوشی می‌رسد و انرژی تولیدی از این واکنش به‌طور قابل توجهی افزایش می‌یابد. در این تحقیق، پروفایل‌های چگالی، فشار و میدان مغناطیسی نیز بررسی شده است و اثرات آن‌ها بر روی بهره انرژی مورد ارزیابی قرار گرفته است.

کلیدواژه- پلاسما، تولید انرژی همجوشی، چگالی پلاسما، دمای پلاسما، همجوشی هسته‌ای

Analysis of Compressed Plasma Dynamics Under Laser Influence and Achieving Nuclear Fusion

Abbas Fallah^{*}, Fatemeh Rezaei

Tehran, Shariati, Khaje Nasir Toosi University of Technology, Physics Faculty

Mr.abasfallah@gmail.com

Abstract - In this research, the simulation and analysis of compressed plasma using high-energy lasers to achieve controlled nuclear fusion reactions are investigated. A physical model, including the increase in density, temperature, and electric field due to plasma compression, has been developed and simulated using parameters from the National Ignition Facility (NIF). The results indicate that the plasma temperature reaches sufficient values to initiate fusion, and the energy produced by this reaction increases significantly. The profiles of density, pressure, and magnetic field are also examined, and their effects on energy gain are evaluated.

Keywords: Plasma, Fusion energy production, Plasma density, Plasma temperature, Nuclear fusion

۱- مقدمه

$$E(x, t+1) = E(x, t) - \varepsilon_0 \frac{dp(x, t)}{dt} - \gamma E(x, t) \quad (1)$$

در این معادله، ε_0 ثابت الکتریکی خلاء و γ ضریب تلفات انرژی است [۴]. چگالی پلاسما بر اساس برهم کنش با میدان الکتریکی و فشردگی لیزری بدست می آید:

$$\rho(x, t+1) = \rho(x, t) \cdot (1 + \alpha E(x, t) dt + \delta e - \gamma t) \quad (2)$$

که در رابطه فوق، α ضریب فشردگی سازی و δ نشان دهنده افزایش چگالی به دلیل برهم کنش لیزری است [۵]. دمای پلاسما تحت تأثیر فشردگی سازی و انرژی جذب شده از میدان الکتریکی افزایش می یابد:

$$T(x, t+1) = T(x, t) + \beta E(x, t) \rho(x, t) dt + \gamma T(x, t) dt \quad (3)$$

در اینجا، β ضریب افزایش دما ناشی از فشردگی سازی و γ ضریب تلفات انرژی است [۶]. فشار پلاسما از رابطه گاز ایده آل به دست می آید که با چگالی و دما مرتبط است:

$$P(x, t+1) = \rho(x, t+1) \cdot k_B \cdot T(x, t+1) \quad (4)$$

که در این معادله k_B ثابت بولتزمن است [۷]. همچنین، فشردگی سازی پلاسما سبب ایجاد میدان مغناطیسی می شود که با استفاده از رابطه زیر محاسبه می شود:

$$B(x, t+1) = \frac{E(x, t+1)}{c} \quad (5)$$

که c سرعت نور است [۸]. هنگامی که دمای پلاسما از آستانه همجوشی عبور می کند (یعنی حدود ۱۰۸ کلوین)، واکنش های همجوشی آغاز می شوند. انرژی تولیدی از این واکنش ها بر اساس چگالی پلاسما محاسبه می شود:

$$E_{\text{fusion}} = \rho \cdot Q \cdot dt \quad (6)$$

که Q انرژی تولیدی در هر واکنش همجوشی است [۹].

۴- نتایج و بحث

نمودار پروفایل دما پس از فشردگی سازی در شکل ۱ نشان داده شده است. همانطور که در این شکل ملاحظه می شود، دمای پلاسما به طور پیوسته افزایش می یابد و در نواحی مرکزی به مقادیر بسیار بالا (حدود ۱۰۸ کلوین) می رسد. این افزایش دما ناشی از فشردگی سازی و انرژی جذب شده از پالس های لیزری است

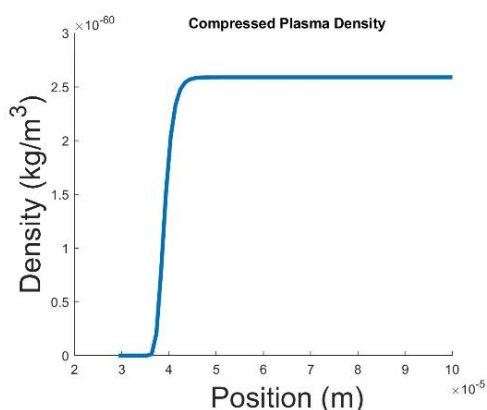
در طول چندین دهه اخیر، همجوشی هسته ای به عنوان یک منبع انرژی پایدار و بدون آلاینده های کربنی، بسیار مورد توجه قرار گرفته است. همجوشی هسته ای، فرآیندی است که در آن هسته های سبک با هم ترکیب می شوند و انرژی فوق العاده ای مشابه فرآیندی که در خورشید اتفاق می افتد، آزاد می کنند. هدف اصلی این پژوهش، دستیابی به روشی است که بتواند همجوشی را در شرایط کنترل شده و پایدار بر روی زمین امکان پذیر کند. یکی از روش های مطرح شده در این زمینه، محصورسازی اینرسی (ICF) است که در آن از پالس های لیزری پر قدرت برای فشردگی سازی و گرم کردن پلاسما استفاده می شود [۱، ۲]. در آزمایشگاه ملی اشتعال (NIF)، لیزرهای پرنرژژی برای فشردگی سازی کره های کوچک سوخت همجوشی به کار گرفته می شوند تا دما و چگالی مورد نیاز برای همجوشی ایجاد گردد. این روش با توجه به قدرت بالا و دقت فشردگی سازی، یکی از پرچالش ترین و پیشرفته ترین روش های محصورسازی اینرسی است [۳]. این پژوهش به بررسی شبیه سازی عددی پلاسما می پردازد و هدف آن مطالعه شرایط لازم برای دستیابی به واکنش همجوشی و تولید انرژی است.

