# طراحی و شبیه‌سازی گیت نوری NOT با استفاده از ماده تغییردهنده فاز GSTبر بستر InP در طول‌موج ۱/۵۵ میکرومتر

**علیرضا ملک محمد، محمود نیکوفرد، مصطفی رحیمی**

**گروه نانوالکترونیک، پژوهشکده علوم و فناوری نانو، دانشگاه کاشان، کاشان**

**alireza1234malekmohammad1234@gmail.com, mnik@kashanu.ac.ir and Mostafa75ra@gmail.com**

**چکیده - با پیشرفت‌های سریع در فناوری و افزایش نیاز به سرعت و کارایی در پردازش و انتقال داده‌ها، حوزه‌های مختلف علمی و مهندسی به دنبال راه‌حل‌های نوین برای غلبه بر محدودیت‌های موجود در سیستم‌های الکترونیکی هستند. یکی از این راه‌حل‌های پیشرفته، استفاده از فناوری نوری در طراحی و ساخت دروازه‌های منطقی است. ماده GST یکی از متداول ترین مواد تغییر دهنده فاز می‌باشد که در این مقاله در طراحی گیت نوری NOT از آن استفاده شده است. در این مقاله ابتدا توسط نرم‌افزار کامسول ساختار سوییچ نوری پلاسمونیکی پیشنهادی تحلیل شده و ضخامت مناسب برای هر یک از لایه‌ها بدست آورده شده است. سپس از آن در طراحی مشددحلقوی بهره برده شده است. همچنین، طول‌موج تشدید مشددحلقوی پیشنهادی، در هریک از فازهای ماده GST محاسبه شده که در این طول‌موج، عملکرد مشددحلقوی مانند گیت نوری NOT می‌باشد.**

**کلید واژه- بایولیزر، پروتئین، تابش فلورسانس، مد گالری نجواگر، میکروکاواک.**

# Design and simulation of NOT optical gate using GST phase change material on InP substrate at wavelength of 1.55 µm

**Alireza Malek Mohammad, Mahmoud Nikoufard ,and Mostafa Rahimi**

**Department of Nanoelectronics, Research Institute of Science and Nanotechnology, Kashan University, Kashan**

**alireza1234malekmohammad1234@gmail.com, mnik@kashanu.ac.ir ,and Mostafa75ra@gmail.com**

**Abstract-With the rapid advancements in technology and the growing demand for speed and efficiency in data processing and transmission, various scientific and engineering fields are seeking innovative solutions to overcome the limitations of electronic systems. One of these advanced solutions is the use of optical technology in the design and fabrication of logic gates. GST is one of the most commonly used phase-change materials, and in this article, it has been employed in the design of a NOT optical gate. In this study, the proposed plasmonic optical switch structure is first analyzed using COMSOL software, and the optimal thickness for each layer is determined. This structure is then utilized as a key component in designing a ring resonator. Furthermore, the resonance wavelength of the proposed ring resonator in each phase of the GST material is calculated, demonstrating that, at this wavelength, the ring resonator functions as a NOT optical gate.**

**Keywords: Germanium Antimony Telluride (GST), Indium Phosphide, Optical switches, 1.55 µm wavelength.**

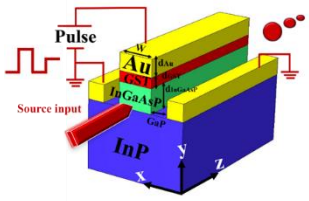
## مقدمه

مواد تغییر فاز دهنده موادی هستند که توانایی تغییر بین دو فاز آمورف و بلوری را دارند که با استفاده از این خاصیت، امکان کنترل انتشار نور در موجرها فراهم می‌شود. ماده GST (ژرمانیم-آنتیموان-تلوریم) یکی از متداول‌ترین مواد تغییر دهنده فاز می باشد. فاز آمورف ماده GST، مقاومت الکتریکی بالا و بازتاب نوری کم را از خود نشان می‌دهد [۱, ۲]. همچنین، فاز آمورف ماده GST یک ساختار بی‌نظم می‌باشد، از طرف دیگر فاز بلوری ماده GST، مقاومت الکتریکی پایین و درجات مختلفی از بازتاب نوری بالا را در مقایسه با فاز آمورف از خود نشان می‌دهند و یک ساختار منظم می‌باشد [۳].

در این پژوهش ابتدا به طراحی یک سوییچ نوری پلاسمونیکی مبتنی بر ماده تغییر دهنده فاز GST، پرداخته شده و سپس با قرارد دادن آن در یکی از بازوهای مشددحلقوی و محاسبه طول‌موج تشدید آن توسط نرم‌افزار کامسول یک گیت نوری NOT طراحی و شبیه‌سازی شده است.

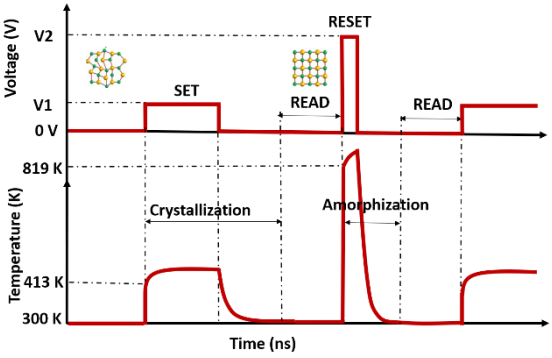
## ساختار سوییچ نوری پلاسمونیکی پیشنهادی

سوییچ‌های نوری مبتنی بر مواد تغییردهنده فاز که بر بستر ایندیوم فسفاید ساخته می‌شوند، از قابلیت‌های منحصربه‌فردی برای تغییر حالت بین فازهای آمورف و کریستالی برخوردارند. این تغییرات فاز سریع و بازگشت‌پذیر، باعث تغییرات چشمگیری در خصوصیات نوری ماده مانند ضریب شکست می‌شوند. علاوه بر این ماده InGaAsP که به عنوان هسته در ساختار سوییچ نوری پلاسمونیکی استفاده شده، به دلیل خواص نوری منحصربه‌فردی که دارد اخیرا مورد توجه دانشمندان فوتونیک قرار گرفته است [۴]. در شکل ۱، نمای‌سه‌بعدی سوییچ نوری پلاسمونیکی پیشنهادی و فرایند تغییر فاز ماده GST آورده شده است. ضمنا ضرایب شکست لایه‌های هسته، ایندیوم فسفاید، طلا و ماده GSTدر طول‌موج ۱۵۵۰ نانومتر به ترتیب برابر با " n" "Au_" = " 0.5406 + 10.742i "، "n" _"InGaAsP" " = "3.3640"، "n" _"InP" " = 3.17" و"4.6 + 0.12i " n" _"GST Amo" " = 7.45 + 1.49i" n" _"GST Cry" " می باشند [۲].




شکل ۱: نمای سه‌بعدی ساختار سوییچ نوری پلاسمونیکی ارائه‌شده.

همان‌طور که مشاهده می‌شود ساختار شکل ۱، شامل ۴ لایه مختلف است که هرکدام خواص نوری متفاوتی از خود نشان خواهند داد. باتوجه به این که بیشترین ضرایت شکست مربوط به لایه‌های ماده تغییر فاز دهنده GSTو هسته می‌باشد. بنابراین نور در این لایه‌ها محصور خواهد شد. ضمنا با توجه به اینکه قسمت موهومی ضریب شکست لایه GST در فازهای آمورف و بلوری به ترتیب کمترین و بیشترین مقدار را دارد. بنابراین، جذب نور در فاز بلوری بسیار چشمگیر خواهد بود. در شکل ۲، فرایند تغییر فاز ماده GST نمایش داده شده است.



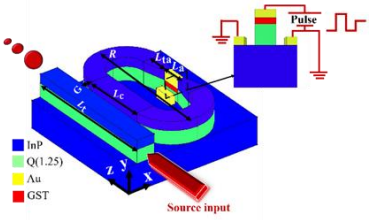

شکل ۲: نمایش فرایند تغییر فاز ماده GSTبه صورت الکتریکی [۵]

مطابق شکل ۲، برای این که بتوان انتشار نور را کنترل نمود، باید بین فازهای آمورف و بلوری مکعبی ماده GST سوییچ نمود. که این تغییر فاز توسط روش‌های الکتریکی یا پرتو نوری متمرکز، امکان پذیر خواهد بود. با توجه به این که ساختار سوییچ نوری پیشنهادی به صورت پلاسمونیکی طراحی شده است. بنابراین، شرایط به نحوی فراهم شده، که از طریق روش الکتریکی تغییر فاز ماده GSTصورت گیرد. برای تغییر فاز ماده GST از حالت آمورف به بلوری مکعبی، باید دمای آن از آستانه بلوری‌شدن عبور نماید و مدت‌زمان لازم در دمای ثابت قرار گیرد تا پیوندهای آن زمان کافی برای مرتب شدن داشته باشند و سپس باید سرد شوند. بدین منظور باید یک پالس با دامنه و زمان مناسب به قسمت‌های الکتریکی ساختار سوییچ نوری اعمال گردد. همچنین، برای برگشتن به فاز آمورف، باید یک پالس قوی‌تر با

زمان کمتر اعمال شود تا به‌سرعت دمای لایه GST از نقطه ذوب خود عبور نماید و سریع سرد گردد، تا پیوندهای آن فرصت مرتب شدن را پیدا ننماید [۵، ۶].

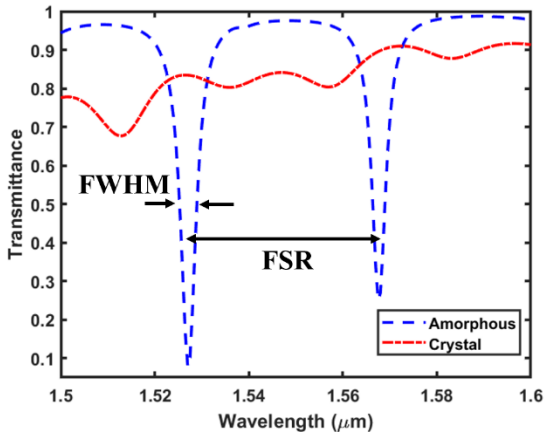
## طراحی مشددحلقوی مبتنی بر سوییچ نوری پلاسمونیکی پیشنهادی

مشددحلقوی یکی از مهم‌ترین اجزاء در سیستم‌های اپتیکی و فوتونیکی هستند که به‌طورکلی شامل یک حلقه موجبر است که می‌تواند نور را در داخل خود در طول‌موج‌های خاص به دام بیاندازد و به‌صورت مکرر به دور خود بچرخاند [۷]. در شکل ۳، نمای سه‌بعدی مشددحلقوی طراحی‌شده با استفاده از سوییچ نوری پلاسمونیکی مبتنی بر ماده تغییردهنده فاز GST بر بستر InP نشان داده شده است.



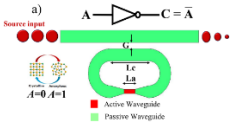

شکل ۳: مشددحلقوی طراحی‌شده مبتنی بر سوییچ نوری پلاسمونیکی.

در شکل ۳، مشاهده می‌گردد که مشددحلقوی طراحی‌شده شامل دو موجبر مستقیم غیرفعال که به یکدیگر نزدیک شده‌اند، یک موجبر فعال مبتنی بر ماده GST(سوییچ نوری پلاسمونیکی پیشنهادی) و دو موجبر مستقیم غیرفعال به‌صورت هندسه تیپری می‌باشند. هنگامی‌که نور در موجبر مستقیم غیرفعال انتشار یابد، با توجه به فاز کاری ماده GSTو طول‌موج مناسب تشدید، جریان نور به داخل مشددحلقوی یا در موجبر مستقیم هدایت خواهد شد و درنتیجه کنترل نور در خروجی موجبر مستقیم قابل کنترل خواهد بود. بدین منظور، برای بررسی عملکرد مشددحلقوی طراحی شده، پارامتر انتقال (Transmission) که نسبت توان خروجی به توان ورودی است، در طول‌موج‌های ۱/۵ تا ۱/۶ میکرومتر در شکل ۴، محاسبه شده است که در ادامه به بررسی آن می‌پردازیم.

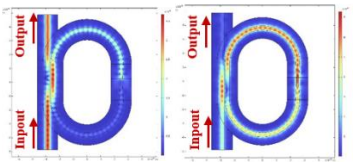



شکل ۴ : منحنی‌های پارامتر انتقال در فازهای آمورف و بلوری ماده GST برحسب طول‌موج با " "d" ،d" _"GST" " = 30 nm" " "W = 150 nm" ،_InGaAsP " = 500 nm" و d_Au =100 nm.

مطابق شکل ۴، طول‌موج انتخابی برای عملکرد مناسب مشددحلقوی شکل ۳، باید به‌گونه‌ای انتخاب گردد، که زمانی که ماده GSTدر فاز آمورف قرار گیرد، نوری به‌طور کامل وارد مشددحلقوی شود و نور را به دام اندازد و انتقال نور به خروجی موجبر جلوگیری نماید. همچنین، زمانی فاز ماده GST به حالت بلوری تبدیل گردد، در این حالت باید نور بسیار کمی وارد مشددحلقوی شده و انتقال نور از ورودی موجبر به خروجی با اتلاف مناسب صورت گیرد. بنابراین، در شکل ۴، طول‌موج مناسب برای فازهای آمورف و بلوری ماده GSTباید به نحوی انتخاب شود که پارامتر انتقال به ترتیب کمترین و بیشترین مقدار را داشته باشد، که در طول‌موج ۱/۵۲۷ میکرومتر این شرایط برقرار است. در ادامه در شکل ۵، به بررسی میدان‌های الکتریکی در هریک از فازهای آمورف و بلوری ماده GSTدر طول‌موج انتخابی می‌پردازیم.




الف




ب ج

شکل ۵: الف)، شماتیک مشددحلقوی طراحی‌شده به عنوان گیت نوری NOT با $G = 70\ nm$، $L_C = 2600\ nm$، $L_a = 260\ nm$ و $Radius = 10000\ nm$. ب و ج، توزیع میدان الکتریکی به ترتیب در فازهای آمورف و بلوری ماده GST در طول‌موج ۱/۵۲۷ میکرومتر.

با توجه به منحنی‌های شکل ۴ و انتخاب طول‌موج ۱/۵۲۷ میکرومتر، عملکرد مشددحلقوی مطابق شکل‌های ۵ ب و ج، مانند گیت نوری NOT می‌باشد. در شکل ۵ ب، با توجه به اینکه فاز کاری ماده GST آمورف بوده است. بنابراین، نور در طول‌موج به‌دست آمده در داخل مشددحلقوی به دام افتاده و تقریباً ۲۰ درصد توان الکتریکی ورودی به خروجی رسیده است. همچنین، در شکل ۵ ج، به خاطر بلوری بودن ماده فعال، از ورود توان الکتریکی به داخل مشددحلقوی جلوگیری شده و تقریباً ۸۰ درصد توان الکتریکی به خروجی انتقال یافته است که نشان‌دهنده گیت نوری NOT است.

## نتیجه‌گیری

با توجه به اینکه گیت‌های نوری به‌عنوان عناصر اساسی در پردازش اطلاعات، نقش محوری در عملکرد و کارایی سیستم‌های الکترونیکی را ایفا می‌کنند. بنابراین، در این پژوهش، به طراحی سوییچ‌های نوری مبتنی بر ماده GST و استفاده آن در طراحی گیت‌های نوری که نقش حیاتی در طراحی و توسعه مدارهای دیجیتالی را دارند، پرداخته شد. مطالعات اخیر نشان داده‌اند که گیت‌های نوری نه‌تنها ازنظر سرعت و کارایی نسبت به گیت‌های سنتی مزایای بیشتری دارند، بلکه می‌توانند مصرف انرژی را نیز به‌طور قابل‌توجهی کاهش دهند. این ویژگی‌ها باعث شده است که گیت‌های نوری به‌عنوان یک راه‌حل امیدوارکننده برای چالش‌های مربوط به پردازش داده‌ها در سیستم‌های محاسباتی پیشرفته مورد توجه قرار گیرند.

## مراجع

**[1]** M. Alam, J. N. Caspers, J. S. Aitchison, and M. Mojahedi, "Compact low loss and broadband hybrid plasmonic directional coupler," Optics Express, vol. 21, no. 13, pp. 16029-16034, 2013.

**[2]** H. Liang, R. Soref, J. Mu, A. Majumdar, X. Li, and W.-P. Huang, "Simulations of Silicon-on-Insulator Channel-Waveguide Electrooptical 2× 2 Switches and 1× 1 Modulators Using a ${\bf GST Holding Layer," Journal of Lightwave Technology, vol. 33, no. 9, pp. 1805-1813, 2015.

**[3]** Z. Yu, J. Zheng, P. Xu, W. Zhang, and Y. Wu, "Ultracompact electro-optical modulator-based Ge 2 Sb 2 Te 5 on silicon," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 30, no. 3, pp. 250-253, 2017.

**[4]** X. Wang et al., "Advances in photonic devices based on optical phase-change materials," Molecules, vol. 26, no. 9, p. 2813, 2021.

**[5]** M. Abbaspour, M. Nikoufard, and A. M. Mohammad, "Electro-Thermo-Optical Simulations of Phase-Change GST-SiC Plasmonic Optical Modulator for Telecom Applications," Advanced Theory and Simulations, p. 2400546.

**[6]** A. Malek Mohammad, M. Nikoufard, and S. Abdolghaderi, "Multiphysics simulations of a cylindrical waveguide optical switch using phase change materials on silicon," Scientific Reports, vol. 14, no. 1, p. 10730, 2024.

**[7]** A. Nitkowski, A. Baeumner, and M. Lipson, "On-chip spectrophotometry for bioanalysis using microring resonators," Biomedical optics express, vol. 2, no. 2, pp. 271-277, 2011.

# شکل‌دهی باریکه لیزری از طریق خود مدولاسیون فازی

**بهناز سلمان، علی اصغر عجمی**
**دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان، ایران**
**ajami@semnan.ac.ir, benbensoli1376@gmail.com**

**چکیده- این مقاله به بررسی شکل‌دهی باریکه لیزر از طریق خود مدولاسیون فازی در محیط‌های کر می‌پردازد. در پدیده خود مدولاسیون فازی، انتشار یک باریکه لیزری پرشدت درون یک ماده غیرخطی باعث تغییر ضریب شکست شده که پیامد آن تغییرات فاز در باریکه لیزری در حال انتشار می‌باشد. در این پژوهش، الگوهای پراش برای یک باریکه گاوسی عبوری از یک محیط کر با استفاده از انتگرال پراش فرنل محاسبه می‌شود. ماده با ضریب شکست غیرخطی منفی در مکانهای مختلف بعد از کمر باریکه قرار می‌گیرد و توان لیزر برای تغییر فاز غیرخطی بیشینه به اندازه π تنظیم می‌گردد. در این شرایط یک توزیع شدت حلقوی در میدان دور مشاهده می‌شود. در فاصله خاص ۱٫۵ برابر طول رایلی از کمر باریکه شدت مرکز طرح پراش حدود ۱۲٪ شدت بیشینه حلقه اطراف مرکز را نشان می‌دهد که تاریکترین مرکز طرح پراش به ازاء تغییر فاز غیرخطی π می‌باشد. علاوه بر این، تغییر فاز غیرخطی به اندازه مضرب فردی از π منجر به ایجاد طرح پراشی متشکل از حلقه‌های روشن اطراف یک مرکز تاریک می‌شود. نتایج این بررسی اهمیت ضریب شکست غیرخطی و انحنای جبهه موج در شکل‌گیری الگوهای پراش منحصر به فرد را مورد تأکید قرار می‌دهد و کارایی پدیده خود مدولاسیون فازی برای شکل‌دهی باریکه و کنترل شدت در سیستم‌های نوری را نشان می‌دهد.**

**کلید واژه- خود مدولاسیون فازی، شکل‌دهی باریکه لیزری، ضریب شکست غیرخطی، محیط کر، انتگرال پراش فرنل.**

# Laser beam shaping via self-phase modulation

**Behnaz Salman, Aliasghar Ajami**
**Faculty of Physics, Semnan University, Semnan, Iran.**
**ajami@semnan.ac.ir, benbensoli1376@gmail.com**

**Abstract- This article examines beam shaping through self-phase modulation (SFM) in Kerr media. In SFM, the propagation of a high-intensity laser beam through a nonlinear medium causes a change in the refractive index, resulting in phase changes in the propagating laser beam. In this study, diffraction patterns for a Gaussian beam passing through a Kerr medium are calculated using the Fresnel diffraction integral. The medium with a negative nonlinear refractive index is positioned at various locations after the beam waist, and the laser power is adjusted to achieve a maximum nonlinear phase change of π. Under these conditions, a ring distribution is observed in the far field. At a specific distance of 1.5 times the Rayleigh length from the beam waist, the intensity at the center of the diffraction pattern is about 12% of the maximum intensity of the surrounding ring, which represents the darkest center for a nonlinear phase change of π. Additionally, a nonlinear phase change corresponding to an odd multiple of π leads to the formation of a diffraction pattern consisting of bright rings surrounding a dark center. The results of this study emphasize the importance of the nonlinear refractive index and wavefront curvature in the formation of unique diffraction patterns and demonstrate the effectiveness of the self-phase modulation phenomenon for beam shaping and intensity control in optical systems.**

**Keywords: Self-phase modulation, Beam shaping, Nonlinear refractive index, Kerr medium, Fresnel diffraction integral**

## Introduction

**Beam Shaping** involves altering the intensity distribution of a laser beam to achieve a desired profile. This can be accomplished through various optical elements such as lenses, mirrors, and diffractive optics. Beam shaping can be achieved via altering the wavefront by controlling the phase of light across the beam via self-phase modulation (SPM) which is induced by the beam itself. SPM as a nonlinear optical effect occurs when an intense laser beam passes through a medium, causing changes in the phase of light due to the intensity-dependent refractive index of the medium. For Kerr medium the change in refractive index is proportional to the square of the electric field strength, making it more pronounced at higher laser intensities. Therefore, SPM phenomenon can be used to create complex wavefront patterns leading to real-time beam shaping for purposes of intensity adjustments, compensating for aberrations, optical limiting, and optimizing performance [1, 2]. Furthermore, the nonlinear refractive index of a medium can be determined by studying diffraction patterns in the far-field taking benefit of SFM [3].

SFM occurs due to changes in the refractive index of the medium through which an intense laser beam propagates. Generally, the refractive index depends on the light intensity, allowing it to be expressed as a power series of intensity.

$$n(I) = n_0 + n_2 I + n_4 I^2 + \ldots \quad (1)$$

where $n_0$ is the linear refractive index, $n_2$ is the third-order nonlinear refractive index and $n_4$ is the fifth-order nonlinear refractive index. When an intense focused Gaussian laser beam propagates through a thin nonlinear medium, the wavefront alters due to the radially nonuniform change in refractive index inducing self-focusing or self-defocusing effect, depending on whether the nonlinear refractive index is positive or negative. The electric field exiting the nonlinear sample is given by

$$E_e(x', y', z') = E_{in}(x', y', z') \exp[i\Delta\Phi(x', y', z')] \quad (2)$$

where $E_{in}$ is the electric field incident on the sample, $\Delta\Phi = kL\Delta n$ with $k$ the wave number, $L$ the sample thickness and $\Delta n$ is the refractive index change (e.g. for a Kerr medium $\Delta n = n_2 I$ ).

The electric field distribution of a light beam transmitted through a nonlinear medium can be determined using the Fresnel diffraction integral.

$$E(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda d} e^{ikd} \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} E_e(x', y', z') \times e^{i\frac{k}{2d}\left((x-x')^2+(y-y')^2\right)} dx'dy' \quad (3)$$

where $d = z - z'$ is the distance between the nonlinear sample and the observation plane.

The intensity distribution on the observation plane can thus be calculated using Eq. (4) when a Gaussian beam passes through a nonlinear medium.

$$I(x, y, z) = I_0 \left| \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\Delta\Phi_{tot}} e^{-\frac{(x^2+y^2)}{w(z)^2}} e^{i\frac{k}{2d}\left((x-x')^2+(y-y')^2\right)} dx'dy' \right|^2 \quad (4)$$

where $I_0 = \frac{n_0 c\varepsilon_0 E_0^2 w_0^2}{2\lambda^2 d^2 w^2}$ is the on-axis intensity at sample position, $w_0$ is the beam waist radius and $w$ is the beam radius on the sample entrance.

In Eq. (4) $\Delta\Phi_{tot} = k(x^2 + y^2)/2R(z) + kL\Delta n$, where $R(z)$ is the radius of wavefront curvature, represents the total phase consisting of two contributions: the first part depends on wavefront curvature, and the second part is influenced by changes in the refractive index. The total phase of the wavefront depends on the signs of both contributions which can be positive or negative.

The diffraction pattern of a Gaussian beam transmitted through a nonlinear medium is generally a set of rings which have been observed and reported by many researchers [4].

## 2. Results and discussion

The diffraction pattern of a Gaussian beam transmitted through a Kerr medium with a nonlinear refractive index of $n_2 = -5\times10^{-8}\ \mathrm{W^{-1}.cm^2}$ was calculated on an observation screen located 500 mm away from the beam waist using Eq. (4). The laser wavelength and the beam waist radius were set to 532 nm 50 μm respectively. The on-axis phase change at each sample position given by $\Delta\Phi(z) = kLn_2 I(z)$ in which $I(z) = 2\mathrm{P}/\pi w(z)^2$ and $w(z)$ denotes the beam radius can be controlled by adjusting the laser power P. Figure 1 illustrates a comparison between diffraction patterns causing by $\Delta\Phi(z) = -\pi$ rad when the nonlinear medium is positioned at various positive z-positions. The pattern consists of a bright thick ring around a central dark spot but the central brightness defined by $I_{cen}\times100/I_{\max}$ varies based on sample position due to changes in curvature radius of the wavefront.

The central brightness of each pattern was determined and plotted versus sample position as shown in Fig. 2. Numerical calculations indicate that when the sample is positioned at $z = 1.5z_R$ ( $z_R$ is the Rayleigh length), the centre of the pattern exhibits minimum brightness,

resulting in a donut-shaped beam profile. In Fig. 3(a) the diffraction pattern of the Gaussian beam is compared with the main beam profile for the case of $\Delta\Phi(z=1.5Z_R)=\pi$ rad. For better visualization, the pattern was plotted 3D as shown in Fig. 3(b). In this configuration the central intensity is approximately 12% of the peak intensity observed in the bright surrounding ring.

The characteristic of self diffraction rings depends on the interplay between wavefront curvature and nonlinear refractive index changes resulting in two distinct scenarios. When the wavefront curvature and nonlinear refractive index change share the same sign, their effects are constructive, leading to an increase in the total phase of the propagating beam. This constructive scenario is seen when a converging beam traveling through a negative nonlinear refractive index medium or a diverging beam passing through a positive nonlinear refractive index medium. In this case, the self-diffraction pattern observed on the screen appears with a bright centre surrounded by thin bright rings, and the overall intensity distribution zone becomes significantly more compact [5].

On the other hand, when the signs are opposite, their influences cancel each other out. This occurs when a converging beam propagating through a positive nonlinear refractive index medium or a diverging beam passing through a negative nonlinear refractive index medium. In this case, the self-diffraction pattern on the observation screen appears with a dark centre surrounded by thick bright rings [6, 7].

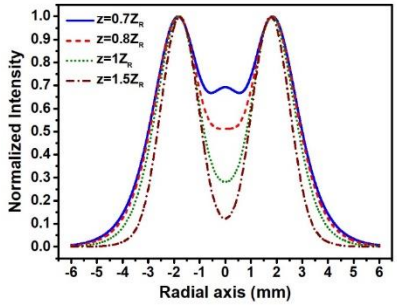



Fig. 1. patterns for different sample positions.

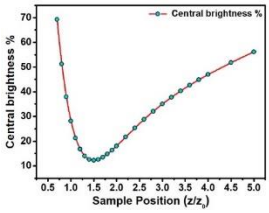



Fig. 2. Central brightness of the patterns.

Adjusting the on-axis phase change by varying laser power causes deformation in the diffraction pattern, revealing additional bright rings with either a dark or bright centre. In Fig. 4, the patterns corresponding to on-axis phase shifts of $3\pi$ and $5\pi$ are compared with the main beam profile. As can be seen, the pattern consists of two rings for phase shift of $3\pi$ and three rings for $5\pi$. These results support a correlation between phase shift and number of ring *N*, represented by the relationship $N=(\Delta\Phi+\pi)/2\pi$

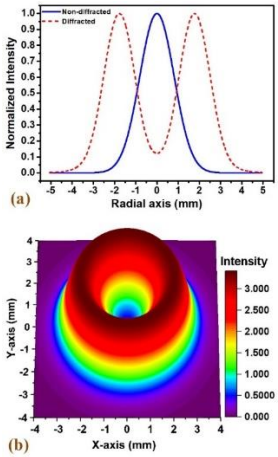



Fig. 3. Comparison between the main beam profile and the diffraction pattern (a) and the 3D donut shape profile of diffracted beam (b).

3. Conclusion

The diffraction pattern of a Gaussian beam through a Kerr medium was analysed using the Fresnel diffraction integral. Scanning the sample after the beam waist, while adjusting laser power for a consistent phase shift $\Delta\Phi(z)=\pi$ rad, revealed a donut-shaped known as vortex beam profile at certain positions of $z=1.5Z_R$. This pattern, with central brightness reduced to about 12%, is valuable in applications like laser material processing, where structured beam profiles enhance precision and effectiveness. Additionally, an induced on-axis phase shift of $\Delta\Phi(1.5Z_R)=-(2N-1)\pi$ produces a series of N bright rings around a dark centre.

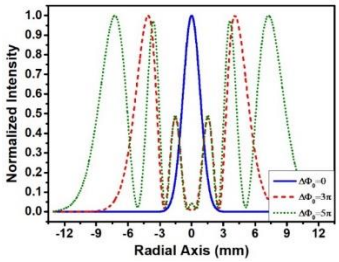


Fig. 4. Comparison diffraction patterns for different on-axis phase change.

References

[1] Y. V. G. S. Murti and C. Vijayan, "Self-focusing, Phase Modulation, and Pulse Shaping," in *Physics of Nonlinear Optics*, Y. V. G. S. Murti and C. Vijayan, Eds. Cham: Springer International Publishing, 2021, pp. 111-128.

[2] M. H. M. Ara, S. Salmani, S. H. Mousavi, and E. Koushki, "Investigation of nonlinear optical responses and observing diffraction rings in acid dye (Patent Green)," *Current Applied Physics*, vol. 10, no. 4, pp. 997-1001, 2010.

[3] O. Boughdad, A. Eloy, F. Mortessagne, M. Bellec, and C. Michel, "Anisotropic nonlinear refractive index measurement of a photorefractive crystal via spatial self-phase modulation," *Optics Express*, vol. 27, no. 21, pp. 30360-30370, 2019/10/14 2019.

[4] A. B. Villafranca and K. Saravanamuttu, "Diffraction rings due to spatial self-phase modulation in a photopolymerizable medium," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 11, no. 12, p. 125202, 2009/09/21 2009.

[5] N. Angie Solano, T. Yezid, M.-C. Jesús, R. Henry, and J. Vladimir, "Fraunhofer diffraction pattern due to spatial self-phase modulation of a Gaussian beam by a photorefractive crystal," ed, 2023.

[6] R. G. Harrison, L. Dambly, D. Yu, and W. Lu, "A new self-diffraction pattern formation in defocusing liquid media," Optics communications, vol. 139, no. 1-3, pp. 69-72, 1997.

[7] D. Yu, W. Lu, R. G. Harrison, and N. N. Rosanov, "Analysis of dark spot formation in absorbing liquid media," Journal of Modern Optics, vol. 45, no. 12, pp. 2597-2606, 1998.

# بهینه‌سازی تبدیلات فرکانسی بر پایه ترکیب چهار موج در نانوساختارهای هیبریدی فلز-دی‌الکتریک

**فاطمه پیمانی، نعمت‌اله جعفری، علی بهاری**

**گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه لرستان، خرم‌آباد، ایران**

**f.peymani1992@gmail.com, jafary_68@yahoo.com, alibahari2@yahoo.com**

چکیده - در مقیاس‌های زیرطول‌موج تابشی مانند نانومتر، شرط تولید بهینه پدیده‌های اپتیکی غیرخطی، وجود تشدید در طول‌موج‌های فرودی و خروجی است. در این مطالعه، محاسبات عددی نشان می‌دهند که حضور نیم‌استوانه‌های فلزی در یک نانوساختار هیبریدی فلز-دی‌الکتریک، به دلیل تشدیدهای پلاسمون سطحی (SPRs) که در غیاب مواد پلاسمونی وجود ندارند، پاسخ‌های طیفی چندتشدیدی در طول‌موج‌های خاص ایجاد می‌کند. با محاسبه بازده حالت‌های مختلف تبهگن و غیرتبهگن پدیده ترکیب چهار موج (FWM) در پیک‌های تشدیدی، مشاهده شده است که بازده برخی حالت‌ها نسبت به سایر حالت‌ها افزایش چشمگیری داشته است. این نتایج نشان می‌دهند که نانوساختارهای هیبریدی می‌توانند بازده فرآیندهای اپتیکی غیرخطی را با استفاده از خواص SPR بهینه و تقویت کنند.

کلید واژه- اپتیک غیرخطی، ترکیب چهار موج، تشدیدهای پلاسمون سطحی، روش عناصر محدود، نانوساختارهای هیبریدی

# Optimization of frequency conversions based on four-wave mixing in hybrid metal-dielectric nanostructures

**Fatemeh Peymani, Neamat A. Jafari, Ali Bahari**

**Department of Physics, Faculty of Basic Science, University of Lorestan, Khorramabad, Iran**

**f.peymani1992@gmail.com, jafary_68@yahoo.com, alibahari2@yahoo.com**

Abstract- At subwavelength scales of radiation, such as the nanometer, the optimal generation condition of nonlinear optical phenomena is the presence of resonance at both the input and output wavelengths. In this study, numerical calculations show that the presence of metal hemi-cylinders in a metal-dielectric hybrid nanostructure creates multi-resonant spectral responses at specific wavelengths due to surface plasmon resonances (SPRs), which do not exist in the absence of plasmonic materials. By calculating the efficiency of different degenerate and non-degenerate states of the four-wave mixing (FWM) phenomenon at resonant peaks, it was observed that the efficiency of some states has increased significantly compared to others. These results indicate that hybrid nanostructures can optimize and enhance the efficiency of nonlinear optical processes by utilizing SPR properties.

Keywords: Nonlinear optics, four-wave mixing, surface plasmon resonances, finite element method, hybrid nanostructu

## مقدمه

فرآیندهای تبدیل فرکانس اپتیکی غیرخطی شامل برهمکنش دو یا چند فوتون در یک محیط غیرخطی جهت تولید یک فوتون با فرکانس چند برابر و دستیابی به منابع نوری در طول‌موج‌هایی هستند که به‌طور طبیعی تولید نور همدوس در آنها امکان‌پذیر نمی‌باشد. ازجمله پدیده‌های برجسته در این زمینه، پدیده ترکیب چهار موج (FWM) است که از برهمکنش چهار موج با طول‌موج‌های مختلف در یک محیط غیرخطی ناشی می‌شود. این پدیده توانایی تبدیل و تولید فرکانس‌های غیرخطی در طیف وسیعی از فرکانس‌ها، از نور مرئی تا مادون‌قرمز (IR) را دارد. بااین‌حال، به دلیل ماهیت بسیار ضعیف مواد غیرخطی و بازده پایین پدیده FWM، ایجاد آن مستلزم شدت ورودی بسیار بالایی است [۱]. به همین منظور، در اپتیک مدرن جهت تقویت فرآیندهای اپتیکی غیرخطی، نانوساختارهای هیبریدی فلز-دی الکتریک به‌عنوان گزینه‌ای کارآمد مطرح شده‌اند. این نانوساختارها، با به‌کارگیری تشدیدهای پلاسمونی سطحی جایگزیده (LSPRs) در نانوذرات و تشدیدهای پلاریتون پلاسمون های سطحی (SPPRs) در ساختارهای پیوسته، قادرند میدان‌های الکترومغناطیسی را در حجم‌های کوچک‌تر از طول‌موج (زیرطول‌موج) به شدت تقویت کنند. این قابلیت می‌تواند منجر به افزایش چشمگیر بازده برهمکنش‌های مختلف نور-ماده شود [۲]. در این کار، به پدیده FWM در یک نانوساختار هیبریدی فلز-دی‌الکتریک پریودیک با استفاده از روش المان محدود (FEM) پرداخته شده است. ابتدا، پاسخ طیفی خطی نانوساختار در حضور و عدم حضور نیم‌استوانه‌های فلزی تحلیل و بررسی شده است. سپس با تعیین طول‌موج‌های تشدیدی، بازده پدیده FWM در این طول‌موج‌ها محاسبه شده است. درنهایت، جهت دست‌یابی به حالت بهینه ترکیب امواج، بازده پدیده FWM برای حالات مختلف تبهگن نیز بررسی شده است.

## محاسبات و نتایج

همان‌طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، نانوساختار هیبریدی فلز- دی‌الکتریک مورد بررسی شامل زیرلایه‌ای از طلا (Au)، یک لایه نازک دی‌الکتریک $HfO_2$ و دو نیم‌استوانه فلزی جفت شده Au است که نیم‌استوانه‌ها به‌صورت دوره‌ای روی لایه دی‌الکتریک قرار گرفته‌اند. در پدیده FWM، هنگامی‌که فرکانس هر سه فوتون فرودی متفاوت باشد، یک فرآیند غیرتبهگن رخ می‌دهد که منجر به تولید پنج فرکانس مختلف می‌شود. در این مطالعه، حالت ترکیب تفاضل چهار موج (four-wave difference mixing)، یعنی $\omega_4 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$ بررسی شده است. با توجه به اینکه فرآیندهای اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم می‌توانند در هر دو نوع مواد متقارن مرکزی و غیرمتقارن مرکزی رخ دهند، طبق کار قبلی [۳]، هر دو ماده $HfO_2$ و Au دارای مؤلفه‌های قطبش غیرخطی مرتبه سوم هستند. بنابراین، قطبش غیرخطی مرتبه سوم مرتبط با پدیده FWM را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$P_{FWM}^{(3)}(\omega_4) = \varepsilon_0 \chi_{HfO_2}^{(3)} E(\omega_1) E(\omega_2)^* E(\omega_3) + \varepsilon_0 \chi_{Au}^{(3)} E(\omega_1) E(\omega_2)^* E(\omega_3) \quad (۱)$$

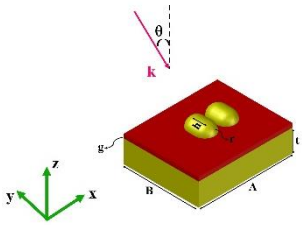
که $E(\omega_i)$ نشان‌دهنده شدت میدان الکتریکی هر یک از موج‌های فرودی است و این معادله به‌عنوان منبع تولید پدیده FWM در نظر گرفته می‌شود.

از طرفی دیگر، بازده تبدیل پدیده FWM به‌صورت نسبت توان موج خروجی به توان موج اولیه تعریف می‌شود [۴]:

$$\eta_{FWM} = \frac{P_{FWM}}{P_{FF}} \quad (۲)$$

بازده FWM به پارامترهای هندسی نانوساختار مانند شعاع و طول نیم‌استوانه‌ها و همچنین شدت میدان‌های الکتریکی فرودی بستگی دارد. با تنظیم دقیق این پارامترها، می‌توان بازده این پدیده را بهینه‌سازی و تقویت کرده و به بازده تبدیل مؤثر دست یافت.

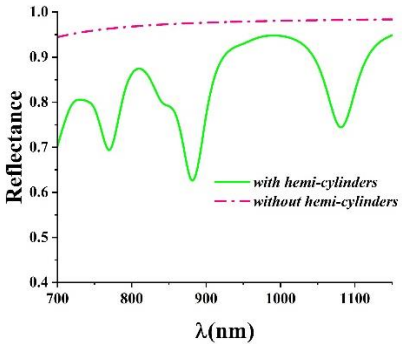
شماتیکی از نانوساختار مورد بررسی در شکل ۱ نشان داده شده است. در این محاسبات، پذیرفتاری‌های اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم مواد $HfO_2$ و Au از [۵ و ۶] استخراج شده‌اند. میدان تابشی نیز به‌صورت یک موج تخت با قطبش TM است که در جهت z- منتشر می‌شود.




شکل ۱: شماتیک یک سلول واحد از نانوساختار هیبریدی فلز-دی‌الکتریک. پارامترهای هندسی عبارت‌اند از: A = 250nm, B = 200nm, t = 60nm, g = 11nm, h=70nm, r = 25nm

در شکل ۲، به‌منظور بررسی پاسخ اپتیکی خطی، رفتار پیک‌های تشدیدی نانوساختار هیبریدی فلز- دی‌الکتریک به‌صورت تابعی از طول‌موج در حضور و عدم حضور نیم‌استوانه‌های جفت‌شده محاسبه شده است. در غیاب نیم‌استوانه‌های پلاسمونی (فلزی) به دلیل عدم وجود SPRs، هیچ تشدیدی مشاهده نمی‌شود. اما با حضور نیم‌استوانه‌های فلزی، تشدیدهایی در سه طول‌موج مشخص ظاهر می‌شوند. این نقاط تشدیدی به علت افزایش و محبوس شدگی شدید میدان‌های الکترومغناطیسی در مرز بین نیم‌استوانه‌ها و دی‌الکتریک که ناشی از حضور SPRs است، شکل می‌گیرند. بنابراین، با استفاده از مواد پلاسمونی و تنظیم دقیق پارامترهای هندسی می‌توان یک تشدید بهینه در SPRs ایجاد کرد که منجر به افزایش قابل‌توجه بازده و بهبود عملکرد پدیده‌های اپتیکی خطی و غیرخطی در کاربردهای عملی می‌شود.

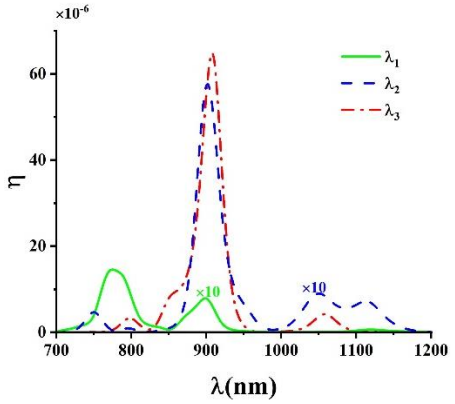
در شکل ۳ تأثیر تغییرات طول‌موج بر بازده پدیده FWM در زوایای تابشی ثابت محاسبه شده است. در این محاسبات، ازآنجایی‌که پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم $HfO_2$ سه مرتبه کمتر از Au است، سهم آن در مقایسه با Au بسیار ناچیز است و درنتیجه، Au نقش غالب را در این فرآیند ایفا می‌کند. با تغییر طول‌موج تابشی اول ( $\lambda_1$ ) مشاهده می‌شود که $\lambda_1$ یک بار با $\lambda_2$ و بار دیگر با $\lambda_3$ برابر می‌شود. زمانی که $\lambda_1$ با $\lambda_2$ و $\lambda_3$ برابر می‌شود، پیک تشدیدی در $\lambda_1$ با پیک‌های تشدیدی در $\lambda_2$ و $\lambda_3$ تقریباً همپوشانی دارد.




شکل ۲: پاسخ طیفی خطی نانوساختار هیبریدی فلز-دی‌الکتریک برحسب طول‌موج در حضور و عدم حضور نیم‌استوانه‌های فلزی جفت شده

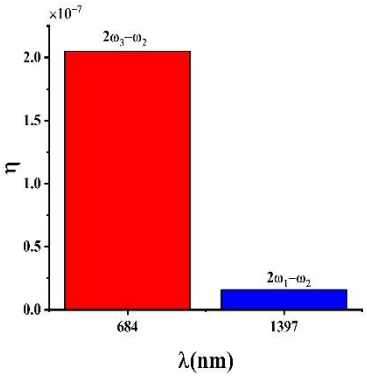
به‌طور مشابه، با تغییر طول‌موج‌های تابشی دوم و سوم نیز رفتاری مشابه دو حالت قبل خواهیم داشت. علاوه بر تشدیدهای موجود در پاسخ‌های خطی تابش‌های فرودی، می‌توان با استفاده از ترکیب فرکانس‌های مختلف، طول‌موج خروجی را به‌گونه‌ای تنظیم کرد که در پیک‌های تشدیدی یا نواحی اطراف آنها قرار گیرد و باعث افزایش چشمگیر بازده شود. درنتیجه، با توجه به این ترکیب‌ها میدان در طول‌موج خروجی در نواحی تشدیدی قرار می‌گیرد و در این حالت بازده به بیشترین مقدار خود می‌رسد. این نتایج اهمیت تنظیم دقیق طول‌موج‌های تابشی را در بهینه‌سازی بازده فرآیندهای اپتیکی غیرخطی نشان می‌دهند، به‌طوری‌که با انتخاب طول‌موج تابشی مناسب و تنظیم پارامترهای هندسی می‌توان به بازده معقول و بالایی دست یافت.

شکل ۴ حالات مختلف پدیده FWM و تأثیر آنها بر بازده را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود، در این نانوساختار هیبریدی فلز-دی‌الکتریک برای پدیده FWM، دو حالت تبهگن وجود دارد و در حالت‌هایی که تبهگنی برای موج تابشی سوم رخ می‌دهد، بازده به‌طور چشمگیری افزایش یافته است. در حالت‌هایی که فرکانس پدیده FWM برابر با فرکانس‌های تابشی (مانند $\omega_4 = \omega_1, \omega_2, \omega_3$ ) می‌شود، نیازی به محاسبه بازده نیست؛ زیرا بازده این حالت‌ها نسبت به حالت‌های خطی بسیار کمتر بوده و این فرکانس‌ها به‌طور خودبه‌خود وجود دارند.




شکل ۳: بازده کلی FWM برحسب تغییرات طول‌موج‌های تابشی اول، دوم و سوم در زوایای فرودی عمودی

درواقع، هدف اصلی پدیده FWM، تولید امواج جدید در فرکانس‌های متفاوت است. به‌وضوح دیده می‌شود که بیشترین بازده FWM در حالتی رخ می‌دهد که موج تابشی دوم با موج تابشی سوم یعنی $2\omega_3-\omega_2$ همپوشانی دارند. از طرفی دیگر، کمترین بازده نیز در حالتی که موج تابشی اول با موج تابشی دوم همپوشانی داشته یعنی $2\omega_1-\omega_2$ مشاهده می‌شود. دلیل بازده بالای پدیده FWM در حالت $2\omega_3-\omega_2$ این است که شدت میدان الکتریکی در فرکانس تابشی سوم به مراتب بیشتر از سایر فرکانس‌های تابشی است و این افزایش شدت به‌طور قابل‌توجهی بازده FWM را افزایش می‌دهد. این ویژگی‌ها نشان‌دهنده توانایی بالای نانوساختارهای هیبریدی فلز-دی‌الکتریک در ایجاد پاسخ طیفی خطی چندتشدیدی جهت تقویت فرآیندهای اپتیکی غیرخطی در کاربردهای مختلف فوتونیکی و اپتیکی می‌باشند.




شکل ۴: مقایسه حالات مختلف FWM تبهگن

این نانوساختارها با استفاده از خواص منحصربه‌فرد SPRs، توانایی افزایش بازده فرآیندهای اپتیکی غیرخطی و بهبود عملکرد دستگاه‌های اپتیکی را دارند که به‌عنوان گامی مهم در مسیر توسعه حوزه نانوفوتونیک به شمار می‌روند.

## نتیجه‌گیری

نتایج به‌دست‌آمده نشان می‌دهند که وجود نانوذارت پلاسمونی در نانوساختارهای هیبریدی باعث بهبود پاسخ‌های اپتیکی خطی و غیرخطی می‌شود. علاوه بر این ایجاد یک پاسخ چندتشدیدی شرط تولید بهینه پدیده‌های اپتیکی غیرخطی مانند FWM را مهیا می‌کند. از طرفی انتخاب مناسب طول‌موج‌های تابشی جهت همپوشانی بهتر در نقاط تشدیدی باعث افزایش بازده این پدیده خواهد شد.

## مرجع‌ها

R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Cambridge Academic Press, 2020.

A. Barreda, F. Vitale, A. Minovich, C. Ronning and I. Staude, “Applications of Hybrid Metal-Dielectric Nanostructures: State of the Art”, Adv. Photon. Res., Vol. 3, No. 4, pp. 2100286, 2022.

F. Peymani and A. Bahari, “Numerical investigation of high-order harmonic generation by gold nanorod arrays in hybrid nanostructures: effect of number of gold nanorod”, Phys. Scr., Vol. 99, No. 7, pp. 075519, 2024.

T. Akylbek, T. Akhmet and T. Liliya, “Experimental study of four-wave mixing based on a quantum dot semiconductor optical amplifier”, Int. J. Electr. Comput. Eng., Vol. 13, No. 5, pp. 5179-5189, 2023.

C. Rodriguez, S. Gunster, D. Ristau and W. Rudolph, “Frequency tripling mirror”, Opt. Express, Vol. 23, No. 24, pp. 31594-31601, 2015.

E. Poutrina, C. Ciraci, D. J. Gauthier and D. R. Smith, “Enhancing four-wave mixing processes by nanowire arrays coupled to a gold film”, Opt. Express, Vol. 20, No. 10, pp. 11005-11013, 2012

# تشخیص اشیاء در تصویر با استفاده از شبکه عصبی عمیق

**فائزه مهدی ملکی، محمدرضا جعفرفرد، بابک زارع**
**دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران**
**Faezeh_mahdi76@physics.iust.ac.irmrjafarfard@iust.ac.ir, bzarer@iust.ac.ir**

**چکیده –برای مشخصه یابی یک شیء خاص در یک تصویر، علاوه بر تشخیص وجود آن در تصویر احتیاج به مکان¬یابی دقیق آن در تصویر مورد بررسی داریم. در این مقاله با بکارگیری هوش مصنوعی و استفاده از رهیافت شبکه عصبی عمیق به مطالعه و بررسی تشخیص اشیاء در تصاویر پرداخته شده است. یادگیری عمیق به کمک شبکه‌های عصبی، می‌تواند امکان طبقه بندی و مکان¬یابی همزمان اشیاء را فراهم آورد. از طرف دیگر، رویکردهای مبتنی بر شبکه عصبی عمیق از شبکه عصبی کانولوشن (CNN) برای تشخیص شیء استفاده می‌کنند که در آن ویژگی های شیء در تصویر نیازی به تعریف و استخراج جداگانه ندارند و این کار به صورت خودکار توسط شبکه عصبی کانولوشن انجام می‌پذیرد.**

**کلید واژه– تشخیص اشیاء، یادگیری عمیق، شبکه عصبی، شبکه عصبی کانولوشن، مدل یولو**

# Objects detection in the image using deep neural network

**Faezeh Mahdimaleki, Mohammadreza Jafarfard, Babak Zare**
**Department of Physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran**
**Faezeh_mahdi76@physics.iust.ac.irmrjafarfard@iust.ac.ir, bzarer@iust.ac.ir**

**Abstract - In order to identify a specific object in an image, in addition to detecting its presence in the image, we need to accurately locate it in the investigated image. In this article, by applying artificial intelligence and deep neural network approach, the study and investigation of object detection in images has been done. Deep learning with the help of neural networks can provide the possibility of simultaneous classification and location of objects. On the other hand, approaches based on deep neural network use Convolutional Neural Network (CNN) for object recognition, where the features of the object in the image do not need to be defined and extracted separately, and this work is done automatically by Convolutional Neural Network.**

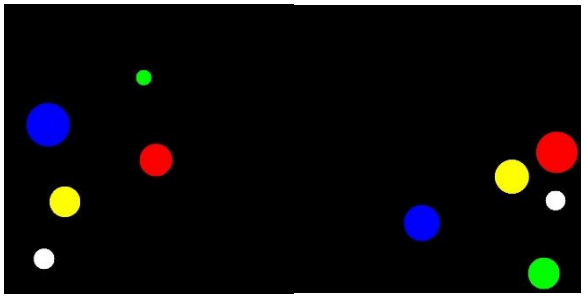
Keywords: Object Detection, Deep Learning, Neural Network, Convolutional Neural Network, YOLO Model

## مقدمه

امروزه پردازش تصاویر بیشتر به واکاوی یک تصویر دیجیتال، به منظور دست‌یابی به یک تصویر بهبود یافته و یا برای استخراج برخی اطلاعات مفید از آن تصویر اطلاق می¬شود که وظایفی از جمله طبقه¬بندی تصویر، تشخیص شیء، تقسیم¬بندی رابه کمک دانش رایانه و هوش مصنوعی اجرا می¬کند. یک تصویر از اشیاء مورد نظر و پس‌زمینه تشکیل شده است. هر شیء با ویژگی های اصلی مانند شکل، اندازه، رنگ، بافت و دیگر خصوصیات تعریف می‌شود[۱]. تشخیص اشیاء ترکیبی از طبقه¬بندی با مکان¬یابی دقیق شیء، ترسیم جعبه مرزی در اطراف شیء و شناسایی کلاس آن است که درک کاملی از تصویر را فراهم می¬کند. در ابتدا نیاز است که یک مدل از آن شیء را بسازد. در مرحله بعد الگوریتم آن مدل بر اساس ویژگی های اصلی یا روش های پیچیده ریاضی شروع به جستجو در تصویر می¬کند تا شیء مورد نظر را پیدا کند[۲]. از آنجایی که شبکه عصبی کانولوشنی قدرت نمایش ویژگی بالایی دارد، درنتیجه در معماری مدل های تشخیص شیء بر پایه یادگیری عمیق از شبکه عصبی کانولوشنی استفاده می¬شود. در یک شبکه عصبی کانولوشنی، هر لایه کانولوشنی، تصویر ورودی را با مجموعه ای از فیلترهای قابل یادگیری برای تولید مجموعه ای از نقشه های ویژگی پردازش می¬کند. لایه های ادغام با کاهش ابعاد نقشه های ویژگی، تعداد پارامترها و محاسبات را کاهش داده و به مدل کمک می‌کند تا ویژگی‌های مهم را حفظ کنند. لایه تمام متصل، ترکیب و خلاصه سازی تمام ویژگی‌های استخراج شده را بر عهده دارد تا بتواند ویژگی‌های پردازش‌شده را به خروجی نهایی تبدیل کند[۳]. مدل های تشخیص شیء بر پایه شبکه کانولوشنی به دو دسته¬ی کلی الگوریتم های یک مرحله ای و الگوریتم های دو مرحله ای تقسیم می¬شود. در الگوریتم های دو مرحله ای ابتدا مکان اشیاء را محاسبه و سپس در مرحله دوم کلاس های مربوط به اشیاء یافته شده را طبقه بندی می کنند. مانند مدل های RCNN، SPPNet ، FastRCNN، FasterRCNN، R-FCN . در الگوریتم های یک مرحله ای به طور مستقیم مکان های احتمالی در شبکه را جستجو و طبقه بندی را انجام می دهند، مانند مدل های YOLO، SDD، RetinaNet، CornerNet [۴].

## شبیه سازی

در ابتدا برای ساخت مجموعه داده ۱۰۰۰ تصویر برچسب گذاری شده با ابعاد ۱۰۰×۱۰۰ پیکسل شامل پنج دایره در پنج کلاس رنگی با شعاع و مراکز تصادفی در سه دسته، ۷۰٪ داده‌ی آموزشی (۷۰۰ تصویر)، ۲۰٪ داده‌ی اعتبارسنجی (۲۰۰ تصویر) و ۱۰٪ داده‌ی آزمایشی (۱۰۰ تصویر) تولید شده است. در شکل (۱) نمونه‌ای از تصاویر مجموعه داده نمایش داده شده‌است.



شکل ۱: دو نمونه از مجموعه داده تولید شده در پنج کلاس برچسب گذاری شده ی blue، green، red، white و yellow.

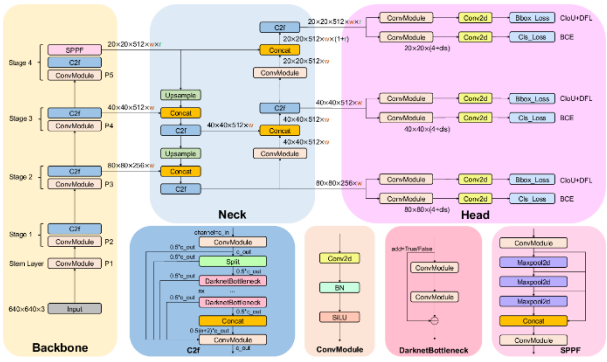
در این مقاله از نسخه هشتم مدل YOLO که نسبت به مدل های پیشین دارای سرعت تشخیص بالا برای مسائل بلادرنگ است، استفاده شده است. ابتدا یک شبکه کانولوشنی روی تصویر کامل اعمال می شود و تصویر ورودی به یک شبکه مشبک S×S تقسیم می شود و برای هر سلول، جعبه های مرزی B که احتمال حضور شیء در آنجا وجود داشته باشد و همچنین احتمال تعلق آن ها برای کلاس های مختلف C را به صورت هم زمان پیش بینی می کند. در صورتی که مرکز یک شیء در محدوده هر سلول این شبکه مشبک قرار بگیرد این شبکه می تواند شیء را تشخیص دهد. هر سلول دارای شیء شامل ۵ مقدار(Pc، x، y، h، w) است. که Pc نمره اطمینان جعبه، x و y مختصات مرکزجعبه نسبت به سلول شبکه و h و w ارتفاع و عرض جعبه نسبت به تصویر کامل هستند. وجود یا عدم وجود شیء در جعبه مرزی با ضریب اطمینان طبق رابطه (۱) نشان داده میشود.

$$confidence\ score = p(object) * IOU_{\substack{truth \\ pred}} \qquad (۱)$$

که در آن $p(object)$ احتمال وجود شیء با بازه ۰تا۱را نشان می دهد(۰نشان دهنده عدم وجود شیء) و $IOU_{\substack{truth \\ pred}}$ اشتراک بر روی اتحاد جعبه مرزی پیش بینی شده با جعبه مرزی واقعی را نشان می دهد. خروجی این مدل یک تانسور مکعبی با ابعاد S × S ×

(B × 5 + C) است. در نهایت، با استفاده از عملیات حذف غیر حداکثر (NMS) جعبه های اضافی را فیلتر و فقط دقیق ترین آن ها را برای هر شیء حفظ می‌شود[۵].

نسخه هشتم YOLO از مکانیزم تشخیص بدون جعبه محور استفاده می‌کند. باتوجه به شکل (۲)، معماری این مدل شامل سه قسمت یعنی ستون فقرات، گردن و سر است. قسمت ستون فقرات که وظیفه استخراج ویژگی را دارد، یک CSPDarknet53 اصلاح شده به همراه ماژول جدیدی به نام ماژول لایه‌ی جزئی چند مرحله ای با دو شبکه کانولوشن (C2f) استفاده می‌شود که ویژگی های سطح بالا را با اطلاعات متنی ترکیب کرده و به افزایش دقت تشخیص کمک می‌کند. گردن وظیفه دارد که ویژگی های متفاوتی که توسط ستون استخراج شده را با هم ترکیب کند و ویژگی های پیچیده تر و متفاوت تری بسازد. در این مدل از ترکیب شبکه تجمع مسیر (PAN) وشبکه هرمی ویژگی (FPN) برای جمع آوری ویژگی ها از سطوح مختلف شبکه و تولید نقشه های ویژگی در مقیاس ها و وضوح های متعدد استفاده می شود. سر شبکه از نقشه های ویژگی ستون برای حل مسئله ای مثل تشخیص شیء استفاده می کند. نسخه هشتم YOLO از یک مدل سر جدا شده، که هر کدام مقیاس متفاوتی دارند، برای پردازش مستقل کلاس شیء، طبقه بندی و رگرسیون جعبه مرزی در تشخیص اشیاء با اندازه‌های مختلف استفاده می‌کند[۶].

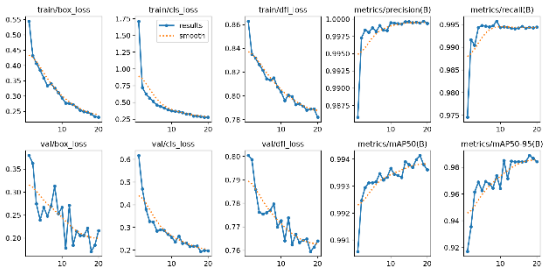



شکل ۲: معماری شبکه نسخه هشتم YOLO .

از طرفی در این مقاله از YOLOv8n که کوچک ترین مدل ارائه شده از نسخه هشتم YOLO می باشد و شامل ۱۶۸ لایه و۳۰۰۶۶۲۳ پارامتر است استفاده شده است.

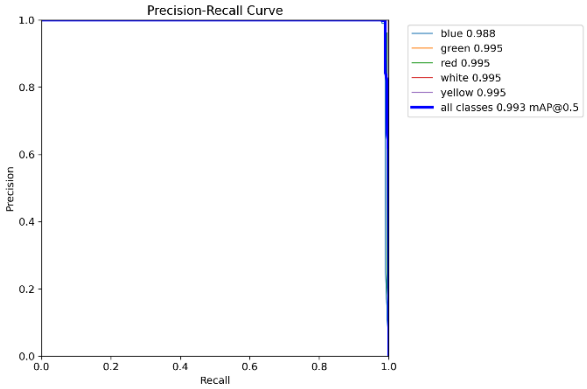
## تحلیل عملکرد مدل

آموزش مدل با مجموعه داده های آموزشی و اعتبارسنجی انجام می‌شود. الگوریتم با تغییر مقیاس تصاویر، تصاویری با ابعاد ۶۴۰×۶۴۰ پیکسل را به عنوان ورودی می پذیرد. همانطور که در شکل (۳) مشاهده میکنیم YOLOv8n درطی ۲۰ دوره آموزشی توانسته خطای تشخیص جعبه مرزی، طبقه بندی شیء و خطای کانونی توزیع (DFL) جعبه را در داده‌های آموزشی و اعتبارسنجی بطور قابل ملاحظه‌ای کاهش دهد. این ارزیابی، بیانگر مقدار صحت متوسط میانگین (MAP) ۹۹/۷٪ در حد آستانه ۰/۵ تا ۰/۹۵ و صحت متوسط میانگین ۹۹/۳٪ درحدآستانه ۰/۵ است. همچنین، معیار صحت (P) و معیار فراخوانی (R) سیستم به ترتیب ۹۹/۶٪ و ۹۹/۸٪ بوده است.



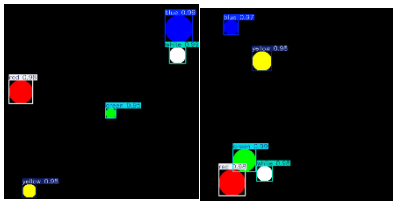

شکل ۱: نمودار خطا ها ومعیار ها در طی ۲۰ دوره آموزشی.

با محاسبه صحت در نقاط مختلف فراخوانی و متصل کردن این نقاط به یکدیگر منحنی صحت- فراخوانی ایجاد می‌شود. مساحت زیر این منحنی را به عنوان صحت متوسط (AP) در نظر می‌گیریم. صحت و فراخوانی همیشه بین ۰ تا ۱ است. بنابراین صحت متوسط نیز بین ۰ و ۱ نیز قرار می‌گیرد. شکل (۴) نشان می‌دهد که صحت در تمام محدوده‌های فراخوانی نزدیک به ۱ است. این امر به معنی آن است که مدل تقریباً تمامی دایره های موجود را تشخیص داده و پیش‌بینی‌های آن خطای بسیار کمی دارند. در برخی زمینه ها ما AP را برای هر کلاس محاسبه می‌کنیم واز آنها میانگین می گیریم. مقدار ۹۹/۳٪ که در منحنی برای تمام کلاس‌ها ذکر شده، نشان‌دهنده همان میانگین صحت متوسط در آستانه برابر با۵۰ درصد است.




شکل ۲: منحنی صحت- فراخوانی.

شکل (۵) بیانگر خروجی پیش بینی شده مدل بر روی ۱۰۰تصویر آزمایشی است که پس از آموزش مدل به منظور سنجش دقت وعملکرد، به مدل داده می‌شوند. هر تصویر دارای برچسب کلاس های شیء می‌باشد که با میزان درصد ضریب اطمینان به نمایش گذاشته شده است.



شکل ۳: نمونه اشیاء تشخیص داده شده در مدل پیشنهادی.

## نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از یک شبکه عصبی کانولوشن به تشخیص اشیاء در تصاویر پرداخته‌ایم. نتایج معیار های ارزیابی متفاوت مورد بحث و بررسی قرارگرفت. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد مدل معرفی شده با دقت متوسط میانگین بیش از ٪۹۹ می‌تواند تمامی اشیاء مد نظر در تصاویر را تشخیص دهد.

## مرجع‌ها

**[1]** K. L. Masita, A. N. Hasan, and T. Shongwe, "*Deep learning in object detection: A review*," in 2020 International Conference on Artificial Intelligence, Big Data, Computing and Data Communication Systems (icABCD), 2020: IEEE, pp. 1-11.

**[2]** F. Jalled and I. Voronkov, "*Object detection using image processing*," arXiv preprint arXiv:1611.07791, 2016.

**[3]** S. S. A. Zaidi, M. S. Ansari, A. Aslam, N. Kanwal, M. Asghar, and B. Lee, "*A survey of modern deep learning based object detection models*," Digital Signal Processing, vol. 126, p. 103514, 2022.

**[4]** Z. Zou, K. Chen, Z. Shi, Y. Guo, and J. Ye, "Object detection in 20 years: A survey," *Proceedings of the IEEE*, vol. 111, no. 3, pp. 257-276, 2023.

**[5]** J. Redmon, "*You only look once: Unified, real-time object detection*," in Proceedings of the IEEE conference on computer vision and pattern recognition, 2016.

**[6]** D. Reis, J. Kupec, J. Hong, and A. Daoudi, "*Real-time flying object detection with YOLOv8*," arXiv preprint arXiv:2305.09972, 2023.

# طراحی سامانه تصویربرداری کاتادیوپتریک ۳۶۰ درجه در ناحیه طیف مرئی

**مسعود کاوش تهرانی، جواد عربی آشتیانی**
**دانشگاه صنعتی مالک اشتر، مجتمع علوم کاربردی نوین، گروه فیزیک**
**m_kavosh@mut-es.ac.ir, ashtian972@gmail.com**

**چکیده - سامانه‌های نوری ۳۶۰ درجه‌ای به‌عنوان ابزارهای پیشرفته در تصویربرداری شناخته می‌شوند و توانایی تولید تصاویر همه جهته و با دقت بالا در زمان واقعی را دارند. در این تحقیق، یک سامانه تصویربرداری ۳۶۰ درجه در جهت افق و میدان دید عمودی بین ۵۳+ تا ۱۷- درجه طراحی شده و شامل اجزای آینه‌ای و عدسی است. این سامانه از یک آینه کروی با روزنه مرکزی، یک آینه تخت و پنج عدسی کروی تشکیل شده است که به بهبود کیفیت تصویر در محدوده نور مرئی کمک می‌کند. عملکرد این سامانه با استفاده از اندازه‌گیری فرکانس فضایی و تحلیل اندازه لکه پرتو مورد ارزیابی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که این سامانه می تواند به عنوان دوربین های ۳۶۰ درجه خودرو مورد استفاده قرار گیرد.**

**کلید واژه- تصاویر پانورامیک، تصویر برداری ۳۶۰ درجه، سامانه تصویربرداری کاتادیوپتریک، دوربین ۳۶۰ خودرو**

# Designing a panoramic catadioptric imaging system in the visible spectrum region

**Masoud Kavash Tehrani, Javad Arabi Ashtiani**
**Department of Physics, University Complex of Modern Applied Sciences, Malek-ashtar University of Technology, Iran.**
**m_kavosh@mut-es.ac.ir, ashtian972@gmail.com**

**Abstract- 360-degree optical systems are advanced imaging tools and can produce omnidirectional and high-precision images in real time. In this research, a 360-degree imaging system was designed in the direction of the horizon and the vertical field of view between +53 and -17 degrees and includes mirror and lens components. This system consists of a spherical mirror with a central aperture, a flat mirror, and five spherical lenses that help improve the image quality in the visible light range. The performance of this system has been evaluated using spatial frequency measurement and beam spot size analysis. The results show this system can be used as a 360-degree automotive camera.**

**Keywords: 360o automotive camera, 360º imaging, catadioptric imaging system, Panoramic images**

## مقدمه

ویدیوی همه‌جهته به ویدیویی اطلاق می شود که با چرخش در محل و کج کردن یا پایین آوردن سر، تمام مناظری را که عکاس می‌تواند به یکباره ببیند، ثبت می‌کند. متداول‌ترین فناوری مورد استفاده برای اجرای چنین سامانه تصویربرداری، فناوری عدسی چشم ماهی است که دارای زاویه دید گسترده‌ای است [۱، ۲] که از عدسی‌های چشم ماهی استفاده می‌کند. از معایب آن می توان به‌اندازه بزرگ، وزن زیاد و قیمت زیاد آن اشاره کرد. برای حل این مشکل، یک دوربین همه‌جهته با استفاده از دوربین‌های متعدد برای اولین بار در سال ۱۹۸۷ طراحی شد [۳]. در دهه ۱۹۹۰، دوربین‌های همه‌جهته کاتادیوپتری با استفاده از آینه‌های ذوزنقه‌ای شکل یا آینه‌های آونگی شکل نیز معرفی شدند. مطابق با فناوری‌های پیشرفته الکترونیکی و تصویربرداری، روش‌هایی مانند روش ترکیب تصاویر با اتصال چندین دوربین برای گرفتن عکس در همه جهات و روش دوربین دو طرفه با میدان دید ۱۸۰ درجه به طور پیوسته در جهان توسعه یافته است[ ۸-۱۰]. در سال ۲۰۰۴، یک دوربین همه جهته کاتادیوپتری با استفاده از یک آینه مخروطی ساخته شد [۱۱].

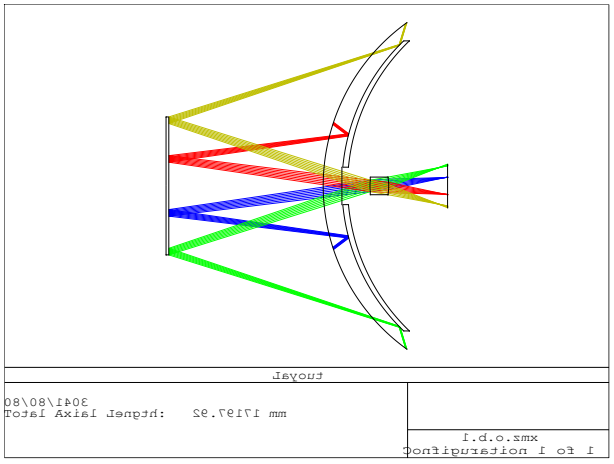
با وجود اینکه دوربین‌های نظارتی دارای زاویه باز هستند، اما دارای نقاط کور زیادی هستند. برای حل این مشکل و ایمن‌سازی میدان دید وسیع، دوربین‌های متعددی نصب می‌شود، اما این روش گران قیمت است. علاوه بر این، دوربین‌های چند جهته موجود، از آینه‌ها یا عدسی‌های غیرکروی استفاده می‌کنند که گران یا حجیم هستند و هنگام نصب، نیاز به تجهیزات اضافی دارند [۱۲، ۱۳].

در این مقاله، به منظور کوچک‌سازی و ساخت ارزان سامانه نوری همه جهته، دو آینه شامل یک آینه کروی با یک روزنه مرکزی و یک آینه تخت که نور فرودی منعکس شده از آینه کروی را به عدسی‌های منتقل می‌کند استفاده شده است. این سامانه جهت استفاده بر روی خودرو به منظور حذف نقاط کور و تشخیص موانع در اطراف خودرو طراحی شده است. این سامانه دارای میدان دید ۵۰ درجه بالای افق و ۱۷- درجه در زیر افق و میدان دید ۳۶۰ درجه در سطح افق است. به طور خاص، از طریق طراحی منطقی و سادگی ساختار، قصد داریم آن را با کمتر از ۵۰ میلی متر در طول کل و با استفاده از سطوح کروی برای بازتابنده و عدسی‌ها طراحی کنیم.

## طراحی سامانه

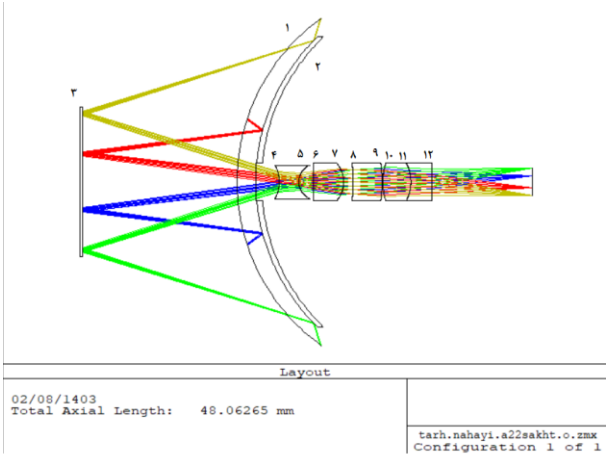
سامانه مورد نظر در طیف مرئی و با توجه به بهره‌وری و رقابت قیمت، با استفاده از عدسی‌هایی از جنس N-BK7، N-SK2 و SF4 طراحی شد. طراحی انجام شده در نرم افزار زیمکس نسخه ۲۰۱۴ انجام شده است. با توجه به چرخش ۹۰ درجه‌ای سامانه در نرم افزار نسبت به حالت قرارگیری سامانه در محیط، میدان دید ۵۰ درجه بالای افق و ۱۷- درجه در زیر افق معادل میدان دید ۳۷± تا ۱۰۷± در نرم افزار است.

به منظور دستیابی به میدان دید مورد نظر ابتدا طرح اولیه ای مطابق شکل ۱ که شامل دو آینه و یک عدسی است پیاده سازی می‌شود.



شکل۱: طرح اولیه سامانه نوری همه جهته کاتادیوپتری

به منظور سهولت در تولید سامانه نوری و کاهش هزینه‌های تولید، آینه اول و کلیه سطوح شکستی در طراحی کروی انتخاب شده‌اند. طرح اولیه دارای عیب‌های کروی و رنگی زیادی است. به منظور کاهش ابیراهی‌ها و مخصوصاً ابیراهی کروی، تک عدسی ابتدا به ۴ عدسی شکسته می‌شود و سپس برای کاهش ابیراهی رنگی عدسی پنجم به سامانه اضافه می‌گردد. سامانه بهینه شده در شکل ۲ نشان داده شده است. سطح یک، سطحی فرضی است و فقط برای نشان دادن پرتوهای ورودی به سامانه است. سطح ۲ آینه کروی و سطح شماره ۳ آینه تخت و سطوح ۴ تا ۱۲ عدسی‌های مورد استفاده را نشان می‌دهد. جنس ۳ عدسی اول N-BK7، و به منظور کاهش ابیراهی رنگی جنس عدسی چهارم و پنجم به ترتیب N-SK2 و SF4 انتخاب شده است.

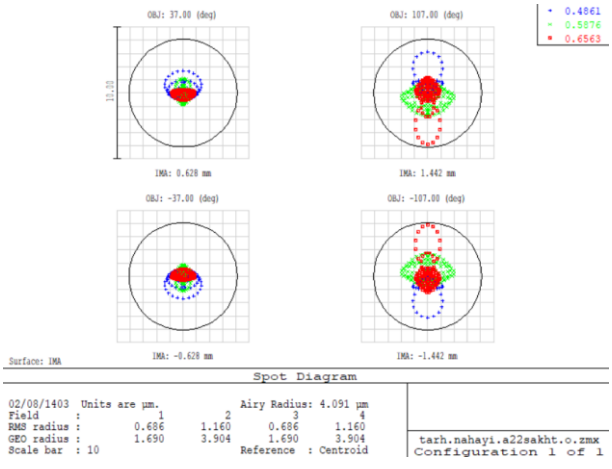



شکل۲: طرح نهایی بهینه شده سامانه نوری همه جهته کاتادیوپتری متشکل از یک آینه کروی و یک آینه تخت به همراه پنج عدسی با سطوح کروی

به منظور کاهش طول سامانه، فاصله کانونی سامانه نوری ۱ میلی متر انتخاب شده است. با توجه به شکل ۲ مشاهده می‌گردد که طول کل سامانه پس از بیهنه‌سازی حدوداً ۴۸ میلی‌متر شده است که الزامات طراحی طول ۵۰ میلی‌متر را برآورده می‌کند.

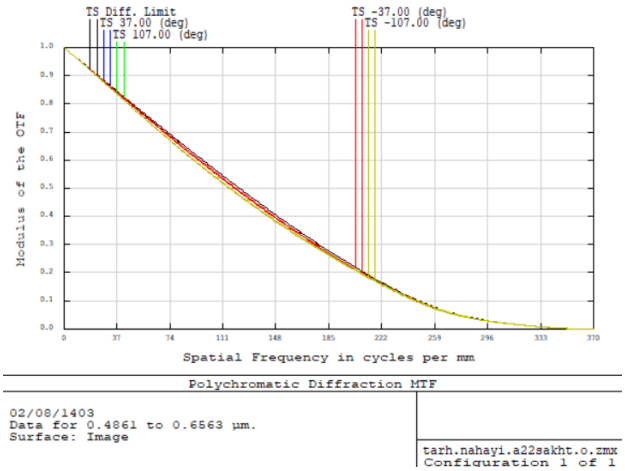
نتایج بدست آمده

در شکل ۳ اندازه لکه برای زاویه‌های ±۳۷ و ±۱۰۷ نمایش داده شده است. اندازه شعاع قرص ایری در این شکل ۴،۰۹۱ میکرومتر است و اندازه لکه پرتو در حالت هندسی و ریشه مربع میانگین آن برای زوایای حداقل و حداکثر میدان دید در داخل قرص ایری قرار گرفته‌اند که نشانگر بهینه بودن اندازه لکه پرتو است.



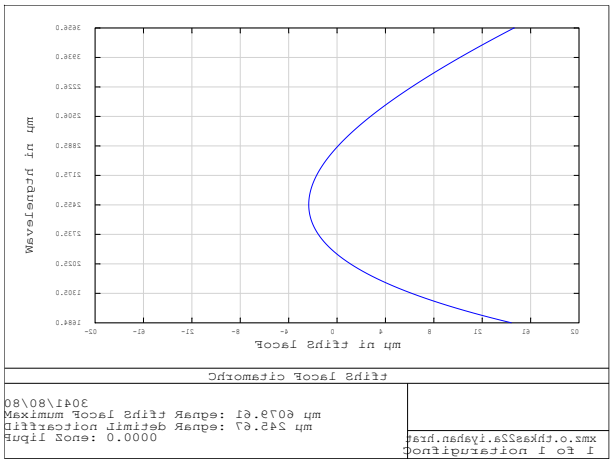

شکل۳: اندازه لکه بهینه شده در زاویه‌های ±۳۷ و ±۱۰۷ درجه

تابع انتقال مدولاسیون سامانه نوری بهینه شده در شکل ۴ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌گردد در میدان‌های ۳۷ ± و ۱۰۷± درجه، این تابع تقریباً منطبق با نمودار حد پراش است.




شکل ۴: تابع انتقال مدولاسیون سامانه نوری همه‌جهته کاتادیوپتری بهینه شده

همچنین از شکل ۳ مشاهده می‌گردد که لکه‌ی طول‌موج‌های مختلف روی هم افتاده‌اند و عیب رنگی بر طرف شده است. به منظور بررسی دقیق‌تر ابیراهی رنگی از شکل ۵ که نمودار جابجایی مکان کانون بر حسب طول موج است، کمک می‌گیریم. این شکل نشان می‌دهد که اولاً مکان کانون مربوط به طول‌موج های آبی و قرمز روی هم افتاده‌اند و به عبارت دیگر عیب رنگی مرتبه اول تصحیح شده است. دوماً حداکثر جابجایی کانون در ناحیه مرئی ۱۶/۹۷ میکرومتر است که از حد پراش که مقدار ۷۶/۵۴ میکرومتر از بسیار کوچکتر است.



شکل ۵: جابجایی مکان کانون بر حسب طول موج

## نتیجه‌گیری

سامانه نوری همه جهته کاتادیوپتری طراحی شده متشکل از یک آینه کروی و یک آینه تخت به همراه پنج عدسی با سطوح کروی است. از مزیت‌های این طرح می‌توان به تخت بودن آینه دوم و کروی بودن سطوح انحنادار اشاره نمود. این خصوصیت باعث می شود که هزینه‌های ساخت سامانه نسبت به سامانه‌هایی که از سطوح غیر کروی استفاده نموده‌اند به‌شدت کاهش یابد. از دیگر

خصوصیات این طرح کوچک و سبک بودن طرح است. طول کل سامانه نوری ۴۸،۰۶۲ میلی‌متر است. در این طرح عیب رنگی برطرف شده است و ابیراهی‌های سامانه به حداقل رسیده است بطوری که اندازه لکه زیر حد پراش و نمودار تابع انتقال مدولاسیون در تمامی زوایای میدان دید تقریباً منطبق بر حد پراش است.

## مرجع‌ها

**[1]** R. Kingslake, A History of the Photographic Lens (University of Rochester NY, USA, 1989), p. 145.

**[2]** D. Brooks, Lenses and Lens Accessories: A Photographer's Guide (Curtin & London, Marblehead, Massachusetts, USA,1982), p. 29.

**[3]** S. J. Oh and E. L. Hall, “Guidance of a mobile robot using an omnidirectional vision navigation system,” Proc. SPIE 852, 288300 (1987).

**[4]** D. G. Aliagea, I. B. Carlbom, and HARNESS DICKEY & PIERCE, “Camera model and calibration procedure for omnidirectional paraboloidal catadioptric cameras,” U.S. Patent 0004694 (2003).

**[5]** S. Thibault, M.Sc., Ph. D., “Panoramic lens applications revisited,” Proc. SPIE 7000, 70000L (2008).

**[6]** J. Parent and S. Thibault, “Tolerancing panoramic lenses,” Proc. SPIE 7433, 74330D (2009)

**[7]** NANO PHOTONICS Co., Ltd., “Panoramic mirror and imaging system using the Same,” Korea Patent 1004912710000 (2005).

**[8]** J.-H. Lee, “Omnidirectional optical lens,” Korea Patent 1012888710000 (2011).

**[9]** J. H. Jo, “Design of omnidirectional camera lens system with catadioptic system,” Proc. SPIE 8788, 98 (2013).

**[10]**

# طرحواره ساده‌ای برای تولید حالت‌های مختلف گربه‌مانند از طریق فرایندهای اپتیکی غیرخطی

**آزاده نوری، محمدکاظم توسلی**

**گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد**

**a.noury@stu.yazd.ac.ir; mktavassoly@yazd.ac.ir**

**چکیده – تولید حالت‌های غیرکلاسیکی لازمه‌ای برای دانش و فناوری‌های کوانتومی است. در این رابطه، حالت‌های گربه شرودینگر که برهم‌نهی‌های کوانتومی از حالت‌های همدوس با دامنه یکسان و فاز قرینه هستند از اهمیت بسیاری برخوردارند. در این مقاله با استفاده از یک طرحواره نظری ساده و به کمک ارتباط بین اپتیک کوانتومی و اپتیک غیرخطی، حالت‌های گربه‌مانند شرودینگر تولید شده‌اند. در واقع، با در نظر گرفتن پرتو فرودی به صورت حالت همدوس بار، همدوس چلانده، چلانده همدوس، همدوس فوتون‌افزوده و همدوس سه‌تایی، پرتوهای خروجی در حالت‌های گربه‌مانند متناظر با این حالت‌ها به دست آمده‌اند. برای دستیابی به چنین حالت‌هایی از برهم‌کنش‌های کر متقابل یا کر متقابل تعمیم‌یافته استفاده شده است.**

**کلید واژه- برهم‌کنش کر متقابل، حالت گربه شرودینگر، حالت همدوس بار.**

# A simple scheme for generation of various cat-like states via quantum nonlinear optical processes

**Azadeh Noury, Mohammad Kazem Tavassoly**
**Optics and Laser Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd**
**a.noury@stu.yazd.ac.ir; mktavassoly@yazd.ac.ir**

**Abstract- Generation of nonclassical states is a necessary requirement for quantum science and technologies. In this respect, Schrödinger cat states that are quantum superpositions of coherent states with equal amplitude and opposite phases, are of great importance. In this paper, a theoretical scheme is employed to generate cat-like states with the help of the connection between quantum and nonlinear optics. Actually, by considering the input beams as charge coherent, squeezed coherent, coherent squeezed, photon-added coherent and trio coherent states, the output beams are obtained as corresponding cat-like states. To achieve such states, cross-Kerr or generalized cross-Kerr interactions are employed .**

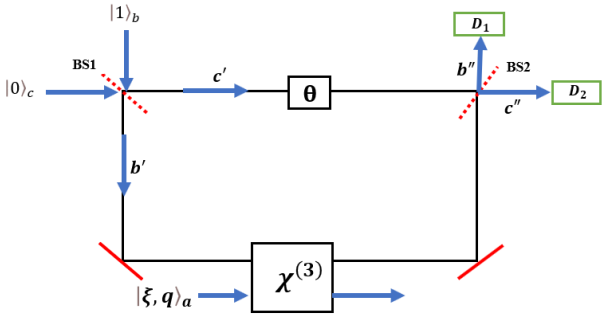
**Keywords: Cross-Kerr interaction, Schrödinger cat state, Charge coherent state.**

## مقدمه

حالت‌های گربه شرودینگر که برهم‌نهی‌های کوانتومی حالت‌های همدوس با دامنه یکسان و فاز قرینه هستند، ویژگی‌های غیرکلاسیکی قوی از خود نشان می‌دهند. این حالت‌ها که می‌توانند در فرایندهای اپتیکی غیرخطی تولید شوند شامل سه نوع هستند: حالت‌های همدوس زوج، فرد و یورک-استولر که ویژگی‌های غیرکلاسیکی متفاوتی بروز می‌دهند[۱]. با توجه به اهمیت ویژه‌ای که این حالت‌ها در اطلاعات و محاسبات کوانتومی دارند[۲, ۳]، در این مقاله با استفاده از یک تداخل‌سنج ماخ-زندر شامل یک انتقال‌دهنده فاز و یک محیط غیرخطی مرتبه سوم تعمیم‌یافته، به تولید حالت‌های گربه‌مانند متناظر با حالت همدوس بار پرداخته‌ایم. در پایان به حالت‌های مختلف گربه‌مانند دیگری که با همین طرحواره تولید شده‌اند اشاره خواهیم کرد (به علت کمبود جا به اختصار).