۲- روش تحقیق

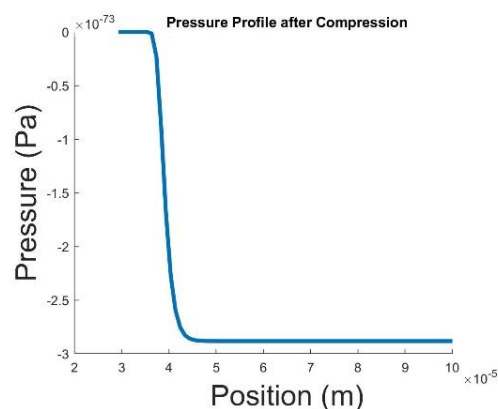
این پژوهش از شبیه سازی عددی بر اساس معادلات فیزیکی مرتبط با دینامیک پلاسما استفاده می کند. در این مدل، فرض بر این است که پالس لیزری سبب ایجاد یک میدان الکتریکی قوی می شود که چگالی و دمای پلاسما را افزایش می دهد و شرایط لازم برای همجوشی را فراهم می کند. برای پیاده سازی این شبیه سازی، از چندین معادله کلیدی استفاده شده است که در ادامه معرفی می شوند.

۳- فیزیک و معادلات حاکم بر مسئله

بطور کلی، میدان الکتریکی به عنوان عامل اصلی برای افزایش چگالی و دمای پلاسما در نظر گرفته می شود. این میدان بر اساس تلفات انرژی و تأثیر متقابل با چگالی پلاسما در هر لحظه محاسبه می شود:

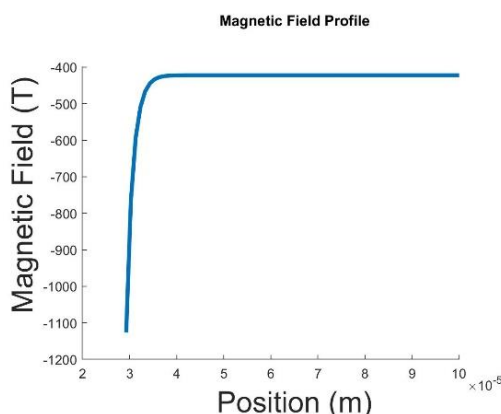


شکل (۳) توزیع مکانی چگالی پلاسما پس از فشرده سازی.



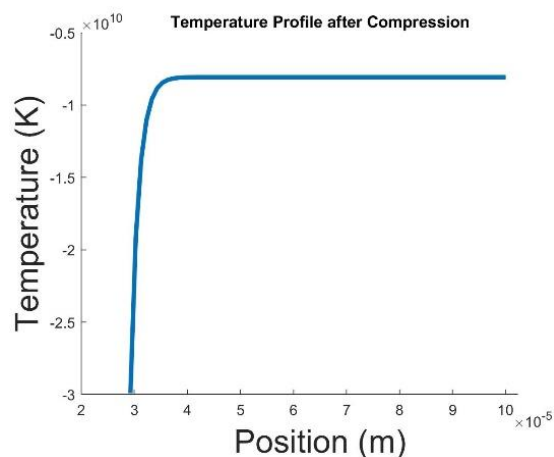
شکل (۴) پروفایل فشار پلاسما در سراسر منطقه شبیه سازی پس از فشرده سازی.

نمودار میدان مغناطیسی در شکل ۵ نشان می دهد که فشرده سازی پلاسما سبب ایجاد میدان مغناطیسی قابل توجهی می شود که این امر می تواند تأثیرات مهمی بر پایداری پلاسما و کنترل برهم کنش های تابشی داشته باشد [۸].



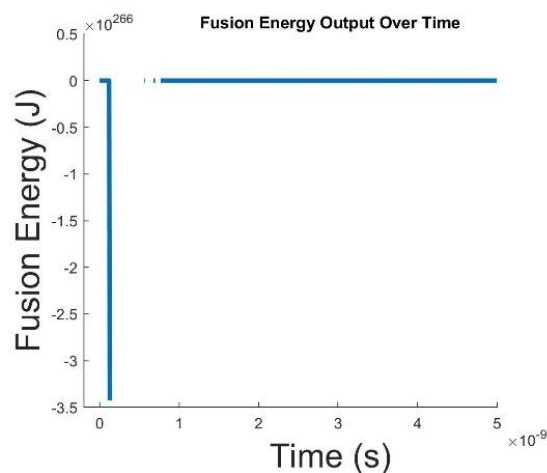
شکل (۵) شدت میدان مغناطیسی در سراسر منطقه شبیه سازی که از پلاسمای فشرده ایجاد شده است.

که منجر به آغاز واکنش های همجوشی می شود. این نتایج با مشاهدات تجربی مشابه NIF همخوانی دارد [۱،۳].



شکل (۱) توزیع دما در شبیه سازی پس از فشرده سازی پلاسمای.

همانطور که در شکل ۲ ملاحظه می شود، نتایج شبیه سازی نشان می دهد که پس از عبور دما از آستانه همجوشی، انرژی آزاد شده از همجوشی به طور نمایی افزایش می یابد. انرژی همجوشی در طول زمان به دلیل افزایش چگالی و دما به طور پیوسته رشد می کند و نشان می دهد که شرایط برای آغاز واکنش های همجوشی فراهم شده است [۴،۵].



شکل (۲) خروجی انرژی همجوشی تابعی از زمان.

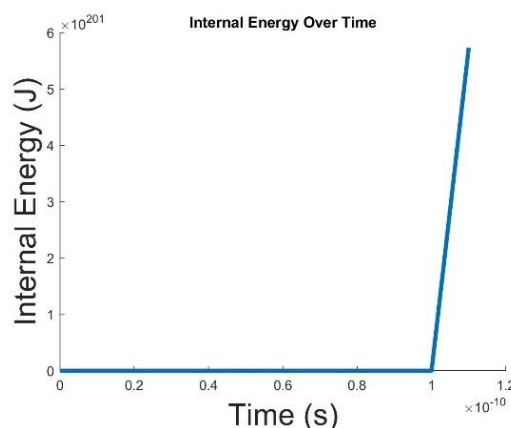
پروفایل چگالی و فشار پلاسما در شکل های ۳ و ۴ نشان می دهد که چگالی پلاسما پس از فشرده سازی به طور چشمگیری افزایش می یابد. این چگالی بالا به ویژه در نواحی مرکزی پلاسما به مقادیر بحرانی می رسد و همراه با افزایش فشار، منجر به تسریع واکنش های همجوشی می شود [۷،۹].