توصیف سامانه

هدف ما در این مقاله تولید حالت‌های گربه‌مانند بار با استفاده از طرحواره ارائه‌شده در شکل ۱ است[1].




شکل ۱: طرحواره‌ای شامل یک انتقال‌دهنده فاز، یک محیط غیرخطی مرتبه سوم تعمیم‌یافته، دو پرتوشکاف ۵۰:۵۰ و دو آشکارساز $D_1$ و $D_2$.

همان‌گونه که شکل ۱ نشان می‌دهد، پرتوهای فرودی سامانه به صورت تک‌فوتونی در مد $\hat{b}$ ، یک حالت خلأ در مد $\hat{c}$ و یک حالت همدوس بار در مد $\hat{a}$ و $\hat{d}$ هستند که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$|\xi,q\rangle_{a,d} = N\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\xi^n}{\sqrt{n!(n+q)!}}|n+q,n\rangle_{a,d}\,, \qquad (۱)$$

که در آن $N$ ثابت بهنجارش، $\xi$ یک عدد مختلط و $q$ اختلاف بین تعداد فوتون‌ها در دو مد $\hat{a}$ و $\hat{d}$ است. این حالت دومدی در معادلات ویژه‌مقداری زیر صدق می‌کند:

$$\hat{a}\hat{d}\,|\xi,q\rangle_{a,d} = \xi\,|\xi,q\rangle_{a,d}\,, \qquad (۲)$$

$$(\hat{a}^\dagger\hat{a}-\hat{b}^\dagger\hat{b})\,|\xi,q\rangle_{a,d} = q\,|\xi,q\rangle_{a,d}\,. \qquad (۳)$$

مدهای فرودی $\hat{b}$ و $\hat{c}$ پس از عبور از اولین پرتوشکاف $BS_1$ به ترتیب به $\hat{b}' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{b}+i\hat{c})$ و $\hat{c}' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{c}+i\hat{b})$ تبدیل می‌شوند. تک‌فوتون برای رسیدن به پرتوشکاف دوم $BS_2$ می‌تواند از مسیر ساعتگرد شامل یک انتقال‌دهنده فاز یا مسیر پادساعتگرد شامل یک محیط غیرخطی تعمیم‌یافته عبور کند. انتقال فاز در بازوی بالایی سامانه توسط عملگر یکانی زیر اعمال می‌شود:

$$\hat{U}_{PS}(\theta) = \exp(i\theta\hat{n}), \qquad (۴)$$

که در آن $\hat{n}$ عملگر تعداد مد میدان در بازوی بالایی تداخل‌سنج است و $\theta$ اختلاف فاز مسیرهای ساعتگرد و پادساعتگرد را نشان می‌دهد. اگر تک‌فوتون مسیر پادساعتگرد را طی کند، با عبور از محیط غیرخطی مرتبه سوم برهم‌کنش کر متقابل تعمیم‌یافته بین $|\xi,q\rangle_{a,d}$ و $|1\rangle_{b'}$ رخ می‌دهد. هامیلتونی این برهم‌کنش را به صورت زیر معرفی می‌کنیم:

$$\hat{H}_{CK} = \hbar\kappa a^\dagger a\hat{d}^\dagger\hat{d}b'^\dagger b', \qquad (۵)$$

که در آن $\kappa$ ثابت جفت‌شدگی متناسب با پذیرفتاری مرتبه سوم $\chi^{(3)}$ است. برهم‌کنش‌های کر متقابل تعمیم‌یافته در گذشته نیز مورد بررسی قرار گرفته‌اند[۴, ۵]. حالت میدان پس از عبور پرتوها از $BS_1$ به صورت زیر است:

$$|\psi_{out}\rangle_{BS_1} = |\xi,q\rangle_{a,d}\frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_{b'}|0\rangle_{c'}+i|0\rangle_{b'}|1\rangle_{c'}), \qquad (۶)$$

اولین جمله در معادله بالا نشان‌دهنده حضور فوتون در بازوی پایینی و دومین جمله بیانگر عبور آن از بازوی بالایی سامانه است. تحول زمانی حالت میدان پس از عبور از محیط مرتبه سوم با عملگر یکانی زیر نشان داده می‌شود:

$$\hat{U}_{CK}(t) = \exp(-i\kappa t a^\dagger a\hat{d}^\dagger\hat{d}b'^\dagger b'). \qquad (۷)$$

تأثیر برهم‌کنش کر متقابل تعمیم‌یافته و انتقال‌دهنده فاز بر حالت میدان به این صورت است:

$$|\kappa t,\theta\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathrm{e}^{-i\kappa t\hat{a}^{\dagger}\hat{a}\hat{d}^{\dagger}\hat{d}\hat{b}'^{\dagger}\hat{b}'}|\xi,q\rangle_{a,d}|1\rangle_{b'}|0\rangle_{c'}+i\,\mathrm{e}^{i\theta\hat{n}}|\xi,q\rangle_{a,d}|0\rangle_{b'}|1\rangle_{c'}),\quad(۸)$$

با در نظر گرفتن $\kappa t=\pi$ و $q=0$، رابطه بالا به صورت زیر در می‌آید:

$$|\pi,\theta\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|-\xi,0\rangle_{a,d}|1\rangle_{b'}|0\rangle_{c'}+i\,\mathrm{e}^{i\theta}|\xi,0\rangle_{a,d}|0\rangle_{b'}|1\rangle_{c'}).\quad(۹)$$

با عبور پرتوها از $BS_2$، مدهای $\hat{b}'$ و $\hat{c}'$ به ترتیب به $\hat{b}''=\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{b}'+i\hat{c}')$ و $\hat{c}''=\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{c}'+i\hat{b}')$ تبدیل شده و در اثر این تبدیلات، تغییرات زیر در رابطه بالا اعمال می‌شوند:

$$|1\rangle_{b'}|0\rangle_{c'}\rightarrow\frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''}+i|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''}),\quad(۱۰)$$

$$|0\rangle_{b'}|1\rangle_{c'}\rightarrow\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''}+i|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''}).\quad(۱۱)$$

با جایگذاری روابط بالا در رابطه (۹)، حالت میدان پس از عبور پرتوها از $BS_2$ به صورت زیر به دست می‌آید:

$$|\psi_{out}\rangle_{BS_2}=\frac{1}{2}(|-\xi,0\rangle_{a,d}-\mathrm{e}^{i\theta}|\xi,0\rangle_{a,d})|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''}+\frac{i}{2}(|-\xi,0\rangle_{a,d}+\mathrm{e}^{i\theta}|\xi,0\rangle_{a,d})|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''}.\quad(۱۲)$$

با انتخاب $\theta=\pi$ در رابطه (۱۲) به نتیجه زیر می‌رسیم:

$$|\psi_{out}(\pi)\rangle_{BS_2}=\frac{1}{2}(|\xi,0\rangle_{a,d}+|-\xi,0\rangle_{a,d})|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''}-\frac{i}{2}(|\xi,0\rangle_{a,d}-|-\xi,0\rangle_{a,d})|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''}.\quad(۱۳)$$

جمله اول در رابطه (۱۳) نشان می‌دهد که اگر تک‌فوتون توسط $D_1$ آشکارسازی شود، پرتو خروجی در حالت همدوس بار زوج است و اگر توسط $D_2$ آشکارسازی شود، پرتو خروجی در حالت همدوس بار فرد است.

حال اگر در رابطه (۱۲)، $\theta=\frac{\pi}{2}$ انتخاب شود، حالت میدان پس از عبور پرتوها از پرتوشکاف دوم $BS_2$ به صورت زیر خواهد بود:

$$\left|\psi(\frac{\pi}{2})\right\rangle_{BS_2}=-\frac{i}{2}(|\xi,0\rangle_{a,d}+i|-\xi,0\rangle_{a,d})|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''}-\frac{1}{2}(|\xi,0\rangle_{a,d}-i|-\xi,0\rangle_{a,d})|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''}.\quad(۱۴)$$

جمله اول در رابطه (۱۴) بیانگر آن است که اگر آشکارسازی تک‌فوتون توسط $D_1$ انجام شود، پرتو خروجی در حالت همدوس بار یورک-استولر $-\frac{i}{2}(|\xi,0\rangle_{a,d}+i|-\xi,0\rangle_{a,d})$ است. اما اگر این آشکارسازی توسط $D_2$ رخ دهد، پرتو خروجی در حالت همدوس بار یورک-استولر $-\frac{1}{2}(|\xi,0\rangle_{a,d}-i|-\xi,0\rangle_{a,d})$ است.

به همین روش و با استفاده از طرحواره شکل ۱ موفق به تولید حالت‌های گربه‌مانند متناظر با حالت‌های همدوس چلانده، چلانده همدوس، همدوس فوتون‌افزوده و همدوس سه‌تایی نیز شده‌ایم که در این مقاله مجالی برای توضیح آن‌ها نیست. برای مثال، در ادامه حالت‌های گربه‌مانند تولیدشده متناظر با حالت‌های همدوس چلانده،

$$|\psi_{SC,out}(\pi)\rangle_{BS_2}=\frac{1}{2}(|\alpha,\xi\rangle_a+|-\alpha,\xi\rangle_a)|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''}-\frac{i}{2}(|\alpha,\xi\rangle_a-|-\alpha,\xi\rangle_a)|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''},\quad(۱۵)$$

$$\left|\psi_{SC,out}(\frac{\pi}{2})\right\rangle_{BS_2}=-\frac{i}{2}(|\alpha,\xi\rangle_a+i|-\alpha,\xi\rangle_a)|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''}-\frac{1}{2}(|\alpha,\xi\rangle_a-i|-\alpha,\xi\rangle_a)|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''},\quad(۱۶)$$

و چلانده همدوس،

$$|\psi_{CS,out}(\pi)\rangle_{BS_2}=\frac{1}{2}(|\xi,\alpha\rangle_a+|\xi,-\alpha\rangle_a)|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''}-\frac{i}{2}(|\xi,\alpha\rangle_a-|\xi,-\alpha\rangle_a)|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''},\quad(۱۷)$$

$$\left|\psi_{CS,out}(\frac{\pi}{2})\right\rangle_{BS_2} = -\frac{i}{2}(|\xi,\alpha\rangle_a + i|\xi,-\alpha\rangle_a)|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''} - \frac{1}{2}(|\xi,\alpha\rangle_a - i|\xi,-\alpha\rangle_a)|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''}, \quad (۱۸)$$

به دست آمده معرفی شده است. لازم به ذکر است که در محاسبات حالت‌های گربه‌مانند متناظر با حالت‌های همدوس چلانده، چلانده همدوس و همدوس فوتون‌افزوده از برهم‌کنش کر متقابل معمولی و در تولید حالت‌های گربه‌مانند متناظر با حالت‌های همدوس بار و سه‌تایی از برهم‌کنش کر متقابل تعمیم‌یافته استفاده شده است.

## نتیجه‌گیری

با توجه به کاربردهای فراوان حالت‌های گربه شرودینگر در دانش و فناوری‌های کوانتومی، تاکنون تلاش‌های بسیاری برای تولید این حالت‌های غیرکلاسیکی میدان الکترومغناطیسی صورت گرفته است[۶, ۷]. حالت‌های گربه‌مانند تولیدشده در این مقاله در گذشته نیز به روش‌های متفاوتی تولید شده‌اند. در این مقاله، با استفاده از یک طرحواره نظری ساده که در آزمایشگاه‌های اپتیک کوانتومی امروزه به راحتی قابل آماده‌سازی است موفق به تولید حالت‌های گربه‌مانند بار شدیم. در سامانه شکل ۱، با عبور پرتوهای فرودی در حالت $|1\rangle_b$ و $|0\rangle_c$ از پرتوشکاف اول، یک حالت درهم‌تنیده تولید می‌شود. این حالت تحت تأثیر انتقال‌دهنده فاز و برهم‌کنش کر متقابل تعمیم‌یافته قرار گرفته و سپس از پرتوشکاف دوم عبور می‌کند. محاسبات ما نشان می‌دهد که پرتوهای خروجی سامانه مذکور در حالت‌های گربه‌مانند متناظر با حالت‌های همدوس چلانده، چلانده همدوس، همدوس فوتون‌افزوده، بار و سه‌تایی هستند.

## مرجع‌ها

**[1]** [1] C. C. Gerry and P. L. Knight, *Introductory quantum optics* (Cambridge university press, 2023).

**[2]** [2] M. Bergmann and P. van Loock, Quantum error correction against photon loss using multicomponent cat states, Physical Review A, **94**(4), p. 042332 (2016).

**[3]** [3] S.-W. Lee and H. Jeong, Near-deterministic quantum teleportation and resource-efficient quantum computation using linear optics and hybrid qubits, Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics, **87** (2), p. 022326 (2013).

**[4]** [4] H. Solki, A. Motazedifard and M. H. Naderi, Improving photon blockade, entanglement, and mechanical-cat-state generation in a generalized cross-Kerr optomechanical circuit, Physical Review A, **108** (6), p. 063505 (2023).

**[5]** [5] Y. Guo, Multi-mode cross-Kerr interaction and three-qubit all-optical logic gates in a triple electromagnetically induced transparency system, The European Physical Journal D, **67**, p. 1-7 (2013).

**[6]** [6] R. de J León-Montiel and H. Moya-Cessa, *Generation of squeezed Schrödinger cats in a tunable cavity filled with a Kerr medium*, Journal of Optics, **17** (6), p. 065202 (2015).

**[7]** [7] S. L. Chao, B. Xiong and L. Zhou, *Generating a Squeezed-Coherent-Cat State in a Double-Cavity Optomechanical System*, Annalen der Physik, **531** (11), p. 1900196 (2019).

# وابستگی تولید هارمونیک مرتبه دوم به قطبش نور تابشی در نانوذرات هسته پوسته پلاسمون دی‌الکتریک

**نعمت‌اله جعفری، فاطمه پیمانی، علی بهاری**
**گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه لرستان، خرم‌آباد، ایران**
**jafary_68@yahoo.com, f.peymani1992@gmail.com, alibahari2@yahoo.com**

**چکیده – در این پژوهش، پدیده تولید هارمونیک مرتبه دوم (SHG) برای یک نانوکره هسته-پوسته (CS) متشکل از مواد پلاسمونی (طلا) و دی‌الکتریک ضریب شکست بالا (سیلیکون) بررسی شده است. با محاسبه پاسخ نوری خطی نانوکره CS، فرکانس تشدیدی مشخص شده است که افزایش و محدودشدگی میدان¬های الکترومغناطیسی در این فرکانس بسیار قوی می¬باشد. سپس پدیده SHG در فرکانس دو برابری این فرکانس تشدیدی محاسبه شده است. در نهایت، بررسی اثر قطبش نور فرودی بر توزیع و شدت SHG، نشان می‌دهد که با تغییر زاویه قطبش نور فرودی، بازده و توزیع هارمونیک مرتبه دوم قابل کنترل می-باشد. علاوه بر این، در قطبش خطی، به دلیل هم‌راستایی تشدیدهای پلاسمونی سطحی، پدیده SHG دارای بازده بیشتری می‌باشد. نتایج این کار می‌تواند به طور قابل توجهی به بهبود ابزارهای نوری مانند نانوحسگرها کمک کند.**

**کلید واژه- پدیده‌های نوری غیرخطی، تشدیدهای پلاسمونی سطحی، تولید هارمونیک مرتبه دوم، روش عناصر محدود، قطبش امواج الکترومغناطیسی.**

# Dependence of Second Harmonic Generation on the Polarization of the Radiation Light in Core-Shell Plasmonic-Dielectric Nanoparticles

**Neamat A. Jafari, Fatemeh Peymani, Ali Bahari**
**Department of Physics, Faculty of Science, Lorestan University, Khoram-abad, Iran**

**jafary_68@yahoo.com, f.peymani1992@gmail.com, alibahari2@yahoo.com**

**Abstract- In this research, the phenomenon of second-harmonic generation (SHG) is investigated for a core-shell (CS) nanosphere composed of plasmonic (Au) and high refractive index dielectric (Si) materials. By calculating the linear optical response of the CS nanosphere, the resonance frequency is determined that the enhancement and confinement of electromagnetic fields are extreme in this frequency. Finally, investigating the effect of the incident light polarization on the distribution and intensity of the SHG shows that the efficiency and distribution of the second-harmonic are controllable by changing the angle of the incident light polarization. Moreover, in linear polarization, the SHG phenomenon has more efficiency due to the alignment of surface plasmon resonances. The results of this work can significantly contribute to improving optical devices such as nano-sensing.**

**Keywords: Nonlinear optical phenomena, surface plasmon resonances, second-harmonic generation, finite element.**

## مقدمه

یکی از پدیده‌های بسیار پرکاربرد نور غیرخطی، تولید هارمونیک مرتبه دوم (SHG) می‌باشد که شامل تبدیل دو فوتون با فرکانس نور اولیه به یک فوتون با فرکانس دو برابری می‌شود. در مقیاس ماکروسکوپی پدیده SHG اغلب با استفاده از بلورهای غیرخطی با خاصیت غیرخطی بالا مانند KDP بررسی می‌شود [۱]. اما در مقیاس نانو، به‌کارگیری این بلورها به دلیل اندازه بزرگ آنها تقریباً غیرممکن می‌باشد. ازجمله ساختارهایی که در مقیاس نانو به علت خواص نوری منحصربه‌فردشان توانسته منجر به پدیده SHG با بازده معقول شود، نانوساختارهای ترکیبی پلاسمون-دی‌الکتریک می‌باشند. این نانوساختارها، با به‌کارگیری همزمان افزایش میدان-های الکترومغناطیسی در سطح مواد پلاسمونی به علت تشدیدهای پلاسمونی سطحی (SPRs) و همچنین خاصیت غیرخطی بالای مواد دی‌الکتریک با ضریب شکست بالا مانند سیلیکون باعث SHG با بازده معقول می‌شوند [2]. از طرفی دیگر، خواص تشدیدی این نانوساختارها نسبت به تغییرات هندسی و تغییرات میدان‌های الکترومغناطیسی نور تابشی بسیار حساس بوده و به راحتی می‌توان این خواص تشدیدی را برای طول‌موج‌های کاربردی مختلف در گستره‌های مرئی و فروسرخ نزدیک تنظیم نموده و به SHG با بازده معقول و کاربردهای خاص دست یافت.

ازآنجاکه در نانوساختارها به علت ابعاد زیرطول‌موج آنها، توزیع و شدت هارمونیک مرتبه دوم (SH) تابع خواص نور فرودی می‌باشد، لذا با کنترل و تغییر قطبش نور اولیه می‌توان انتظار تغییر شدت و نحوه توزیع SH را داشت. بر همین اساس، در این پژوهش با استفاده از روش عددی عناصر محدود به بررسی و شبیه‌سازی پدیده SHG از یک نانوکره CS پلاسمون-دی‌الکتریک ساخته شده از طلا و سیلیکون پرداخته شده است. ابتدا با مقایسه نتایج به‌دست‌آمده با کارهای انجام‌شده قبلی از درستی روش عددی به کار گرفته شده اطمینان حاصل شده است. سپس با تغییر قطبش نور فرودی، رفتار SH بررسی شده است. جهت مشاهده این رفتار، تغییرات بازده پدیده SH برحسب تغییر قطبش نور فرودی محاسبه و بررسی شده است.

## مدل تئوری

بر طبق روابط تئوری و نتایج آزمایشگاهی، بازده اثرات غیرخطی با بزرگی یا شدت میدان الکتریکی رابطه مستقیم دارد [۳]. بنابراین، نانوذارت ترکیبی پلاسمونی-دی‌الکتریک به دلیل دارا بودن پاسخ نوری خطی تشدیدی می‌توانند باعث افزایش شدت میدان‌های الکترومغناطیسی در مرزهای خود شده که این خاصیت می‌تواند جهت افزایش بازده پدیده SHG به کار گرفته شود. جهت دست‌یابی به پاسخ طیفی خطی نانوذره، ابتدا با استفاده از روش میدان کل/میدان پراکنده [۴]، سطح مقطع‌های پراکندگی، جذب و خاموشی برحسب طول‌موج نور فرودی محاسبه شده و به دنبال آن فرکانس تشدیدی مورد نظر تعیین شده است.

به‌طورکلی برای موج انتشاری در راستای محور z، قطبش به‌صورت زیر تعریف می‌شود [۵]:

$$E(\omega) = E_x e^{-i(\omega t + k_0 z)}\hat{x} + E_y e^{-i(\omega t + k_0 z + \varphi)}\hat{y} \quad (۱)$$

که $E_x$، $k_0$، $\omega$ به ترتیب دامنه، بردار موج و فرکانس زاویه‌ای موج تابشی هستند و $\varphi$ اختلاف فاز بین دو مؤلفه میدان الکتریکی تابشی می‌باشد. در صورت برابری دامنه‌های دو مؤلفه x و y، به ازای $\varphi = \pm\pi/2$ موج دارای قطبش دایروی خواهد بود.

آشکار است که در تقریب دوقطبی، موادی مانند طلا و سیلیکون به دلیل داشتن خواص تقارن مرکزی توانایی تولید اثرات مرتبه دوم را در حجم خود ندارند و مقدار پذیرفتاری غیرخطی حجمی آنها صفر می‌باشد. بنابراین، تنها راه ایجاد این اثرات، شکستن این تقارن می‌باشد. در سطح مواد به دلیل بعد نامتقارن اتمی، این خاصیت تقارنی شکسته شده که باعث ایجاد یک قطبش سطحی مرتبه دوم می‌شود که به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$P_i(2\omega) = \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(s)}(\omega,\omega,2\omega) : E_j(\omega) * E_k(\omega) \quad (۲)$$

که $\chi_{ijk}^{(s)}$ تانسور پذیرفتاری سطحی مرتبه دوم است. این تانسور در مواد همسانگرد تنها دارای سه جمله $\chi_{vvv}$، $\chi_{pvp}$ و $\chi_{ppv}$ می‌باشد. توجه شود که اندیس p و v به ترتیب معادل بردار یکه موازی سطح و عمود بر آن هستند. بر اساس مقدار اندازه‌گیری شده، این مؤلفه‌ها برای سیلیکون و فلزات نجیب، جمله $\chi_{vvv}$

بیشترین تأثیر را در SHG داشته و تنها با به‌کارگیری آن، نتایج به‌دست‌آمده تقریباً با نتایج آزمایشگاهی در توافق می‌باشند [۶]. بر همین اساس، در اینجا تنها این مؤلفه برای SHG در نظر گرفته شده است. بنابراین، رابطه نهایی قطبش به‌صورت زیر بیان می‌شود:

$$P_\nu(2\omega)=\varepsilon_0\chi^{(s)}_{\nu\nu\nu}(\omega,\omega,2\omega)E^2_\nu(\omega)\delta(r-R) \quad (۳)$$

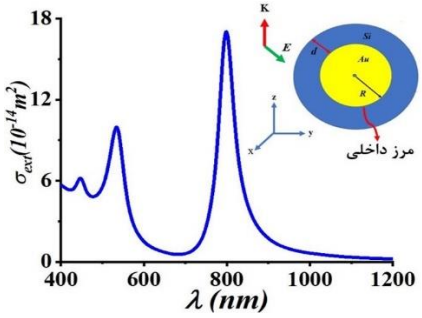
که $E_\nu$ مؤلفه عمود بر سطح میدان الکتریکی می‌باشد. توجه شود که تابع دلتای کرونکر تأکید می‌کند که این قطبش غیرخطی تنها در مرزها وجود دارد. آشکار است که این قطبش مرتبه دوم سطحی یک منبع محلی بوده و نمی‌توان به روش معمول آن را در معادله موج غیرخطی برای بررسی عددی به کار برد. بر طبق شرایط مرزی تعمیم‌یافته، این قطبش مرتبه دوم یک جریان سطحی و به دنبال آن یک ناپیوستگی در مؤلفه‌های مماسی میدان الکتریکی در مرز به وجود می‌آورد. با الهام از مدل ارائه شده توسط هاینز و سایپ، شرایط مرزی تعمیم‌یافته به علت حضور این جریان سطحی به‌صورت زیر بیان شده است [۷]:

$$\Delta E_t(2\omega)=-\frac{1}{\varepsilon_{bg}}\nabla_t P_\nu(2\omega) \quad (۴)$$

که $\Delta E_t$ تفاضل مؤلفه‌های مماسی میدان الکتریکی در سطح، $\varepsilon_{bg}$ ثابت دی‌الکتریک محیط پس‌زمینه، $\nabla_t$ مؤلفه مماسی عملگر برداری مشتق و $P_\nu$ مؤلفه عمودی قطبش غیرخطی در مرز مشترک دو محیط (معادله ۳) می‌باشد. سرانجام با استفاده از مهارت فرمول‌بندی ضعیف در روش عناصر محدود می‌توان از این شرایط مرزی جهت توصیف پدیده‌های مرتبه دوم نوری در مواد تقارن مرکزی بهره برد.

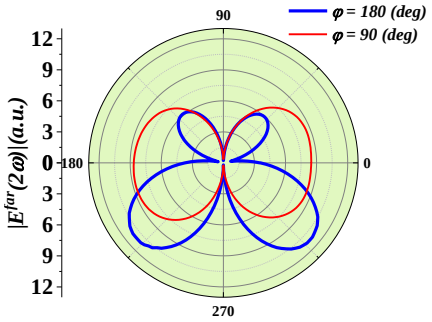
## نتایج و بحث

با توجه به شکل (۱)، نانوذره مورد بررسی یک نانوکره CS با هسته‌ای از طلا و پوسته‌ای سیلیکونی می‌باشد. موج تابشی اولیه یک موج تخت است که در راستای محور z انتشار یافته و میدان الکتریکی آن دارای قطبش در صفحه xy است.




شکل ۱: سطح مقطع خاموشی برحسب طول‌موج نور فرودی. شکل داخلی، طرح کلی نانوکره CS بوده و بردارهای سمت چپ پایین (بالای) آن، دستگاه مختصات (راستای انتشار و جهت قطبش موج اولیه) را نشان می‌دهند.

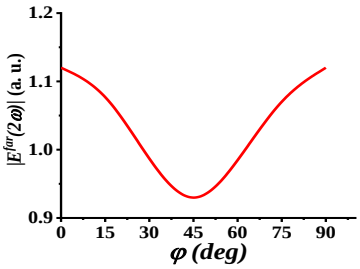
با توجه به معادله (۳) فاکتور بزرگی میدان الکتریکی پرتو تابشی به‌طور مستقیم در بازده SHG مؤثر می‌باشد. از طرفی، بر اساس پاسخ طیفی خطی این نانوکره (شکل (۱))، با ابعاد هندسی $R=50nm,\ d=23nm$ یک طول‌موج تشدیدی در ناحیه فروسرخ نزدیک $\lambda=800nm$ مشاهده می‌شود که دلیل آن تشدیدهای پلاسمون سطحی ناشی از دوقطبی‌های الکتریکی، مغناطیسی و همچنین چرخشی است. لذا محاسبات مربوط به SHG تنها برای فرکانس دو برابر این فرکانس تشدیدی انجام شده است. توجه شود که صحت روش شبیه‌سازی در کار قبلی [۶] با مقایسه نتایج به‌دست‌آمده با کارهای انجام‌شده در [۸] نشان داده شده است.




شکل ۲: توزیع قطبی بزرگی $E(2\omega)$ در ناحیه دور. نمودار آبی رنگ مربوط به قطبش خطی در راستای y است که با نتایج کارهای قبلی [۸] هم‌خوانی دارد. نمودار قرمز نشان‌دهنده قطبش دایروی است که نمایانگر تشدید متقارن پلاسمون سطحی در دو راستای x و y است.

جهت بررسی اثرات قطبش اولیه بر توزیع و بازده پدیده SHG، نحوه رفتار SH با تغییر اختلاف فاز بررسی شده است. با توجه به نمودارهای شکل (۲) و (۳)، توزیع بزرگی میدان الکتریکی SH، یعنی $E(2\omega)$ تابع اختلاف فاز بوده و نسبت به تغییرات آن بسیار

حساس می‌باشد. از طرفی دیگر، با توجه به بزرگی $E(2\omega)$ در ناحیه دور که برحسب اختلاف فاز محاسبه شده، این نتیجه به‌دست‌آمده که بازده این پدیده در قطبش خطی نسبت به قطبش دایروی یا بیضوی بیشتر است. دلیل این امر را می‌توان هم‌راستا بودن تشدیدهای پلاسمون سطحی در حالت قطبش خطی معرفی کرد.




شکل ۳: نمودار بزرگی $E(2\omega)$ در میدان دور برحسب اختلاف فاز قطبش نور تابشی. همان‌طور که مشخص است، در زاویه‌های $0$ و $90$ درجه که قطبش خطی می‌باشد، این کمیت دارای مقادیر یکسانی بوده که علت آن به تقارن نانوکره برمی‌گردد.

## نتیجه‌گیری

در این پژوهش، نحوه شبیه‌سازی پدیده SHG از نانوذارت هسته-پوسته پلاسمونی-دی‌الکتریک با استفاده از روش عددی عناصر محدود توضیح داده شد. با مقایسه این نتایج با کارهای قبلی انجام شده صحت روش انجام کار تائید شده است. سرانجام وابستگی پدیده SHG به قطبش پرتو تابشی بررسی و نشان داده شده است که با استفاده از تغییر زاویه قطبش نور اولیه می‌توان بازده و نحوه توزیع هارمونیک مرتبه دوم را کنترل نمود. از نتایج این پژوهش می‌توان جهت بهبود ابزارهای نوری مانند نانوحسگرها، نانولیزرها و همچنین در بررسی ساختار مواد در مقیاس نانو بهره برد.

## مرجع‌ها

**[1]** R .W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Fourth Edition, Academic Press, 2020.

**[2]** J. Shi et al, “Efficient Second Harmonic Generation in a Hybrid Plasmonic Waveguide by Mode Interactions”, Nano Lett., Vol. 19, No. 6, pp. 3838-3845, 2019.

**[3]** N. C. Panoiu, et al., “Nonlinear optics in plasmonic nanostructures”, J. Opt., Vol. 20, No. 8, pp. 083001, 2018.

**[4]** U. Inan, R. Marshall, Numerical Electromagnetics: The FDTD Method, Cambridge, 2011.

**[5]** W. Greiner: *Classical Electrodynamics*, Springer, New York, 1998.

**[6]** Neamat A. Jafari, Ali Bahari, “Optimization of second harmonic generation in Au/Si core-shell nanoparticles”, Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications, Vol. 47, pp. 100972, 2021.

**[7]** K. N. Reddy, et al., “Revisiting the Boundary Conditions for Second-Harmonic Generation at Metal-Dielectric Interfaces”, J. Opt. Soc. B., Vol. 34, No. 9, pp. 1824-1832, 2017.

**[8]** Z.J. Yang, et al., “Efficient second-harmonic generation in gold–silicon core shell nanostructures”, Opt. Express, Vol. 26, No. 5, pp. 5835-5844, 2018.

# بررسی خودکانونی تابش لیزر پالسی هرمیت- گوسی در پلاسمای کم چگال

**مصطفی صادق زاده، داود رئوفی**

**گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بوعلی سینا، همدان، ایران**

**d_raoufi@yahoo.com m.sadeghzadeh2012@gmail.com,**

**چکیده – این مقاله به بررسی خود کانونی لیزری هرمیت- گوسی از حیث قدرت و فاصله انتشار در پلاسمای کم چگال پرداخته شده است. نتایج نشان می‌دهد در حالتی که دامنه میدان لیزری بدون تغییر در نظر گرفته شود با افزایش تابع هرمیت s از ۰ به ۱ و بالاتر شاهد افزایش در قدرت خودکانونی لیزری و همچنین کاهش فاصله انتشار در پلاسما بوده است. از طرفی با ثابت در نظر گرفتن تابع هرمیتی s و با افزایش دامنه میدان لیزری شاهد افزایش در قدرت خودکانونی لیزری و همچنین کاهش فاصله انتشار در پلاسما بوده است.**

**کلید واژه- خودکانونی، لیزر پالسی هرمیت- گوسی، شدت لیزر، فرکانس پلاسما.**

# Investigation of self-focusing of the Hermit-Gaussian laser pulse radiation in under dense plasma

**Mostafa Sadeghzadeh, Davood Raoufi**
**Physics department, Faculty of Basic Sciences, Bu-Ali Sina University, Hamedan, Iran;**
**m.sadeghzadeh2012@gmail.com, d_raoufi@yahoo.com**

**Abstract- The paper investigated the phenomena of self-focusing power and propagation distance of self-focusing in underdense plasma using Hermit-Gaussian laser pulse. In our research, we revealed that the self-focusing is stronger and propagation distance of self-focusing decreases as the Hermit mode indexed value increases from 0 to 1 and higher, regardless of Initial amplitude of electric field of Hermit-Gaussian. In other condition, we observed that the self-focusing is stronger and propagation distance of self-focusing decreases as the Initial amplitude of electric field of Hermit-Gaussian increases, by keeping fixed of Hermit mode indexed value.**

**Keywords: Self-focusing, Hermit-Gaussian laser pulse, Laser intensity, Plasma frequency.**

## مقدمه

برهم‌کنش‌های تابش‌های الکترومغناطیسی شدت بالا با پلاسما باعث به وجود آمدن اثرهای غیرخطی اپتیکی می‌شود. پدیده خودکانونی(*Self-focusing*) تابش لیزر یکی از مهم‌ترین اثرات غیرخطی اپتیکی می‌باشد که این مهم به دلیل کاربردهایش در برهم‌کنش لیزر- پلاسما می‌باشد. خودکانونی تابش لیزرهای پرشدت و توان بالا باعث کاهش واگرایی پراش پرتو در محیط پلاسما می‌شود[۱]. در حالت کلی خودکانونی تابش لیزر به ویژگی های محیط و پهنای پالس لیزر وابسته می باشد.

مدل سازی معادلات برای شبیه سازی عددی

برای بررسی پدیده خودکانونی لیزری در پلاسما ابتدا به سراغ معادلات ماکسول می رویم که به صورت زیر می‌باشد:

باشد:

$$\vec{\nabla}\times\vec{B}=\frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t}-\frac{4\pi e}{c}n_e v \qquad (۱)$$

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E}=4\pi e(n_e-n_{0e}) \qquad (۲)$$

برای امواج الکترومغناطیسی لیزری پارامتر پتانسیل برداری A به صورت رابطه $\vec{B}=\vec{\nabla}\times\vec{A}$ و پتانسیل اسکالر $\varphi$ با رابطه $\vec{E}=-\nabla\varphi-\frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t}$ تعریف می‌شوند که $e$، $n_e$ و $v$ به ترتیب بار الکترون، چگالی الکترونی اختلالی و سرعت الکترون می‌باشند. معادلات دینامیکی حاکم بر محیط پلاسما به صورت رابطه زیر می‌باشند.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t}+\vec{\nabla}.(\frac{n_e P}{\gamma m})=0 \qquad (۳)$$

$$\frac{\partial\vec{P}}{\partial t}+\vec{v}.\vec{\nabla}(P)=-e\left[\vec{E}+\frac{1}{c}\vec{v}\times\vec{B}\right] \qquad (۴)$$

کمیت $\gamma$ معرف فاکتور نسبیتی که با رابطه $\gamma=(1-\frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$ نشان داده می‌شود. با معرفی کمیت‌های بدون بعد (نرمالیزه) از جمله: $\beta=\frac{v}{c}$، $n=\frac{n_e}{n_{0e}}$، $a=\frac{eA}{mc^2}$ و $\phi=\frac{e\varphi}{mc^2}$ که کمیت $\beta$ بیانگر نسبت سرعت‌ها، $n$ چگالی الکترونی پلاسما، $a$ شدت میدان لیزری، $\phi$ پتانسیل اسکالر (پتانسیل امواج عقبه(*Wakefield*)) می‌باشد. با تعریف کمیت های ذکر شده و قرار دادن این کمیت ها در معادلات (۱) تا (۴) و همچنین فرضیه‌هایی جهت ساده‌تر نمودن حل مساله در نظر گرفته می‌شود که اولا انتشار امواج پالسی لیزر هرمیت- گوسی در راستای z دستگاه مختصات دکارتی در نظر گرفته می شود. دوما تغییرات مکانی میدان‌های لیزری فرودی در پلاسما در دستگاه مختصات دکارتی با رابطه $\xi=\left(z-\upsilon_g t\right)$ و از طرفی با اعمال تقریب *WKB* دو معادله دیفرانسیلی مرتبه دوم کوپل شده به دست می‌آید که به صورت رابطه (۵) و (۶) می‌باشد.

$$\frac{d^2a}{d\xi^2}+\omega^2 a=$$
$$\left(\frac{(\beta_g)^2}{\left(\sqrt{1+(a_0)^2}+\phi\right)^2-(1-(\beta_g)^2)^2\left(1+a^2\right)}\right)^{\frac{1}{2}}\times$$
$$\frac{a}{1-(\beta_g)^2} \qquad (۵)$$

$$\frac{d^2\phi}{d\xi^2}=\left(\frac{\beta_g}{1-(\beta_g)^2}\right)\times$$
$$\left(\left(\sqrt{1+(a_0)^2}+\phi\right)^2-(1-(\beta_g)^2)\left(1+a^2\right)\right)^{\frac{-1}{2}}\times$$
$$\left(\sqrt{1+(a_0)^2}+\phi\right)-\frac{1}{1-(\beta_g)^2} \qquad (۶)$$

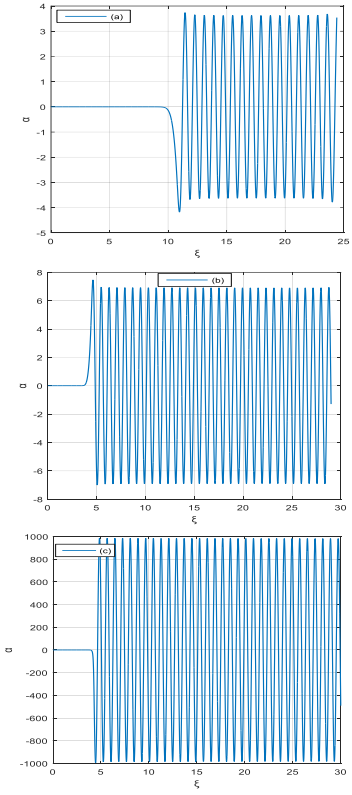
کمیت $a_0$ نمایانگر شدت اولیه لیزر هرمیت- گوسی فرودی به محیط پلاسما می‌باشد که رابطه آن با میدان الکتریکی لیزر فرودی به صورت رابطه (۷) می‌باشد:

$$a_0=\frac{e\left|\vec{E}\right|}{m\omega_0 c} \qquad (۷)$$

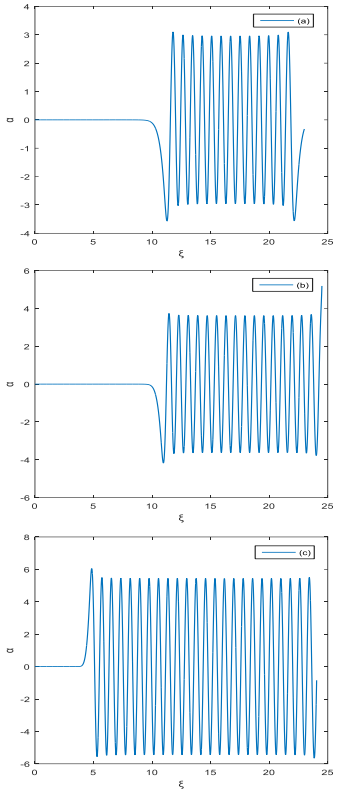
از طرفی میدان الکتریکی برداری لیزر پالسی هرمیت-گوسی به صورت رابطه (۸) می‌باشد که در این رابطه پارامترهای $E_0$، $L$، $r_0$ و $S$ به ترتیب بیانگر دامنه میدان الکتریکی لیزر، طول پالس لیزر، قطر کمر باریکه لیزر و شاخص مد چند جمله‌ای هرمیت که مقادیر $S$ شامل ۰، ۱، ۲ و ... می‌باشد[۲].

$$\vec{E} = \hat{x}E_0 \exp(-\frac{(\xi - \frac{L}{2})^2}{r_0^2}) \times H_s\left[\frac{\sqrt{2}(\xi - \frac{L}{2})}{r_0}\right]; 0 \le \xi \le L \quad (۸)$$

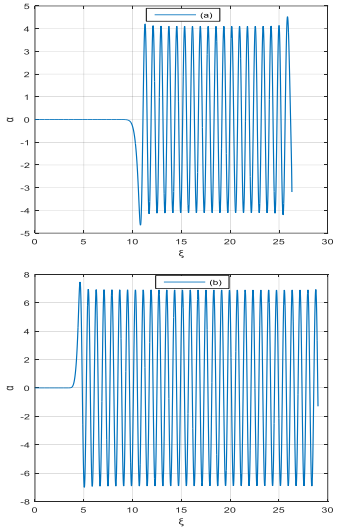
کمیت‌های $\omega$ و $\beta_g$ در معادلات (۵) و (۶) به ترتیب بیانگر نسبت فرکانس پلاسما به فرکانس لیزر فرودی $\omega = \frac{\omega_0}{\omega_p}$ و نسبت‌سرعت‌گروه به سرعت نور $\beta_g = \frac{v_g}{c} = (1 - (\frac{\omega_p}{\omega_0})^2)^{\frac{1}{2}}$ می‌باشد. با حل عددی دو معادله (۵) و (۶) می‌توانیم به تغییرات مکانی شدت میدان‌های لیزری هرمیت-گوسی و همچنین خودکانونی از حیث قدرت و فاصله انتشار آن در پلاسما پی ببریم.

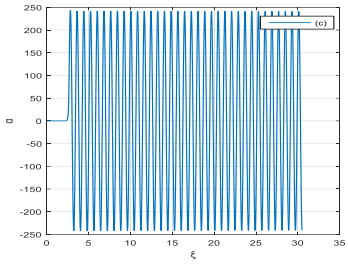



شکل ۱: تغییرات شدت میدان لیزری بر حسب مکان در حالت (a) s=0 ، s=1 (b) و s=2 (c)

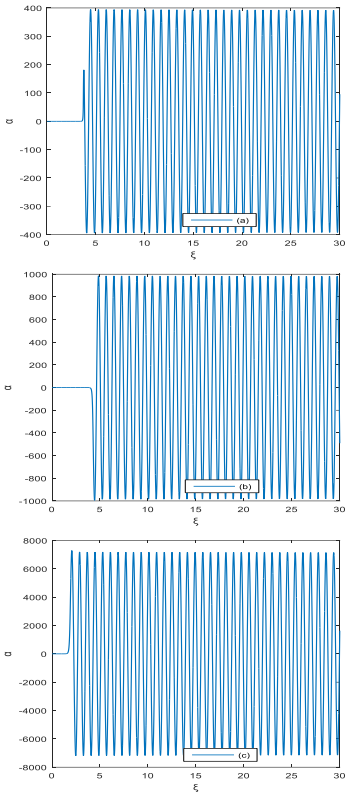



شکل ۲: تغییرات شدت میدان لیزری با تابع هرمیتی s=0 بر حسب مکان در حالت (a) E0 =2.15، (b) E0 =4.30 و(c) E0 =8.60






شکل ۳: تغییرات شدت میدان لیزری با تابع هرمیتی s=1 بر حسب مکان در حالت (a) E0 =2.15، (b) E0 =4.30 و(c) E0 =8.60




شکل ۴: تغییرات شدت میدان لیزری با تابع هرمیتی s=2 بر حسب مکان در حالت (a) E0 =2.15، (b) E0 =4.30 و(c) E0 =8.60

در این مقاله پارامتر طول پالس لیزر $L$، قطر کمر باریکه لیزر $r_0$ ، فرکانس لیزر $\omega_0$، فرکانس پلاسما $\omega_p$ و طول موج لیزر به ترتیب برابر ۴۸/۱۰ میکرومتر، ۳۳/۷۴ میکرومتر، ۱۷۸ تراهرتز، ۲۵ تراهرتز و ۱۰/۶ میکرومتر در نظر گرفته شده است. در شکل (۱) تغییرات شدت میدان لیزری بر حسب مکان در سه حالت تابع هرمیتی ۰، ۱ و ۲ که $E_0$ برابر ۴/۳۰ ولت بر متر می‌باشد. در شکل (۲)، (۳) و (۴) تغییرات شدت میدان لیزری بر حسب مکان در سه حالت دامنه میدان لیزری متفاوت ۲/۱۵، ۴/۳۰ و ۸/۶۰ ولت بر متر که به ترتیب برای تابع هرمیتی *s=0*، *s=1* و *s=2* می‌باشد.