مقادیر بحرانی برای آغاز همجوشی هسته‌ای برساند. انرژی تولیدی از همجوشی به‌طور پیوسته افزایش می‌یابد و با بهینه‌سازی پارامترهای کلیدی مانند ضریب فشرده‌سازی و افزایش دما، می‌توان بهره انرژی را بهبود بخشید. این نتایج نشان‌دهنده پتانسیل قابل‌توجه روش محصورسازی اینرسی در دستیابی به همجوشی کنترل شده است. لذا، پژوهش‌های آینده می‌توانند بر روی بررسی اثرات تلفات انرژی و پایداری پلاسما متمرکز شوند.

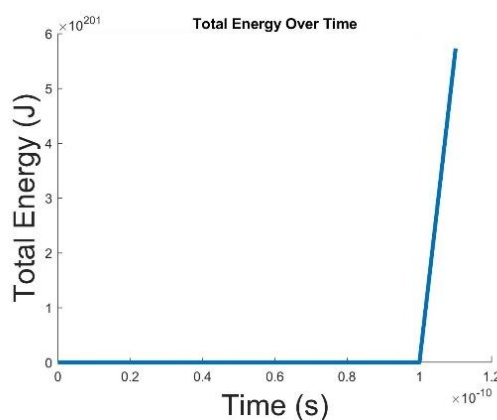
مراجع

- 1- Lindl, J. D. (1995). Development of the Indirect-Drive Approach to Inertial Confinement Fusion and the Target Physics Basis for Ignition and Gain. *Physics of Plasmas*, 2(11), 3933-4024.
- 2- Atzeni, S., & Meyer-ter-Vehn, J. (2004). *The Physics of Inertial Fusion: Beam-Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter*. Oxford University Press.
- 3- Frenje, J. A., et al. (2013). Diagnosing the Properties of Inertial Confinement Fusion Implosions with Nuclear Diagnostics. *Journal of Physics: Conference Series*, 490(1), 012073.
- 4- Drake, R. P. (2006). *High-Energy-Density Physics: Fundamentals, Inertial Fusion, and Experimental Astrophysics*. Springer.
- 5- Glasstone, S., & Lovberg, R. H. (1960). *Controlled Thermonuclear Reactions*. D. Van Nostrand Company.
- 6- Koonin, S. E., & Lang, G. H. (1987). *Theoretical Nuclear Physics*. John Wiley & Sons.
- 7- Betti, R., & Hurricane, O. A. (2016). Inertial Confinement Fusion with Lasers. *Nature Physics*, 12(5), 435-448.
- 8- Zeldovich, Y. B., & Raizer, Y. P. (2002). *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Dover Publications.
- 9- Nuckolls, J., Wood, L., Thiessen, A., & Zimmerman, G. (1972). Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications. *Nature*, 239, 139-142.

شکل‌های ۶ و ۷ تحولات انرژی داخلی و انرژی کل پلاسما را در طول زمان نشان می‌دهد و بیانگر این است که پلاسما در حال جذب انرژی از میدان لیزری و تولید انرژی همجوشی است. همانطور که در این شکل‌ها دیده می‌شود، انرژی کل که شامل انرژی همجوشی و انرژی داخلی است، به‌طور مداوم افزایش می‌یابد و نشان‌دهنده پتانسیل بالا برای تولید انرژی است [۵].



شکل (۶) تغییرات انرژی داخلی پلاسما در طول زمان.



شکل (۷) انرژی کل (ترکیبی از انرژی داخلی و همجوشی) به‌عنوان تابعی از زمان.

۵- نتیجه‌گیری

نتایج این پژوهش نشان می‌دهد که فشرده‌سازی پلاسما با استفاده از لیزرهای پرتوان می‌تواند دما و چگالی پلاسما را به

خاصیت پلاسمونیک و اپتیکی غیرخطی نانوذره نقره کلئیدی: تاثیر ال-آلانین

شیرین آدم پور، سهیل شریفی، مهدی خزائی نژاد

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

چکیده: این تحقیق به بررسی تاثیر خواص اسید آمینه L-Alanine بر روی ویژگی‌های اپتیکی غیرخطی و پلاسمونیک نانوذرات نقره پرداخته شده است. نانوذره نقره یک پیک پلاسمونیک در طول موج ۴۲۰ نانومتر نشان میدهد که با افزایش ال-آلانین تا ۰,۰۰۱ میلی مولار پهنای پیک افزایش و ضریب جذب کاهش می‌یابد. که نشان دهنده کاهش خاصیت پلاسمونیک نانوذره نقره می‌باشد. نتایج دریچه باز روبشگر زد نشان دهنده افزایش جذب غیرخطی نانوذره نقره به همراه افزایش ال-آلانین می‌باشد.

کلیدواژه- اسید آمینه، اپتیک غیرخطی، روبشگر زد، ضریب جذب، نانوذره نقره

Nonlinear optical and plasmonic properties of colloidal silver nanoparticles: effect of L-alanine

Shirin Adampour, Soheil Sharifi, Mehdi Khazaei

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

shirinadampour@gmail.com, ssharifi@ferdowsi.um.ac.ir, khazaeinezhad@um.ac.ir

Abstract: This research has investigated the effect of L-Alanine amino acid properties on nonlinear optical and plasmonic properties of silver nanoparticles. Silver nanoparticles show a plasmonic peak at the wavelength of 420 nm, which increases with the increase of L-alanine up to 0.001 mM, the peak width increases, and the absorption coefficient decreases. which shows the reduction of the plasmonic properties of silver nanoparticles. The results of the open valve of Z-scanner indicate the increase of nonlinear absorption of silver nanoparticles along with the increase of L-alanine

Keywords: amino acid, Absorption coefficient, Nonlinear optics, silver nanoparticles, Z-scanner

مقدمه

پرتو لیزر متمرکز حرکت می‌کند. سیگنال انتقالی نور از نمونه در دو حالت مختلف، با یک دیافراگم باز (open aperture) و بسته (close aperture) اندازه‌گیری می‌شود. روش روبشگر زد به دلیل سادگی نسبی و امکان دستیابی به اندازه‌گیری‌های دقیق و حساس، به یکی از روش‌های استاندارد در مطالعات اپتیک غیرخطی تبدیل شده است. و یک روش موثر برای اندازه‌گیری ضرایب غیرخطی مواد استفاده می‌شود. این روش برای بررسی تعاملات بین نانوذرات و سایر مولکول‌ها مانند اسید آمینه به کار می‌رود تا تغییرات در خواص نوری نمونه‌ها تحت تاثیر میدان نور لیزر مطالعه شود. ارائه داده‌های کمی و کیفی مهم در مورد خواص غیرخطی مواد بدون نیاز به تجهیزات پیچیده از ویژگی‌های برجسته این تکنیک است.

مواد و روش‌ها:

در این روش نانوذرات نقره در دمای اتاق با غلظت مشخص (140 ppm) ۶۰٪ آب دیونیزه و ۴۰٪ الکل تهیه می‌شوند. و سپس اسید آمینه (L-Alanine) با فرمول شیمیایی $\text{CH}_3\text{CH}(\text{NH}_2)(\text{COOH})$ با غلظت‌های (10, 1, 0.1, 0.01, 0.001) میلی مولار تهیه شدند طرحواره ۱ مربوط به محلول تهیه شده می‌باشد. طرحواره ۲ دستگاه روبشگر زد را نشان می‌دهد. آغاز آزمایش، پرتو لیزر از طریق سیستم متمرکزکننده بر روی نمونه متمرکز می‌شود و با حرکت نمونه در طول محور z، تغییرات در شدت نور عبوری توسط آشکارساز اندازه‌گیری می‌شود. این اندازه‌گیری‌ها به مرور و به تفکیک موقعیت نمونه ذخیره و تحلیل می‌شوند تا ضرایب غیرخطی ماده محاسبه گردد. با توجه به انجام آزمایش قبل غلظت مناسب برای انجام آزمایش طیف جذب مشخص شد و محلول نانوذره با همان غلظت قبل (140 ppm) تهیه شد و اسید آمینه با غلظت ۰.۰۰۲ میلی مولار تهیه شد و سپس با نسبت ۵۰-۵۰ با نانذره نقره ترکیب شد. نمونه‌های آماده شده را در کووت‌های شفاف قرار می‌دهیم و دستگاه طیف‌سنجی UV-Vis را در محدوده طول موج مناسب (۲۰۰ تا ۹۰۰ نانومتر) تنظیم می‌کنیم.

نتیجه و بحث:

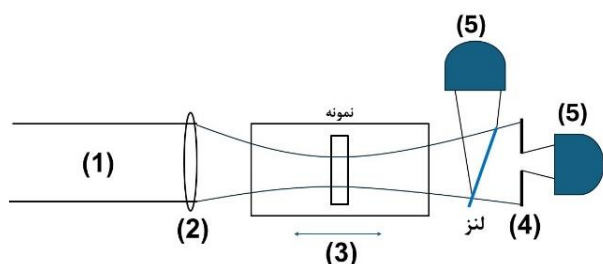
شکل ۱ نشان دهنده نمودار دریچه باز دستگاه روبشگر زد می‌باشد. با افزایش غلظت اسید آمینه عمق نمودار افزایش می‌یابد. نمودار دریچه باز با روابط زیر توصیف می‌شوند:

نانوذرات نقره به دلیل خواص ضد میکروبی و کاربردهای وسیع در زمینه پزشکی و علوم زیستی مورد توجه قرار گرفته‌اند. از سوی دیگر، اسید آمینه‌ها به عنوان واحدهای ساختاری پروتئین‌ها و لیگاند‌های موثر در ارتباطات بیوشیمیایی شناخته می‌شوند. یک مطالعه نشان داد که اسیدهای آمینه می‌توانند به عنوان عاملی برای گردآوری و کاهش نانوذرات نقره عمل کنند. استفاده از اسیدهای آمینه خاص باعث تغییر در اندازه و شکل نانوذرات و در نتیجه بر ویژگی‌های اپتیکی آنها تأثیر می‌گذارد. این تحقیق تأکید می‌کند که تغییر در طول موج جذب نوری و شدت به نوع اسید آمینه و نسبت آن با نقره بستگی دارد. [1] مطالعات گذشته نشان داده است که اسید آمینه‌ها می‌توانند بر روی خواص ضد میکروبی نانوذره نقره تأثیرگذار می‌باشند. [۲] در این تحقیق به مطالعه اثر غلظت آل-آلانین بر روی خاصیت پلاسمونیک و ضریب جذب غیرخطی نانوذره نقره با استفاده از طیف سنج اسپکتروفوتومتر و روبشگر زد پرداخته شده است. اپتیک غیرخطی شاخه‌ای از علم اپتیک است که به مطالعه‌ی رفتار نور در مواد غیرخطی می‌پردازد. این رفتار زمانی بروز می‌کند که شدت نور به حدی بالا باشد که ویژگی‌های پاسخ اپتیکی ماده به صورت غیرخطی با شدت نور تغییر کند. به طور کلی، غیرخطیت به معنای آن است که قطبش الکتریکی ماده دیگر خطی نیست و می‌تواند بسته به مرتبه غیرخطیت شامل جملات مرتبه دوم، سوم و بالاتر باشد. قطبش مرتبه سوم شامل اثرات مهمی مانند شکست خودبه‌خودی، پراکندگی رامان تحریک شده، و همگرایی خودبه‌خودی می‌باشد. این اثرات می‌توانند برای تولید موج‌های جدید، تغییر فاز و دامنه‌ی پالس‌های نوری و حتی در طراحی دستگاه‌های اپتیکی نظیر سوئیچ‌های نوری و لیزرها استفاده شوند. به‌طور کلی، مطالعه‌ی قطبش مرتبه سوم و اثرات مرتبط با آن نقش حیاتی در پیشرفت فناوری‌های اپتیک غیرخطی ایفا کرده و همچنان یکی از زمینه‌های پژوهش‌های فعال در فیزیک و مهندسی است. دستگاه روبشگر-زد یکی از روشهای مهم در اپتیک غیرخطی است که برای اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی و ضریب جذب غیرخطی مواد استفاده می‌شود. این روش در سال 1989 توسط شیخ‌بهای و همکارانش معرفی شد و از آن زمان به‌طور گسترده‌ای برای بررسی خواص غیرخطی نوری مواد مختلف به کار می‌رود. در روش روبشگر زد، یک نمونه در طول محور (z)

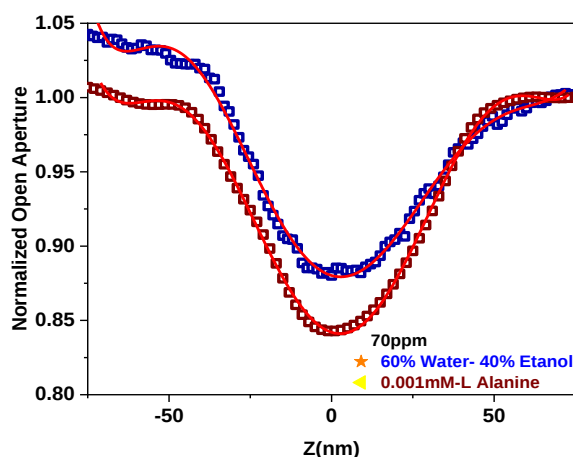
طرحواره ۱- (a) اسید آمینه با غلظت ۰,۰۰۲ میلی مولار- (b) ترکیب نانوذره نقره با ال-الانین