نتیجه‌گیری

خودکانونی لیزری در حالت ثابت بودن دامنه میدان لیزری فرودی به پلاسما با افزایش تابع هرمیتی s از ۰ به ۱ و از ۱ به ۲ از حیث قدرت رو به افزایش و از حیث فاصله انتشار در کمترین فاصله انتشار و در حالت ثابت بودن تابع هرمیتی s با افزایش دامنه میدان لیزری از حیث قدرت رو به افزایش و از حیث فاصله انتشار در کمترین فاصله انتشار می‌یابد.

## مرجع‌ها

**[1]** S. S. Pati, Self-focusing of Laguerre–Gaussian laser beams in collisionless plasma, *J Opt,2024*

**[2]** Lalita Devi, Self-focusing and defocusing phenomena of super-Gaussian laser beams in plasmas carrying density gradient, *J Opt, 2023*.

# بررسی کارایی روش شبیه‌سازی طیف‌زاویه‌ای در کانونی شدگی‌های شدید

**علی رفیعی[۱و۲]، احسان احدی اخلاقی[۱و۲]، فائقه حاجی‌زاده[۱و۲]**

**[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، ایران**

**[۲]مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، ایران**

**alirafiee@iasbs.ac.ir, e.a.akhlaghi@iasbs.ac.ir, hajizade@iasbs.ac.ir**

**چکیده – در این پژوهش، دقت و کارایی روش طیف زاویه‌ای برای شبیه‌سازی انتشار میدان الکتریکی یک باریکه‌ی نوری در گشودگی‌های عددی بالا ارزیابی شده است. به منظور بررسی صحت این روش، نتایج آن با یک روش تحلیلی معتبر مقایسه گردیده است. توزیع شدت میدان‌های الکتریکی شبیه‌سازی شده به کمک روش طیف زاویه‌ای و روش تحلیلی در گشودگی‌های عددی بالا مورد تحلیل و مقایسه قرار گرفته‌اند. علاوه بر این، تغییرات پهنای کامل در نصف بیشینه (FWHM) در گشودگی‌های عددی مختلف بررسی شده است. یافته‌ها نشان می‌دهد که روش طیف زاویه‌ای از دقت بالایی در شبیه‌سازی انتشار در گشودگی‌های عددی بالا برخوردار بوده و نتایج آن با روش تحلیلی هم‌پوشانی خوبی دارد. بنابراین، این روش به‌عنوان یک ابزار کارآمد برای شبیه‌سازی انتشار نور در سامانه‌های کانونی کننده قوی قابل استفاده است.**

**کلید واژه–انتشار نور، توزیع شدت، روش طیف زاویه‌ای، شبیه‌سازی، گشودگی عددی بالا، میدان الکتریکی.**

# Efficiency Assessment of the Angular Spectrum Method in Tight Focusing

**Ali Rafiee [1,2], Ehsan Ahadi Akhlaghi [1,2], Faegheh Hajizadeh[1,2]**

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

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

**alirafiee@iasbs.ac.ir, e.a.akhlaghi@iasbs.ac.ir, hajizade@iasbs.ac.ir**

**Abstract- In this study, the accuracy and efficiency of the angular spectrum method for simulating the propagation of the electric field of a light beam in high numerical apertures have been evaluated. To validate this method, its results have been compared with a reliable analytical approach. The intensity distribution of electric fields simulated using the angular spectrum method and the analytical method has been analyzed and compared in high numerical apertures. Furthermore, variations in the full width at half maximum (FWHM) across different numerical apertures have been investigated. The findings show that the angular spectrum method exhibits high accuracy in simulating propagation in high numerical apertures and demonstrates good agreement with the analytical approach. Thus, this method can be employed as an effective tool for simulating light propagation in strongly focusing optical systems.**

**Keywords: Angular Spectrum Method, Electric Field, High Numerical Aperture, Intensity Distribution, Light Propagation, Simulation.**

## مقدمه

برای بسیاری از کاربردها مانند تله‌اندازی نوری، میکروسکوپی با وضوح بالا و نانو لیتوگرافی، استفاده از نور با گشودگی عددی بالا ضروری است. بنابراین، بررسی روش‌های عددی و تحلیلی برای درک بهتر رفتار نور کانونی شده، به‌ویژه هنگام عبور از موانع و محیط‌های مختلف، از اهمیت زیادی برخوردار است [1].

روش‌های تحلیلی از عبارات ریاضی و تقریب‌ها برای محاسبه‌ی انتشار نور استفاده می‌کنند و اغلب بر راه‌حل‌های شناخته شده‌ی معادلات ماکسول متکی هستند. روش‌های تحلیلی اغلب برای هندسه‌های خاص یا فرضیات خاصی اعمال می‌شوند که محدودیت‌های آن‌ها را افزایش می‌دهد. همچنین همه‌ی مسائل انتشار، به‌ویژه برای سامانه‌های پیچیده، راه‌حل‌های بسته ندارند [2,3].

شبیه‌سازی انتشار میدان نوری در محیط‌های مختلف، موضوعی کلیدی در حوزه‌ی اپتیک و فوتونیک است که به دلیل کاربردهای گسترده‌اش در زمینه‌هایی مانند ارتباطات نوری، پردازش تصویر و سامانه‌های لیزری توجه زیادی را به خود جلب کرده است [1]. یکی از روش‌های شبیه‌سازی متداول و مؤثر در این زمینه، روش طیف زاویه‌ای است. این روش ابزار محاسباتی پرکاربردی محسوب می‌شود که در شبیه‌سازی انتشار امواج، به‌ویژه در حوزه‌های اپتیک و صوت‌شناسی، برای مدل‌سازی انتشار موج در محیط‌های گوناگون و بررسی اثرات پراش و تداخل به کار می‌رود. روش طیف زاویه‌ای امکان انجام محاسبات کارآمد برای انتشار میدان در فواصل مختلف را فراهم می‌کند. این روش که بر اساس اصول اپتیک فوریه عمل می‌کند، قابلیت پردازش بسامدهای فضایی بالا را دارد و برای کاربردهایی در سامانه‌های نوری با وضوح بالا، هولوگرافی و تحلیل پراش در میکروسکوپی بسیار ارزشمند است [4]. این روش به طور خاص در محیط‌های همگن عملکرد بسیار خوبی دارد و می‌تواند مسائل میدان نزدیک و میدان دور را بدون نیاز به شرایط مرزی پیچیده به طور کارآمد مدل‌سازی کند [5].

در این پژوهش، برای بررسی صحت روش شبیه‌سازی در شرایط گشودگی عددی بالا و نور به‌شدت کانونی شده، مقایسه‌ای بین روش شبیه‌سازی و روش تحلیلی با استفاده از نرم‌افزار متلب انجام شده است. نتایج نشان می‌دهد که روش طیف زاویه‌ای به‌خوبی می تواند در گشودگی عددی بالا عملکرد قابل قبولی ارائه دهد.

## مبانی نظری

روش تحلیلی بر پایه‌ی three-dimensional Intensity Point-Spread Function (3D IPSF) است. این روش شرایطی را بررسی می‌کند که در آن یک باریکه‌ی لیزر در اثر عبور از عدسی شیئی میکروسکوپ به‌شدت کانونی می‌شود. روش تحلیلی، الگوی پراش در ناحیه‌ی کانونی یک عدسی شیئی را در حضور ابیراهی کروی ناشی از عدم تطابق ضریب شکست بین دو محیط شیشه و آب محاسبه می‌کند. رابطه‌ی تحلیلی به صورت [6]:

$$E = \int_0^{\alpha} \exp(-\kappa\rho^2)(\cos\theta_1)^{\frac{1}{2}} \sin\theta_1 \exp[ik_0 d(n_1\cos\theta_1 - n_2\cos\theta_2)] \left(\tau_s + \tau_p\cos\theta_2\right) J_0(k_0 n_2 r\sin\theta_1) \exp(-ik_0 n_2 z\cos\theta_2)\, d\theta_1 \quad (۱)$$

تعریف می‌شود که در آن $E$ میدان الکتریکی انتشار یافته، $\alpha$ بیشینه زاویه‌ی پذیرش عدسی شیئی، $\kappa$ ضریب تضعیف، $\theta_1$ زاویه‌ی فرود، $\theta_2$ زاویه‌ی شکست، $k_0$ عدد موج، $n_1$ و $n_2$ به ترتیب ضرایب شکست شیشه و آب، $d$ کانون ظاهری، $\tau_s$ و $\tau_p$ ضرایب بازتاب فرنل برای دو قطبش s و p، $r$ فاصله‌ی شعاعی و $z$ طول انتشار است. همچنین در این رابطه $\rho = f\sin\theta_1$ که $f$ به عنوان فاصله‌ی کانونی عدسی شیئی تعریف می‌شود [6].

روش طیف زاویه‌ای بر پایه‌ی تبدیل فوریه است. در ابتدا تبدیل فوریه‌ی موج فرودی محاسبه و به مجموعه‌ای از امواج تخت با دامنه و بسامدهای مختلف تجزیه می‌شود [2]:

$$\tilde{E}_0 = \iint_{-\infty}^{+\infty} E_0 \exp(-i2\pi(f_x x + f_y y))dxdy \quad (۲)$$

که در آن $E_0$ میدان الکتریکی اولیه و $f_x$ و $f_y$ بسامدهای فضایی هستند. سپس لازم است هر یک از این امواج تخت تا مکان موردنظر انتشار یابند. جهت انتشار امواج تخت از تابع انتشار در فضای بسامد فضایی استفاده می‌شود [2]:

$$H(f_x, f_y) = \exp\left(-i2\pi D_z\sqrt{\lambda^{-2} - {f_x}^2 - {f_y}^2}\right) \quad (۳)$$

که در رابطه‌ی ۳، $D_z$ فاصله‌ی انتشار و $\lambda$ طول‌موج تعریف می‌شود. حاصل‌ضرب تبدیل فوریه‌ی موج فرودی در تابع انتشار، موج‌های

تخت انتشار یافته در فضای بسامد فضایی خواهد بود. در نهایت تبدیل فوریه‌ی معکوس این حاصل ضرب محاسبه می‌شود [2]:

$$E = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_0 \exp(i2\pi(f_x x + f_y y)) df_x df_y \qquad (۴)$$

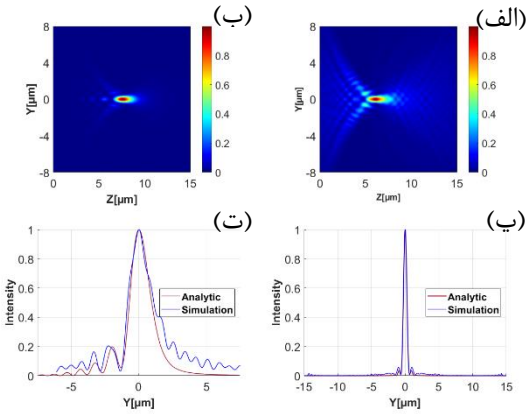
که در آن $E$ میدان الکتریکی منتشر شده است. با محاسبه‌ی تبدیل فوریه‌ی معکوس، برهم‌نهی موج‌های تخت در فاصله‌ی مورد نظر و یا به عبارت دیگر، موج انتشار یافته به‌دست می‌آید [2].

## مبانی شبیه‌سازی

در این پژوهش، پیاده‌سازی روش‌های طیف زاویه‌ای و تحلیلی با استفاده از نرم‌افزار متلب انجام شده است. برای بررسی صحت پاسخگویی روش طیف زاویه‌ای در گشودگی عددی‌های بالا، در ابتدا یک میدان الکتریکی اولیه ساخته شد. سپس این میدان اولیه توسط هر دو روش تحلیلی و شبیه‌سازی انتشار داده شد. در ادامه نتایج روش طیف زاویه‌ای با روش تحلیلی مورد مقایسه قرار گرفته است.

## نتایج

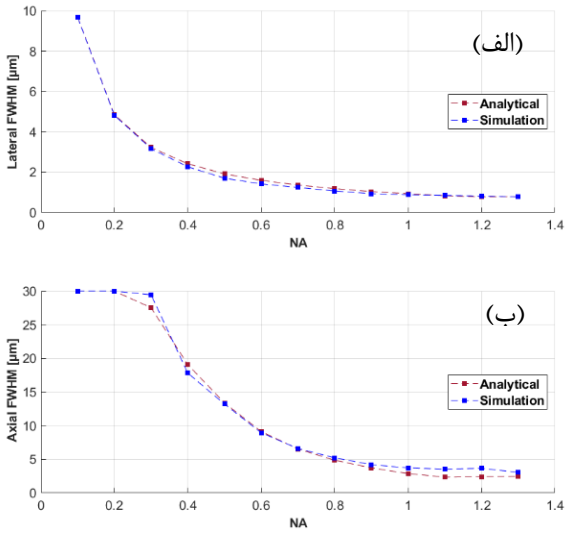
در ابتدا نتایج انتشار دو روش در بازه‌ی ۱۵ میکرومتر مورد بررسی قرار گرفته‌اند. این نتایج به صورت توزیع شدت میدان الکتریکی در راستای انتشار ثبت شده‌اند. همچنین به منظور بررسی دقیق‌تر، پروفایل‌های شدت میدان الکتریکی برای دو راستای محوری و عرضی به دست آمده است.




شکل ۱: توزیع شدت میدان الکتریکی منتشر شده برای روش‌های (الف) شبیه‌سازی و (ب) تحلیلی. پروفایل شدت میدان الکتریکی در (پ) راستای عرضی و (ت) راستای محوری.

شکل ۱(الف)، توزیع شدت میدان الکتریکی به دست آمده از روش‌های تحلیلی در گشودگی عددی ۱،۳ را نشان می‌دهد. می‌توان مشاهده کرد که روش تحلیلی تأثیر ابیراهی حاصل از اختلاف ضریب شکست و اثرات پراش را به خوبی نشان می‌دهد. شکل ۱(ب)، توزیع شدت میدان الکتریکی حاصل از روش طیف زاویه‌ای را در همان گشودگی عددی نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که در نتیجه‌ی شبیه‌سازی نیز اثرات پراش و ابیراهی ناشی از اختلاف ضریب شکست دیده می‌شود. روند انتشار در هر دو روش تشابه قابل قبولی با یکدیگر دارد. بیشینه شدت‌های نتایج دو روش به میزان ۱،۵ میکرومتر با یکدیگر تفاوت دارند که تطابق قابل قبولی را به ما نشان می‌دهد. شکل ۱(پ)، پروفایل شدت میدان الکتریکی در راستای عرضی برای هر دو روش را نشان می‌دهد. هم‌پوشانی کامل پروفایل هر دو نتیجه قابل مشاهده است. در شکل ۱(ت)، پروفایل راستای محوری هر دو روش نشان داده شده است. می‌توان تطابق نتایج شبیه‌سازی و تحلیلی را در اینجا نیز مشاهده کرد.

برای بررسی دقیق‌تر صحت پاسخگویی روش طیف زاویه‌ای، به محاسبه تغییرات FWHM لکه‌ی کانونی برای ۱۳ گشودگی عددی پرداخته شد. شکل ۲(الف)، تغییرات FWHM راستای عرضی لکه‌ی کانونی را بر حسب گشودگی عددی نشان می‌دهد. نتایج حاصل از شبیه‌سازی و رابطه‌ی تحلیلی، تطابق بسیار خوبی با یکدیگر دارند. همچنین در شکل ۲(ب)، تطابق تغییرات FWHM در راستای محوری لکه کانونی نیز مشاهده می‌شود. این تطابق نشان می‌دهد که علاوه بر شباهت کلی در روند انتشار، جزئیات دقیق انتشار نیز در روش طیف زاویه‌ای و روش تحلیلی با یکدیگر منطبق بوده و صحت عملکرد روش طیف زاویه‌ای را در گشودگی های عددی بالا تأیید می‌کند.




شکل ۲: نمودار تغییرات FWHM (الف) راستای عرضی و (ب) راستای محوری لکه‌ی کانونی برای دو روش تحلیلی و طیف زاویه‌ای.

## نتیجه‌گیری

در این پژوهش، صحت انتشار میدان الکتریکی در شرایط گشودگی عددی بالا توسط روش طیف زاویه‌ای با استفاده از نرم‌افزار متلب بررسی شده است. برای انجام این ارزیابی، از یک روش تحلیلی استفاده شد که در آن یک باریکه‌ی لیزر در اثر عبور از عدسی شیئی میکروسکوپ به‌شدت کانونی می‌شود. با مقایسه‌ی توزیع شدت‌های حاصل از روش تحلیلی و طیف زاویه‌ای، مشخص شد که روش طیف زاویه‌ای در گشودگی‌های عددی بالا عملکرد مطلوبی دارد. همچنین به منظور بررسی دقیق‌تر، تغییرات FWHM لکه‌ی کانونی در گشودگی عددی‌های مختلف مورد بررسی قرار گرفت. مشاهده گردید که تغییرات FWHM روش طیف زاویه‌ای به میزان قابل توجهی با روش تحلیلی تطابق دارد. از این رو می‌توان نتیجه گرفت که روش طیف زاویه‌ای، علاوه بر روش‌های تحلیلی که برای شرایط و هندسه خاصی کارآمد هستند، می‌تواند برای انتشار میدان الکتریکی در محیط‌ها و موانع مختلف به کار رود.

## مرجع‌ها

**[1]** F. Wyrowski, “Diffractive optical elements: iterative calculation of quantized, blazed phase structures,” J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 7, No. 6, pp. 961-969, 1990.

**[2]** B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley, 2007.

**[3]** J. A. Kong, *Electromagnetic Wave Theory*, Cambridge University Press, 2008.

**[4]** J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 3rd ed., Cambridge University Press, 2005.

**[5]** M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th ed., Cambridge University Press, 1999.

**[6]** P. C. Ke, M. Gu, “Characterization of trapping force in the presence of spherical aberration,” J. Mod. Opt., Vol. 45, No. 10, pp. 2159-2168, 1998.

# بررسی تأثیر پدیده‌های غباری بر دمای سطحی جو در صحرای عربستان با استفاده از داده‌های شیدسنج خورشیدی

**مهسا جهانگیری[۱]، حمیدرضا خالصی‌فرد[۱و۲]**

**[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه، زنجان، ایران.**

**[۲]پژوهشکده تغییر اقلیم و گرمایش زمین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه، زنجان، ایران.**

**mahsajh@iasbs.ac.ir, khalesi@iasbs.ac.ir**

**چکیده - تغییرات دمای سطح جو زمین می‌تواند تحت‌تأثیر رویدادهای گردوغبار، به‌ویژه در مناطق خشک و نیمه‌خشک، قرار گیرد. این مقاله با استفاده از داده‌های شیدسنج خورشیدی سه ایستگاه بحرین، KAUST Campus و Solar Village، تأثیر گردوغبار را بر دمای سطح جو در صحرای عربستان بررسی می‌کند. به این منظور، همبستگی میان رویدادهای گردوغبار و تغییرات دما از طریق تحلیل داده‌های عمق اپتیکی هواویز در طول‌موج ۸۷۰ نانومتر و نمای آنگستروم با استفاده از اندازه‌گیری‌های ۴۴۰ و ۸۷۰ نانومتر مورد ارزیابی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که در ماه‌های گرم سال، شرایط آب‌وهوایی خشک در نواحی بیابانی به افزایش فعالیت گردوغبار می‌انجامد، درحالی‌که در زمستان، به دلیل رطوبت بالاتر، این پدیده‌ها کاهش می‌یابند. همچنین، بررسی‌های موردی حاکی از همبستگی معکوس بین AOD و دما است. این یافته‌ها نقش گردوغبار را در تغییرات اقلیمی و تأثیرات منطقه‌ای آن بر تعادل تابشی جو تأیید می‌کند.**

**کلید واژه- شیدسنج خورشیدی، عمق اپتیکی، غبار، نمای آنگستروم، هواویز.**

# Investigating impacts of dust events on the surface temperature of the atmosphere in the Arabian Desert using sun photometer data

**Mahsa Jahangiri[1], Hamid R. Khalesifard[1,2]**

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

**[2]Center for Research in Climate Change and Global Warming (CRCC), IASBS, Zanjan, Iran.**

**Abstract- Earth's surface air temperature changes can be affected by dust events, especially in arid and semi-arid regions. This study investigates the impact of dust events on the surface temperature of the Earth's atmosphere in the Arabian Desert using sun photometer data from three stations: Bahrain, KAUST Campus, and Solar Village. The correlation between dust events and temperature variations was evaluated by analysis of the aerosol optical depth at 870 nm and the Angstrom exponent using measurements at 440 and 870 nm. Results indicate that during warmer months, dry weather conditions in desert regions lead to increased dust activity, while in winter, higher humidity reduces these events. Case studies reveal an inverse correlation between AOD and temperature. These findings confirm the role of dust in climate change and its regional impacts on atmospheric radiation equilibrium.**

**Keywords: AERONET, Angstrom Exponent, Dust, Optical Depth, Sun Photometer.**

## مقدمه

هواویزها ذرات ریز معلق در جو هستند که می‌توانند تابش فرودی خورشید را پراکنده یا جذب کنند و بر بودجه‌ی تابشی جو تأثیر بگذارند. این امر بسته به عواملی مانند اندازه و ترکیب ذرات، می تواند سبب گرم یا سرد شدن منطقه شود [1,2]. هواویزها از منابع طبیعی و انسانی تشکیل شده‌اند. گردوغبار یکی از منابع طبیعی هواویزها است. گردوغبار عموماً از نواحی خشک و نیمه‌خشک سرچشمه می‌گیرد؛ جایی که سطح خاک خشک و بی پوشش است و به‌راحتی در اثر وزش باد فرسایش می‌یابد. پدیده‌های غباری با برهم‌زدن تعادل تابشی و ایجاد مخاطراتی برای سلامت عمومی، نقش مهمی در تغییرات اقلیمی هر منطقه ایفا می‌کنند [2].

تأثیر رویدادهای غباری، در ایستگاه‌های دانشگاه کویت و IASBS زنجان، به‌صورت کاهش قابل‌توجه دمای هوا مشاهده شده است که نشان‌دهنده‌ی نقش مستقیم گردوغبار در تغییرات دمای سطح جو است [3].

در این پژوهش، هدف بررسی تأثیر گردوغبار بر دمای سطح جو در صحرای عربستان است. در این راستا، داده‌های عمق اپتیکی هواویز (AOD) و نمای آنگستروم (AE) توسط ایستگاه‌های شیدسنج خورشیدی شبکه‌ی AERONET (بحرین، Solar Village و دانشگاه علم و صنعت ملک عبدالله ( KAUST Campus) در عربستان) دریافت شده‌اند. نقش پدیده‌های غباری در تغییرات دما به کمک همبستگی AOD با دما در چند روز قبل و بعد از رویداد گردوغبار مشخص شده است.

## ابزار مطالعه و داده‌ها

شیدسنج خورشیدی، یک سنجنده‌ی غیرعامل است که تابش خورشید و تابش آسمان (تابش پراکنده شده) را در طول‌موج‌های مختلف اندازه‌گیری می‌کند. این سنجنده در پنج طول‌موج ۴۴۰، ۶۷۰، ۸۷۰، ۹۳۶ و ۱۰۲۰ نانومتر قابل استفاده است [1,4]. AOD و AE از معیارهای مهم برای بررسی ویژگی هواویزها هستند. AOD به میزان کاهش شدت نور، هنگام عبور از یک محیط اشاره دارد. این کمیت به درک بهتر پراکندگی و جذب تابش خورشیدی توسط هواویزها کمک می‌کند. از سوی دیگر، AE توزیع اندازه‌ی ذرات هواویز را مشخص می‌کند [5].

در این مطالعه، از مقادیر AOD استخراج شده از شیدسنج خورشیدی در طول‌موج ۸۷۰ نانومتر، AE محاسبه شده از اندازه گیری‌های ۴۴۰ و ۸۷۰ نانومتر و دمای گزارش شده از شبکه‌ی AERONET در سه ایستگاه شیدسنج خورشیدی واقع در صحرای عربستان (شکل ۱) استفاده شده است.



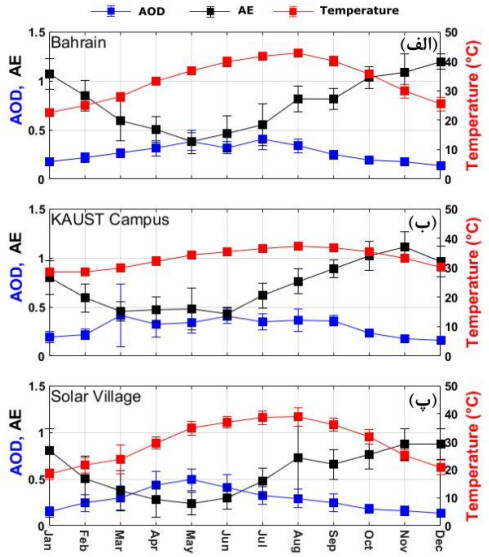

شکل ۱: موقعیت جغرافیایی سه ایستگاه شیدسنج خورشیدی مورد مطالعه (بالن‌های قرمز)

در شکل ۱ موقعیت جغرافیایی ایستگاه‌های شیدسنج خورشیدی مورد بررسی شامل بحرین (۲۶٫۲ درجه‌ی شمالی و ۵۰٫۶ درجه‌ی شرقی)، KAUST Campus (۲۲٫۳ درجه‌ی شمالی و ۳۹٫۱ درجه ی شرقی) و Solar Village (۲۴٫۹ درجه‌ی شمالی و ۴۶٫۴ درجه ی شرقی) نشان داده شده‌اند.

## نتایج و بحث

با استفاده از نرم‌افزار متلب، همبستگی زمانی پدیده‌های غباری و دما بر اساس همبستگی پیرسون بررسی شده است. بازه‌ی زمانی مطالعه‌ی داده‌ها در سه ایستگاه شیدسنج خورشیدی بحرین از سال ۱۹۹۸ تا ۲۰۱۱، KAUST Campus از سال ۲۰۱۲ تا ۲۰۲۳ و Solar Village از سال ۱۹۹۹ تا ۲۰۱۵ است که در برخی روزها داده‌ای ثبت نشده است. داده‌های AOD، AE و دمای دریافت شده از شبکه‌ی AERONET با توجه به هم‌زمانی با سایر داده‌ها انتخاب شده‌اند. در این بررسی میانگین دمای روزانه در ساعت‌های ۹:۳۰، ۱۲:۳۰ و ۱۵:۳۰ در نظر گرفته شده است. رویدادهای گردوغبار با توجه به مقادیر AOD و AE شناسایی شده‌اند؛ زمانی که مقدار

AODبیش‌تر از ۰،۳۵ و مقدار AE کم‌تر از ۰،۵ است، این شرایط به‌عنوان یک رویداد غباری شناسایی می‌شود [1]. طبق این شرط در ایستگاه‌های بحرین، KAUST Campus و Solar Village به ترتیب ۶۳، ۳۱۷ و ۴۷۲ رویدادهای غباری شناسایی شدند که به ترتیب ۳۲، ۱۳۱ و ۱۶۵ مورد از آن‌ها با توجه به شرایط میزان پوشش ابر و رویدادهای ادامه‌دار بررسی شده است. تغییرات ماهانه‌ی کمیت‌های AOD، AE و دما در بازه‌ی زمانی مورد مطالعه، در شکل ۲ نمایش داده شده است.




شکل ۲: نمودار میانگین ماهانه‌ی AOD (نقاط آبی رنگ)، AE (نقاط مشکی رنگ) و دما (نقاط قرمز رنگ) در ایستگاه‌های (الف) بحرین در بازه‌ی زمانی ۱۹۹۸ تا ۲۰۱۱، (ب) KAUST Campus در بازه‌ی زمانی ۲۰۱۲ تا ۲۰۲۳ و (پ) Solar Village در بازه‌ی زمانی ۱۹۹۹ تا ۲۰۱۵

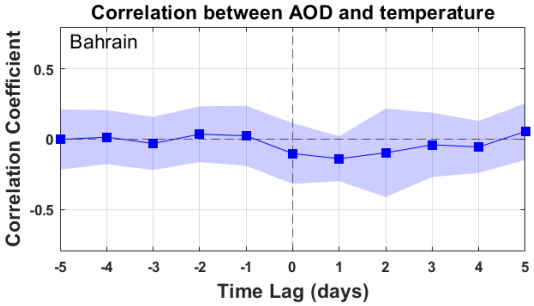
شکل ۲، تغییرات ماهانه‌ی کمیت‌های AOD، AE و دما را در سه ایستگاه نشان داده است. شکل ۲ (الف) نمودار ایستگاه بحرین را نمایش می‌دهد که AOD در ماه‌های مه و ژوئیه به ترتیب ۰،۳۸ و ۰،۴۱ بیش‌ترین مقدار را دارد. درحالی‌که AE در ماه مه با مقدار ۰،۳۸ کم‌ترین مقدار را نشان می‌دهد و بیشینه‌ی دما در اوت، به حدود ۴۳ درجه سلسیوس می‌رسد. در شکل ۲ (ب) نمودار مربوط به ایستگاه KAUST Campus مشاهده می‌شود که AOD در ماه مارس و ژوئن حدود ۰،۴۱ بیش‌ترین مقدار و درحالی‌که AE در ماه ژوئن با مقدار ۰،۴۳ کم‌ترین مقدار را دارد و بیشینه‌ی دما در اوت، به حدود ۳۷ درجه سلسیوس می‌رسد. شکل ۲ (پ) نمایانگر تغییرات در ایستگاه Solar Village است که بیش‌ترین مقدار AOD در ماه مه حدود ۰،۵۰ ثبت شده است. در مقابل، AE در این ماه با مقدار ۰،۲۳ به کمینه‌ی خود می‌رسد و بیشینه‌ی دما مشابه دو ایستگاه قبلی در اوت، حدود ۳۹ درجه سلسیوس ثبت شده است. ماه‌هایی که بیشینه و کمینه مقدار کمیت‌های AOD، AE و دما را دارند در جدول ۱ نشان داده شده است.

جدول ۱: ماه‌های شامل بیشینه و کمینه مقادیر AOD، AE و دما (Temp) در سه ایستگاه AERONET در بازه‌های زمانی مورد مطالعه

| AERONET Sites | AOD | | AE | | Temp | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | Max | Min | Max | Min | Max | Min |
| Bahrain | Jul | Dec | Dec | May | Aug | Jan |
| KAUST Campus | Jun | Dec | Nov | Jun | Aug | Feb |
| Solar Village | May | Dec | Dec | May | Aug | Jan |

بر اساس شکل ۲ و نتایجی که در جدول ۱ آورده شده است، در هر سه ایستگاه AERONET (بحرین،KAUST Campus و Solar Village)، AOD، AE و دما الگوهای فصلی مشخصی را نشان می دهند. دما به طور مداوم در طول ماه‌های تابستان (ژوئن تا اوت) به بیشینه‌ی خود حدود ۳۵ تا ۴۵ درجه سلسیوس می‌رسد درحالی‌که ماه‌های زمستان (دسامبر تا فوریه) کمترین دما را دارند. AOD هم از یک‌روند فصلی مشابه پیروی می‌کند. در ماه‌های گرم‌تر، افزایش AOD به دلیل شرایط مساعد برای فعالیت گردوغبار در مناطق خشک که در فصل تابستان شایع است، رخ می‌دهد. مقادیر AOD در زمستان کاهش می‌یابد که نشان‌دهنده هوای صاف‌تر و گردوغبار کم‌تر است. از سوی دیگر، AE که بیانگر توزیع اندازه‌ی ذرات است، در زمستان به بیش‌ترین مقدار خود می رسد و حاکی از غلبه ذرات کوچک‌تر است. در مقابل، مقادیر AE در تابستان کاهش می‌یابد که به حضور بیش‌تر ذرات بزرگ‌تر و افزایش گردوغبار اشاره دارد. در ادامه به بررسی کوتاه مدت اثر پدیده‌های غباری پرداخته شد. همبستگی بین AOD و دما برای هر رویداد گردوغبار مورد بررسی قرار گرفت. در سه ایستگاه بحرین، KAUST Campus و Solar Village به ترتیب ۷۸، ۷۹ و ۹۵ درصد از رویدادها همبستگی معکوسی را بین AOD و دما نشان دادند. برای مشاهده‌ی اثر این رویدادها، میانگین ضرایب

همبستگی زمانی دما و AOD در هر تأخیر زمانی و برای همه‌ی بازه‌های غباری در ایستگاه‌های مورد مطالعه به دست می‌آید. برای نمونه، نمودار میانگین ضرایب همبستگی زمانی ایستگاه بحرین در شکل ۳ نشان داده شده است.




شکل ۳: نمودار میانگین ضرایب همبستگی زمانی دما و AOD در ایستگاه بحرین. میزان خطا با نوارهای سایه‌دار مشخص شده است.

ضریب همبستگی میانگین در Time lag = +۲ بیش‌ترین مقدار منفی را در ایستگاه بحرین دارد (شکل ۳). به همین طریق ایستگاه‌های KAUST Campus و Solar Village در Time lag ۰ =بیش‌ترین مقدار منفی را دارند. در نتیجه در این دو ایستگاه همزمان با وقوع پدیده‌های غباری، دما کاهش پیدا می‌کند.

## نتیجه‌گیری

این مطالعه به بررسی اثر پدیده‌های غباری بر دمای سطحی جو در صحرای عربستان با استفاده از داده‌های شیدسنج خورشیدی پرداخته است. بررسی پدیده‌های غباری نشان داد که همبستگی معکوسی میان AOD و دما در ایستگاه‌های بحرین، KAUST Campus و Solar Village وجود دارد. همچنین تحلیل داده‌های سه ایستگاه روندهای فصلی مشخصی را نشان می‌دهند. بر اساس این نتایج پدیده‌های غباری نقش مهمی را در تغییرات آب‌وهوایی مناطق مورد مطالعه ایفا می‌کنند و سبب کاهش دمای این مناطق می‌شوند.

## مرجع‌ها

**[1]** A. Masoumi, E. Laleh, and A. Bayat, "Optical and physical properties, time-period, and severity of dust activities as a function of source for the main dust sources of the Middle East," J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys., vol. 185, pp. 68-79, 2019.

**[2]** N. J. Middleton, "Desert dust hazards: A global review," Aeolian Res., vol. 24, pp. 53-63, 2017.

**[3]** A. Jouzdani, A. Bayat, and H. R. Khalesifard, "Investigating impacts of dust events on surface temperature and atmospheric radiative forcing in Zanjan, Kuwait, and Karachi," in E3S Web Conf., vol. 575, p. 05004, 2024.

**[4]** B.N. Holben, T.F. Eck, I.A. Slutsker, D. Tanré, J.P. Buis, A. Setzer, ... and A. Smirnov, "AERONET—a federated instrument network and data archive for aerosol characterization," in Remote Sens. Environ., vol. 66, no. 1, pp. 1–16, 1998.

**[5]** B. N. Holben, "Characteristics of maximum-value composite images from temporal AVHRR data," Int. J. Remote Sens., vol. 7, no. 11, pp. 1417-1434, 1986.

# شبیه‌سازی مندرل مرکب در هیدروفون تارنوری برای افزایش حساسیت

رضا،کاظمی[۱]؛ حسن،پاکارزاده [۱]؛ عباس،کلاته سیفری [۱]
۱دانشکده فیزیک ، دانشگاه صنعتی شیراز ، شیراز
RezaKazemi0004@gmail.com; pakarzadeh@sutech.ac.ir; a.Kalate@sutech.ac.ir

**چکیده–در این مقاله به شبیه‌سازی و بررسی مندرل مرکب در هیدروفون‌های تار نوری پرداخته می‌شود. طراحی این ساختار با استفاده از نرم افزار کامسول انجام می‌شود.** ساختار مندرل مبتنی بر مندرل مرکب (هم فلزی و هم پلاستیکی)، با داخلی به عنوان فلز و خارجی پلاستیک استفاده می‌شود. **در این طراحی جنس مندرل آلومینیم(Al) و روکش آن پلی اورتان (PU) انتخاب می‌شود که درون آب غوطه ور و تحت‌تاثیر موج صوتی است که جابه‌جایی و کرنش آن شبیه‌سازی می‌شود. در قسمت بعد نتایج به ازای ضخامت متفاوت لایه آلومنیوم شبیه‌سازی و تاثیر آن بر حساسیت وسیله بررسی می‌شود.**

**کلید واژه: حسگر تارنوری ، هیدروفون تارنوری ، مندرل‌مرکب، حساسیت.**

# Simulation of Composite Mandrel in Fiber Optic Hydrophone for Increasing Sensitivity

**Kazemi, Reza[1]; Pakarzadeh, Hassan[1]; Kalate Seyfari, Abbas[1]**
**[1] Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz**

**Abstract- In this article, the simulation and investigation of composite mandrel in optical string hydrophones is discussed. The design of this structure is done using Comsol software. The mandrel structure is based on a composite mandrel (both metal and plastic), with the inside as metal and the outside as plastic. In this design, the material of the mandrel is aluminum (Al) and its cover is polyurethane (PU), which is immersed in water and under the influence of the sound wave, which simulates its displacement and strain. In the next part, the results are simulated and checked for different thicknesses of the aluminum layer to investigate the device sensitivity.**

**Keywords: Fiber Optic Sensor, Fiber Optic Hydrophone, Composite Mandrel, Sensitivity.**

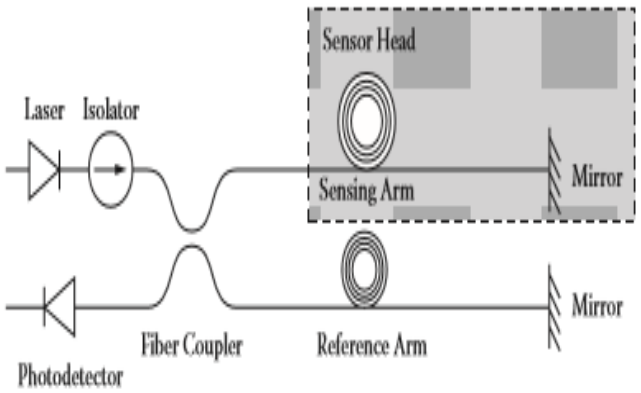
## مقدمه

هیدروفون تارنوری (FOH ) برای اولین بار در سال ۱۹۷۷ ارائه شد[۱, ۲]. هیدروفون تارنوری نسل جدیدی از حسگرهای صوتی زیر آب است. که از تارنوری به عنوان انتقال و سنجش سیگنال استفاده می کند. در مجموع سه نوع مرسوم از هیدروفون‌ها ارائه شده که شامل هیدروفون سرامیکی پیزوالکتریک معمولی، هیدروفون تارنوری و هیدروفون لیزر تارنوری[۳] است.

عملکرد هیدروفون تارنوری این گونه است که یک پیچه تارنوری به دور یک استوانه سازگار (مندرل) پیچیده شده می‌شود که به عنوان یک عنصر حساس عمل میکند[۴].هیدروفون تارنوری می تواند در زمینه‌های نظامی و غیرنظامی مانند شناسایی هدف زیر آب، اکتشاف نفت و گاز طبیعی و بازرسی زلزله مورد استفاده قرار گیرد. بسیاری از ویژگی‌ها آن را به جایگزینی بسیار امیدوارکننده برای حسگر سرامیکی پیزوالکتریک معمولی تبدیل می‌کند. دارای مزایای مختلفی مانند حساسیت بالا، دامنه دینامیکی بزرگ، اندازه کوچک،وزن سبک، مصونیت در برابر تداخل الکترومغناطیسی، چندانعطاف پذیری و سهولت در برابر آرایه‌های مقیاس بزرگ است[۵،۶]. هندسه مندرل نیز در افزایش یا کاهش حساسیت موثر است[۷]. در ابتدا هیدروفون‌های مبتنی بر مندرل فلزی توسعه و ارزیابی شدند. مطالعات بعدی نشان داد که مندرل های پلاستیکی بهتر از مندرل های فلزی عمل می¬کنند. در حال حاضر بهبود بیشتر در حساسیت توسط مندرل های پلاستیکی به دست آمده است.در کاربردهای زیر آب، فشار هیدرواستاتیک بر روی هیدروفون اعمال می‌شود و برای تامین پایداری ساختاری در اعماق بیشتر، ساختار مندرل مبتنی بر مندرل مرکب (هم فلزی و هم پلاستیکی)، با داخلی به عنوان فلز و خارجی پلاستیک ساخته و استفاده می‌شود که به حساسیت بهتری دست می‌یابد[۸]. در این مقاله مندرل مرکب شبیه¬سازی می‌شود که تحمل فشار هیدواستاتیک در عمق های را داشته باشد و انعطاف پذیری مطلوب را داشته باشد تا زمانی که فشار موج صوتی به آن وارد می‌شود جابه‌جایی و کرنش مورد نظر در آن ایجاد شود.

## معرفی ساختار و مشخصات هندسی آن

حسگر مطابق شکل ۱ [۹] از یک منبع نور، جفتگر تار نوری، بازوی حسگر، بازوی مرجع،تداخل سنج، آشکارسازنوری و در انتهای هر بازو، یک ساختار بازتابنده (مانند یک آینه یا یک FBG) برای ارسال دو سیگنال به آشکارساز وجود دارد. عملکرد حسگر به این صورت می باشد که حسگر به طور خاص در آب قرار می‌گیرد فشار صوتی به سر حسگر باعث ایجاد کرنش در مندرل می-شود. که در نتیجه باعث ایجاد اختلاف فاز شده اختلاف فازی که در سر حسگر ایجاد می‌شود، به اختلاف فاز بین دو پرتو تبدیل می‌شود، این اختلاف فاز به نوبه خود به مدولاسیون شدت تبدیل می‌شود پرتوها توسط جفتگر ترکیب می‌شوند.




شکل۱ : هیدروفون تارنوری بر اساس تداخل سنج مایکلسون[۹].