جدول شماره ۲ مقدار انرژی گاف در ترکیب نانوذره نقره با ال-الانین

غلظت نانوذره (ppm)	ترکیب محلول ها	انرژی گاف (ev)
۷۰	60%H2O-40%Ethanol	۲,۵
	60%H2O-40%Ethanol-0.001Mm L-Alanine	۲,۳



طرحواره ۲- دستگاه روبشگر ۱- لیزر پیوسته با طول موج ۵۳۲nm-۲- عدسی با فاصله کانون ۵ سانتیمتر-۳- جابجاگر نمونه-۴- دیافراگم قابل تنظیم-۵- آشکارساز نور-۶- سامانه داده برداری و پردازش



شکل ۱: افزایش ضریب جذب در ترکیب نانوذره نقره و ال-الانین

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

$$q_0 = \beta I_0 L_{eff} (1 + (\frac{Z}{Z_0})^2)^{-1} \quad (1)$$

در این رابطه (۱) β ضریب جذب، I_0 شدت نور ورودی، L_{eff} ضخامت، Z_0 طول ریلی فرآیند به این صورت است که در ابتدا توزیع خروجی نوری به صورت تابعی از مکان نمونه در صفحه Z اندازه گیری می شود. افت انتقال نوری محاسبه و با استفاده از معادلات بالا β استخراج می شود.

با استفاده از رابطه و شکل ۱ مقدار ضریب جذب غیرخطی محاسبه و در جدول شماره ۱ قرار گرفته است. مقدار ضریب جذب در ترکیب نانوذره نقره با ال-الانین به مقدار $1.4 \times 10^{-4} \text{ cmW}^{-1}$ افزایش می یابد.

در ادامه با انجام آزمایش طیف اسپکتروفتومتر با توجه به شکل ۲ مشخص شد در حضور اسید آمینه پهنای پیک افزایش می یابد نتایج نشان دهنده کاهش انرژی گاف می باشد. که مقدار آن در جدول ۲ مشخص شده است. کاهش انرژی گاف میتواند عامل افزایش جذب غیرخطی در نمونه ها باشد.

جدول ۱ مقدار ضریب جذب در ترکیب نانوذره نقره با ال-الانین

غلظت نانوذره (ppm)	ترکیب محلول ها	$\beta \times 10^{-4} (\text{cmW}^{-1})$
70	60%H2O-40%Ethanol	1.3
70	60%H2O-40%Ethanol-0.001Mm L-Alanine	1.4



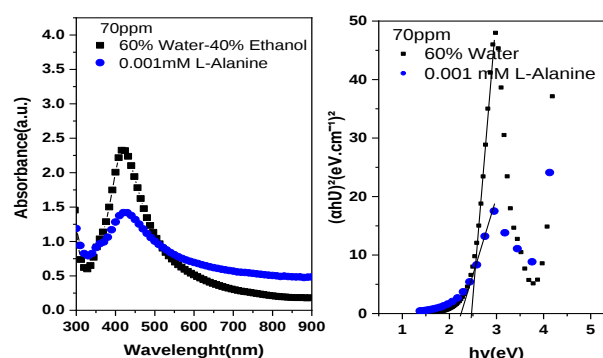
کاربردهایی مانند حسگرهای زیستی، ادوات نوری و سیستم‌های مخابراتی نوری استفاده شود. بررسی طیف‌سنجی UV-Vis نشان داد که ترکیب نانوذرات نقره با اسید آمینه‌ها منجر به تغییرات قابل توجهی در خواص نوری این نانوذرات می‌شود. این تغییرات شامل جابجایی پیک‌های جذب و تغییر شدت آن‌ها بود، که نشان‌دهنده تعاملات مولکولی بین نانوذرات و اسید آمینه‌ها می‌باشد. افزایش غلظت اسید آمینه تا غلظت 0.001 میلی مولار باعث تغییر در اندازه پیک پلاسمونیک می‌گردد. که به معنی کاهش در خاصیت پلاسمونیک نانوذره نقره می باشد. ضریب جذب غیرخطی نانوذره نقره نیز بر اثر افزایش غلظت اسید آمینه تغییر می نماید.

سپاسگزاری

تشکر از پروژه ۶۲۶۷۷

مرجع ها

- 1- M. Nidya, M. Umadevi, Pranitha Sankar, Reji Philip and Beulah J.M. Rajkumar L-Phenylalanine functionalized silver nanoparticles: Photocatalytic and nonlinear optical, optical materials, volume 42 (2015) 152-159
- 2- Shiv Shankar Jong, Whan Rhim, Amino acid mediated synthesis of silver nanoparticles and preparation of antimicrobial agar/silver nanoparticles composite films: Carbohydrate Polymers volume 130(2015), 353-363



شکل ۲: تغییر پیک جذب بر اثر ترکیب نانوذره نقره و ال-آلانین

نتیجه گیری

آزمایشات با استفاده از دستگاه روبشگر-زد نشان داد که ترکیب نانوذرات نقره با اسید آمینه ال-آلانین می‌تواند به طور قابل توجهی خواص نوری غیرخطی این نانوذرات را افزایش دهد. به طور خاص، مشاهدات حاکی از تغییرات بارز در جذب غیرخطی است، که نشانه‌ای از تعامل قوی بین نانوذرات و اسید آمینه‌ها می‌باشد. این مشاهدات نشان‌دهنده این است که تغییرات در خواص نوری احتمالاً به دلیل تغییر در توزیع بار الکتریکی سطح نانوذرات و یا تجمع آن‌ها در حضور اسید آمینه‌ها رخ می‌دهد. نوع و غلظت اسید آمینه نقش مهمی در شدت این تغییرات ایفا می‌کند. استفاده از اسید آمینه‌ها برای تنظیم خواص نوری نانوذرات نقره می‌تواند در طراحی مواد پیشرفته برای

مدل‌بندی و شبیه‌سازی پدیده خودپایانی در یک لیزر نیتروژن

الهه پولادخای، مسعود رضوانی جلال

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ملایر، ملایر

چکیده - پژوهش حاضر به منظور شبیه‌سازی نحوه ایجاد وارونگی جمعیت در یک لیزر نیتروژن و گسیل نور لیزری با استفاده از معادلات آهنگ انجام شده است. بدین منظور، ابتدا مشخصات فیزیکی ترازهای درگیر در این لیزر و معادلات حاکم برای جمعیت آنها و چگالی فوتونی ارائه می‌گردد. سپس، معادلات مذکور با استفاده از یک برنامه رایانه‌ای محاسباتی مورد حل عددی قرار می‌گیرند. معلوم می‌شود که این لیزر دارای ویژگی خودپایانی است و نمی‌تواند تابش پیوسته (یا CW) داشته باشد. یک راه غلبه بر این پدیده، استفاده از دمش پالسی است. دمش پالسی می‌تواند تابش لیزری را احیا کند ولی حدود ۹۶ درصد از زمان در تخلیه تراز ۱ لیزری و بازیابی وارونگی جمعیت هدر خواهد رفت.

کلیدواژگان: خودپایانی، شبیه‌سازی، لیزر نیتروژن، مدل‌بندی، معادلات آهنگ.

Modeling and Simulation of the Self-Terminating Behavior in a Nitrogen laser

Elahe Pouladkhay, Masoud Rezvani Jalal

Department of Physics, Faculty of Science, Malayer University, Malayer

rezvanijalal@malayeru.ac.ir

Abstract- The purpose of this research is to simulate the population inversion in a nitrogen laser and emission of laser light using rate equations. To this aim, firstly, the physical properties of the energy levels involved in the laser operation and governing equations of their populations and also photon densities is presented. Then, the mentioned equations are solved numerically by a computer code. It is found that such a laser has the self-terminating behavior and cannot be operated in continuous wave (or CW) mode. One way to dominate such phenomenon is to use pulse pumping. The pulse pumping can resuscitate the laser radiation but nearly 96 percent of the time will dissipate to depopulate the level 1 of laser and retain the population inversion.

Keywords: Self-termination, Simulation, Nitrogen laser, Modeling, Rate equations.

مقدمه

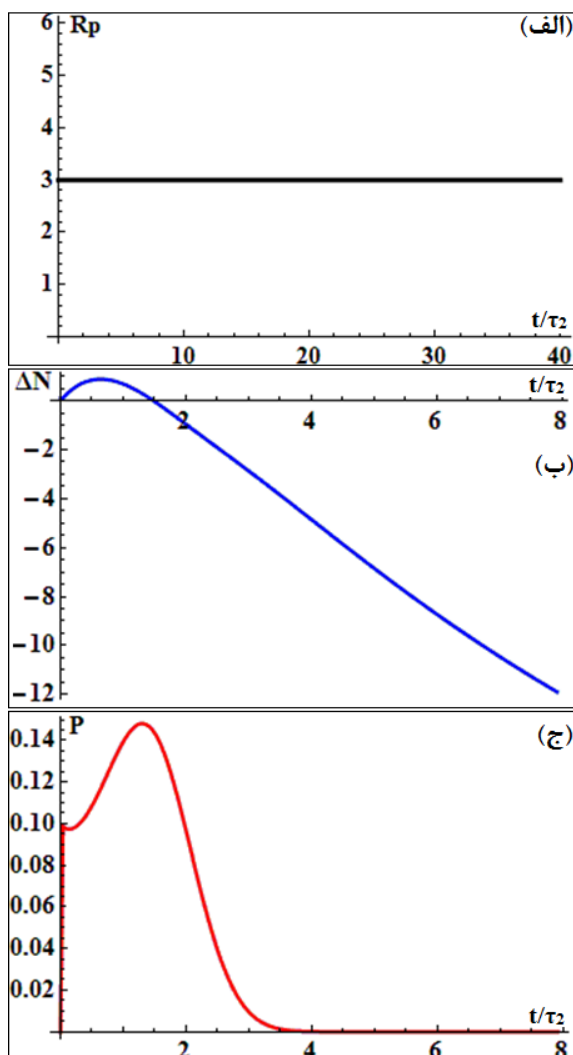
است ولی در مراجع کمتر به شبیه سازی دقیق آن پرداخته شده است [۳ و ۲]. در مقاله حاضر، این پدیده مورد شبیه سازی قرار می گیرد. ساختار مقاله به این صورت است که ابتدا معادلات آهنگ لیزر نیتروژن آورده می شود. سپس حل عددی این معادلات به استفاده از یک برنامه کامپیوتری به دست می آید. در انتهای مقاله نیز جمع بندی و نتیجه گیری ارائه می شود.

معادلات آهنگ

همانطور که گفته شده لیزر نیتروژن یک لیزر سه تراز است. در شکل ۱ ترازهای انرژی این لیزر که مربوط به مولکول نیتروژن است نشان داده شده است. گسیل لیزری در گذار از تراز $C3\Pi_u$ به تراز $B3\Pi_g$ و با طول موج هایی در حدود ۳۵۰ نانومتر رخ می دهد. دمش در این لیزر از نوع برخورد الکترونی است که توسط تخلیه الکتریکی با جریان و ولتاژ بالا و در حضور یک گاز بافر مناسب (معمولاً آرگون) انجام می شود. دمش طبق شکل ۱ از تراز $X1\Sigma_g$ به تراز $C3\Pi_u$ انجام می گردد. داده های تجربی حاکی از آن هستند که طول عمر تراز $C3\Pi_u$ حدود ۴۰ نانوثانیه است در حالی که طول عمر تراز $B3\Pi_g$ بسیار طولانی و حدود ۱۰ میکروثانیه می باشد. به عبارت دیگر، طول عمر تراز پایین لیزری حدود ۲۵۰ برابر بیشتر از عمر تراز بالای لیزری است. همین ویژگی باعث می شود که تخلیه تراز $B3\Pi_g$ و ایجاد وارونگی جمعیت کار زمان بری باشد و به این دلیل است که لیزر نیتروژن دارای خاصیت خود-پایانی است و باید در وضعیت دمش پالسی کار کند. قبل از اینکه دمش شروع به کار کند، هر دو تراز $C3\Pi_u$ و $B3\Pi_g$ خالی از جمعیت هستند. با شروع دمش، تراز $C3\Pi_u$ به مرور دارای جمعیت می شود و یک وارونگی جمعیت بین این تراز و تراز $B3\Pi_g$ شکل می گیرد و امکان تابش لیزری فراهم می شود. این تابش نمی تواند زیاد دوام داشته باشد چون طول عمر تراز بالا خیلی کم است و گذارهایی که به تراز پایین اتفاق می افتند باعث ایجاد و شلوعی ترافیک در آنجا می شوند. نتیجه اینکه وارونگی جمعیت از بین رفته و تابش لیزر قطع می گردد. این همان پدیده خودپایانی است که لیزر نیتروژن دچار آن می باشد.