## اصول و مبانی

در کاربردهای سونار زیر دریا،حساسیت هیدروفون باید در مقایسه با حداقل صدای قابل تشخیص محیط بیشتر باشد هیدروفون های تارنوری به دلیل حساسیت بالای قابل دستیابی انتخاب بسیار خوبی هستند. فاز یک پرتونوری که در یک تارنوری با طول $l_f$ منتشر می‌شود را می‌توان به صورت رابطه ۱ بیان کرد[۱۰].

$$\emptyset = \beta\, l_f \qquad (۱)$$

که در آن β ثابت انتشار است. برخورد میدان فشاری به هیدروفون منجر به ایجاد فشار در تارنوری می‌شود. به طور خاص، مبدل استوانه‌ای تحت تأثیر فشار تغییر شکل می‌دهد که منجر به کرنش در تار نوری بازوی حساس می‌شود. کرنش ایجاد شده باعث تغییر

طول تارنوری می‌شود که رابطه مستقیم با تغییر فاز و حساسیت دارد که مطابق رابطه ۲ است.

$$\frac{\Delta\emptyset}{\emptyset} = \frac{\Delta l_f}{l_f} + \frac{\Delta n}{n} \quad (۲)$$

$\Delta l_f$ تغییر طول فیزیکی تارنوری، $\Delta n$ تغییر در ضریب شکست تارنوری و $\Delta\emptyset$ تغییر فاز است. با افزایش طول، حساسیت نیز به صورت خطی افزایش می‌یابد. تحت شرایط تنش همسانگرد، کرنش تولید شده به صورت رابطه ۳ است.

$$? = \frac{-P(1-2\sigma)}{E} \quad (۳)$$

P فشار، $\sigma$ نسبت پواسون و E مدول یانگ مندرل است. که مقایر آن در جدول ۱ آورده شده است.

جدول ۱: مقادیر پارامترها مرتبط شبیه‌سازی[۱۰]

| Material | E (GPa) | σ | D (kg/m$^3$) |
|---|---|---|---|
| Al | 73 | 0.33 | 2770 |
| Polyurethane | 1 | 0.45 | 960 |

تغییرات طول تارنوری مطابق رابطه ۴ است.

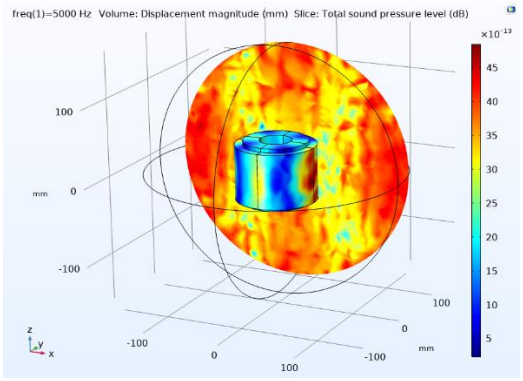
$$\Delta l = l(\epsilon_r + \epsilon_\theta) \quad (۴)$$

$\epsilon_r$ کرنش شعاعی و $\epsilon_\theta$ کرنش محوری است. مقادیر کرنش به خواص مکانیکی مواد کامپوزیت و پارامترهای هندسی پوسته، یعنی ضخامت، قطر و طول هیدروفون تارنوری بستگی دارد حساسیت صوتی مطابق رابطه ۵ است.

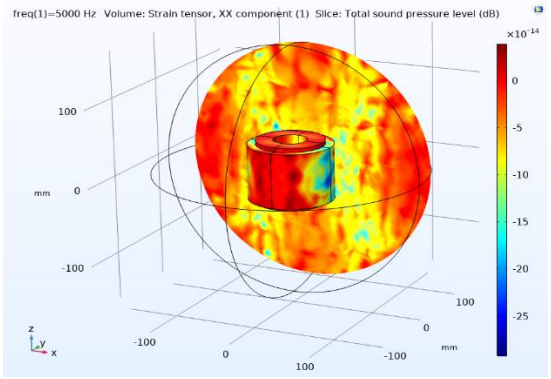
$$s = \frac{\Delta\emptyset}{P} \quad (۵)$$

## شبیه سازی و نتایج

ساختار یک استوانه مرکب تو خالی از جنس آلومنیم و روکش پلی اورتان در آب است. صدا باعث حرکت مندرل خواهد شد. شبیه-سازی مورد نظر تعامل صدا با الاستیک، جامد را ارائه می‌دهد[۱۱]. برای تنظیم مدل کامسول، از تعامل آکوستیک-جامد، دامنه فرکانس استفاده می‌شود.

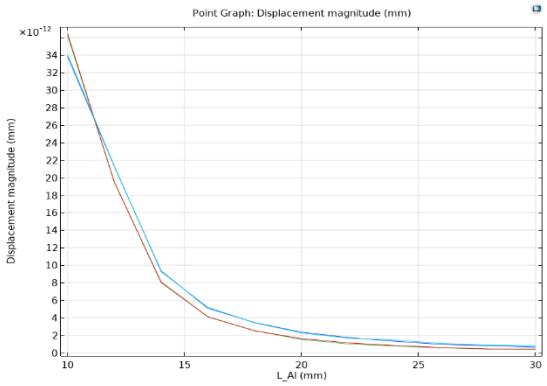



شکل ۲: شبیه‌سازی جابه‌جایی مندرل برحسب فشار صوتی اعمالی

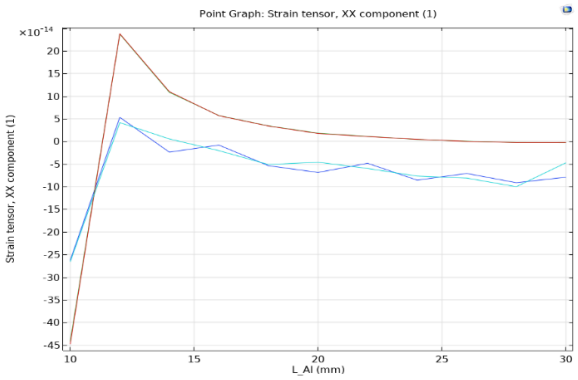



شکل ۳: شبیه‌سازی کرنش مندرل برحسب فشار صوتی اعمالی

شکل‌های ۲ و ۳ مندرل مرکب غوطه‌ور در آب را نشان می‌دهد که درون محفظه ای از آب قرار دارد. موج صوتی به مندرل تابیده می‌شود در نتیجه فشار صوتی باعث جابه‌جایی و کرنش در مندرل می‌شود. همان طور که در شکل‌ها نشان داده شده بیشترین جابه‌جایی در راستای انتشارموج صوتی است. مقادیر جابه‌جایی و کرنش مندرل به هم دیگر مرتبط هستند مطابق شکل نقطه ای که جابه‌جایی بیشینه است کرنش کمینه است.




شکل۴: شبیه‌سازی جابه‌جایی مندرل بر حسب ضخامت پوسته استوانه ای.




شکل۵: شبیه‌سازی کرنش مندرل بر حسب ضخامت پوسته استوانه ای.

شکل‌های ۴و۵ جابه‌جایی و کرنش مندرل به ازای ضخامت لایه آلومنیوم از ۱۰mm تا ۳۰mm در نقاط اطراف این لایه را نشان می‌دهد.

## نتیجه گیری

در این مقاله هیدرفون تارنوری به طور مختصر معرفی و شبیه-سازی قسمت سر حسگر (مندرل) انجام شد. موج صوتی یکسان به مندرل مرکب در آب فرستاده و جابه‌جایی و کرنش در مندرل نشان داده شد. نتایج شبیه‌سازی نشان داد که به ازای ضخامت مختلف لایه آلومینیوم جابه‌جایی و کرنش مطابق شکل‌های ۴و۵ است. هر چه ضخامت کمتر باشد جابه‌جایی و کرنش مندرل بیشتر است البته باید به این نکته توجه داشت که این حسگرها در برخی از کاربردها در اعماق دریا مورد استفاده قرار می‌گیرند و باید در عمق های مختلف تحمل فشار مطلوب را داشته باشند. در آخر جابه‌جایی ایجادشده در مندرل رابطه مستقیم با حساسیت حسگر دارد.

## مرجع‌ها

**[1]** Bucaro, Joseph A., Henry D. Dardy, and Edward F. Carome. "Optical fiber acoustic sensor." *Applied optics* 16, no. 7 (1977): 1761-1762.

**[2]** Bucaro, J. A., H. D. Dardy, and E. F. Carome. "Fiber-optic hydrophone." *The Journal of the Acoustical Society of America* 62, no. 5 (1977): 1302-1304.

**[3]** Hill, David J., Phillip J. Nash, David A. Jackson, David J. Webb, S. F. O'neill, Ian Bennion, and Lin Zhang. "Fiber laser hydrophone array." In *Fiber Optic Sensor Technology and Applications*, vol. 3860, pp. 55-66. SPIE, 1999.

**[4]** Bruno, F. A., M. Janneh, A. Gunda, R. Kyselica, P. Stajanca, S. Werzinger, G. Gruca et al. "Fiber Optic Hydrophones for towed array applications." *Optics and Lasers in Engineering* 160 (2023): 107269.

**[5]** Hill, David J. "The evolution and exploitation of the fiber-optic hydrophone." In *Third European Workshop on Optical Fibre Sensors*, vol. 6619, pp. 58-61. SPIE, 2007.

**[6]** Weinstein, Eugene, Kenneth Steele, Anant Agarwal, and James Glass. "Cairns• Australia 9-12 July, 2007." (2007).

**[7]** Wang, Wenrui, Yeye Pei, Lingyun Ye, and Kaichen Song. "High-sensitivity cuboid interferometric fiber-optic hydrophone based on planar rectangular film sensing." *Sensors* 20, no. 22 (2020): 6422.

**[8]** Antony, Thomas, Ramesh Kumar, K. Rajeev Kumar, and K. N. Madhusoodanan. "Fiber optic hydrophone design and submarine flank array architecture." In *2021 International Symposium on Ocean Technology (SYMPOL)*, pp. 1-5. IEEE, 2021.

**[9]** Yin, Shizhuo, Chun Zhan, and Paul B. Ruffin. "Fiber optic bio and chemical sensors." In *Fiber optic sensors*, pp. 435-458. CRC press, 2017.

**[10]** Antony, Thomas, K. N. Madhusoodanan, and K. Rajeev Kumar. "Design optimization of an optical fiber air-backed concentric hybrid mandrel hydrophone by an iterative design and finite element analysis for submarine passive array applications." *Optical Fiber Technology* 78 (2023): 103325.

**[11]** https://www.comsol.com

# دینامیک اطلاعات فیشرکوانتومی برای دو اتم دو-ترازه جفت شده داخل کریستال فوتونی ناهمسانگرد سه بعدی

**سیده نفیسه موسوی، شاهپور سعیدیان و قاسم نعیمی**

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

**na.mousavi@iasbs.ac.ir, saeidian@iasbs.ac.ir, ghnaeimi@iau.ac.ir**

**چکیده – در این مقاله دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی برای یک سامانه شامل دو اتم دو-ترازه جفت شده داخل کریستال فوتونی ناهمسانگرد سه بعدی مطالعه می‌شود. ابتدا تحول زمانی ماتریس چگالی سامانه به‌صورت تحلیلی به کمک روش تبدیلات لاپلاس به‌دست می‌آید، سپس اثر فاز نسبی اولیه و اختلاف بسامد گذار تراز بالای هر یک از اتم‌ها از بسامد قطع گاف نواری فوتونی بر روی تحول زمانی اطلاعات فیشر کوانتومی سامانه، مورد بررسی قرار می‌گیرد. نشان می‌دهیم که می‌توان از کریستال‌های فوتونی ناهمسانگرد به‌عنوان یک محیط غیر مارکوفی برای کنترل و حفظ اطلاعات فیشر کوانتومی در زمان‌های طولانی استفاده کرد.**

**کلید واژه- اتم‌های دو-ترازه جفت شده، کریستال‌های فوتونی غیرهمسانگرد، اطلاعات فیشر کوانتومی.**

# Dynamics of quantum Fisher information for a coupled two-level atoms embedded in anisotropic photonic crystals

**S. Nafise Mousavi, Shahpoor Saeidian, Ghasem Naeimi**
**Physics Faculty, Institue for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran**
**na.mousavi@iasbs.ac.ir, saeidian@iasbs.ac.ir, ghnaeimi@iau.ac.ir**

**Abstract- In this paper, we investigate the dynamics of quantum Fisher information for a coupled two-level system embedded in a three-dimensional anisotropic photonic crystal. First, the time evolution of the system's density matrix is analytically obtained using the Laplace transforms method. Then we explore the effects of the initial relative phase and the detuning between each atom's upper-level transition frequency and the photonic bandgap cutoff frequency on the time evolution of the quantum Fisher information in the system. We demonstrate that anisotropic photonic crystals can be employed as non-Markovian environments to controlling and preserve quantum information over a long time.**

**Keywords: Coupled two-level atoms, Anisotropic photonic crystals, Quantum Fisher information.**

## مقدمه

در سال‌های اخیر، دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی، درهم-تنیدگی، همدوسی کوانتومی، سرعت هیلبرت-اشمیت، جمعیت ترازهای اتمی و گذار فاز کوانتومی برای سامانه‌های چندترازه در کریستال‌های فوتونی همسانگرد و غیرهمسانگرد به‌طور گسترده‌ای مورد مطالعه قرار گرفته‌اند[۱-۶].

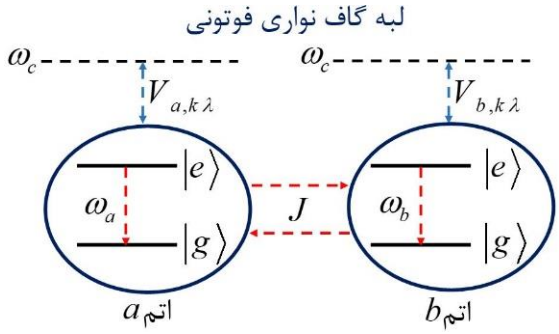
در این مقاله، ما به بررسی دو اتم دو-ترازه جفت شده در یک کریستال فوتونی غیرهمسانگرد پرداخته‌ایم[۵]. ابتدا ماتریس چگالی سامانه را به روش تحلیلی به‌دست می‌آوریم و سپس تحول زمانی اطلاعات فیشر کوانتومی را برای فازهای نسبی متفاوت و هم‌چنین اختلاف بسامد گذارهای متفاوت تراز بالای اتم از بسامد قطع گاف نواری فوتونی، بررسی می‌کنیم. مطالعات ما نشان می-دهد که کریستال‌های فوتونی غیرهمسانگرد خاصیت غیر مارکوفی دارند و اطلاعات کوانتومی در این محیط‌ها می‌تواند برای مدت زمانی طولانی حفظ شود و تخمین بهینه‌ای از پارامترهای کوانتومی داشته باشیم.

## مدل و محاسبه ماتریس چگالی سامانه

دو اتم دو-ترازه با ترازهای $|e\rangle$ و $|g\rangle$ و بسامدهای گذار $\omega_a$ و $\omega_b$ مطابق شکل ۱ داخل یک کریستال فوتونی سه بعدی غیرهمسانگرد، در نظر می‌گیریم. هامیلتونی سامانه با در نظر گرفتن تقریب موج چرخان به‌صورت زیر است:

$$\hat{H}_m = \hbar\omega_m\sigma_m^+\sigma_m^- + \sum_{\lambda=1}^{2}\sum_k \hbar\omega_{m,k}\hat{b}_{m,k\lambda}^{\dagger}\hat{b}_{m,k\lambda}$$
$$+\sum_{\lambda=1}^{2}\sum_k[\hbar V_{m,k\lambda}\hat{b}_{m,k\lambda}\sigma_m^+ + H.c.]$$
$$+\hbar J\sigma_m^+\sigma_m^- + \hbar J\sigma_m^-\sigma_m^+, \quad (m=a,b).$$

در رابطه بالا جمله اول مربوط به هامیلتونی غیر برهم‌کنشی اتم ها، جمله دوم هامیلتونی منبع ذخیره فوتونی، جمله سوم هامیلتونی برهم‌کنشی میان اتم‌ها و منبع ذخیره فوتونی




شکل ۱: شکلی از دو اتم دوترازه جفت شده داخل کریستال فوتونی

و دوجمله آخر هامیلتونی، برهم‌کنش مابین دو اتم را نشان می-دهند. $\sigma^- = (\sigma^+)^\dagger = |g\rangle\langle e|$ ، $\hat{b}_{m,k\lambda}$ و $\hat{b}_{m,k\lambda}^{\dagger}$ به‌ترتیب عمل گرهای نابودی و خلق مد k ام منبع ذخیره فوتونی با بسامد $\omega_{m,k\lambda}$ برای اتم m ام هستند. همچنین $V_{m,k\lambda}$ ثابت جفت‌شدگی میان اتم m و مد k ام میدان الکترومغناطیسی است که با رابطه زیر داده می‌شود[۷]:

$$V_{m,k\lambda} = (\frac{\omega_m d_m}{\hbar})(\frac{\hbar}{2\varepsilon_0\omega_{m,k\lambda}V})^{\frac{1}{2}}\vec{e}_{m,k\lambda}\vec{u}_m,$$

که $k\lambda$ تکانه و قطبش مدهای الکترومغناطیسی هستند. $d_m$ اندازه بردار گشتاور دوقطبی، $\vec{u}_m$ بردار واحد گشتاور دوقطبی، V حجم نمونه، $\vec{e}_{m,k\lambda}$ بردار قطبش میدان الکترومغناطیسی و $\varepsilon_0$ ثابت گذردهی خلا است. رابطه پاشندگی یک کریستال فوتونی ناهمسانگرد عبارت است‌از:

$$\omega_{m,k\lambda} = \omega_c + B_m|\vec{k} - \vec{k}_0^{\,j}|^2,$$

که $\omega_c$ بسامد قطع گاف نواری است[۸]. $\vec{k}_0^{\,j}$ ها مجموعه متناهی از نقاط تقارن مرتبط با لبه باند هستد و $B_m$ ثابت وابسته به ساختار بلوری اتم است. فرض می‌کنیم در لحظه $t=0$ حالت اولیه سامانه به‌صورت زیر است:

$$|\psi(0)\rangle = [\cos(\frac{\theta}{2})|eg\rangle$$
$$+\sin(\frac{\theta}{2})e^{i\varphi}|ge\rangle]^*|0_k\rangle_a|0_k\rangle_b,$$

که اتم‌ها در حالت برهم‌نهی آماده شده‌اند و میدان منبع ذخیره فوتونی در حالت خلا $|0_k\rangle_m$ قرار دارد. بردار حالت سامانه در زمان t از رابطه زیر به‌دست می‌آید:

$$|\psi(t)\rangle = [A_a(t)|e,0\rangle_a + \sum_k C_k(t)|g,1_k\rangle_a]\otimes |g,0\rangle_b + |g,0\rangle_a \otimes [A_b(t)|e,0\rangle_b + \sum_k D_k(t)|g,1_k\rangle_b].$$

با جای‌گذاری رابطه‌های (۱) و (۵) را در معادله شرودینگر $i\hbar(\frac{\partial}{\partial t})|\psi(t)\rangle = H|\psi(t)\rangle$، تحول زمانی دامنه احتمال اتم‌ها به شکل دو رابطه جفت شده زیر به‌دست می‌آیند:

$$\frac{dA_a(t)}{dt} = -i\omega_a A_a(t) - iJA_b(t) - \int_0^t A_a(\tau) f_a(t-\tau)d\tau$$

$$\frac{dA_b(t)}{dt} = -i\omega_b A_b(t) - iJA_a(t) - \int_0^t A_b(\tau) f_b(t-\tau)d\tau.$$

در رابطه (۶)، $f_m(t-\tau)$ تابع حافظه یا همان تابع گرین است که با رابطه زیر به‌دست می‌آید[۵]:

$$f_m(t) = \sum_{\lambda=1}^{2}\sum_k |V_{m,k\lambda}|^2 e^{i\omega_{m,k\lambda}t},$$

با گرفتن تبدیل لاپلاس از رابطه(۶) و انجام کمی محاسبات ریاضی، می‌توانیم دامنه‌های احتمال وابسته به زمان سامانه را حساب کنیم. با گرفتن رد روی حالت‌های میدان، ماتریس چگالی کاهش یافته اتم‌ها به‌دست می‌آید:

$$\rho(t) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |A_a(t)|^2 & A_a^*(t)A_b(t) & 0 \\ 0 & A_a(t)A_b^*(t) & |A_b(t)|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A(t) \end{pmatrix},$$

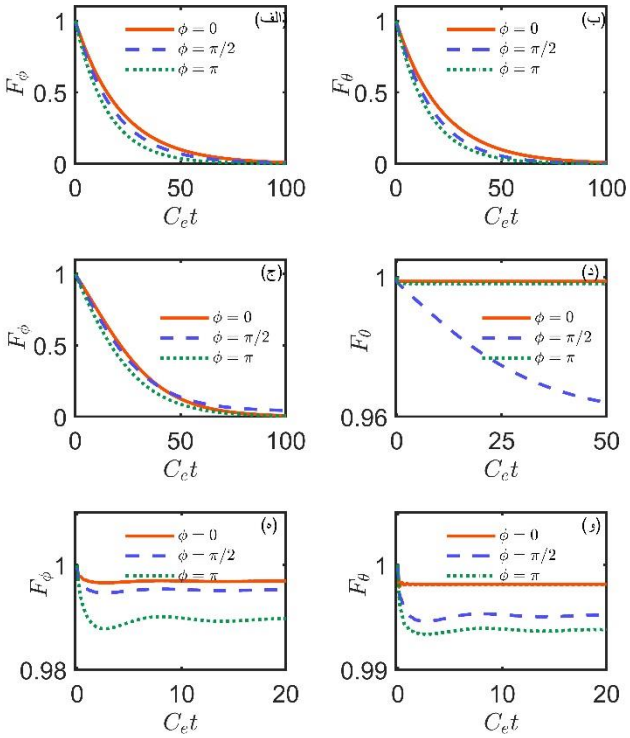
$$A(t) = 1-(|A_a(t)|^2 + |A_b(t)|^2).$$

## اطلاعات فیشر کوانتومی

در مکانیک کوانتومی مشاهده‌پذیرهایی وجود دارند که به‌طور مستقیم قابل اندازه‌گیری نیستند و باید به‌صورت غیرمستقیم اندازه‌گیری شوند؛ با استفاده از تئوری تخمین، با اندازه گیری روی پارامترهای دیگر می‌توان اندازه پارامتر مورد نظر خود را تخمین زد و کمی‌سازی کرد. طبق تئوری تخمین کوانتومی، دقت یک پارامتر توسط نامساوی کرامر-رائو $\Delta^2\phi \geq \frac{1}{nF_\phi}$ مشخص می‌گردد که همان کران پایین میانگین مربعی تخمین‌گر برای پارامتر ناشناخته ای مانند $\phi$ است که در آن $n$ تعداد دفعات تکرار آزمایش و $F_\phi$ اطلاعات فیشر کوانتومی پارامتر تخمین، مورد نظر $\phi$ است[۹]. اطلاعات فیشر کوانتومی $F_\phi = Tr(\rho_\phi \mathcal{L}_\phi^2)$ توسط مشتق لگاریتمی متقارن $\frac{\partial\rho_\phi}{\partial\phi} = \frac{\mathcal{L}_\phi\rho_\phi + \rho_\phi\mathcal{L}_\phi}{2}$ تعریف می‌شود[۱۰].

در شکل ۲، دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی برحسب تابعی از زمان مقیاس شده $c_e t$برای فازهای نسبی متفاوت رسم شده‌است، به گونه‌ای که خط نارنجی $\phi = 0$، خطچین آبی $\phi = \frac{\pi}{2}$ و نقطه‌چین سبز $\phi = \pi$ را نشان می‌دهند. $\Delta_m = \omega_m - \omega_c$ واکوکی بسامد گذار اتم‌ها $\omega_m$، نسبت به بسامد قطع $\omega_c$ است. پارامترهای $\omega_c = 100c_e$ و $J = 4c_e$ انتخاب شده‌اند.

در شکل۲ (الف) و (ب)، زمانی‌که بسامد قطع گاف نواری فوتونی، پایین‌تر از تراز برانگیخته $|e\rangle_m$ اتم‌ها قرار بگیرد، ($\Delta_a = 10c_e, \Delta_b = 10c_e$) به‌دلیل آنکه $\omega_m$ (بسامد گذار دو اتم) خارج از محدوده گاف نوار فوتونی است، دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی پارامترهای $\phi$ و $\theta$ میرا است و در نهایت به مقدار صفر می‌رسد. در شکل۲ (ج) و (د) بسامد قطع گاف نواری فوتونی پایین‌تر از بسامد گذار اتم (a) قرار گرفته است و بسامد گذار اتم (b) داخل گاف نواری قرار دارد، ($\Delta_a = -30c_e, \Delta_b = 10c_e$)، $F_\phi$ با گذشت زمان میرا است اما نسبت به حالت قبل در زمان‌های طولانی‌تری به صفر میل می‌کند.




شکل ۲: دینامیک اطلاعات فیشرکوانتومی بر حسب تابعی از زمان مقیاس شده $c_e t$ برای فازهای نسبی متفاوت با شرایط اولیه $\theta=\frac{\pi}{2}$ و $\Delta_a=10c_e, \Delta_b=10c_e$ برای (الف) و (ب)، $\Delta_a=-30c_e, \Delta_b=10c_e$ برای (ج) و (د) و $\Delta_a=-2c_e, \Delta_b=-10c_e$ برای (ه) و (و).

$F_\theta$ با گذشت زمان به یک مقدار پایا نزدیک به ۱ میل می‌کند و می‌توان با دقت خوبی پارامتر $\theta$ را اندازه‌گیری کرد. در شکل۲ (ه) و (و) بسامد قطع گاف نواری فوتونی بالاتر از بسامد گذار هر دو اتم قرار دارد $(\Delta_a=-2c_e, \Delta_b=-10c_e)$. همان‌طور که مشاهده می‌شود $F_\phi$ و $F_\theta$ به ازای تمام مقادیر فاز نسبی اولیه با گذشت زمان به مقداری نزدیک به ۱ میل می‌کند و اطلاعات کوانتومی حفظ می‌شود، بنابراین با دقت بسیار خوبی می‌توان پارامترهای $\phi$ و $\theta$ را اندازه‌گیری کرد.

## نتیجه‌گیری

در این مقاله اثر فاز نسبی و اختلاف بسامد گذار ترازهای بالای اتم ها از بسامد قطع گاف نواری فوتونی روی دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی برای دو اتم دو-ترازه جفت شده داخل یک کریستال فوتونی غیرهمسانگرد، مطالعه شد. نشان داده‌شد کریستال فوتونی غیرهمسانگرد به‌عنوان یک محیط غیرمارکوف ساختار یافته می‌تواند نقش ویژه‌ای در حفظ اطلاعات کوانتومی داشته باشد. زمانی‌که بسامد گذار هر دو اتم در محدوده بسامد قطع گاف نواری فوتونی باشد، $(\Delta_a=-2c_e, \Delta_b=-10c_e)$، با دقت بسیار خوبی می‌توان پارامترهای $\phi$ و $\theta$ را با گذشت زمان اندازه‌گیری کرد.

## مرجع‌ها

**[1]** S Y Xie, Y P Yang, And X Wu, Europ. Phys. J. D At. Mol. Opt. Plas. Phys. 13(2001)129, 2001.

**[2]** Yang, Y. and Zhu, S.Y., Physical Review A, 61(4), p.043809, 2000.

**[3]** Mousavi, S.N., Naeimi, G., Saeidian, S. and Ahmadi, G., Iranian Journal of Physics Research, 24(2), pp.245-254, 2024.

**[4]** Nikdel Yousefi, N., Mortezapour, A. Physical Review A, 105(4), p.042212.M, 2022.

**[5]** Shen, H.Z., Shao, X.Q., Wang, G.C., Zhao, X.L. and Yi, X.X., Physical Review E, 93(1), p.012107, 2016.

**[6]** Entezar, S.R., Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 43(8), p.085503, 2010.

**[7]** John, S. and Quang, T., Physical Review A, 50(2), p.1764, 1994.

**[8]** M. Woldeyohannes and S. John, J. Opt. B 5, R43, 2003.

**[9]** Braunstein, S.L. and Caves, C.M., Physical Review Letters, 72(22), p.3439, 1994.

**[10]** Song, H., Luo, S. and Hong, Y., Physical Review A, 91(4), p.042110, 2015.

# تاثیر هندسه سلول واحد بر طیف جذب ساختارهای فراماده در ناحیه تراهرتز

**زهرا فرخی و حسن پاکارزاده**

**دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران**

**z.farrokhi@sutech.ac.ir & pakarzadeh@sutech.ac.ir**

**چکیده – در این مقاله، به بررسی تاثیر تغییر هندسه ساختار و پارامترهای هندسی نظیر ضخامت لایه و تغییر شعاع‌ها و طول میله‌ها، به منظور تغییر رفتارطیف،تعداد قله‌های جذب، میزان جذب و پهنای باند جذب ساختارفراماده در ناحیه تراهرتز پرداخته می‌شود. طراحی این ساختار به‌صورت پنج لایه، از پایین به بالا عبارتند از: فلز طلا، لایه دی الکتریک پلی دی متیل سیلوکسان(PDMS)، لایه دی اکسیدوانادیم، لایه دی الکتریک پلی دی متیل سیلوکسان (PDMS) و لایه ساختار مخلوط دی اکسیدوانادیم –گرافن است، نتایج نشان می‌دهد که تغییر هندسه ساختار و پارامترهای هندسی باعث افزایش تعداد قله‌های جذب، افزایش میزان جذب، کاهش پهنای باند جذب و تغییر رفتار طیف به صورت جابجایی فرکانسی می‌شود و این‌گونه ساختارها در زمینه‌هایی مانند حسگرهای زیستی، دستگاه‌های کلیدزنی و... کاربرد دارند.**

**کلید واژه– ساختارجاذب، فراماده، تراهرتز، سلول واحد**

# The effect of unit cell geometry on the absorption spectrum of metamaterial structures in the terahertz region

**Farrokhi, Zahra ; Pakarzadeh, Hassan**

**z.farrokhi@sutech.ac.ir & pakarzadeh@sutech.ac.ir**

**In this article, the effect of changing the geometry structure and geometric parameters such as the thickness of the layer and changing the radii and length of the rods, in order to change the behavior of the spectrum, the number of absorption peaks, the amount of absorption and the absorption bandwidth of the structure is investigated. In this article, geometrical effects such as thickness and height are discussed in order to change the bandwidth, change the structure and change the behavior. The design of this structure consists of five layers, from bottom to top: gold metal, dielectric layer of dimethylsiloxane (PDMS), polypolyvanadium layer, dielectric layer of polydimethylsiloxane (PDMS) and VO2-graphene mixed structure layer. , the results show that changing the geometry of the structure and geometric parameters increases the number of absorption peaks, increases the absorption rate, reduces the absorption bandwidth and changes the behavior of the spectrum in the form of a frequency shift and It is used in fields such as biosensors, switching devices, etc.**

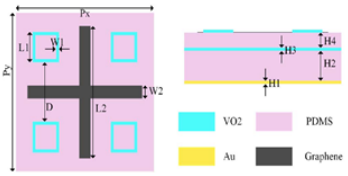
**Keywords: Absorber structure, Metamaterials, Terahertz and Unit cell.**

## مقدمه

ناحیه تراهرتز عمدتا شامل بازه فرکانسی ۱۰ – ۰/۱ تراهرتز است و یک تراهرتز معادل $10^{12}$هرتز است[۱]. این ناحیه دارای مشخصه‌های منحصر به فردی مانند پالس کوتاه، نفوذ قوی، انرژی کم و آسیب اندک به مواد و بدن انسان است که در سایر امواج باند الکترومغناطیس یافت نمی‌شود[۲]. فراماد به طور طبیعی در مواد طبیعی یافت نمی‌شوند و به دلیل ویژگی‌های منحصر به فردشان، این توانایی را به ما می‌دهند که با اعمال تغییرات در شکل و پیکربندی لایه‌های فلزی و دی الکتریک سازه، ضریب تراوایی مغناطیسی و ضریب گذردهی را تغییر دهیم[۳]. فراماد به دست بشر ساخته می‌شوند و خصوصیات غیر معمول خود را نه بر اساس جنس ماده، بلکه بر اثر ساختار خود به دست می‌آورند[۴]. جاذب فراماد، نوعی فراماده است که می‌تواند تابش الکترومغناطیسی را به طور موثر جذب کند[۵]. از ویژگی‌های جاذب‌های فراماد می‌توان به میزان جذب بسیار بالا و نزدیک به صد در صد امواج الکترومغناطیسی، پهنای باند خوب و هم‌چنین به منظور جذب طول موج‌های خاصی از طیف الکترومغناطیسی، قابلیت تنظیم طول موج را دارند، اشاره کرد[۶]. مواد دو بعدی مانند گرافن به عنوان یک فراماده برای جاذب استفاده می‌شود و می‌توان از آن برای ایجاد قابلیت تنظیم پذیر استفاده کرد. جاذب‌های دارای مواد دو بعدی معمولاً از واحدهای ساختاری زیر طول موجی تشکیل شده‌اند که به روش خاصی برای دستیابی به مدولاسیون امواج الکترومغناطیسی مرتب شده‌اند[۷]. با اعمال شرایط خارجی مانند دما، مواد تغییر فاز مانند وانادیوم دی اکسید، می‌توانند حالت و خواص خود را تغییر دهند بنابراین، با ادغام جاذب‌های فراماده با مواد تغییر فاز، می‌توان دستگاه‌های فوتونیک پویا و قابل تنظیم ایجاد کرد[۹و۸]. گانگ و همکاران یک ساختار جاذب فراماد چند لایه تنظیم پذیر بر پایه گرافن و دی اکسید وانادیوم در ناحیه تراهرتز با هندسه‌ی خاص به‌عنوان نمونه هندسه‌ای که در شکل ۱ دیده می‌شود طراحی کرده‌اند، در این ساختار به دلیل استفاده از گرافن و دی اکسید وانادیوم، کلید زنی قابل تنظیم بین دو باند فرکانسی مختلف می‌تواند محقق شود[۱۰].

## طراحی ساختار جاذب و مشخصات هندسی آن

این ساختار شامل پنج لایه، از پایین به بالاعبارتند از: فلز طلا، لایه دی الکتریک پلی‌دی‌متیل‌سیلوکسان(PDMS)، لایه دی اکسیدوانادیم، لایه دی الکتریک پلی دی متیل سیلوکسان (PDMS)و لایه ساختار مخلوط-$VO_2$ گرافن است. ساختار گرافن و ساختار حلقه چهار مربعی از دی‌اکسید وانادیم، همانطور که در شکل ۱الف نشان داده‌شده‌است.پارامترهای‌ساختاری‌آن‌عبارتنداز: $Px=Py=120\mu m$و$D=45\mu m$ پارامترهای‌ساختاری‌چهارحلقه‌های-مربع$VO_2$عبارتنداز:$D=23\mu m$، و$W_1=4\mu m$پارامترهای‌ساختاری-متقاطع‌گرافن عبارتنداز:$L=100\mu m$، $W2=10\mu m$، $Hg=0.34$ نانومتر. ثابت دی الکتریک لایه دی الکتریک PDMS 2.35 است،-ضخامت‌آن$H_4=14\mu m$ ، $H_2=35\mu m$ است. ضخامت لایه میانی دی اکسید وانادیم و فلزطلا $H1=H_3=200$ نانومتر است[۱۰] .




شکل۱:نمودار ساختار سلول واحد جاذب (الف) نمای بالای سلول واحد، (ب) نمای جانبی سلول واحد[۱۰] .

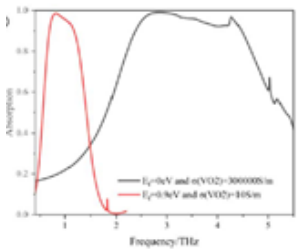
ب

برای طراحی ساختار از روش تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD)که در آن موج تراهرتز به طور عمود بر سطح جاذب طراحی‌شده در امتداد جهت z وارد می‌شود.

در محاسبات عددی ما، هر دو جهت x و y شرایط مرزی سلول واحد را تنظیم می‌کنند، در حالی که جهت z شرط مرزی باز است.در باند تراهرتز، ثابت دی الکتریک $VO_2$ را می‌توان با مدل درود[۱۰] بیان کرد:

$$(\omega)=\varepsilon_\infty-\omega_P^2/(\omega+i\gamma)$$

که در آن $\varepsilon_\infty$ =۱۲ و $w_p$ =۱/۴ e۱۳rad/s, $\gamma$= ۵/۷۵ e۱۳ 1/s می باشد.



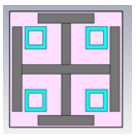
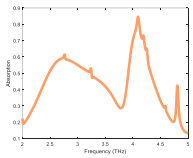
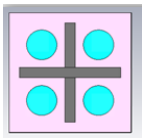
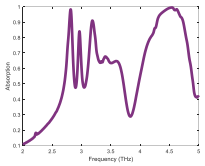
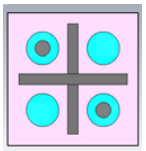
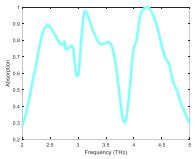
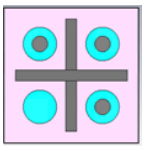
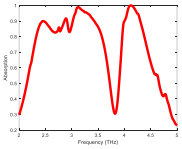
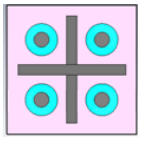
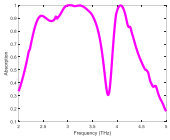
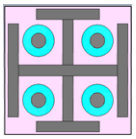
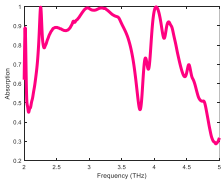
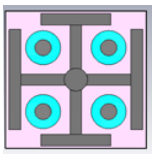
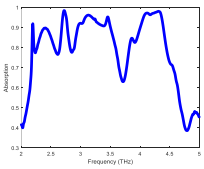

شکل۲. منحنی های جذب برحسب فرکانس در حالت های مختلف[۱۰] .

درشکل۲ منحنی‌های جذب درحالت‌های رساناو عایق رسم شده است.لازم به ذکر است که در این مقاله فقط حالت رسانا بررسی شده است چون در این حالت پهنای باند یشتراست(نمودار مشکی رنگ).

## بررسی تغییرسلول واحد هندسه جاذب فراماد

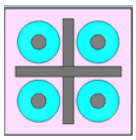
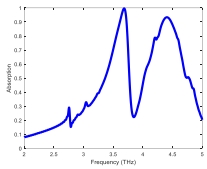
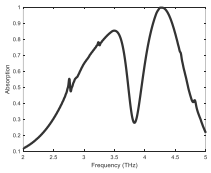
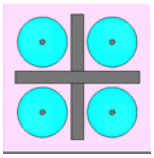
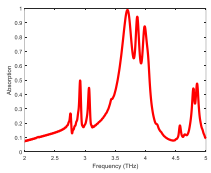
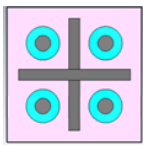
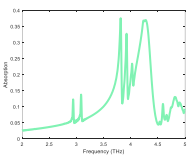
دراین بخش تاثیر تغییر هندسه بر پهنای باند جذب و رفتار طیف جذببررسی‌می‌شودکه۷ هندسه مختلف مورد بررسی قرار گرفت .درجدول۱ساختارهای هندسی جدید به همراه نمودارهای جذب برحسب فرکانس در محدوده‌ی فرکانسی۱تا۵ تراهرتزی آورده شده است. در جدول۲ روی هندسه‌ی منتخب تاثیر تغییر پارامترهای هندسی بررسی گردیده و نتایج نیز اورده شده است.

جدول۱: تغییر هندسه سلول واحدجاذب فراماد.

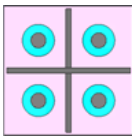
| ردیف | هندسه ساختار | نمودارجذب برحسب فرکانس |
|---|---|---|
| ۱ |  |  |
| ۲ |  |  |
| ۳ |  |  |
| ۴ |  |  |
| ۵ |  |  |
| ۶ |  |  |
| ۷ |  |  |

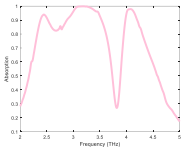
مطابق جدول۱ باتغییر هندسه ساختار، رفتارطیف، تعداد قله‌های جذب، میزان جذب و پهنای باند جذب تغییر کرده است تغییر رفتار طیف برای هر ساختار جدید شبیه سازی شده قابل مشاهده است. درشکل۲ که نمودار ساختار اصلی است، قله‌ی جذب وجود ندارد  اما با تغییر هندسه ساختار مطابق جدول۱، تعداد قله‌های جذب با جذب بیش از ۹۰درصد به ترتیب  برابر است با: ۱، ۳، ۳، ۴، ۳، ۴ و۵  می‌باشد و میزان پهنای باند با تغییر هندسه کاهش یافته است. برروی هندسه‌ی ساختار ۵ تغییر پارامترهای هندسی اعمال گردیده است و نتایج در جدول۲ آورده شده است.

جدول۲: تغییر پارامترهای هندسی سلول واحد جاذب فراماد منتخب.

| ردیف | ساختار هندسی | نمودارجذب برحسب فرکانس |
|---|---|---|
| ۱ |  |  |
| ۲ |  |  |
| ۳ |  |  |
| ۴ |  |  |

۵





همان طور که در جدول۲ مشاهده می‌شود، برروی ساختار هندسی منتخب، به ترتیب به بررسی پارامترهای هندسی از جمله تغییر شعاع وانادیوم دی اکسید و گرافن به صورت جداگانه ، تعییر همزمان شعاع‌ها، تغییر ضخامت لایه‌ها و تغییر ابعاد بعلاوه وسط ساختار پرداخته شده است که درواقع تاثیر پارامترهای هندسی - بر رفتار طیف، تعداد قله‌های جذب، میزان جذب بالای ۹۰درصد و پهنای باند جذب بررسی شد. مقادیر مورد بررسی به صورت گام-های۵تایی بوده است که بهترین نمودارها در جدول۲ اورده شده است باتغییرشعاع $VO_2$ به ۲۰میکرومتر ۱قله جذب باتغییر شعاع گرافن به ۱۲میکرومتر ۲ قله جذب، باتغییر همزمان شعاع‌ها به این صورت که شعاع وانادیوم دی اکسید۲۰میکرومتروشعاع-گرافن۲میکرومتر۳قله‌جذب، باتغییرضخامت‌لایه‌چهارم ($H_4$) به ۱۹میکرومتر۱قله جذب و باتغییر بعلاوه ساختار به این صورت که $L_2$=115 و $W_2$=5 میکرومتر ۳قله جذب و پهنای خوبی نسبت به تغییر دیگر پارامترها در این ساختار مشاهده می‌شود که برابر با۲ تراهرتز می‌باشد و درواقع در تمام نمودارها جابجایی فرکانسی وجود دارد.

## نتیجه گیری

همانطور که در جدول‌های۱ و۲ مشاهده می‌شود، تغییر هندسه ساختار سلول واحد فرامواد و پارامترهای هندسی آن باعث افزایش تعداد قله‌های جذب، افزایش میزان جذب، کاهش پهنای باند جذب و تغییر رفتار طیف به صورت جابجایی فرکانسی در ناحیه تراهرتز می‌شود. این‌گونه جاذبهای فرامواد تراهرتز در زمینه‌هایی مانند حسگرهای زیستی، دستگاه‌های کلیدزنی و... کاربرد دارند.

## مرجع‌ها

**[1]** Wilmink, J. Gerald and J. E. Grundt; “Invited review article: current state of research on biological effects of terahertz radiation”, J. Infrared Millim. Terahertz Waves, 32, 1074-1122(2011).

**[2]** Akyildiz I.F., Han C., Nie S., “Combating the Distance Problem in the MillimeterWave and Terahertz Frequency Bands”, IEEE Commun. Mag., 56, 102-108(2018).

**[3]** Xie Y., Ye S., Reyes C., Sithikong P., Popa B. I., Wiley B. J., and Cummer S. A., “Microwave metamaterials made by fused deposition 3D printing of a highly conductive copper-based filament, Appl ”, Appl. Phys. Lett, 110, 181903(2 -5) (2017).

**[4]** Montgomery S., Kuang X., Armstrong C., Qi H., “Recent advances in additive manufacturing of active mechanical metamaterials”, Current Opinion in Solid State and Materials Science, 24,00869 (2020).

**[5]** Chen Y., Chen S., Shih T.M., Wang J., Yang W., Qian L., and Yang Z.,“Broadband unidirectional scattering in visible ranges and controllable hot-spot spatial transfer via a single nanoparticle”, Appl. Surf. Sci., 528, 146489(2020).

**[6]** Wu X.L., Zhao W.C., Yi Z., Yu J.X., Zhou Z.G., Yang H., et al, “High-performance dual-control tunable absorber with switching function and high sensitivity based on Dirac semi-metallic film and vanadium oxide’’, Opt. Laser. Technol.,153, 108245(2022).

**[7]** Esfandiari M., Lalbakhsh A., Shehni P.N., Jarchi S., “Recent and emerging applications of Graphene-based metamaterials in electromagnetics”, Mater. Des., 221, 110920(2022).

**[8]** Zou X., Zheng G., Chen Y., Xian F., Xu L., “Actively tunable mid-infrared Fano resonance in Ge2Sb2Te5-based grating structures”, Opt. Mater, 88, 54–59(2019).

**[9]** Liu C., Xu Y., Huang R., and Zha S., “Terahertz metamaterials for broadband, high modulation depth modulator, and tunable dual-band absorber based on metal-vanadium dioxide hybrid structure”, AIP Advances., 13, 9(2023).

**[10]** Gong D., Mei J., Li N., and Shi Y., “Tunable metamaterial absorber based on VO2-graphene”, Materials Research Express., 9, 115803(2022).

# شبیه سازی تولید هارمونیک دوم در ماده ITO درحالت اپسیلون نزدیک به صفر و مقایسه با حالت معمولی

**حسن، پاکارزاده ؛ زهرا، فیروزی**

**دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران**

**pakarzadeh@sutech.ac.ir, zahraafirozi7676@gmail.com**

**این مقاله، به شبیه‌سازی تولید هارمونیک دوم (SHG) در ماده ITO در حالت اپسیلون نزدیک به صفر می‌پردازد و نتایج به‌دست‌آمده را با حالت معمولی مقایسه می‌کند. با شبیه‌سازی معادلات جفت شده دامنه در دو حالت عادی و اپسیلون نزدیک به صفر، رفتارSHG در ITO تحلیل شده است. نتایج نشان می‌دهند که در حالت اپسیلون نزدیک به صفر، بازدهی SHG به‌طور قابل توجهی افزایش می‌یابد، که این پدیده به دلیل تغییرات در پاسخ غیرخطی ماده و برهم کنش های پیچیده نوری است. این موضوع به‌ویژه در زمینه کاربردهای اپتیک غیرخطی و حسگرهای نوری حائز اهمیت است.**

**کلید واژه- اکسید قلع-ایندیوم ، اپسیلون نزدیک به صفر، شبیه سازی تولید هارمونیک دوم**

# Simulation of Second-Harmonic Generation in ITO material under epsilon-near-zero conditions and comparing to the normal case

**،Hassan Pakarzadeh, Zahra Firouzi**

**Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran.**
**pakarzadeh@sutech.ac.ir, zahraafirozi7676@gmail.com**

**Abstract- This article investigates the simulation of second-harmonic generation (SHG) in ITO material under epsilon-near-zero (ENZ) conditions and compares the obtained results with the normal case. By simulating in both normal and ENZ cases, the SHG behavior of ITO has been analyzed. The results show that in the ENZ case, the efficiency of SHG increases significantly, which is due to changes in the nonlinear response of the material and complicated optical interactions. This is particularly important in the field of nonlinear optics and optical sensors.**

**Keywords: epsilon-near-zero, indium-tin-oxide, Second-Harmonic Generation simulation.**

## مقدمه

مواد با اپسیلون نزدیک به صفر( ENZ) در فرکانس‌های خاص، خواص نوری منحصربه فردی دارند. این ویژگی‌ها شامل ضریب شکست نزدیک به صفر و تراوایی مغناطیسی بالا است[۱]. به دلیل این ویژگی‌ها، ENZها پتانسیل بالایی برای کاربرد در دستگاه‌های اپتیک غیرخطی دارند. در اپتیک غیرخطی، خواص نوری مواد تحت تأثیر شدت نور ورودی قرار می‌گیرد. ENZها به دلیل ضریب شکست نزدیک به صفر، می‌توانند به عنوان مواد ایده‌آلی برای ساخت دستگاه‌هایی مانند فراماده، آنتن‌ها، عدسی‌ها و حسگرها مورد استفاده قرار گیرند[۲]. این مواد می‌توانند برای ساخت عدسی‌های با وضوح بالا، حسگرهای حساس‌تر و دقیق‌تر و همچنین برای تولید هارمونیک دوم ( SHG) که یک پدیده غیرخطی مهم است، مورد استفاده قرار گیرند.

مفهوم ENZ از دهه ۱۹۶۰ مطرح شد، اما تحقیقات جدی در این زمینه از دهه ۲۰۰۰ با پیشرفت‌های نانوفناوری و متامواد آغاز شد. مطالعات نشان داده‌اند که ENZها می‌توانند بازدهی SHG را به طور قابل توجهی افزایش دهند. این پدیده می‌تواند برای کاربردهای مختلفی مانند تقویت‌کننده‌های نوری و منابع نوری کاربرد داشته باشد. تحقیقات اخیر بر روی ENZها بر توسعه کاربردهای عملی‌تر، مانند حسگرها و مدارهای الکترونیکی متمرکز شده است[۳]. با پیشرفت‌های تکنولوژیکی، انتظار می‌رود که ENZها در آینده نقش مهمی در توسعه دستگاه‌های نوری و الکترونیکی ایفا کنند[۴]. این مطالعه به بررسی تأثیرات شرایط اپسیلون نزدیک به صفر بر روی ویژگی‌های نوری و الکتریکی اکسید قلع –ایندیوم ( ITO ) می‌پردازد که ITO به عنوان یکی از مهم‌ترین مواد در این زمینه، به دلیل خواص الکتریکی و اپتیکی برجسته‌اش، در ساختارهای نانومتری و الکترونیکی به طور گسترده‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرد. به عنوان یک نیمه‌رسانای شفاف و رسانای الکتریکی در صنایع الکترونیکی و اپتیکی می‌شود. این ماده به دلیل خاصیت هدایت الکتریکی خوب و شفافیت بالا در طول موج‌های نوری، در کاربردهایی نظیر صفحه نمایش‌های لمسی و پنل‌های خورشیدی مورد استفاده قرار می‌گیرد. به علاوه، با بررسی رفتار ITO در حضور مواد ENZ، می‌توان به درک بهتری از خصوصیات نوری و الکتریکی این ماده دست یافت. این شرایط می‌تواند به بهبود عملکرد دستگاه‌های نوری و الکترونیکی منجر شود ITO. به عنوان یک ماده نوآورانه در طراحی سیستم‌های نوری پیشرفته، مزایای قابل توجهی را ارائه می‌کند. استفاده از آن در شبیه‌سازی‌های تولید هارمونیک دوم، به ویژه در شرایط ENZ، نه تنها کارآیی را افزایش می‌دهد، بلکه ظرفیت‌های جدیدی را برای توسعه فناوری‌های نوظهور ارائه می‌دهد .[۵]

مبانی نظری تولید هارمونیک دوم در مادهITO

مواد ENZ به دلیل خواص نوری منحصر به فرد خود، از جمله پاسخ غیرخطی شدید و قطبش‌پذیری بالا، در حوزه اپتیک غیرخطی بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. این مواد می‌توانند منجر به تقویت چشمگیر پدیده‌های غیرخطی از جمله ایجاد SHG شوند. معادلات جفت شده SHGدرحالت معمولی عبارتند از:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = \frac{4\pi i \omega_1^2 \chi^{(2)}}{k_1 c^2} A_2 A_1^* e^{-i\Delta kz} \qquad (۱)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = \frac{2\pi i \omega_2^2 \chi^{(2)}}{k_2 c^2} A_1^2 e^{i\Delta kz} \qquad (۲)$$

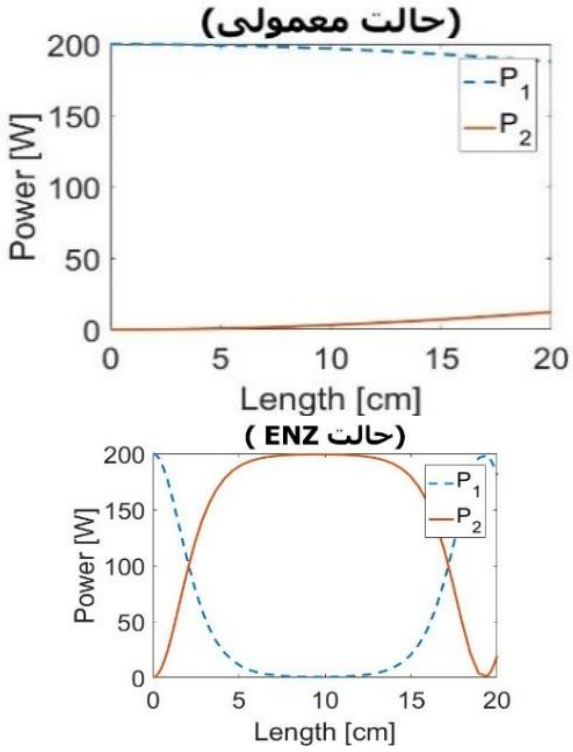
که در آن $A_1$ و $A_2$ دامنه موج‌های اولیه و هارمونیک دوم، $\omega_1$ و $\omega_2$ فرکانس‌های اولیه و هارمونیک دوم، پذیرفتاری غیرخطی مرتبه دوم و \اختلاف بین بردار موج امواج برهم کنش کننده است. پذیرفتاری غیرخطی در معادلات جفت شده SHGدر حالت معمولی ثابت در نظر گرفته می شود ولی در حضور مواد ENZ به شدت به فرکانس وابسته است. درحضور مواد ENZ، شدت SHG به طور قابل توجهی افزایش می یابد که میتواند به چند برابر نسبت به حالت عادی برسد که به نوع ماده ENZ،ساختار ماده، فرکانس موج ورودی، شرایط جورشدگی فاز و دیگر عوامل بستگی دارد[۶]. در شرایط $\varepsilon_{1=0}$ , $\varepsilon_2 < 1$ )ENZ(، تغییرات بزرگی در مولفه‌های میدان الکتریکی در مرزهای بین مواد ENZ و دی الکتریک‌ها رخ می‌دهد که به طور خاص، در مورد لایه‌های نازک ITO، شدت SHG به طور قابل توجهی در طول موج‌های نزدیک به افزایش می‌یابد. این افزایش به دلیل کاهش تلفات مواد و تقویت میدان‌های الکتریکی داخلی است.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \qquad (۳)$$

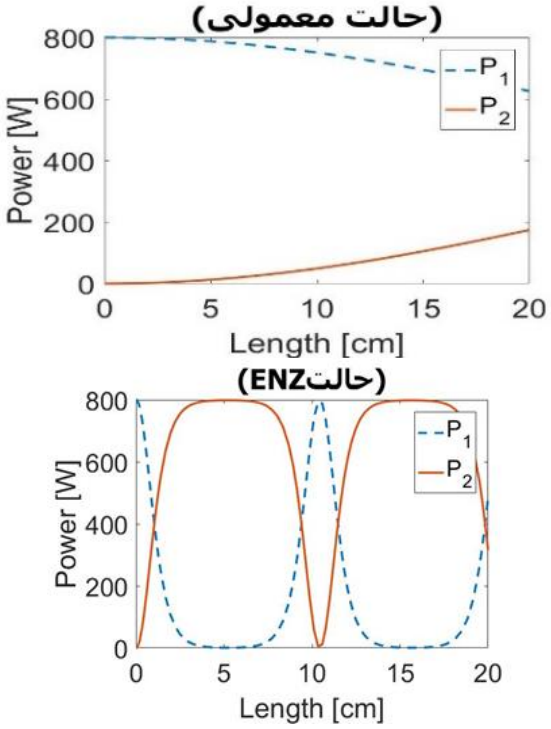
که در آن $\varepsilon_1$ قسمت حقیقی تابع دی الکتریک، $\varepsilon_2$ قسمت موهومی تابع دی الکتریک ، $\varepsilon_\infty$گذردهی پس زمینه، $\omega_p$ فرکانس پلاسما و $\gamma$ نرخ برخورد حامل‌های بار است.

شبیه سازی و بحث

برای بررسی رفتار SHG، دو حالت مدل سازی شد. در ابتدا، ماده ITO در شرایط معمولی شبیه‌سازی گردید، جایی‌که خصوصیات نوری و غیرخطی آن بر اساس داده‌های تجربی استاندارد مدل‌سازی شدند. در مرحله دوم، پارامترهای اپتیکی ماده طوری تغییر داده شد که اپسیلون در نواحی طیفی خاص به صفر نزدیک شود. این تغییر حالت امکان بررسی تاثیر این ویژگی بر SHG را فراهم می‌کند.




شکل ۱ الف) تحول توان های موج اصلی و SHGدر حالت معمولی برای توان ۲۰۰وات؛ ب) حالت ENZ.




شکل۲(الف) تحول توان های موج اصلی و SHGدر حالت معمولی برای توان ۸۰۰وات؛ ب) حالت ENZ.

در شکل ۱ و ۲ نتایج به‌دست‌آمده از شبیه سازی تحول توان‌های موج اصلی و SHG در طول ماده ITO ارائه شده است. این نمودارها نشان‌دهنده تغییرات توان تولید شده در دو حالت مختلف معمولی و اپسیلون نزدیک به صفراست. در شکل۱ چون توان کمتر است تبدیل توان از موج اصلی که همان $\omega$ است به موج $2\omega$ که SHG است دیرتر و در طول های بیشتری اتفاق می‌افتد به طوری که درحالت معمولی در طول ۵ سانتی متر تقریبا هیچ توانی تبدیل نمی‌شود و ثابت است. درحالی که برای ENZ در ۵ سانتی متر به خوبی تمام توان از پمپ به موج دوم تخلیه می‌شود و همینطور که ادامه می‌دهیم این روند معکوس می‌شود و دوباره توان از موج SHG به پمپ بر می‌گردد. مثلا در ۲۰سانتی متر معکوس می‌شود که ناشی از شرط دوره‌ای جور شدگی فاز است . در شکل۲ با افزایش توان برهم کنش خطی قوی تر می شود بنابراین نسبت به سری قبل در طول کمتری تغییرات دیده می‌شود.

جدول ۱: درصد بازدهی SHG در دوحالت معمولی و ENZ به ازای توان های ورودی مختلف.

| P1 (W) | بازدهی حالت معمولی(درصد) | بازدهی حالت ENZ(درصد) |
|---|---|---|
| 200 | 13.15 | 47.81 |
| 400 | 37.78 | 69.66 |
| 600 | 63.88 | 81.04 |
| 800 | 78.11 | 87.53 |
| 1000 | 86.07 | 91.47 |

در جدول شماره۱ با مقایسه نتایج به‌دست‌آمده از دو حالت، مشخص می‌شود که در حالت اپسیلون نزدیک به صفر، SHG به مراتب بیشتر از حالت معمولی است. این نشان‌دهنده تأثیر قابل توجه ویژگی‌های الکتریکی و نوری ITO در بهبود SHG می‌باشد.

نتیجه گیری

شبیه‌سازی انجام شده نشان می‌دهد استفاده از ITO در حالت ENZ ، نه تنها بازدهی SHG را افزایش می‌دهد، بلکه می‌تواند شرایط مناسبی برای SHG در ماده ITO فراهم آورد و همچنین با افزایش توان مشاهده می‌شود که بازدهی به طور قابل توجهی افزایش می‌یابد. این یافته، پتانسیل بالایی را برای طراحی و ساخت دستگاه‌های نوری غیرخطی با بازدهی بالا، مانند تولیدکننده‌های نور همدوس و حسگرهای نوری حساس، فراهم می‌آورد. همچنین، تأثیر پارامترهای مختلف بر این فرآیند، درک ما را از رفتار نوری ماده ITO در شرایط مختلف بهبود می بخشد.

## مرجع ها

**[1]** J. Smith, L. Johnson, "Second Harmonic Generation in Indium Tin Oxide: A Comparative Study of Near-Zero Epsilon and Conventional States," Journal of Optical Materials, vol. 45, no. 2, pp. 123-135, 2023

**[2]** Reshef O., De Leon I., Alam M. Z., Boyd R. W., “Nonlinear optical effects in epsilon-near-zero media,” Nat. Rev. Mater., vol. 4, no. 8, pp. 535–551, 2019.

**[3]** Kinsey N., Khurgin J., “Nonlinear epsilon-near-zero materials explained: Opinion,” Opt. Mater. Express, vol. 9, no. 7, pp. 2793-2798, 2019.

**[4]** Gili V. F., Carletti L., Locatelli A., Caspani L., De Angelis C., Ravaro M., Liscidini M., “Near-zero-permittivity materials for nonlinear optics,” Optica, vol. 5, no. 7, pp. 870-875, 2018.

**[5]** oyd R. W., “Nonlinear Optics, 3rd ed.,” Academic Press, Ottawa, pp. 96-105, 2008.

**[6]** Khriachtchev L., “Basic Principles, Present Status, and Perspectives: Silicon Nanophotonics,” Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., Singapore, pp. 223-237, 2016.

# ارزیابی تجربی حسگر نوری لایه نازک نانوکامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا

**مجید طاهری***

**پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، انتهای خیابان کارگر شمالی، تهران**

***آدرس رایانامه نویسنده مسئول : majidtaheri61@yahoo.com**

**چکیده - در این پژوهش، پاسخ نوری لایه نازک نانوکامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا به صورت تجربی مورد بررسی قرار گرفته است. این فیلم‌ها با لایه نشانی محلول کلوئیدی اکسید گرافن و نانوذرات طلا بر روی با استفاده از روش لایه نشانی سانتریفیوژ تهیه شده‌اند. لایه نازک نانوکامپوزیت با استفاده از طیف‌سنج فرابنفش- مرئی، طیف‌سنجی تبدیل فوریه فروسرخ و تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی مشخصه یابی شده است. طیف فرابنفش- مرئی یک پیک جذبی در طول موج ۵۴۰ نانومتر را نشان می‌دهد که نشان از تشکیل نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا می‌باشد. نتایج طیف‌سنجی تبدیل فوریه بیانگر این است که در لایه نازک نانوکامپوزیتی بازپخت شده، نانوذرات طلا در بین صفحات اکسیدگرافن قرار گرفته است. پاسخ زمانی لایه نازک نانوکامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا نسب به لایه نازک اکسیدگرافن و اکسید گرافن احیا شده بیانگر بهبود خواص حسگر نوری آن تحت تابش پرتو لیزری با طول موج ۶۳۰ نانومتر در اثر افزایش نانوذرات طلا می‌باشد.**

**کلید واژه- اکسید گرافن، پاسخ نوری، کندو سوز لیزری، نانو ذرات.**

# Experimental Evaluation of Reduced Graphene Oxide/Gold Nanocomposite Thin Film Optical Sensor

***Majid Taheri**

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

***Corresponding e-mail: majidtaheri61@yahoo.com**

**Abstract- In this paper, the optical response of reduced graphene oxide/gold nanocomposite thin film has been experimentally studied. These films are prepared by depositing of a colloidal solution graphene oxide and gold nanoparticles on glass substrates using centrifuge deposition method. The nanocomposite thin film has been characterized using UV-visible spectrometer, fourier transform infrared spectroscopy and scanning electron microscope images. The UV-visible spectrum of the nanocomposite thin film shows an absorption peak at the wavelength of 540 nm, which indicates the formation of graphene oxide/gold nanocomposite. Fourier transform infrared spectroscopy results indicate that gold nanoparticles are placed between graphene oxide sheets in the annealed nanocomposite thin film. The optical sensing behavior of the thin films are studied under CW laser irradiation at 630 nm. The results show that the time response of the reduced graphene oxide/gold nanocomposite thin film is improved in compared to the thin film of graphene oxide and reduced graphene oxide due to presence gold nanoparticle in the nanocomposite.**

**Keywords: Graphene Oxide, Optical Response, Laser Ablation, Nanoparticles.**

## مقدمه

گرافن اکسید (GO) یک لایه ماده کربنی است که به دلیل داشتن گروه‌های عاملی اکسیژن‌دار در ساختار خود، دارای ویژگی های فیزیکی و شیمیایی خاصی است. در این ساختار، گروه‌های اپوکسی و هیدروکسیل در سطح هر لایه پراکنده شده‌اند و گروه‌های کربوکسیل و کربونیل نیز در لبه‌های لایه گرافن جای می‌گیرند. از آنجا که چگالی گروه‌های اکسیژنی می‌تواند تأثیر مستقیم بر رسانایی الکتریکی داشته باشد، کاهش این گروه‌ها به کمک روش‌های احیای شیمیایی یا حرارتی، که منجر به تولید اکسید گرافن احیا شده (rGO) می‌شود، به عنوان یک استراتژی مهم برای بهبود رسانایی GO مورد استفاده قرار می‌گیرد. در اکسید گرافن احیا شده، صفحات کربنی به دلیل برهم‌کنش‌های واندروالسی روی هم انباشته می‌شوند [۱]. این انباشتگی می‌تواند سطح مؤثر آن را محدود کند و مانع دسترسی کامل به سطح فعال گردد. برای رفع این محدودیت، استفاده از نانوذرات فلزی بین لایه‌های کربنی به کار می‌رود. این نانوذرات با پیوندهای شیمیایی یا برهم‌کنش‌های الکتروستاتیکی به سطح rGO متصل می‌شوند و می‌توانند فاصله بین لایه‌ها را افزایش دهند. این روش نه تنها از انباشتگی ناخواسته لایه‌های کربنی جلوگیری می‌کند، بلکه موجب بهبود خواص رسانایی و فعالیت کاتالیستی rGO می‌شود [۲].

نانوذرات طلا به دلیل خواص زیست‌سازگاری، فعالیت کاتالیستی، و ویژگی‌های نوری، بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. ساختار انرژی گسسته این نانوذرات باعث ایجاد خواص جذبی و فلوئورسانسی شبه‌مولکولی شده و آن‌ها را برای تولید نانوکامپوزیت‌هایی مانند اکسیدگرافن/طلا مناسب می‌سازد. این نانوکامپوزیت‌ها به دلیل خواص الکتریکی، شیمیایی و اپتیکی خاص، کاربردهای فراوانی در الکترونیک، کاتالیست‌ها، حسگرهای گازی و آشکارسازهای نوری دارند [۳].

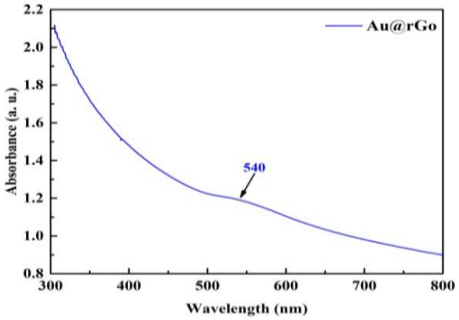
در این پژوهش، نانوذرات طلای سنتز شده به روش کندوسوز لیزری بین صفحات اکسید گرافن قرار گرفته و پس از کاهش گرمایی صفحات اکسیدگرافن، جایگاه مناسب برای آرایش این صفحات با نانو ذرات ایجاد شده است. مشخصه‌یابی لایه‌های نازک با استفاده از طیف فرابنفش- مرئی، طیف تبدیل فوریه فروسرخ و تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی مطالعه شده است. همچنین پاسخ حسگر نوری لایه‌های نازک تحت تابش پرتو لیزر با طول موج ۶۳۰ نانومتر نیز بررسی شده است.

## بخش تجربی

در این پژوهش، برای تهیه نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا، ابتدا محلول اکسیدگرافن با غلظت ۰/۱ گرم بر لیتر در آب دوبار مقطر تهیه شده، و با محلول کلوئید نانوذرات طلا با غلظت ۰/۰۵ گرم بر لیتر سنتز شده به روش کندوسوز لیزری مخلوط می‌گردد [۴]. محلول تهیه شده به مدت ۴۰ دقیقه در دستگاه اولتراسونیک قرار داده می‌شود تا نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا حاصل شود. با استفاده از روش سانتریفیوژ کلوئید نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا را بر روی زیر لایه شیشه لایه‌نشانی می‌کنیم. در نهایت لایه‌های نازک نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا در دمای ۱۵۰ درجه سانتی-گراد به مدت ۲ ساعت تحت عمل حرارتی قرار داده شده‌اند. مشخصه‌یابی نمونه با استفاده از طیف‌سنجی فرابنفش- مرئی (PerkinElmer LAMBDA 25) در گستره طول موجی ۳۰۰ تا ۸۰۰ نانومتر انجام شده است. گروه‌های عاملی در نانوکامپوزیت توسط طیف سنج تبدیل فوریه فروسرخ (FTIR) مدل Bruker-Vector22 مشخص شده‌اند. همچنین، تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) لایه نازک نانوکامپوزیت توسط Phillips XL30 بررسی شده است. پاسخ نوری نمونه تحت تابش پرتو لیزر پیوسته با طول موج ۶۳۰ نانومتر و شدت نور خروجی ۵۰ میلی وات در ولتاژ ثابت ۳۰ V، مطالعه شده است. زمان پاسخ جریان عبوری از لایه نازک در حالت لیزر روشن و خاموش با استفاده از دستگاه Keithley Source Meter 2450 توسط یک سیستم پروب دو نقطه‌ای ثبت شده است.

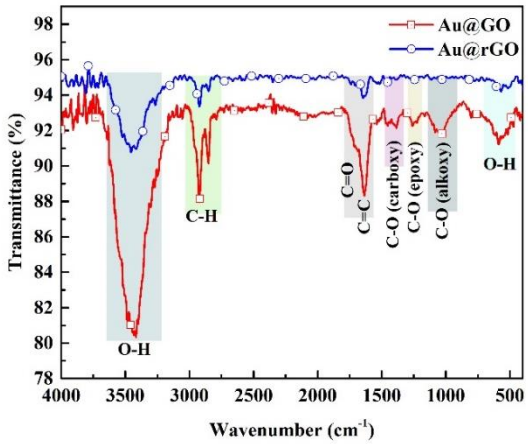
## نتایج تجربی و بحث

شکل۱ طیف جذبی فرابنفش-مرئی لایه نازک نانوکامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل مشاهده می‌شود فیلم نانوکامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا دارای یک پیک جذبی در ناحیه طول موجی ۵۴۰ نانومتر می‌باشد. این پیک جذبی مربوط به نانوذرات طلا، نشان می‌دهد که نانوکامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا تشکیل شده است.



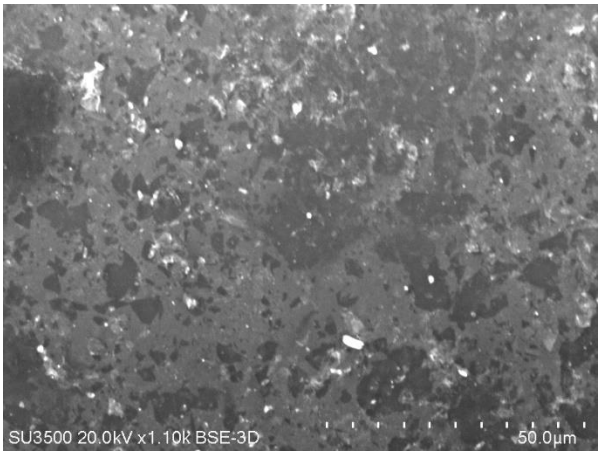

شکل ۱: طیف جذبی فرابنفش-مرئی لایه نازک نانوکامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا

طیف عبوری FTIR مربوط به محلول کلوئیدی نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا و اکسیدگرافن احیا شده/طلا در شکل۲ نشان داده شده است. در نمونه نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا، قله‌ی مشاهده شده در ۳۴۰۰ مربوط به حضور گروه هیدروکسیل می باشد. پیک ۲۹۰۰ می‌تواند مربوط به ارتعاشات متقارن باندهای C-H گروه آلکیل باشد. قله‌های ۱۷۲۰ و۱۶۲۰ موجود نیز به ترتیب مربوط به باندهای C=O و C=C گروه‌های کربونیل و کربوکسیل موجود در لبه‌های اکسید گرافن می‌باشند. نوارهای جذبی نزدیک ۱۴۰۰، ۱۲۳۰ و ۱۰۵۰ مد C-O را نشان می‌دهد [۳]. همانطور که ملاحظه می‌شود با اعمال گرما به نمونه از میزان این پیک‌ها کاسته شده و حتی در برخی موارد ناپدید شده است که نشان دهنده تشکیل نانوکامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا می‌باشد.



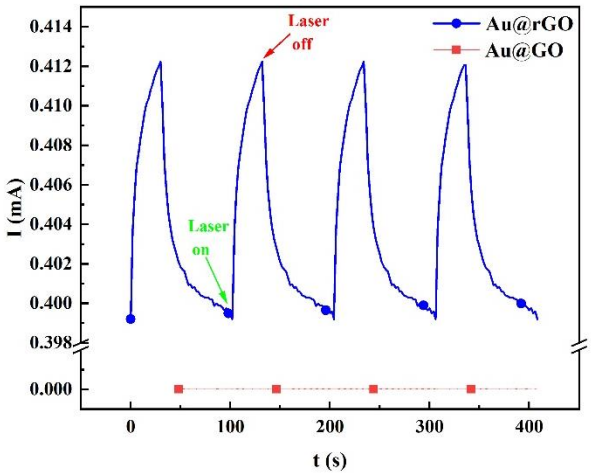

شکل ۲: طیف FTIR نانوکامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا

تغییر مورفولوژی سطح و تشکیل نانوکامپوزیت را می‌توان توسط تصویر SEM بررسی کرد. شکل ۳ تصویر SEM لایه نازک اکسید گرافن احیا شده/طلا را نشان می‌دهد. این تصویر نشان می‌دهد که نانوذرات طلا روی سطح لایه‌های GO را پوشانده و توده‌های مچاله شده‌ای را تشکیل داده‌اند.




شکل ۳: تصویر SEM فیلم نانوکامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا

پاسخ نوری لایه نازک نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا تحت تابش پرتو لیزر قرمز با طول موج ۶۳۰ نانومتر در شکل ۴ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود لایه نازک نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا تحت تابش پرتو لیزر هیچگونه پاسخی را نشان نمی‌دهند. در حالیکه جریان عبوری تحت تابش لیزر از لایه نازک بازپخت شده، بطور قابل ملاحظه‌ای افزایش یافته و بعد از ۲۸ ثانیه به مقدار ماکزیمم خود رسیده است. جریان عبوری از لایه نازک بازپخت شده پس از خاموش کردن لیزر در مدت ۴۰ ثانیه به حالت اولیه باز می‌گردد. لایه نازک نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا به تابش لیزری هیچ عکس العملی نشان نمی-دهد، ولی با اعمال گرما به این لایه و تشکیل نانو کامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا پاسخ نوری لایه نازک بطور قابل ملاحظه‌ای بهبود یافته است. اندازه گیری‌ها طی ۴ مرحله نتایج تقریباً یکسانی را نشان داده‌است، که نشان دهنده تکرار پذیر بودن آزمایش می‌باشد. همچنین جریان عبوری پس از خاموش کردن لیزر در هر ۴ مرحله دارای افت سریع بوده و به حالت پایدار خود بازگشته‌اند. در نانوکامپوزیت مبتنی بر اکسیدگرافن احیا شده، نانوذرات طلا باعث می‌شوند تا حرکت الکترون‌ها بین صفحات دو بعدی کربنی افزایش یافته و در نتیجه باعث بهبود خواص هدایت الکتریکی و حسگری این لایه‌ها می‌شود.




شکل ۴: پاسخ نوری نانوکامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا.

## نتیجه‌گیری

در این پژوهش، لایه نازک نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا به روش سانتریفیوژ ساخته شده و پس از عملیات حرارتی لایه نازک نانوکامپوزیت اکسیدگرافن احیا شده/طلا ساخته شده است. مشخصات نوری و مورفولوژی سطح این لایه‌های نازک به ترتیب توسط طیف سنج فرابنفش-مرئی و تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی مورد مطالعه قرار گرفته است. همچنین جهت بررسی گروه‌های عاملی و تشکیل نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا از طیف تبدیل فوریه فروسرخ استفاده شده است. نتایج هر سه آزمون نشان داده است که نانوکامپوزیت اکسیدگرافن/طلا پس از عمل حرارتی به خوبی شکل گرفته است. همچنین، بهبود پاسخ نوری فیلم نانوکامپوزیتی اکسیدگرافن/طلا بعداز بازپخت نشان دهنده حضور نانوذرات طلا روی صفحات گرافنی می‌باشد، که منجر به عبور آسان‌تر و سریع‌تر الکترون بین صفحات بزرگ و دو بعدی کربن توسط پیوند نانوذرات فلزی با سطح گرافن شده است.

## مرجع‌ها

**[1]** Z. Zhu, et al., “Sol-gel deposited aluminum-doped and gallium-doped zinc oxide thin-film transparent conductive electrodes with a protective coating of reduced graphene oxide”, J. Nanophotonics, Vol. 10, No. 2, pp. 026001-7, 2016.

**[2]** H. Zhang, D. Hines, and D. L. Akins, “Synthesis of a nanocomposite composed of reduced graphene oxide and gold nanoparticles”, Dalton. Trans. Vol. 43, No. 6, pp. 2670-2675, 2014.

**[3]** M. Taheri, Z. Feizabadi, S. Jafari, and N. Mansour, “Fast Response and High Sensitivity of Reduced Graphene Oxide/Gold Nano-hybrid for LPG Sensors at Room Temperature”, J. Electron. Mater., Vol. 47, No. 12, pp. 7232-7239, 2018.

**[4]** M. Taheri, F. Hajiesmaeilbaigi, A. Motamedi, and Y. Golian., “Nonlinear optical response of gold/silicon nanocomposite prepared by consecutive laser ablation”, Laser Phys., Vol. 25, No. 6, pp. 065901-065901, 2015.

# قابلیت تصویربرداری فراطیفی برای بهبود دقت اندازه‌گیری شاخص‌های پوشش گیاهی با تمرکز بر حذف اثر طیفی رگبرگ‌ها

میثم شکری[1]، احمد درودی[1]، علیرضا یوسفی[2]

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

2. گروه مهندسی تولید و ژنتیک گیاهی،دانشکده کشاورزی،دانشگاه زنجان،زنجان

پایش سلامت گیاهان از عوامل مهم در مدیریت پایدار کشاورزی است، اما محدودیت‌های روش‌های سنتی طیف‌سنجی، نظیر وضوح فضایی پایین، دقت شاخص‌های گیاهی را کاهش می‌دهد. تصویربرداری فراطیفی(HSI) ، به‌عنوان یک فناوری نوآورانه، امکان ثبت داده‌های فضایی و طیفی با وضوح بالا را فراهم می‌کند. این تکنیک با تحلیل پیکسل به پیکسل، امکان حذف ساختارهای مانند رگبرگ‌ها را می‌دهد که موجب بهبود دقت شاخص‌های گیاهی می‌شود. در این مقاله، تأثیر حذف پیکسل‌های مربوط به رگبرگ‌ها در افزایش دقت شاخص‌های گیاهی بررسی شد. نتایج نشان داد حذف این پیکسل‌ها موجب کاهش نویز طیفی، بهبود پایداری داده‌ها و افزایش کارایی پایش غیرتهاجمی ویژگی‌های فیزیولوژیکی و شیمیایی گیاهان می‌شود. این دستاوردها نقش مهمی در بهینه‌سازی بهره‌وری کشاورزی و دارند.

.کلید واژه- تصویربرداری فراطیفی، شاخص‌های گیاهی، طیف بازتابی برگ، کالیبراسیون تصویر فراطیفی

# Hyperspectral Imaging Ability to Improve the Accuracy of Measurement of Vegetation Indices with a Focus on Eliminating the Spectral Effect of leaf Veins

Maisam Shokri[1], Ahmad Darudi[1], Alireza Yousefi[2]

1. Department of Physics, Faculty of Science, University of Zanjan, Zanjan, Iran, Maisam.shokri@znu.ac.ir

2. Department of Plant Production and Genetic Engineering, Faculty of Agriculture, University of Zanjan, Zanjan, Iran

**Plant health monitoring is one of the important factors in sustainable agricultural management, but the limitations of traditional spectroscopy methods, such as low spatial resolution, reduce the accuracy of plant indices. Hyperspectral imaging (HSI), as an innovative technology, allows for the recording of high-resolution spatial and spectral data. This technique allows for the removal of structures such as veins by analyzing pixels by pixels, which improves the accuracy of vegetation indices. In this paper, the effect of removing pixels related to veins on increasing the accuracy of vegetation indices was investigated. The results showed that the removal of these pixels reduces spectral noise, improves data stability, and increases the efficiency of non-invasive monitoring of plant physiological and chemical characteristics. These achievements play an important role in optimizing agricultural productivity.**

**Keywords: Hyperspectral Image Calibration, Hyperspectral Imaging, Leaf Reflection Spectrum, Plant Indices.**

## مقدمه

گیاهان بیش از ۸۰ درصد از غذای مصرفی انسان را تأمین می‌کنند و منبع اصلی تغذیه دام هستند. با این‌حال، عواملی هم‌چون بیماری‌ها و آفات گیاهی، ایمنی گیاهان را برای مصرف انسان و حیوان تهدید کرده و میزان دسترسی به آن‌ها را کاهش می‌دهد[۱][۲]. مطالعات نشان می‌دهد که حدود ۳۰ درصد از محصولات کشاورزی در اثر بیماری‌های گیاهی و پاتوژن‌ها از بین می‌روند که این مسئله منجربه خسارت‌های میلیارد دلاری می‌گردد[۳]. تصویربرداری فراطیفی با ثبت طیف بازتابی گیاه، اطلاعات ارزشمندی در مورد ویژگی‌های فیزیولوژیکی و بیوشیمیایی گیاهان ارائه می‌دهد. این قابلیت به‌ویژه در کشاورزی که پایش و تجزیه‌وتحلیل دقیق محصول می‌تواند به‌طور قابل‌توجهی بهره‌وری و پایداری را افزایش دهد، بسیار باارزش است[۴].

## تصویربرداری فراطیفی

تصویربرداری فراطیفی به‌عنوان یک ابزار پیشرفته و هوشمند برای تجزیه‌وتحلیل داده‌ها در حوزه‌های تحقیقاتی گوناگون مورد استفاده قرار می‌گیرد. مزیت اصلی تصویربرداری فراطیفی در مقایسه با روش‌های تصویربرداری سنتی مانندRGB ، توانایی ثبت اطلاعات طیفی دقیق در گستره‌ای وسیع از باندهای طیفی است. این اطلاعات امکان استخراج جزئیات دقیق در مورد توزیع فضایی و ترکیب شیمیایی مواد را فراهم می‌کند[۵]. خروجی تصویرفراطیفی یک مکعب داده است که شامل دو بعد مکانی و یک بعد طیفی (طول‌موجی) می‌باشد. هر پیکسل از این مکعب دارای یک پروفایل طیفی منحصربه‌فرد است که تمامی اطلاعات بازتابندگی مربوط به باندهای مختلف طیفی را شامل می‌شود. این ویژگی موجب شده است که تصویربرداری فراطیفی به‌عنوان ابزاری قدرتمند برای تحلیل دقیق و غیرتهاجمی در حوزه‌های گوناگون، به‌ویژه در علوم کشاورزی، شناخته شود[۶].

## شاخص‌های گیاهی

گیاهان به دلیل حضور ترکیبات شیمیایی متنوع در برگ‌ها و سایر اندام‌ها، ویژگی‌های بازتابی مشخصی در باندهای مختلف طیفی از خود نشان می‌دهند. در محدوده طیفی مادون قرمز نزدیک، گیاهان بازتاب بسیار بالایی از خود نشان می‌دهند که ناشی از ساختار سلولی برگ‌ها و پراکندگی نور است. ویژگی‌های پوشش گیاهی معمولاً از طریق تبدیل طیف بازتابی به یک مقدار عددی تحت عنوان شاخص پوشش گیاهی (Vegetation Index -VI) ارزیابی می‌شوند[۷]. در این مطالعه، برای تحلیل داده‌های بازتابی از شاخص‌های مختلف گیاهی استفاده شده است که هر یک از آن‌ها به جنبه‌های خاصی از وضعیت پوشش گیاهی اشاره دارند و در جدول (۱) نشان داده شده‌اند.

جدول ۱: شاخص های پوشش گیاهی که در این تحقیق مورد استفاده قرار گرفته اند وR بازتاب طیفی است [7,8,9]

| Acronym | Formula | Category |
|---|---|---|
| NDVI | $\frac{R800-R670}{R800+R670}$ | Structural |
| GNDVI | $\frac{R800-R550}{R800+R550}$ | Structural |
| PSNDb | $\frac{R800-R635}{R800+R635}$ | Biochemical |
| REP | $700+40\times(\frac{\left(\frac{R670+R780}{2}\right)-700}{R740+R700})$ | Physiological |

## شرح آزمایش و نتایج تجربی

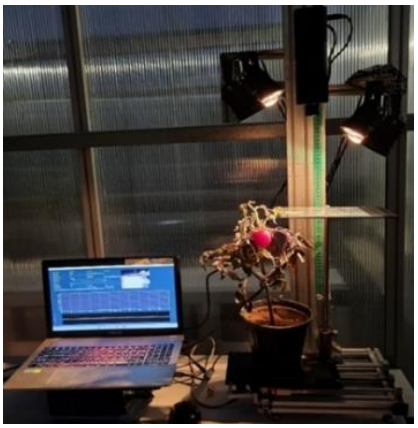
در این آزمایش، از دوربین تصویربردار فراطیفی رومیزی ساخت شرکت پرتوافزارصنعت استفاده شد. این دوربین در ناحیه مرئی-مادون قرمز نزدیک (VNIR) در بازه 400nm-950nm و با توان تفکیک طیفی 2.5nm عمل می‌کند. جهت روشن کردن سطح نمونه‌ها از منبع نور هالوژن استفاده شد. برای انجام این آزمایش از دو گیاه گوجه فرنگی استفاده شد. برگ گیاه گوجه فرنگی را مطابق شکل(۱) به گونه ای روی سکوی نگهدارنده قرار می‌دهیم که برگ کاملا صاف قرار بگیرد برای این منظور یک پلیت شیشه ای با ضخامت ۲ میلیمتر روی برگ قرار داده شده است. این پلیت شیشه ای در همه داده برداری‌ها روی نمونه ها و سطح مرجع قرار می‌گیرد. از آنجایی که ضریب بازتاب مورد تحلیل قرار میگیرد اثر پلیت شیشه‌ای حذف می‌شود. قبل از شروع جمع آوری داده ها، یک قاب تیره (D) با قرار دادن درپوش لنز ثبت شد. پس از آن، درپوش برداشته شد و تصویری از صفحه مرجع سفید رنگ که در زیر صفحه شیشه ای قرار داده شده بود، به صورت (W) ثبت شد. سپس گلدان روی ریل قرار گرفت و یک برگ از گلدان روی سکو و زیر صفحه شیشه ای قرار گرفت و تصویر فراطیفی نمونه به صورت (S) ثبت شد. تصویر فرطیفی تصحیح شده با استفاده از مقادیر تاریک، صفحه مرجع و تصویر فراطیفی نمونه از معادله (۱) محاسبه می شود[۱۰]:

$$R=\frac{S+D}{W+D} \qquad (۱)$$

برای کاهش نویز ناشی از رگبرگ‌ها در شاخص‌های گیاهی، از الگوریتم خوشه‌بندی K-means استفاده شد. ابتدا پس‌زمینه

حذف شد، سپس رگبرگ‌ها با خوشه‌بندی پیکسل‌ها بر اساس ویژگی‌های طیفی و مکانی شناسایی شدند و در نهایت داده‌های طیفی مرتبط با رگبرگ‌ها حذف و شاخص‌های گیاهی بازمحاسبه شدند. حذف رگبرگ‌ها به کاهش قابل‌توجه انحراف معیار در شاخص‌های مختلف منجر شد. نتایج این تغییرات در جدول(۲) و(۳) ارائه شده‌اند.