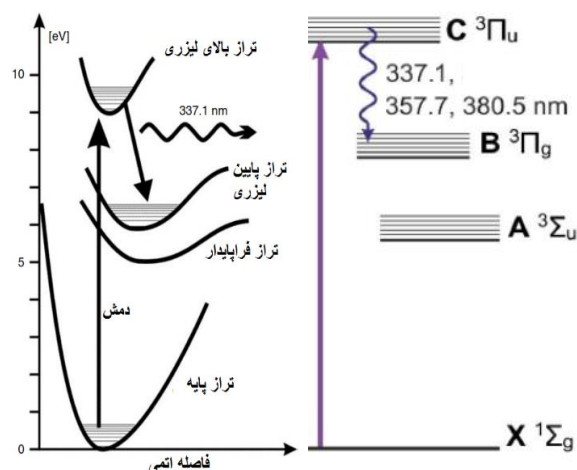
لیزر یک نوسانگر اپتیکی است که باریکه بسیار موازی شده شدیدی از تابش همدوس را گسیل می کند [۱]. ویژگی های منحصر به فردی که باعث تمایز یک لیزر نسبت به منابع نوری دیگر می شود همدوسی، تکفامی، جهت مندی و درخشایی نور گسیل شده از آن است. اساس کار لیزر بر نوع خاصی از گسیل به نام "گسیل القایی" استوار است به این صورت که با تابش یک فوتون به یک اتم برانگیخته یک فوتون دیگر آزاد می شود که این دو فوتون با همدیگر هم فرکانس، هم قطبش، هم جهت و هم فاز هستند. با ادامه این کار شمار فوتون ها افزایش می یابد و در نهایت منجر به تولید یک باریکه فوتونی به نام لیزر می شود. لیزرها از سه بخش اصلی به نام های "محیط فعال"، "سیستم دمش" و "مشدد" تشکیل شده اند. لیزرها بر اساس نوع ماده فعال به سه دسته مهم شامل لیزرهای حالت جامد، لیزرهای گازی و لیزرهای رنگینهای تقسیم می شوند. لیزرهای گازی جزء اولین دسته لیزرهایی می باشند که در سال ۱۹۶۱ میلادی ساخته شدند. ویژگی عمومی این لیزرها داشتن طول موج های گسسته با پهنای کم در گستره طیفی ۲۰۰ نانومتر تا ۵ میکرومتر است. این لیزرها دارای بیشترین تعداد گذار لیزری در ناحیه مرئی می باشند.

لیزر نیتروژن جزء دسته لیزرهای گازی مولکولی می باشد که به صورت سه تراز است. طول موج میانگین برای این لیزر در ناحیه فرابنفش واقع است. از تابش این لیزر می توان به عنوان دمش برای لیزرهای رنگینهای نیز استفاده کرد. یکی از مزیت های بسیار مهم این لیزر نسبت به سایر لیزرهای گازی آن است که می تواند تحت فشار جو نیز کار کند. از دیگر ویژگی های این لیزر می توان به امکان اجرای آن بدون نیاز به آینه اشاره کرد که از گسیل خود به خودی تقویت شده نشأت می گیرد [۱]. این لیزر به خاطر طول عمر بلند تراز پایه در مقایسه با تراز لیزری، دارای خاصیت خود-پایانی است به این معنی که نمی تواند تابش پیوسته (CW) داشته باشد و خروجی آن به صورت پالسی است. این پدیده در لیزرهای دیگری همچون لیزر بخار مس نیز مشاهده شده است. فرایند خودپایانی باعث می شود که دمش این لیزرها و طراحی مدار الکتریکی برای اجرای آن کار پیچیده ای باشد. زمان بندی دمش و سوئیچ مناسب برای روشن و خاموش کردن آن یک نکته کلیدی برای انجام دمش است. با اینکه پدیده خودپایانی در لیزر نیتروژن از طریق معادلات آهنگ قابل درک



شکل ۲: دمش یکنواخت (الف)، وارونگی جمعیت (ب) و تابش لیزری (ج).

از این شکل به خوبی معلوم است که تحت دمش یکنواخت، ابتدا یک وارونگی جمعیت مثبت (قله کوچک در ابتدای شکل ۲-ب) شکل می‌گیرد. نتیجه این وارونگی جمعیت آن است که تابش لیزری ایجاد می‌شود. وارونگی جمعیت مذکور به سرعت (به خاطر طول عمر کوتاه تراز ۲ و طول عمر بلند تراز ۱) از بین می‌رود و جمعیت تراز ۱ از جمعیت تراز ۲ بیشتر شده و علامت $\Delta N = N_2 - N_1$ منفی می‌شود. با این کار تابش لیزری قطع شده و جمعیت فوتونی صفر می‌گردد. به عبارت دیگر، حاصل دمش یکنواخت فقط این خواهد بود که یک پالس لیزری در لحظه روشن شدن لیزر گسیل شده و بلافاصله لیزر خاموش می‌شود. این همان مفهوم خودپایانی است و عملاً ادامه دادن دمش صرفاً منجر به



شکل ۱: ترازهای انرژی در یک لیزر نیتروژن [۱].

برای اینکه بتوان پدیده خودپایانی را مشاهده کرد لازم است که از معادلات آهنگ استفاده شود. اگر جمعیت تراز بالای لیزری با N_2 ، جمعیت تراز پایین لیزری با N_1 ، جمعیت فوتونی با P و آهنگ دمش با R_p نشان داده شوند آنگاه معادلات آهنگ حاکم بر آنها به صورت خواهد شد [۱]:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{N_1}{\tau_1} + \frac{N_2}{\tau_2} + B_{21}PN_2 \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = R_p - \frac{N_2}{\tau_2} - B_{21}PN_2 \quad (2)$$

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P}{\tau_p} + B_{21}P(N_2 - N_1) \quad (3)$$

که در آنها منظور از τ_i طول عمر ترازهای ۱ و ۲ و فوتون است. B_{21} نیز ضریب گسیل القایی می‌باشد. این معادلات، در واقع سه معادله دیفرانسیل غیرخطی به هم جفت شده هستند که نقل و انتقال جمعیت بین ترازها را رقم می‌زنند. به جز حالت‌های خاص، جواب تحلیلی برای معادلات فوق وجود ندارد و بسته به اینکه تابعیت دمش R_p به چه صورت باشد باید به صورت عددی مورد حل قرار گیرد. برای اینکار برنامه‌ای توسط نویسندگان مقاله در محیط Mathematica نوشته شده است که مشخصات ترازها را دریافت کرده و جمعیت‌ها را بر حسب زمان به دست می‌دهد. در ادامه به ذکر نتایج شبیه‌سازی پرداخته می‌شود.

شبیه‌سازی

برای مشاهده پدیده خودپایانی، ابتدا معادلات آهنگ مذکور با دمش ثابت حل می‌شوند. در شکل ۲ آهنگ دمش، تحول زمانی وارونگی جمعیت و چگالی فوتونی ترسیم شده‌اند:

پالس‌های لیزری به صورت منظم، هم‌شکل و هم‌شدت هستند و روند نمودارها مؤید آن است که تا وقتی که دمش ادامه داشته باشد فرایند تابش نیز بدون پایان به صورت پالسی ادامه خواهد یافت. از این شکل به زیبایی معلوم است که هر پالس دمش منجر به یک وارونگی جمعیت و در نتیجه یک پالس لیزری می‌شود. محاسبات نشان می‌دهند که دوام هر پالس دمش باید در حدود طول عمر تراز ۲ (یعنی ۴۰ نانوثانیه) و فاصله زمانی بین دو پالس دمش نیز باید در حدود طول عمر تراز ۱ (یعنی ۱۰ میکروثانیه) باشد. نکته مهمی که با دقت در شکل ۳ به دست می‌آید این است که محیط فعال لیزری اکثر اوقات خود (حدود ۹۶ درصد) را در حالت بدون وارونگی جمعیت سپری می‌کند.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، پدیده خودپایانی در لیزر نیتروژن مورد شبیه‌سازی قرار گرفت. این کار با حل معادلات آهنگ حاکم بر لیزر توسط یک برنامه کامپیوتری بومی صورت پذیرفت. شبیه‌سازی نشان داد که به خاطر طولانی بودن طول عمر تراز ۱ نسبت به تراز ۲ (حدود ۲۵۰ برابر) وارونگی جمعیت در زمان‌های اولیه شروع دمش به سرعت از بین می‌رود و همیشه جمعیت تراز ۱ از تراز ۲ بیشتر است. اگر دمش به جای پیوسته به شکل پالسی با فرکانس و پهنای مناسب باشد آنگاه می‌توان یک تابش پیوسته از لیزر استخراج کرد. حدود ۰/۰۴ از زمان در این لیزر صرف تابش لیزری می‌شود و مابقی اوقات تابشی وجود ندارد.

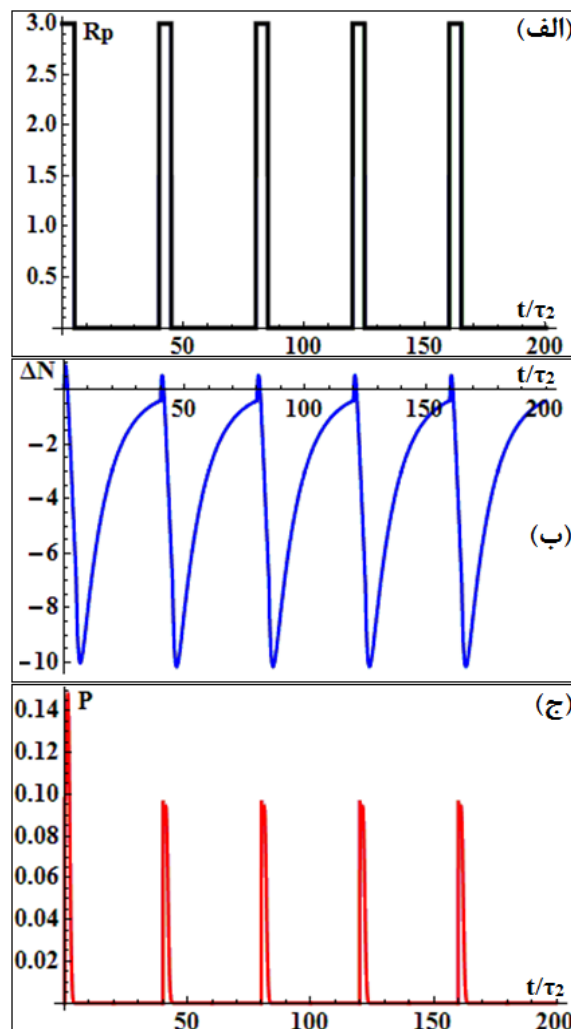
سپاسگزاری

از دانشگاه ملایر به خاطر حمایت از این مقاله تشکر می‌کنیم.

مرجع‌ها

- [۱] Orazio Svelto, Principles of Lasers, Fifth edition, Springer, 2010.
- [۲] Rostyslav Danylo et al, "Time-resolved study of laser emission in nitrogen gas pumped by two near IR femtosecond laser pulses", Optics Letters, 46 (6) 1253-1256, (2021).
- [۳] Melak Gedefe, "Modeling of Nitrogen Laser", M.Sc. Dissertation, 2011.

جمعیت‌دار کردن تراز ۱ و گرم کردن محیط بدون داشتن تابش لیزری می‌شود.



شکل ۳: دمش یکنواخت (الف)، وارونگی جمعیت (ب) و تابش لیزری (ج).

حال اگر بعد از تابش پالس لیزری بتوان دمش را خاموش کرد آنگاه به مرور زمان تراز ۱ تخلیه می‌شود و شرایط از دوباره برای دمش مجدد و ایجاد وارونگی جمعیت و تابش لیزری مهیا می‌گردد. به عبارت دیگر، اگر بتوان دمش را از حالت یکنواخت به حالت پالسی با دوام و فواصل زمانی بهینه تغییر داد آنگاه می‌توان از یک لیزر نیتروژن به صورت پیوسته و البته به شکل پالسی تابش لیزری گرفت. برای تحقیق این موضوع، معادلات آهنگ با دمش پالسی انجام می‌شود. در شکل ۳ تحول زمانی دمش، وارونگی جمعیت و چگالی فوتونی نشان داده شده است.