شکل ۳ تا ۶، مقایسه انحراف معیار شاخص های گیاهی را قبل و بعد از حذف رگبرگ‌های برگ نشان می‌دهد.



شکل ۱: چیدمان دوربین فراطیفی ونحوه داده‌گیری از برگ.

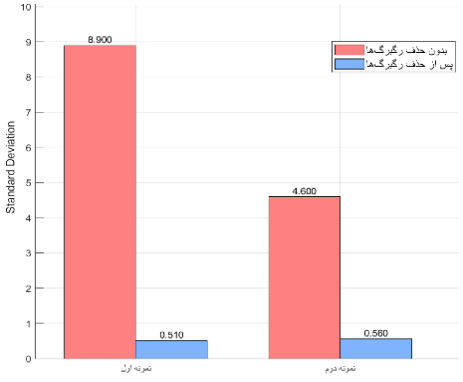
جدول ۲: میانگین و انحراف معیار شاخص‌های گیاهی پیش و پس از حذف رگبرگ‌ها برای نمونه اول.

| شاخص | وضعیت | میانگین | انحراف معیار | درصد کاهش انحراف معیار |
|---|---|---|---|---|
| **NDVI** | بدون حذف | 0.769 | 0.061 | 86.5% |
| | با حذف | 0.787 | 0.008 | |
| **GNDVI** | بدون حذف | 0.532 | 0.089 | 77.4% |
| | با حذف | 0.544 | 0.020 | |
| **REP** | بدون حذف | 715.56 | 8.90 | 94.2% |
| | با حذف | 715.96 | 0.51 | |
| **PSNDb** | بدون حذف | 0.722 | 0.079 | 87.8% |
| | با حذف | 0.740 | 0.010 | |

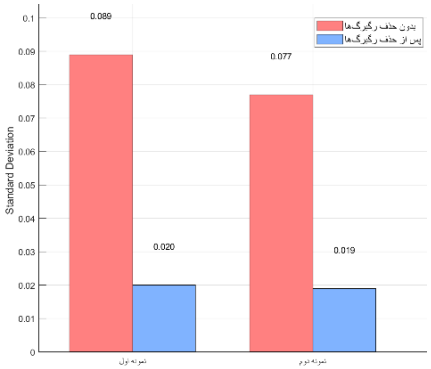
جدول 3: میانگین و انحراف معیار شاخص‌های گیاهی پیش و پس از حذف رگبرگ‌ها برای نمونه دوم.

| شاخص | وضعیت | میانگین | انحراف معیار | درصد کاهش انحراف معیار |
|---|---|---|---|---|
| **NDVI** | بدون حذف | 0.762 | 0.058 | 84.8% |
| | با حذف | 0.776 | 0.009 | |
| **GNDVI** | بدون حذف | 0.530 | 0.077 | 74.8% |
| | با حذف | 0.549 | 0.019 | |
| **REP** | بدون حذف | 713.46 | 4.60 | 87.9% |
| | با حذف | 714.32 | 0.56 | |
| **PSNDb** | بدون حذف | 0.713 | 0.063 | 84.3% |
| | با حذف | 0.735 | 0.009 | |

حذف رگ‌برگ‌ها باعث کاهش قابل‌توجه انحراف معیار شده است، که نشان‌دهنده کاهش پراکندگی داده‌ها و یکنواختی بیشتر است.



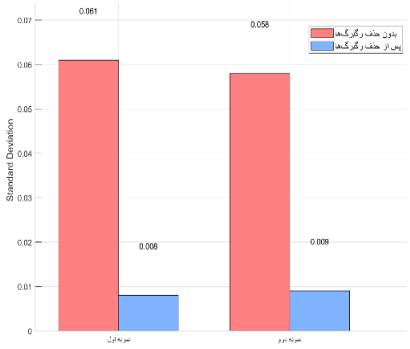

شکل ۳: کاهش انحراف معیارشاخص REP پس از حذف رگبرگ‌ها




شکل 4: کاهش انحراف معیارشاخص GNDVI پس از حذف رگبرگ‌ها




شکل ۵: کاهش انحراف معیارشاخص PSNDb پس از حذف رگ‌برگ‌ها




شکل ۶: کاهش انحراف معیارشاخص NDVI پس از حذف رگ‌برگ‌ها

## نتیجه‌گیری

تصویربرداری فراطیفی با اصول اپتیکی پیشرفته، ابزاری دقیق و کارآمد برای ارزیابی شاخص‌های گیاهی و شناسایی تغییرات فیزیولوژیکی گیاهان است. حذف اثر طیفی رگ‌برگ‌ها با الگوریتم K-means باعث کاهش نویز و افزایش دقت تحلیل شد، به‌طوری‌که این روش با ارائه وضوح مکانی-طیفی بالا، برتری قابل‌توجهی نسبت به سایر روش‌های طیف‌سنجی نشان داد. این فناوری نقش مؤثری در پایش سلامت گیاهان و مدیریت کشاورزی دارد و زمینه‌ساز تحقیقات آینده در این حوزه است.

## مرجع‌ها

**[1]** Food and Agriculture Organization of the United Nations (FAO). International year of plant health – protecting plants, Protecting life. 2020. http://www.fao.org/plant-health-2020.

**[2]** R. N. Strange and P. R. Scott, “Plant disease: A threat to global food security,” Annu. Rev. Phytopathol., vol. 43, pp. 83–116, 2005.

**[3]** https://www.mordorintelligence.com/industry-reports/tomato-market.

**[4]** Satterwhite MB, Henley JP. Hyperspectral Signatures (400 to 2500nm) of Vegetation, Minerals, Soils, Rocks, and Cultural Features, Laboratory and Field Measurements. US Army Corps of Engineers, Engineer Topographic Laboratories; 1990 Dec 1.

**[5]** Khan MJ, Khan HS, Yousaf A, Khurshid K, Abbas A. Modern trends in hyperspectral image analysis: A review. Ieee Access. 2018 Mar 12;6:14118-29.

**[6]** Rayhana R, Ma Z, Liu Z, Xiao G, Ruan Y, Sangha JS. A Review on Plant Disease Detection Using Hyperspectral Imaging. IEEE Transactions on AgriFood Electronics. 2023 Nov 29.

**[7]** Galvao, L.S., Viterello, I. and Almeida Filho, R. 1999. Effects of band positioning and bandwidth on NDVI Measurements of Tropical Savannas, Remote Sensing of Environment, 67, 181–193.

**[8]** Gitelson AA, Kaufman YJ, Merzlyak MN. Use of a green channel in remote sensing of global vegetation from EOS-MODIS. Remote sensing of Environment. 1996 Dec 1;58(3):289-98.

**[9]** Blackburn GA. Spectral indices for estimating photosynthetic pigment concentrations: a test using senescent tree leaves. International Journal of remote sensing. 1998 Jan 1;19(4):657-75.

**[10]** Guyot G, Baret F. Utilisation de la haute resolution spectrale pour suivre l'etat des couverts vegetaux. InSpectral Signatures of Objects in Remote Sensing 1988 Apr (Vol. 287, p. 279).

**[11]** K. C. Lawrence, B. Park, W. R. Windham, and C. Mao, “Calibration of a pushbroom hyperspectral imaging system for agricultural inspection,” Trans. ASAE, vol. 46, no. 2, pp. 513–521, 2003.

# اندازه‌گیری ضریب شکست با استفاده از توری براگ تار نوری مبتنی بر رشته‌های نازک

**شیوا محمدعلیان، سودابه نوری جویباری**

Shiva.mohammadaliyan@gmail.com, S.nouri@umz.ac.ir

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

**چکیده: توری‌های براگ تارنوری کاربرد فراوانی در طیف‌سنجی، اندازه‌گیری شتاب، دما، کرنش و ضریب‌شکست دارند. از میان روش‌های اندازه‌گیری ضریب شکست، تار نوری مبتنی بر رشته به دلیل ابعاد کوچک، هزینه‌های کمتر و دقت بالا نسبت به سایر ساختارها روشی کارآمد خواهد بود. در این مقاله، با طراحی یک تار نوری بر مبنای ساختارهای متناوب رشته‌ای، یک حسگر جهت اندازه‌گیری ضریب شکست با دقت بسیار بالا ارائه و توسط نرم افزار لومریکال به روش FDTD شبیه سازی شده است. توسط نتایج بدست آمده، مشاهده شده که تار نوری طراحی شده، حساسیت قابل توجهی نسبت به تغییرات ضریب شکست نشان داده و در مد پلاریزه شده در راستای محور x (TM)، این حساسیت در بازه طول موجی۴۰۰ تا ۴۵۰ نانومتر برابر با ۲۲,۴ nm/RIU و در بازه طول موجی ۴۵۰ تا ۵۱۰ نانومتر برابر ۲۵,۳ nm/RIU است.**

**کلید واژه- تار توری براگ، تار رشته‌ای، حسگر ضریب شکست**

# Refractive Index measurement using a fiber Bragg grating based on thin Filament

**Shiva Mohammadaliyan, Soodabeh Nouri Jouybari**

**Abstract- Fiber Bragg Gratings (FBGs) are widely used in spectroscopy, measurement of acceleration, temperature, strain, and refractive index. Among the refractive index measurement methods, filament-based optical fiber is an efficient method due to its small dimensions, lower costs and high accuracy compared to other structures and other sensors. In this article, by designing an optical fiber based on alternating filament structures, a highly accurate sensor for measuring the refractive index is presented and simulated with Lumerical Finite-Difference Time-Domain (FDTD) method. It has been observed by the simulation results that the designed filament-based optical fiber shows a significant sensitivity to the refractive index changes. For the x-polarized fundamental mode (TM), the sensitivity equals to 22.4 nm/RIU in the wavelength range of 400 to 450 nm and in the wavelength range of 450 to 510 nm it equals to 25.3nm/RIU, respectively.**

**Keywords: FBG (Fiber Bragg Grating), Filament fiber, refractive index senso**

## مقدمه

امروزه، کاهش ابعاد شکست‌سنج‌ها امری ضروری در صنعت و آزمایشگاه است که در مجموع حجم کل سیستم را کاهش می‌دهد [1]. شکست‌سنج‌های مبتنی بر تار نوری به دلیل ابعاد کوچک و قابلیت تجمیع آسان با ادوات نوری، بسیار مورد توجه قرارگرفته‌اند. یکی از ادوات پرکاربرد مبتنی بر تارنوری، توری براگ تاری است که با ایجاد تغییرات منظم در ضریب شکست تار نوری با استفاده از لیزرهای پرقدرت ایجاد می‌شود. نور در طی انتشار در راستای تار در مرز هر یک از این ساختارها، مقداری بازتاب می‌شود که در نتیجه تداخل این بازتاب‌ها، برخی از طول‌موج‌ها قابلیت انتشار خواهند داشت [2].

یکی از انواع توری‌های براگ تاری، توری مبتنی بر رشته بوده که با ایجاد شکاف‌هایی نازک در مغزی تار توسط تابش لیزر فمتوثانیه‌ای تولید می‌شود [3]. از کاربردهای تار نوری رشته‌ای می توان به سنجش جابه‌جایی، حسگرهای دما و کرنش، ثبت ارتعاشات و حسگر ضریب شکست اشاره نمود [4]. توسط اندازه‌گیری مداوم طول موج تشدید براگ با حرکت دادن تار، رشته‌ها می‌توانند به صورت یک ساختار اپتومکانیکی مدل شده و یک حساسیت جهتی بسیار متضاد برای سنجش جابجایی چند بعدی با دقت بهبود یافته ارائه دهند. توری‌های رشته خارج از محور نیز برای اولین بار در مغزی تار تعبیه شدند تا امکان سنجش جابجایی را فراهم کند [4]. با استفاده از لیزرهای فمتوثانیه‌ای، آرایه‌های رشته‌ای منظم تو خالی در داخل مغزی با تغییرات ضریب شکست نسبتا بزرگی برابر با ۰,۴ در مغزی تار ایجاد می‌شود که ابزار جدیدی برای ساخت افزاره‌های فوتونیکی فشرده فراهم می‌کند [5].

در این مقاله، یک حسگر ضریب شکست مبتنی بر تارهای رشته‌ای با دقت بسیار بالا ارائه و بررسی شده است. حسگر ضریب شکست ارائه شده علاوه بر حساسیت بالا، قابلیت یکپارچه سازی داشته و می‌تواند گزینه‌ای مناسب برای کاربردهای عملیاتی باشد. بر اساس اطلاعات موجود، در پژوهش‌های انجام شده تاکنون شبیه سازی ساختار تار رشته‌ای با ابعاد پیشنهادی در این مقاله برای اندازه گیری ضریب شکست انجام نشده است. با نتایج حاصل از این مقاله، می‌توان بهترین پارامترهای ساختاری تار رشته‌ای برای رسیدن به بالاترین حساسیت به ضریب شکست را بدست آورد.

## تئوری

توسط تابش لیزر با انرژی بالا، می‌توان یک ساختار منظم و یا نامنظم در ضریب شکست مغزی تار ایجاد کرد. نور در طی انتشار در راستای تار به این ساختارها برخورد کرده و در مرز هر یک از این ساختارهای به وجود آمده، مقداری بازتاب می‌شود. اگر چینش چنین ساختارهایی منظم باشد، به این ساختار توری براگ تاری گفته می‌شود که تنها به یک سری طول موج های خاص اجازه انتشار می‌دهد و در نتیجه همانند یک فیلتر عمل می‌کند [2]. طول موج براگ که شرط براگ را در این توری ها برآورده می‌کند، به صورت

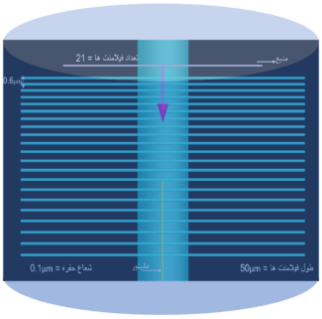
$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \qquad (۱)$$

نوشته شده که در آن $n_{eff}$، ضریب شکست موثر ساختار و $\Lambda$ دوره تناوب تغییرات در طول تارنوری است [6]. همانطور که در رابطه (۱) ملاحظه می‌شود، طول موج براگ به ضریب شکست موثر توری وابسته است. بنابراین با تغییر ضریب شکست مواد داخل رشته‌ها، طول موج براگ تغییر خواهد کرد. با اندازه‌گیری طول موج براگ می‌توان تغییر ضریب شکست مواد داخل حفره‌ها را بدست آورد. در این مقاله برای ساختار معرفی شده، طیف خروجی و حساسیت آن به ضریب شکست محاسبه می‌شود.

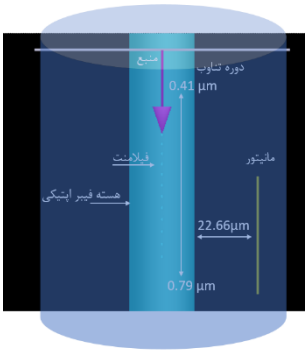
## روش

ساختار طراحی شده در نرم افزار لومریکال در دو صفحه‌ی xz و yz در شکل ۱ داده شده است. با قرار دادن ابعاد مش متفاوت و همچنین تغییر در ابعاد FDTD مقدار پارامترها در بهترین حالت بدست آمد. ۲۱ عدد رشته با شعاع ۰,۱ میکرومتر بصورت عمود بر محور تار نوری درنظر گرفته شده است. دوره تناوب رشته‌ها بصورت خطی از ۰,۴۱ میکرومتر (قسمت بالایی تار نوری) تا ۰,۷۹ میکرومتر (قسمت پایینی تار نوری) تغییر می‌کند. این تغییر در دوره تناوب به تمرکز نور در خارج تار نوری کمک می‌کند به طوری که برای تصویر شدن طیف روی یک آرایه آشکارساز، نیازی به لنز نبوده و این ساختار به تنهایی علاوه بر پاشنده کردن نور، آن را نیز متمرکز می‌کند. نور ورودی در قالب مد اصلی تار با دو قطبش عمود برهم که یکی دارای قطبش موازی و دیگری عمود بر حفره‌ها است، از سمتی که حفره ها دوره تناوب کمتر دارند وارد تار نوری می‌شود. به حالت اول قطبش خطی y و دیگری قطبش خطی x گفته می‌شود. مانیتور نیز بصورت خطی، موازی با محور تار نوری و با فاصله ۲۲,۶۶ میکرومتر از محور در نظر گرفته شده است. برای بررسی حساسیت ساختار به ضریب شکست ماده داخل رشته، ضریب

شکست رشته‌ها را از ۱ تا ۱,۷ تغییر داده و نور ثبت شده توسط آشکار ساز را بررسی می‌کنیم.



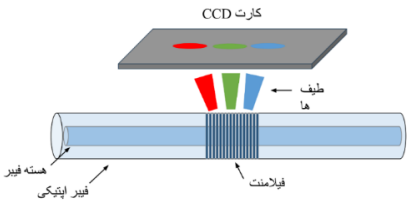
الف) نمای yz




ب) نمای xz

شکل ۱. طرحواره ساختار تار رشته‌ای.

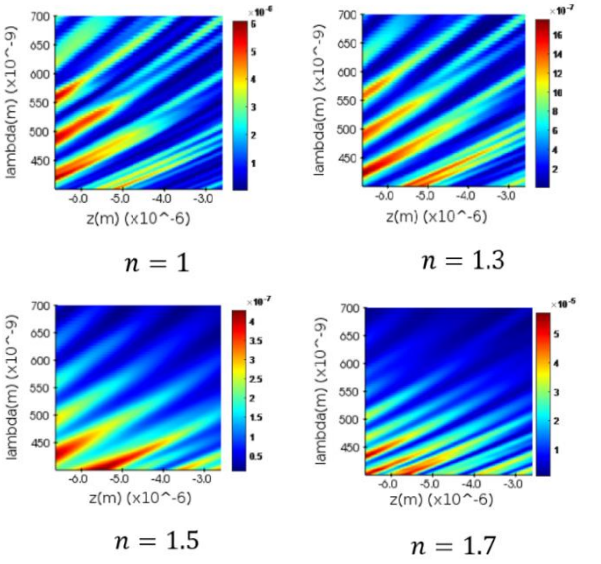
نور هدایت شده در راستای تارنوری، در نتیجه‌ی وجود این رشته‌ها، دچار پاشیدگی شده و از محور تارنوری خارج می‌شود. طرحواره این اتفاق در شکل ۲ نشان داده شده است. بازه طول موج نور ورودی از ۴۰۰ تا ۷۰۰ نانومتر در نظر گرفته می‌شود که طیف آن روی مانیتوری که موازی محور تار نوری است کاملا باز خواهد شد.




شکل ۲. طرحواره نور خروجی از تار رشته‌ای.

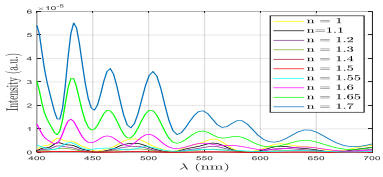
## نتایج

در ابتدا طرح پاشیدگی نور ثبت شده روی مانیتور برای حالتی که ضریب شکست رشته‌ها از ۱ تا ۱,۷ تغییر داده می‌شود، بدست آمد که نتایج در شکل ۳ نشان داده شده است. در هر نمودار، محور افقی، مکان در امتداد مانیتور خطی و محور عمودی طول موج نور می باشد. میزان شدت نور با رنگ در صفحه دوبعدی نشان داده شده است. نور ورودی، قطبیده خطی در راستای محور x درنظر گرفته شده است. برای قطبش دیگر، تغییر محسوسی در نمودار ملاحظه نشده است و بنابراین در نتایج نمایش داده نشده است.




شکل ۳. الگوی پاشیدگی نور در محیط تار.

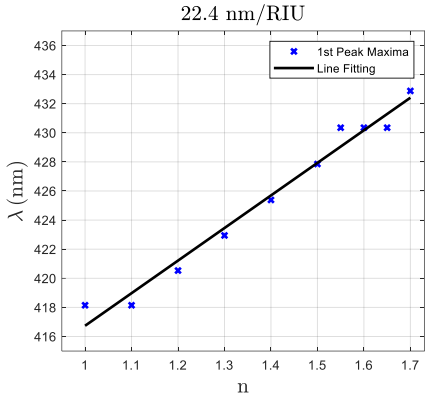
همانطور که ملاحظه می‌شود، تغییر ضریب شکست ماده داخل رشته‌ها، موجب تغییر الگوی پاشیدگی نور شده است. جهت بررسی حساسیت الگوها به ضریب شکست ماده داخل رشته‌ها، در یک نقطه از مانیتور برای ضرایب شکست مختلف رشته‌ها، الگوها را با هم مقایسه می‌کنیم. این نقطه را آخرین نقطه روی مانیتور انتخاب کرده و نمودارها را رسم می‌کنیم که نتیجه در شکل ۴ نشان داده شده است. همانگونه که مشاهده می‌شود، برای هر یک از قله‌ها، با تغییر ضریب شکست، طول موج آن قله دچار جابجایی می‌شود.



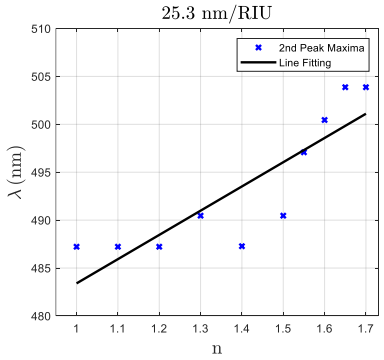

شکل ۴ نمودار پاشیدگی نور بر حسب طول موج برای یک نقطه از مانیتور.

قابل توجه است نوسانات مشاهده شده برای ضریب شکست‌های متفاوت دلیل مراتب مختلف پراش می‌باشد. طول موج مرکزی برای بیشینه‌های اول و دوم نمودار شکل ۴ بر حسب ضریب شکست ماده داخل رشته محاسبه شد که نمودار آن به همراه خط برازش داده شده از آن در شکل‌های ۵ و ۶ نشان داده شده است. شیب خط، حساسیت طول موج قله به تغییرات ضریب شکست را نشان می‌دهد. برای بیشینه‌های اول در بازه‌ی طول

موجی ۴۰۰ الی ۴۵۰ نانومتر حساسیت برابر با ۲۲,۴ nm/RIU بدست آمد. همچنین برای بازه طول موجی ۴۵۰ تا ۵۱۰ نانومتر، یعنی بیشینه‌های دوم، میزان حساسیت برابر با ۲۵,۳ nm/RIU بدست آمد. با توجه به روش اندازه‌گیری شیفت طول موجی، میزان دقت اندازه‌گیری طول موج بدست می‌آید که از روی آن دقت اندازه گیری ضریب شکست مشخص می‌شود.




شکل ۵. نمودار میزان حساسیت در بازه ۴۰۰ تا ۴۵۰ نانومتر.




شکل ۶. نمودار میزان حساسیت در بازه ۴۵۰ تا ۵۱۰ نانومتر.

همانطور که ملاحظه می‌شود، طرح پیشنهادی نتایج مطلوبی را نشان می‌دهد. با ورود تار دارای رشته‌های کوچک به محلول، رشته‌ها از محلول پر می‌شوند و طیف نور پاشنده شده روی آشکارساز می‌تواند برای اندازه‌گیری ضریب شکست مورد استفاده قرار بگیرد.

## نتیجه‌گیری

در این مقاله، ساختاری با ابعاد کوچک جهت اندازه‌گیری دقیق ضریب شکست مواد توسط رشته‌های ایجاد شده در تارنوری ارائه شده است. نتایج شبیه سازی نشان می‌دهد که ساختار معرفی شده تغییرات قابل توجهی در الگوی پاشیدگی نور نسبت به تغییرات ضریب شکست نشان می‌دهد. با توجه به نمودار شدت نور بر حسب طول موج، حساسیت‌های ۲۲,۴ nm/RIU و ۲۵,۳ nm/RIU به ترتیب برای بیشینه‌های های اول و دوم دست می‌آید.

## مرجع‌ها

[1] Z. Yang, K. Wang and L. Qian, "Metal-assisted miniaturized refractive index sensor based on quasi-bound states in the continuum," Applied Optics, vol. 63, no. 35, pp. 9021-9028, 2024.

[2] T. Kori, A. Kori, A. Kori and S. Nandi, "A Study on Fiber Bragg Gratings and Its Recent Applications," in In Innovative Mobile and Internet Services in Ubiquitous Computing: Proceedings of the 13th International Conference on Innovative Mobile and Internet Services in Ubiquitous Computing, pringer International Publishing, 2020.

[3] S. L. Chin, Femtosecond laser filamentation, New York: Springer, 2010.

[4] A. Rahnama, H. Mahlooji, G. Djogo, F. Azhari and P. Herman, "Filament-arrayed Bragg gratings for azimuthally resolved displacement sensing in single-mode fibers," Optics Express, vol. 30, no. 3, pp. 4189-4201, 2022.

[5] "Design, Fabrication, And A. Rahnama, Characterization Of Filament Based Fiber Bragg Grating Sensors," Rahnama, Toronto, 2023.

[6] K. K. K. Annamdas and V. G. M. Annamdas, "Review on Developments in Fiber Optical Sensors," In Fiber optic sensors and applications VII, vol. 7677, no. VII, pp. 205-216, 2010.

# بررسی و شبیه‌سازی خاصیت خودترمیمی پرتوهای حامل تکانه زاویه ای مداری در برخورد با مانع

**مهسا مقنی باشی نجفآبادی، شکیبا مساوات شهرضا، سید ایوب موسوی**

**دانشگاه صنعتی مالک اشتر، مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی نوین**

**Email: m.moghanibashi80@gmail.com , shakibamosavat@gmail.com , ayoobm63@gmail.com**

**چکیده ـ پرتوهای خودترمیم به دلیل توانایی منحصربه‌فرد خود در بازسازی پروفایل شدت پس از عبور از موانع، توجه زیادی در حوزه‌های اپتیکی به خود جلب کرده‌اند. در این مقاله، رفتار خودترمیمی پرتوهای بسل و لاگر، به عنوان حامل‌های تکانه زاویه‌ای مداری (OAM)، مورد مطالعه و مقایسه با پرتوهای گاوسی و حلقوی ساده قرار گرفته است. به‌منظور ارزیابی توانایی خودترمیمی، یک ماسک میله‌ای به‌عنوان مانع در مسیر پرتوها قرار داده شد و فرآیند بازسازی پرتوها با استفاده از نرم‌افزار متلب در فواصل مختلف شبیه‌سازی شد. نتایج نشان می‌دهند که هر دو پرتو بسل و لاگر، توانایی خودترمیمی قابل‌توجهی دارند؛ در مقابل پرتوهای گاوسی و حلقوی ساده، آثار پراشی در دیگر قسمت‌های پرتو و در اطراف پرتو دارند.**

**کلیدواژه – پرتو بسل، پرتو لاگر، تکانه زاویه‌ای مداری، خودترمیم.**

# Investigation and simulation of the self-healing properties of OAM beams encountering obstacle

**Mahas Moghanibashi Najaf abadi, Shakiba Mosavat Shahreza, Seyed Ayoob Moosavi**
**Malek Ashtar university of technology, Faculty of modern applied science**
**Email: m.moghanibashi80@gmail.com , shakibamosavat@gmail.com , ayoobm63@gmail.com**

**Abstract- Self-healing beams have attracted much attention in the field of optics due to their unique ability to reconstruct the intensity profile after passing through obstacles. In this paper, the self-healing behavior of Bessel and Laguerre beams, as orbital angular momentum (OAM) carriers, is studied and compared with Gaussian and simple circular beams. In order to evaluate the self-healing ability, a stripe mask was placed as an obstacle in the path of the beams and the beam propagation process at different distances was simulated using MATLAB software. The results show that both Bessel and Laguerre beams have significant self-healing ability; in contrast, simple Gaussian and Annular beams have diffraction effects in other parts of the beam and around the beam.**

**Keywords: Bessel beam, Laugger beam, orbital angular momentum, self-healing.**

## مقدمه

واژه خودترمیمی یا خود بازسازی اصطلاحی است که به فرایند بازگشت به حالت‌های اولیه بعد از ایجاد یک اختلال یا تخریب اطلاق می‌شود و یک موضوع داغ در علوم فیزیک، شیمی، زیست و موادشناسی است. در علم اپتیک و فوتونیک عبور پرتو نور از یک مانع منجر به اختلالات پراشی و تداخل در پرتو می‌شود. در سال ۱۹۸۷، دورنین (Durnin) راه‌حل‌های دقیقی برای پرتوهای نوری بدون پراشی، یعنی پرتوهای بسل، به همراه تحقیقات تجربی ارائه کرد. در این تحقیقات مشخص شد که الگوی عرضی این پرتوها در حین انتشار واگرا نمی‌شود [۱]. پرتو بدون پراش به‌عنوان یک میدان نوری تک‌فام شناخته شد که پروفایل شدت عرضی آن در انتشار در فضای آزاد بدون تغییر باقی می‌ماند. یکی از ویژگی‌های مهم پرتوی بدون پراش، مقاومت آن در برابر اعوجاج‌های دامنه و فاز است. پروفایل شدت عرضی پرتوی بدون پراش که توسط یک مانع غیرشفاف دچار اختلال شده است، در حین انتشار در فضای آزاد در پشت آن مانع بازسازی می‌شود. این پدیده که به اثر خودترمیمی معروف است، حاصل آن پروفایلی است که در فاصله معینی در پشت مانع بازیابی می‌شود [۲].

هر پرتوی نوری را می‌توان به‌صورت ترکیبی از امواج تخت توصیف کرد. در پرتوی غیر پراشی (مانند پرتوی بسل)، این امواج تخت به‌گونه‌ای توزیع شده‌اند که در حین انتشار با یکدیگر تداخل نمی‌کنند. در پرتوهای خودترمیم، اگر بخشی از پرتوی اصلی مسدود شود، بقیه امواج تخت از طریق تداخل سازنده بخش مختل شده میدان را بازسازی می‌کنند [۳]. به عبارتی ویژگی خودترمیمی پرتو بسل و اصل بابینت کمک می‌کنند تا پس از عبور از مانع، پروفایل شدت پرتو بازسازی شود [۲]. یک مارپیچ نوری مانند پرتوهای OAM (Orbital angular momentum) می تواند خاصیت خودترمیمی را دارا باشد. اگر از مانعی برای مسدودکردن تکینگی فاز یک پرتو مارپیچی استفاده شود، پس از طی مسافتی مشخص، تکینگی فاز با همان بار توپوگرافی می تواند در پرتو بازسازی شود [۱].

به‌طورکلی، یک پرتو حامل OAM می‌تواند به هر پرتو نوری با فاز مارپیچی، بدون توجه به توزیع شعاعی آن اشاره داشته باشد، این جبهه فازی چرخشی معمولاً با یک عبارت فاز به‌صورت $\exp(il\theta)$ در صفحه عرضی همراه است که در آن $\theta$ به مختصات سمتی اشاره دارد و $l$ یک عدد صحیح است [۲]. به غیر از پرتو های حامل OAM مطالعات بسیاری روی پدیده خودترمیمی در انواع دیگر میدان‌های نوری مانند پرتو ایری(Airy) و متیو(Mathieu) صورت گرفت. پرتو های ایری به دلیل مسیر حرکتی منحنی‌وار (شکل سهموی) شناخته می‌شوند. پرتو های متیو دارای تقارن بیضوی هستند که به صورت ریاضی با توابع متیو توصیف می‌شوند. این پرتوها بدون تغییر در توزیع شدت‌شان منتشر می‌شوند و الگوی شدت منحنی یا بیضوی خاصی دارند [۴]. پرتو های دیگر ازجمله پرتو optical caustic، پرتو waber، هرمیت-گاوسی، اینس-گاوسی دارای درجاتی از خود ترمیمی هستند. در این مقاله به بررسی پراش و خودترمیمی پرتوهای حامل OAM از یک ماسک میله‌ای پرداخته و خاصیت خودترمیمی این پرتوها را در مقایسه با یک پرتوی گاوسی و یک پرتوی حلقوی ساده، بررسی می‌کنیم.

## تئوری

در فواصل محدود، یک تقریب معتبر از پرتوهای بسل به‌عنوان پرتوهای بسل –گاوسی (Bessel–Gaussian(BG)) شناخته می شود، مدهای BG، در مختصات قطبی $(r,\theta,z)$ به‌صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$E_l^{BG}(r,\theta,z)=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\, J_l\, z_R\text{-}\left(\frac{z_R k_r r}{z_R\text{-}iz}\right) \exp(il\theta\text{-}ik_z z)\times\exp\left(\frac{ik_r^2 z\omega_0\text{-}2kr^2}{4(iz)}\right) \quad (۱)$$

در اینجا $l$ نمایانگر بار توپولوژیکی است و $k_r$، $k_z$ به ترتیب اعداد موج شعاعی و طولی هستند. همچنین، $J_l(0)$ ، تابع بسل را تعریف می‌کند، اطلاعات پرتو گاوسی $\omega_0$ در آخرین عبارت معادله، نشان دهنده‌ی کمر پرتو از پروفایل گاوسی و به محدوده رایلی $Z_R=\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$ است [۵]. انتظار می‌رود که پرتوهای لاگر – گاوسی((Laguerre – Gaussian(LG)) نیز ویژگی خودترمیمی داشته باشند، زیرا ساختار حلقوی آن‌ها شباهت‌های ریاضی با پرتوهای بسل نشان می‌دهد [۶]. مدهای LG دارای شاخص‌های $l$ و $p$ هستند که به ترتیب به توزیع زاویه و شعاعی اشاره دارند. میدان الکتریکی مدهای LG را می‌توان به‌صورت زیر نمایش داد:

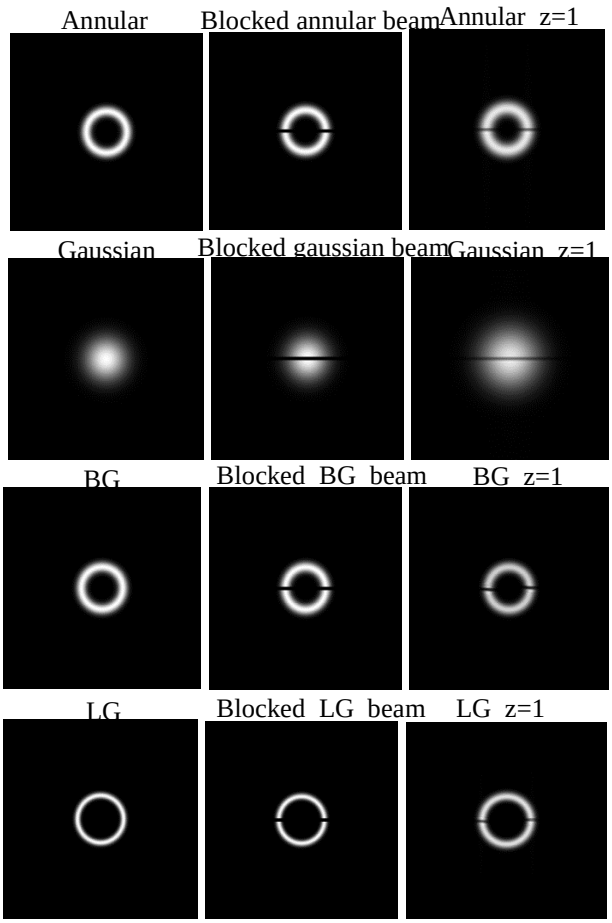
$$LG(r,\theta,z,l,p)=\sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+|l|)!}}\frac{1}{w(z)}\left(\frac{r\sqrt{2}}{w(z)}\right)^{|l|}\exp\left(\frac{-r^2}{w^2(z)}\right) L_p^{|l|}\left(\frac{2r^2}{w^2(z)}\right)\exp(il\theta)\exp\left(\frac{ik_0 r^2 z}{2(z^2+z_R^2)}\right) \left[-i(2p+|l|+1)\tan^{-1}\left(\frac{z}{z_R}\right)\right] \quad (۲)$$

شعاع $\frac{1}{e}$ در جمله گاوسی بارابطه زیر نشان داده می‌شود $w(z)=w(0)\left[\left(\frac{z^2+z_R^2}{Z_R^2}\right)\right]^{\frac{1}{2}}$ که در آن $w(0)$ پهنای پرتو اولیه و $z_R$

برد ریلی است. $L_p^{||}$ چندجمله‌ای‌های تعمیم‌یافته لاگر درمختصات استوانه‌ای $(r,\theta,z)$ هستند [۷].

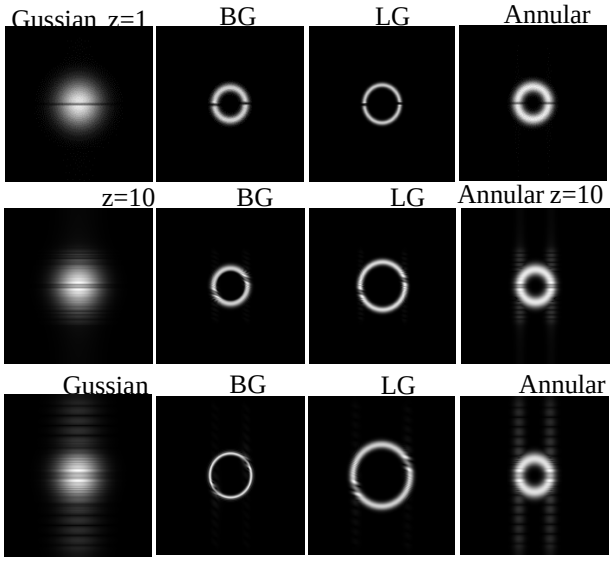
## شبیه‌سازی

انتشار این پرتوها را با استفاده از روش‌های عددی در نرم‌افزار متلب توسط انتگرال پراش فرانهوفری و تبدیل فوریه سریع بررسی می‌کنیم. این بررسی شامل شبیه‌سازی انتشار پرتوهای BG،LG با بار توپولوژیکی ۳۰ ، پرتوی گوسی ساده و حلقوی ساده است. پرتوهای گاوسی و پرتوهای حلقوی ساده مختصات سمتی پرتوهای حامل OAM را ندارند. شکل (۱) در ستون اول پرتوها در مختصات z=0 سپس در ستون دوم بلافاصله بعد از برخورد با یک مانع میله‌ای که فقط ۱۰٪ پرتو را بلاک می‌کند و در ستون سوم پس از انتشار محدود یک متر را نشان می‌دهد.

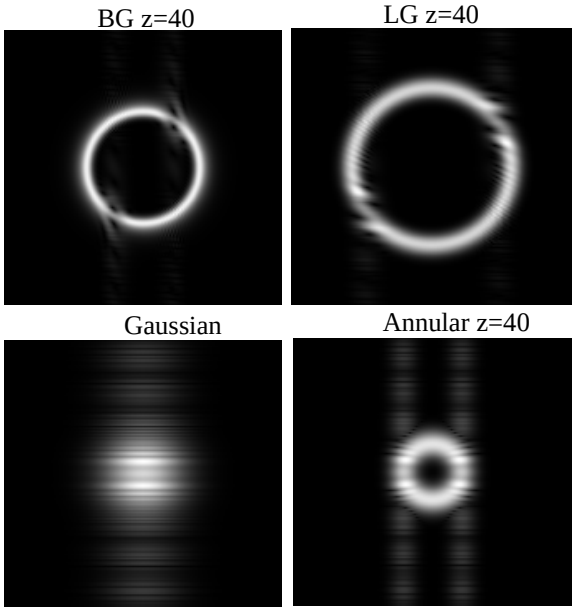



شکل ۴: در ستون اول پرتوها در مختصات z=0 سپس در ستون دوم بلافاصله بعد از برخورد با یک مانع میله‌ای که فقط ۱۰٪ پرتو را بلاک می کند و در ستون سوم پس از انتشار محدود یک متر را نشان می‌دهد.

طبق شکل خاصیت خودترمیمی پرتوها ازجمله پرتو گاوسی، BG، LG و پرتو حلقوی پس از برخورد و انتشار کوتاه نمایان نمی شود. حال به مقایسه انتشار در فواصل طولانی‌تر می‌پردازیم. طبق شکل (۲) ردیف اول نمایش بازسازی پرتوهای گاوسی، BG، LG و حلقوی (Annular) در فاصله z=1m پس از عبور از مانع را نشان می دهد. ردیف دوم انتشار پس z=10m و ردیف سوم بازسازی پرتوهای گاوسی ،BG ، LG ، و حلقوی در فاصله z=20m پس از عبور از مانع را نشان می‌دهد.




شکل ۲: ردیف اول نمایش بازسازی پرتوهای گاوسی ، BG ، LG، و حلقوی در فاصله z=1m پس از عبور از مانع. ردیف دوم انتشاردر فاصله z=20m و ردیف سوم بازسازی پرتوهای گاوسی ، BG ، LG، و حلقوی در فاصله z=20m پس از عبور از مانع را نشان می‌دهد.




شکل ۳: ردیف بالا: نمایش بازسازی پرتو BG ، LG در فاصله z=40m
ردیف پایین: نمایش بازسازی پرتو گاوسی و حلقوی در فاصله z=40m

در شکل (۳) ردیف بالا خاصیت خودترمیمی و تشکیل باریکه در فاصله z=40m در پرتوهای حامل OAM به وضوح قابل مشاهده است در حالیکه در ردیف پایین اثرات پراشی اضافی و عدم خود ترمیمی در ناحیه مسدود شده توسط مانع در پرتوهای گوسی و حلقوی دیده می شود.

## نتیجه‌گیری

یافته‌های این پژوهش نشان می‌دهند که پرتوهای حامل OAM به واسطه ویژگی‌های منحصربه‌فرد خود، از جمله مقاومت در برابر اثرات پراش و قابلیت خودترمیمی، نسبت به پرتو گاوسی آثار پراشی کمتری در آن‌ها دیده می‌شود، همچنین در فواصلی پس از برخورد به مانع قسمت‌های حذف شده پرتو می‌تواند به‌تدریج تشکیل شود. مقایسه کیفی نشان‌دهنده آثار پراشی اضافه در پرتوهای گاوسی و حلقوی ساده در اطراف پرتو است و درعین‌حال پراش از مانع در قسمت‌های دیگر پرتو در حالات گاوسی و حلقوی ساده پدید می‌آید.

## مرجع‌ها

**[1]** Shen, Y., et al., Self-healing of structured light: a review. Journal of Optics, 24(10): p. 103001, 2022.

**[2]** Bouchal, Z., Nondiffracting optical beams: physical properties, experiments, and applications. Czechoslovak journal of physics, 2003.

**[3]** Hugo E. Hernández-Figueroa, Michel Zamboni-Rached, ErasmoRecami,Non-Diffracting Waves, Wiley-VCH,2013.

**[4]** Butt, M.A. and S.N. Khonina, Non-Diffractive Beams for State-of-the-Art Applications. Micromachines (Basel), 2024.

**[5]** Otte, E., et al., Recovery of nonseparability in self-healing vector Bessel beams. Physical Review A, 2018.

**[6]** Chabou, S., et al., Do Laguerre–Gaussian beams recover their spatial properties after all obstacles? Applied Physics B, 2020.

**[7]** Willner, A.E., et al., Orbital angular momentum of light for communications. Applied Physics Reviews, 2021.

# شبیه‌سازی عددی اثرات فرسایش فرکانس رادیویی بر بافت کبد با استفاده از یک الکترود جدید در درمان سرطان

فهیمه حمزوی[1]، محمد جواد کریمی[1]، مهدی بهادران[1]
[1]دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران
f.hamzavi@sutech.ac.ir, karimi@sutech.ac.ir, bahadoran@sutech.ac.ir

چکیده - فرسایش حرارتی یک درمان موثر برای سرطان کبد است که از گرما برای از بین بردن تومورهای سرطانی استفاده می‌کند. یکی از روش‌های فرسایش حرارتی، فرسایش فرکانس رادیویی است که از یک الکترود برای از بین بردن تومورهای سرطانی استفاده می‌کند. در این پژوهش، یک الکترود جدید با هدف از بین بردن موثر تومورهای بزرگ و کروی طراحی و ارزیابی شده است که آن را " الکترود کاج مطبق" نامگذاری کرده‌ایم. حجم فرسایش و تخریب بافت سرطانی با استفاده از این الکترود ارزیابی و با طرح الکترود چتری مورد استفاده در مطالعات پیشین مقایسه شد. نتایج نشان داد که طرح الکترود کاج مطبق معرفی‌شده ما، تخریب سریع‌تر و مؤثرتری را نسبت به طرح الکترود چتری ارائه می‌دهد.

کلید واژه- الکترود، بافت سرطانی کبد، تخریب بافت سرطانی، فرسایش فرکانس رادیویی.

# Numerical simulation of the effects of radiofrequency ablation on liver tissue using a novel electrode in cancer treatment

Fahimeh Hamzavi[1], Mohammad Javad Karimi[1], Mahdi Bahadoran[1]
[1]Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran
f.hamzavi@sutech.ac.ir, karimi@sutech.ac.ir, bahadoran@sutech.ac.ir

**Abstract- Thermal ablation is an effective treatment for liver cancer that uses heat to destroy cancerous tumors. One of the thermal ablation techniques is radiofrequency ablation, which uses an electrode to eliminate cancerous tumors. In this study, a novel electrode was designed and evaluated with the aim of destroying large spherical tumors, which we have named the "Norfolk pine electrode (NPE)". The ablation volume and destruction of cancerous tissue using this electrode were assessed and compared with the umbrella electrode design used in previous studies. The results showed that our introduced NPE layout provided a faster and more effective destruction than the umbrella electrode layout.**

**Keywords: Electrode, Liver cancer tissue, Destruction of cancerous tissue, Radiofrequency ablation.**

## مقدمه

سرطان یک بیماری پیچیده و خطرناک است که در آن سلول‌ها به صورت غیر قابل کنترل شروع به رشد و تکثیر می‌کنند و سلول‌های سرطانی را به وجود می‌آورند. در میان انواع مختلف سرطان، سرطان کبد به عنوان یکی از شایع و خطرناک‌ترین انواع سرطان‌ها در سراسر جهان شناخته می‌شود و سالانه بیش از یک میلیون نفر را به کام مرگ می‌کشاند[۱]. از رایج‌ترین روش‌های درمان سرطان می‌توان به جراحی، شیمی‌درمانی و پرتودرمانی اشاره کرد. هر یک از این روش‌ها دارای عوارض خاصی هستند و ممکن است در تمام موارد موثر نباشند.

در سال‌های اخیر، با پیشرفت‌های علمی و پزشکی، یک روش درمان نوین و کم‌تهاجم به نام فرسایش حرارتی معرفی شده است. هدف اصلی فرسایش حرارتی، تولید گرما در بافت سرطانی بدون آسیب رساندن به بافت طبیعی اطراف است. فرسایش حرارتی خود شامل، فرسایش مایکروویو، فرسایش فرکانس رادیویی، فرسایش امواج فراصوت و فرسایش لیزر است[۲]. یکی از رایج‌ترین روش‌های فرسایش حرارتی، فرسایش فرکانس رادیویی است که در مقایسه با سایر روش‌های درمانی می‌تواند تومورهای سرطانی را با حداقل تهاجم و عوارض درمان کند. در سال ۲۰۱۸، فانگ و همکاران یک الکترود جدید برای فرسایش فرکانس رادیویی طراحی کردند تا بتواند تومورهای بزرگ را تخریب کند[۳]. در سال ۲۰۲۳، احمد و همکاران اثر رسانندگی الکتریکی و گرمایی برای مواد تشکیل دهنده الکترود را بررسی کردند. آن‌ها نشان دادند که حجم فرسایش با موادی که رسانندگی الکتریکی و گرمایی بالاتری دارد افزایش می‌یابد[۴]. ما در این مطالعه با طراحی یک الکترود جدید حجم فرسایش و میزان تخریب تومور سرطانی در بافت کبد را به صورت عددی بررسی می‌کنیم. همچنین حجم فرسایش و میزان تخریب بافت سرطانی در این الکترود را با یکی از الکترودهای مورد استفاده در مقالات دیگر مقایسه می‌کنیم.

### روش شبیه‌سازی

شبیه‌سازی فرسایش فرکانس رادیویی بر اساس حل معادلات جفت شده انتقال حرارت-زیستی و معادلات ماکسول با استفاده از روش اجزا محدود در محیط نرم افزار کامسول به صورت سه بعدی انجام می‌شود. در فرسایش فرکانس رادیویی، یک الکترود از طریق پوست وارد بافت سرطانی می‌شود و جریان متناوب با فرکانس در محدوده ۳۵۰ تا ۵۰۰ کیلوهرتز را به بافت سرطانی منتقل می‌کند. این جریان باعث ایجاد دمایی بالای ۵۰ درجه سانتیگراد می‌شود که می‌تواند سلول سرطانی را تخریب کند[۵]. در این روش، از یک تقریب شبه ایستا استفاده می‌شود، زیرا جریان جابجایی نسبت به جریان مقاومتی در محدوده فرکانس مورد استفاده در طی روش فرسایش ناچیز است. در شرایط شبه ایستا، از معادلات ماکسول برای محاسبه میدان الکتریکی استفاده می‌شود[۶].

$$\nabla.(\sigma(T)\nabla V) = 0 \qquad (۱)$$

نشان دهنده رسانندگی الکتریکی بافت و پتانسیل الکتریکی است. گرمای تولید شده در بافت کبد توسط الکترود به صورت زیر نشان داده می‌شود[۷].

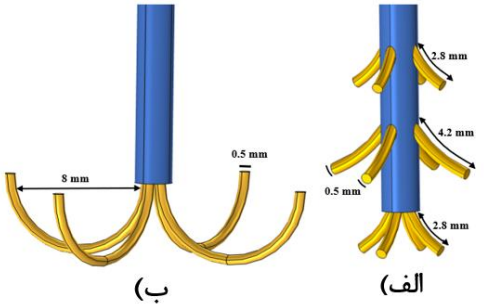
$$Q_{ext} = J.E = \sigma(T)|\nabla V|^2 \qquad (۲)$$

میدان الکتریکی و چگالی جریان در بافت کبد است[۵]. توزیع دما در طول فرآیند فرسایش فرکانس رادیویی با استفاده از معادله انتقال حرارت-زیستی پنس به صورت زیر محاسبه می‌شود[۶].

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k\nabla T) + Q_b(T) + Q_{ext}(T) + Q_{meta} \qquad (۳)$$

نشان دهنده چگالی بافت، ظرفیت گرمایی ویژه بافت، دمای بافت و رسانندگی گرمایی بافت است. گرمای تولید شده در اثر منبع گرمایی (الکترود)، اتلاف حرارت ناشی از خونیاری و گرمای تولید شده توسط سوخت و ساز بدن است. پارامترهای گرمایی و الکترومغناطیسی بافت کبد، الکترود، تومور و خون در مراجع [۶،۸] آمده است.

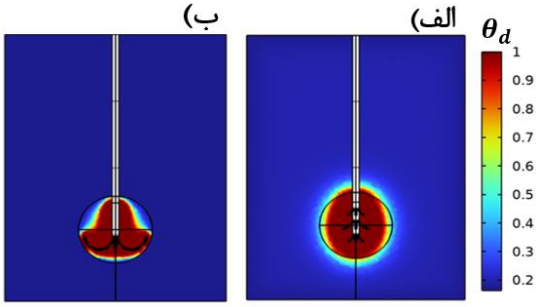
هندسه بافت کبد از دو بخش شامل بافت طبیعی و تومور تشکیل شده است. بافت طبیعی کبد به صورت استوانه‌ای با ارتفاع ۸۰ میلیمتر و شعاع ۳۰ میلیمتر در نظر گرفته شده است. همچنین تومور را کره‌ای با شعاع ۱۰ میلیمتر در نظر می‌گیریم. الکترود تا عمق ۶۰/۵ میلیمتر به بافت کبد نفوذ می‌کند. طبق اطلاعات به دست آمده از تحقیقات مختلف، مشاهده کردیم که در فرسایش فرکانس رادیویی الکترودهای طراحی شده برای از بین بردن تومورهای کوچک‌تر از ۳ سانتیمتر موثر هستند و آن‌ها برای تخریب کامل تومورهای کروی ناتوان هستند[۵]. در این مطالعه، ما یک طراحی جدید برای الکترود معرفی می‌کنیم و آن را الکترود کاج مطبق می‌نامیم. این الکترود با تمرکز بر تخریب تومورهای بزرگ و کروی پیشنهاد و تحلیل می‌شود. شکل ۱ طرحواره الکترود پیشنهادی ما و الکترود چتری که در تحقیقات دیگر مورد استفاده قرار گرفته است[۴،۷] را نشان می‌دهد.




شکل ۱: طرحواره الکترود الف) کاج مطبق و ب) چتری.

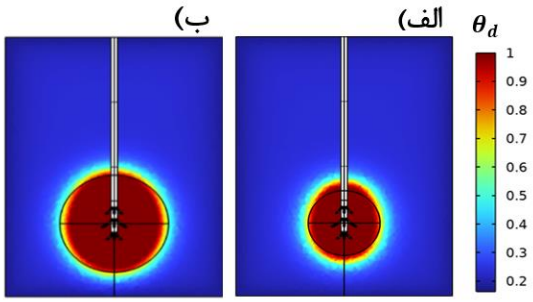
## نتایج

شکل ۲ حجم فرسایش الکترود پیشنهادی ما و الکترود چتری برای یک تومور با شعاع ۱۰ میلیمتر و ولتاژ ورودی ۲۰ ولت را نشان می¬دهد. مشاهده می¬شود که الکترود کاج مطبق توانسته است تومور سرطانی با شعاع ۱۰ میلیمتر را به طور کامل و به صورت کروی تخریب کند. این الگو با توزیع یکنواخت گرما مطابقت دارد و کارایی الکترود کاج مطبق را در فرسایش تومور نشان می‌دهد. در مقابل، مدل الکترود چتری نتوانسته به تخریب کامل تومور دست یابد که این احتمالاً به دلیل توزیع غیر یکنواخت گرما در بافت سرطانی است. برتری الکترود کاج مطبق نسبت به الکترود چتری در تسهیل توزیع یکنواخت گرما و تخریب کامل تومور است.



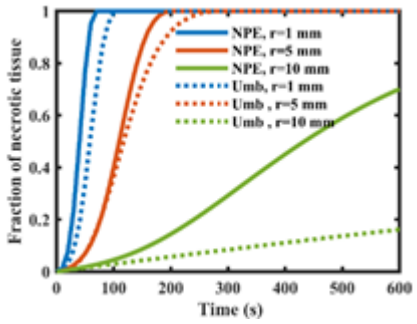

شکل ۲: حجم فرسایش برای تومور با شعاع ۱۰ میلیمتر و ولتاژ ۲۰ ولت پس از گذشت ۳۰۰ ثانیه در الکترود، الف) کاج مطبق و ب) چتری.

شکل ۳ حجم فرسایش تومور سرطانی کبد را نشان می‌دهد. برای یک تومور کروی با شعاع ۱۰ میلیمتر و ولتاژ ورودی ۲۰ ولت مشاهده می‌شود که تخریب بافت کروی شکل و تومور سرطانی کاملاً از بین می‌رود. افزایش شعاع تومور به شعاع ۱۵ میلیمتر و ولتاژ ورودی به ۳۰ ولت نشان می‌دهد که با افزایش ولتاژ ورودی، می‌توان تومورهای بزرگ‌تر را نیز تخریب کرد. بنابراین الکترود کاج مطبق توانایی تخریب تومورهایی با قطر بزرگ‌تر از ۳ سانتیمتر را بدون آسیب رساندن به بافت سالم اطراف دارد.




شکل ۳: حجم فرسایش پس از گذشت ۶۰۰ ثانیه برای الف) ولتاژ ۲۰ ولت و تومور با شعاع ۱۰ میلیمتر، ب) ولتاژ ۳۰ ولت و تومور با شعاع ۱۵ میلیمتر.

شکل ۴ تخریب بافت سرطان کبد توسط فرسایش فرکانس رادیویی با الکترود کاج مطبق و الکترود چتری را در فواصل شعاعی مختلف از الکترود برای ولتاژ ورودی ۲۰ ولت نشان می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد که الکترود کاج مطبق به زمان کمتری برای رسیدن به تخریب کامل نیاز دارد. در فاصله ۱۰ میلیمتر، الکترود کاج مطبق به طور قابل توجهی تخریب بالاتری را نشان می‌دهد و پس از گذشت ۶۰۰ ثانیه الکترود کاج مطبق و الکترود چتری به ترتیب ۷۰ درصد و ۲۰ درصد تخریب شده است. در واقع، طراحی الکترود کاج مطبق ما به طور قابل توجهی در هر بازه¬ای فرسایشی سریع‌تر و مؤثرتری در مقایسه با الکترود چتری نشان می¬دهد.




شکل ۴: مقایسه میزان تخریب بافت سرطانی کبد برای الکترود کاج مطبق (Umb). و الکترود چتری (NPE)

## نتیجه‌گیری

در این تحقیق، فرآیند فرسایش فرکانس رادیویی در بافت سرطانی کبد مورد بررسی قرار گرفت و یک طراحی جدید برای الکترود به نام کاج مطبق ایجاد شد و با استفاده از نرم افزار کامسول شبیه¬سازی شد. همچنین حجم فرسایش بافت سرطانی در مدل کاج مطبق و مدل چتری مقایسه گردید. شایستگی این الکترود پیشنهادی در تخریب کامل تومور به شکل کروی و بدون آسیب رساندن به بافت طبیعی اطراف آن است. می¬توان نتیجه گرفت که طراحی الکترود کاج مطبق بهینه‌تر از

مدل‌های پیشین مانند الکترود چتری است. الکترود کاج مطبق می‌تواند به‌عنوان یک پیشرفت کاربردی و امیدبخش در حوزه درمان تومورهای کبدی مطرح شود و گامی نوین در بهبود روش‌های فرسایش حرارتی محسوب می‌گردد.

## مرجع‌ها

**[1]** W. Cao, et al., “Changing profiles of cancer burden worldwide and in China: a secondary analysis of the global cancer statistics 2020”, Chin. Med. J., Vol. 134, No. 07, pp. 783-791, 2021.

**[2]** M. Selmi, et al., “Numerical analysis of human cancer therapy using microwave ablation”, Appl. Sci., Vol. 10, No. 1, pp. 211, 2019.

**[3]** Z. Fang, et al., “Design of a novel electrode of radiofrequency ablation for large tumors: A finite element study”, Eng. Sci. Med. Diagn. The., Vol. 1, No. 1, pp. 011001, 2018.

**[4]** M.S. Ahmed, et al., “The Effect of Thermal and Electrical Conductivities on the Ablation Volume during Radiofrequency Ablation Process”, Int. J. Adv. Comput. Sci. Appl., Vol. 14, No. 1, 2023.

**[5]** S. Singh and R. Repaka, “Effect of different breast density compositions on thermal damage of breast tumor during radiofrequency ablation”, Appl. Therm. Eng., Vol. 125, pp. 443-451, 2017.

**[6]** S. Avishek and S. Samantaray, “A study on the selection of electrode materials for hepatic radiofrequency ablation: A numerical approach”, Mater. Today: Proc., Vol. 74, pp. 974-979, 2023.

**[7]** P.R. Gupta, et al., “Effects of probe parameters on radio-frequency ablation of localized liver cancer using a personalized patient treatment planning”, Therm. Sci. Eng. Prog., Vol. 46, pp. 102236, 2023.

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

# تولید حالت چلانده فوتونی هیبرید

**محمد بهلول[۱]، ژیلا شاه علی[۲]، پروانه نجمدی[۲]**

**[۱]گروه فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران**

**[۲]گروه ریاضی، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران،**

mbohloul87@gmail.com , zhila39@yahoo.com rnajmadi@pnu.ac.ir

**چکیده - در این مقاله با استفاده از یک باریکه شکن نامتوازن، یک محیط کر غیر خطی و یک آشکارساز، حالت هیبرید چلانده تولید می کنیم. این حالت هیبرید از برهم نهی یک حالت چلانده خلاء و یک حالت چلانده دو-فوتون افزوده تولید می گردد. اگر باریکه شکن همگن ۵۰-۵۰ باشد، حالت نهایی فقط شامل حالت چلانده دو فوتون افزوده است. در ادامه برای بررسی ویژگی های آماری غیر کلاسیکی این حالت به بررسی پارامتر های، مندل، توزیع تعداد فوتون و تابع ویگنر می پردازیم.**

کلید واژه « پارامتر مندل ، تابع توزیع تعداد فوتون ، تابع ویگنر ،حالت هیبرید چلانده،حالت های غیر کلاسیک»

# Generation Hybrid Photon Squeezed State

**Mohammad Bohloul [1], Zhila Shah Ali [1], and Parvaneh Najmadi[2]**

**[1]Department of Physics, Tabriz University, Tabriz, Iran**

**[2] Department of Mathematics, Payame Noor University, P. O. Box 19395-3697, Tehran, Iran.**

**Abstract- In this article, we generate a hybrid squeezed state using a non-balanced beam splitter, a nonlinear Kerr medium, and a detector. This hybrid state is produced from the superposition of a vacuum squeezed state and a two-photon added squeezed state. If the beam splitter is a 50-50 balanced one, the final state consists solely of the added two-photon squeezed state. We then examine the non-classical statistical properties of this state by analyzing the Mandel parameters, photon number distribution, and Wigner function.**

**Keywords: Mandel parameter, photon number distribution function, Wigner function, squeezed hybrid state, non-classical states**

**مقدمه**

حالت های چلانده فوتونی یکی از حالت های مهم اپتیک کوانتومی است و به علت اینکه در یکی از مولفه ها عدم قطعیت کمتری از حالت خلاء دارد، در حوزه های مختلفی مانند اطلاعات کوانتومی بسیار مورد توجه است. حالت های چلانده خلاء که با اعمال عملگر چلاندگی بر حالت خلاء بدست می آید، اولین نوع از حالت های چلانده است که کاربردهای فراوانی دارد[۱]. از دیگر حالت های چلانده می توان، حالت چلانده تعداد فوتون[۲]، حالت های چلانده فوتون افزوده[۳] و حالت های چلانده غیرخطی[۴] را نام برد. ویژگی های غیر کلاسیکی این حالت ها بسیار مهم است. از دیگر حالت های غیرکلاسیک می توان به حالت های هیبرید اشاره کرد[۵]. در مرجع [۵] حالت هیبریدی با استفاده از حالت همدوس تولید شده است. برای بررسی غیرکلاسیکی بودن این حالت ها باید به بررسی پارامترهای مختلف مانند پارامتر مندل [۶] ، تابع توزیع تعداد فوتون[۷] و تابع ویگنر[۸] پرداخت. در این مقاله ابتدا حالت هیبرید چلانده را با ایجاد تغییر در طرح مرجع [۵] تولید می کنیم، سپس به بررسی ویژگی های غیر کلاسیک آن می پردازیم.

**تولید حالت هیبرید**

در این مقاله با ایجاد تغییری در طرح مرجع ۵، (شکل۱) به دنبال ایجاد حالت هیبرید هستیم. بدین منظور، ابتدا یک فوتون منفرد به یک باریکه شکن متوازنBS1 ارسال می گردد. حالت خروجی به صورت زیر است.

$$|\psi_s\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_b|0\rangle_c + i\,|0\rangle_b|1\rangle_c) \qquad (1)$$

خروجی مسیر b پس از یک تغییر فاز به اندازه θ بهمراه یک حالت چلانده به یک محیط کر وارد می شود. حالت چلانده $|\xi\rangle$و تک فوتون از طریق محیط کر برهم کنش می کند. هامیلتونی محیط کر به صورت زیر است.

$$H_I = \hbar\chi a^\dagger a\, b^\dagger b = \hbar\chi \hat{n}_a\hat{n}_b \qquad (2)$$

برهم کنش نیز به صورت زیر انجام می شود:

$$|\Psi'\rangle = \mathrm{U}|\psi_i'\rangle\otimes|\xi\rangle = \exp(i\phi_0\hat{n}_b\hat{n}_a)\,|\psi_i'\rangle\otimes|\xi\rangle$$
$$\approx (1 - i\phi_0\hat{n}_b\hat{n}_a)|\psi_i'\rangle\otimes|\xi\rangle \qquad (3)$$

بنابراین خروجی به صورت زیر است:

$$|\Psi'\rangle = |\psi_i'\rangle\otimes|\xi\rangle - i\phi_0\hat{n}_a|\psi_i'\rangle\otimes\hat{n}_b|\xi\rangle$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2}}\{e^{i\theta}(|0\rangle_b\otimes|\xi\rangle_a - i\phi_0\hat{n}_b|0\rangle_b\otimes\hat{n}_a|\xi\rangle_a)\,|1\rangle_c + i(|1\rangle\otimes|\xi\rangle - i\phi_0\hat{n}_a|1\rangle\otimes\hat{n}_b|\xi\rangle)\,|0\rangle_c\}$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\theta}|0\rangle_b|\xi\rangle_a\,|1\rangle_c + i|1\rangle\otimes|\xi\rangle\,|0\rangle_c + \phi_0|1\rangle\otimes\hat{n}_b|\xi\rangle\,|0\rangle_c) \qquad (4)$$

سپس مود های خروجی b, c در یک باریکه شکن نامتوازن BS2 با ضریب گذار t و ضریب انعکاس r (t^2+r^2=1) با همدیگر تداخل می کنند. اگر آشکارساز D1 یک فوتون آشکار کند، حالت خروجی حالتی پسا انتخابی هست و برابر است با

$$|\psi_r\rangle = t|1\rangle_b|0\rangle_c + r\,|0\rangle_b|1\rangle_c \qquad (5)$$

حالت نهایی در مود b برابر است با

$$|\Phi\rangle = \langle\psi_r|\Psi'\rangle$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^{i\theta}t + ir\right)|\xi\rangle - ie^{i\theta}\frac{t\phi_0}{\sqrt{2}}\,a^\dagger a|\xi\rangle \qquad (6)$$

از طرفی می دانیم که

$$a|\xi\rangle = \xi\sqrt{M_1(|\xi|)}|\xi,1\rangle$$
$$\xi\sqrt{M_1(|\xi|)}a^\dagger|\xi,1\rangle = \xi\sqrt{\mathrm{M}_2(\xi)}|\xi,2\rangle \qquad (7)$$

با در نظر گرفتن مطالب بالا و θ=-π/2، حالت نهایی به صورت زیر در می آید.

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\mathrm{N}}(\alpha|\xi\rangle + \beta|\xi,2\rangle),$$
$$\alpha = i\frac{r-t}{\sqrt{2}}, \beta = \frac{t\chi\tau\sqrt{M_2(|\xi|)}}{\sqrt{2}} \qquad (8)$$

که یک حالت برهم نهی بین حالت چلانده و حالت چلانده دو فوتون افزوده است. اگر باریکه شکن دوم بالانس بود، t=r=1/√2، حالت خروجی حالت چلانده دو فوتونی است. و اگر t→0 حالت خروجی یک حالت چلانده است. در ادامه باید حالت خروجی را بهنجار کنیم.

$$N = 1/\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta}$$

$$\langle \xi, 2|\xi\rangle = \frac{(1-|\xi|)^{\frac{1}{2}\left(\frac{\xi}{2}\right)^{-1}}}{\sqrt{M_2(|\xi|)}} \quad {}_2F_1\left(\frac{1}{2}, 1; 0; |\xi|^2\right) \quad (9)$$

که N ضریب یهنجارش و تابع F تابع فوق هندسی است.

شکل ۱: شماتیک طرح

بررسی ویژگی های غیر کلاسیکی

در ادامه با استفاده از پارامتر مندل Q، تابع توزیع تعداد فوتون و تابع ویگنر به بررسی ویژگی های غیر کلاسیکی این حالت می پردازیم.

پارامتر مندل به صورت زیر تعریف می گردد[۶]

Q=(⟨ψ | (a^† a)^2 | ψ⟩-⟨ψ | a^† a | ψ⟩)/⟨ψ | a^† a | ψ⟩ -1 (۱۰)

که به ازای Q=0، میدان تابشی از آمار کلاسیکی پوآسونی و اگر Q>0 از آمار فوق پوآسونی و اگر Q<0 از آمار زیر پوآسونی تبعیت می کند. شکل ۲ و ۳ تغیرات پارامتر مندل به ازای تغیرات پارامترهای چلاندگی r و ضریب گذار t را نشان می دهد. در شکل ۲ مشاهده می شود که به r<0.9 حالت هیبرید به ازای تمام مقادیر t از آمار ابرپواسونی تبعیت می کند.

شکل ۲- پارامتر مندل تابع|ψ⟩به ازایt=0.08, 0.38,0.68,0.98

شکل۳-پارامتر مندل تابع|ψ⟩به ازایr=0.9, 0.92, 0.94, 0.96

به ازای r>0.9 برای مقادیر مختلف t مقدار Q منفی می شود و آمار زیر پوآسونی را برآورده می کند و فقط در r=0.9 آمار پوآسونی مشاهده می گردد. شکل ۳ نیز تغییرات پارامتر Q را به ازای تغیرات نشان می دهد. در این شکل مشاهده می گردد که بیشترین مقدار برای مقادیر t<0.4>۰,۰۵ است و بدین معنی است که حالت های هیبرید حالت های غیرکلاسیکی تری از حالت های چلانده و فوتون افزوده چلانده است.پارامتر دوم، تابع توزیع زوج فوتون است. این پارامتر به صورت زیر تعریف می گردد[۷]

P_2n=|⟨2n | ψ⟩|^2=|α⟨2n | ξ⟩+β⟨2n | ξ,2⟩|^2/(|α|^2+|β|^2+ 2Re[α¯β⟨ξ | ξ,2⟩]) (۱۱)

نوسانات در تابع توزیع فوتونی شاهدی بر ویژگی های غیر کلاسیکی سیستم است. شکل ۴ نمودار تابع توزیع تعداد فوتون برای حالت نهایی سیستم است. در این شکل نیز به ازای مقادیر t<0.7>۰,۱ در شکل نوسان مشاهده می گردد که بیانگر ماهیت غیر کلاسیکی سیستم است.

شکل۴: تابع توزیع تعداد فوتون به ازای t=0.1,0.3,0.5,0.7,0.9

تابع مهم دیگر تابع ویگنر است، که رابطه آن برابر است با[۸]

W_|ψ⟩ (η)=1/π ∫∫ ⟦d^2 z⟧ ⟨ψ | D(z) | ψ⟩ e^(z¯η-zη¯ ) (12)

در اینجا D(z)=e^(za^†-z¯a) عملگر چلاندگی است. تابع ویگنر برای حالت های غیرکلاسیکی مقداری منفی دارد. در شکل های ۵ و ۶ تابع ویگنر به ازای مقادیر t=0.1 , 0.7 رسم شده است. مقادیر منفی نشان از غنای غیر کلاسیکی حالت هیبرید دارد.

شکل۵: تابع ویگنر حالت الف) هیبرید به ازای r=0.5 , t=0.1

نتیجه گیری

در این مقاله با استفاده از یک محیط غیر خطی کر، یک تک فوتون و دو باریکه شکن و فرآیند انتخاب پسا انتخابی توانستیم یک حالت هیبرید از یک حالت چلانده و چلانده دو فوتون افزوده تولید کنیم. در ادامه با بررسی چندین پارامترها، ویژگی های غیر کلاسیکی آن را آشکار کردیم. با توجه به ویژگی های غیرکلاسیکی غنی تر نسبت به حالت چلانده فوتون افزوده و چلانده خلاء می تواند کاربردهای فراوانی دارد.

شکل۶: تابع ویگنر حالت هیبرید به ازای r=0.5 , t=0.7

مرجع‌ها

WodkiewiczKand Eberly JH1985 Coherent states, squeezed fluctuations, and the SU(2) am SU(1, 1) groups in quantum-optics applications J. opt. Soc. Am. B 2 458–66

QuesneC2001 Completeness of photon-added squeezed vacuum and one-photon states and of photon-added coherent states on a circle Phys. Lett.A 288 241–50

Albano L, MundarainDF and Stephany J 2002On the squeezed number states and their phase space representations J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 4 352–7

L C Kwek and D Kiang 2003 J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 5 383DOI 10.1088/1464-4266/5/5/301

.Y. Turek et al 2023 Phys. Scr. 98 075103

Mandel L 1979 Sub-Poissonian photon statistics in resonance fluorescence Opt. Lett. 4 205–7

SchleichWand Wheeler J A 1987 Oscillations in photon distribution of squeezed states J. Opt. Soc. Am. B 4 1715–22

Dowling J, AgarwalGS and SchleichWP 1994 Wigner distribution of a general angular-momentum state: Applications to a collection of two-level atoms Phys. Rev. A 49 4101–9

M. Frede, R. Wilhelm, D. Kracht, “250 W end-pumped Nd:YAG laser with direct pumping into the upper laser level”, Opt. Lett., Vol. 31, No. 6, pp. 3618-3619, 200

# افزایش عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی ساختار معکوس با ماده افزودنی در لایه جاذب $Ti_3C_2$ MXene

**مهسا مرادبیگی[۱،۲] و محمد رزاقی[۱]**

**[۱]دانشگاه کردستان، دانشکده مهندسی، سنندج، ایران**

**[۲]دانشگاه کردستان، دانشکده علوم پایه، سنندج، ایران**

**m.moradbeigi@uok.ac.ir, m.razaghi@uok.ac.ir**

**طراحی و ITO/PTAA/MAPbI$_3$/C$_{60}$/BCP/Cu چکیده –در این مقاله یک سلول خورشیدی پروسکایتی با ساختار معکوس مدل‌سازی شده است. براساس نتایج به‌دست‌آمده بازدهی این ساختار مرجع ٪۱۹/۵۶ بدست آمده است. به منظور سازگاری بیشتر ترازهای انرژی مواد تشکیل دهنده این ساختار، کاهش نرخ بازترکیب و مهندسی فصل مشترک ماده پروسکایت/لایه انتقال دهنده به لایه جاذب افزوده شد. در این ساختار پیشنهادی، بازدهی به ٪۲۰/۲۹ ارتقا یافت. نتایج $Ti_3C_2$ MXene الکترون، ماده دوبعدی بدست آمده از دو ساختار مرجع و پیشنهادی نشان دادند که با تغییر هم ترازی باند بین لایه جاذب پروسکایت و لایه انتقال دهنده ، بازدهی ٪ ۳/۷۳ افزایش می‌یابد. $Ti_3C_2$ MXene الکترون و افزایش جمع‌آوری حامل‌های بار به کمک ماده افزودنی**

کلید واژه- سلول خورشیدی پروسکایت، ساختار معکوس، بازدهی، ماده افزودنی.

# Performance enhancement of inverted perovskite solar cell with $Ti_3C_2$ MXene additive in the absorber layer

**Mahsa Moradbeigi[1, 2], Mohammad Razaghi[1]**

**[1]University of Kurdistan, Faculty of Engineering, Sanandaj, Iran**

**[2]University of Kurdistan, Faculty of Science, Sanandaj, Iran**

**m.moradbeigi@uok.ac.ir, m.razaghi@uok.ac.ir**

**Abstract- In this paper, a perovskite solar cell with an inverted structure of ITO/PTAA/MAPbI$_3$/C$_{60}$/BCP/Cu has been designed and modeled. Based on the results obtained, the efficiency of this reference structure is 19.56%. In order to further adapt the energy levels of the constituent materials of this structure, reduce the recombination rate, and engineer the perovskite/electron transport layer interface, the two-dimensional $Ti_3C_2$ MXene material was added to the absorber layer. In this proposed structure, the efficiency was improved to 20.29%. The results obtained from the two reference and proposed structures showed that by changing the band alignment between the perovskite absorber layer and the electron transport layer and increasing the collection of charge carriers with the help of the $Ti_3C_2$ MXene additive, the efficiency increases to 3.73%.**

Keywords: Perovskite Solar Cell, Inverted Structure, Efficiency, Additive.

## مقدمه

) (۲۶/۷٪) در سلول PCEدستیابی به بازده تبدیل توان بالا (
) هیبرید آلی-معدنی در PSCsهای خورشیدی پروسکایتی (
طی ۱۵ سال، زمینه تحقیقاتی را برای دستیابی به جایگزینی این مناسب‌تر برای منابع انرژی معمولی متحول کرده است [۱]. ساختارها تحرک حامل بالا، انرژی اتصال اکسایتون کم و جمع آوری بار کارآمد را فراهم می‌کنند [۲]. تاکنون تلاش‌های فراوانی بالاتر با هزینه ساخت بسیار ارزان‌تر PCEبه منظور دستیابی به انجام شده است. کاهش نرخ بازترکیب حامل‌ها در مواد پروسکایت، به ویژه جزء غیر تشعشعی، می‌تواند پتانسیل عملکرد را برای رسیدن به حداکثر تئوری خود افزایش دهد [۳]. PSC این مساله عمدتاً به دلیل فراوانی نقص‌ها و عدم هم‌ترازی باندهای مختلف لایه جاذب پروسکایت، لایه‌های انتقال الکترون و حفره ایجاد می‌شود [۴]. برای رسیدگی به این مساله، سازگاری ترازهای انرژی باید بهبود یابد، که به طور قابل توجهی بر انتقال بار و مورفولوژی سطح همه لایه‌های مختلف تأثیر می‌گذارد و در نتیجه کارایی بهتری را به همراه خواهد داشت.

به دلیل خواص نوری و الکتریکی MXeneاخیراً، مواد دو بعدی منحصر به فرد خود به عنوان کاندیدهای بالقوه برای استفاده در توجه بسیاری را به خود جلب کرده‌اند. در این رابطه، هاPSC مواد دو بعدی را می‌توان به عنوان افزودنی درون لایه‌ها یا به عنوان لایه بافر به منظور اصلاح خواص شیمیایی/فیزیکی لایه های درگیر در مرز مشترک وارد کرد [۵-۷]. یکی از پتانسیل‌های اصلی این مواد امکان تنظیم آسان ساختار الکترونیکی آنها، مانند و شکاف باند است که امکان به دست آوردن (WF)تابع کار هم ترازی سطوح انرژی، جمع‌آوری حامل‌های بار کارآمد و با فرمول هاMXene ها می‌شود. PSC برای PCEافزایش از کاربیدها، نیتریدها و کربنیتریدهای $M_{n+1}X_nT_x$شیمیایی می‌تواند ۱، ۲ یا n) تشکیل شده‌اند که M) فلزات واسطه (X( به گروه‌های عاملی پایان دهنده سطح (به $T_x$۳ باشد. همچنین ) اشاره دارد [۸].F و O، OHعنوان مثال:

به‌عنوان یک MXene $Ti_3C_2$در این مقاله از ماده دوبعدی افزودنی در لایه جاذب استفاده شده است. خواص اپتوالکترونیکی با ساختار معکوس بدون و با این افزودنی مورد مطالعه PSCیک قرار داده می‌شوند.

## تئوری و مدل‌سازی

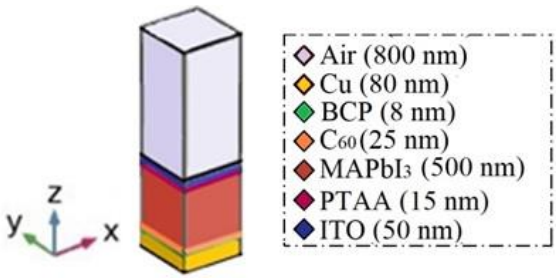
در این مقاله، شبیه‌سازی سه بعدی اپتوالکترونیکی سلول خورشیدی پروسکایتی با ساختار معکوس به روش المان محدود انجام شده است. ساختار سلول خورشیدی در شکل ۱، متشکل ) با Cuاز لایه‌های زیر است: اتصال پشتی از جنس مس ( ) با PTAA ۸۰، لایه انتقال دهنده حفره (nmضخامت nm) با ضخامت $MAPbI_3$ ۱۵، لایه جاذب (nmضخامت با $C_{60}$ و BCPلایه‌های انتقال دهنده الکترون ۵۰۰، ۲۵ ITO.) ولایه اتصال جلوئی (۸ nm و nmضخامت‌های

برای تحلیل قسمت نوری این ساختار از معادله هلمهولتز (فرمول (۱)) و برای تحلیل قسمت الکتریکی، از معادلات پواسون (فرمول (۲))، پیوستگی (فرمول (۳)) و نفوذ-رانش (فرمول (۴))، استفاده می‌شود.

$$(\nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{E}) - k_0^2 \varepsilon_r \boldsymbol{E} = 0 \qquad (۱)$$

$$\nabla.(\varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla \Phi) = -\rho \qquad (۲)$$

$$\frac{\partial i}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla J_i + G_i - U_i, i = n, p \qquad (۳)$$




*مرجع با ساختار معکوس.PSCشکل ۱: ساختار*

$$J_i = -q\mu_i i \nabla \Phi \pm q D_i \nabla i, i = n, p \qquad (٤)$$

تحت شرایط $(\boldsymbol{E})$با محاسبه میدان الکتریکی از بخش نوری در جهت محور AM1.5Gاعمال طیف استاندارد نور خورشید ، نرخ تولید y و xراستای و شرایط مرزی پریودیک در هر دوz ) از فرمول زیر محاسبه می‌شود:$G_{tot} = G_n = G_p$حامل‌ها (

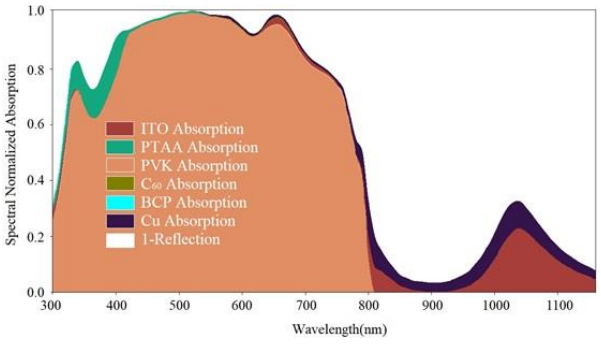
$$G_{tot} = \int_{300}^{900} \frac{\Pi}{h} \epsilon \boldsymbol{E}^2(x, y, z, \lambda)\, d\lambda \qquad (٥)$$

ثابت $h$ضریب گذردهی دی‌الکتریک و  بخش موهومی $\epsilon$ که پلانک است. همچنین از مدل بازترکیب شاکلی-رید-هال برای استفاده شده است. با حل معادلات بخش  $U_n, U_p$توابع الکتریکی و بدست آوردن منحنی مشخصه چگالی جریان-ولتاژ ($J$-$V$)، پارامترهای فوتوولتاییک شامل جریان اتصال کوتاه ($J_{SC}$)، ولتاژ مدار باز ($V_{OC}$)، فاکتور پرشدگی ($FF = (V_{mp}J_{mp})/(V_{OC}J_{SC})$) و بازده تبدیل توان ($PCE = FFJ_{SC}V_{OC}$) محاسبه خواهند شد. که $V_{mp}$ و $J_{mp}$ چگالی و ولتاژ در نقطه حداکثر توان هستند. جریان

پارامترهای نوری و الکتریکی مورد نیاز نیز از مراجع [۵]، [۷] و [۹] استخراج شده‌اند. همچنین بازتاب نور ($R = S_{11}^2$) و جذب ($A = 1 - (S_{11}^2 + S_{21}^2)$) از پارامترهای پراکندگی ($S_{ij,i,j=1,2}$) محاسبه می‌شوند.

## بحث و نتیجه‌گیری

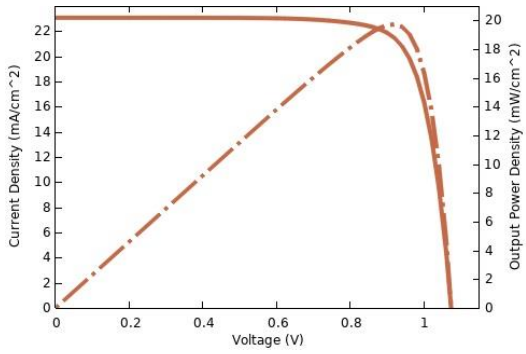
شکل ۲ طیف جذبی هریک از لایه‌ها و بازتاب کلی ساختار مرجع (بدون افزودن ماده دوبعدی به لایه جاذب) را نشان می‌دهد. دهند حداکثر میزان جذب در بازه همانطور که نتایج نشان می طول موجی ۳۰۰ تا ۸۰۰ نانومتر متعلق به ماده جاذب است. دلیل این مورد شکاف انرژی ماده جاذب پروسکایتی و محدوده حساسیت این ماده به این بازه طول موجی است. در این شکل میزان جذب سایرلایه‌ها که در تولید زوج الکترون-حفره تاثیری ندارند و به عنوان یک عامل اتلافی به شمار می‌آیند نیز رسم شده است. همچنین اتلاف مرتبط با بازتاب نور فرودی از ساختار نیز نشان داده شده است.



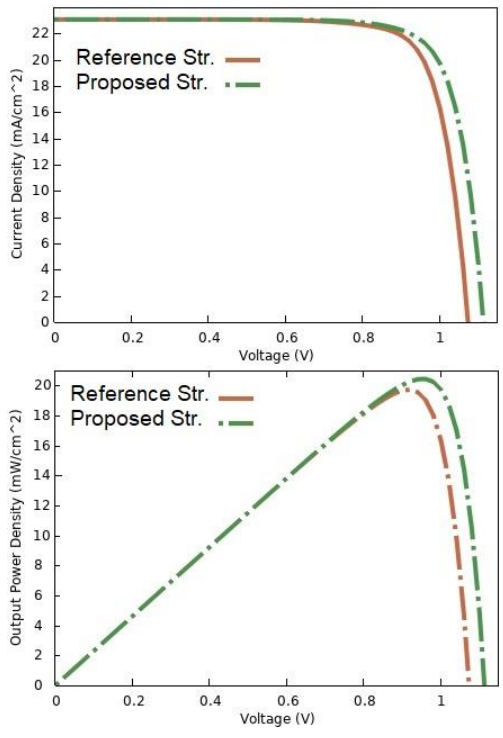

*شکل ۲: طیف جذب و بازتاب ساختار مرجع با ساختار معکوس PSC*

برای ساختار سلول $P$-$V$ و $J$-$V$شکل ۳، منحنی مشخصه فوتوولتاییک  خورشیدی مرجع را نشان می‌دهد. پارامترهای ($J_{sc}(mAcm^{-2}), V_{oc}(V), FF, PCE(\%)$) برای این ساختار مرجع بدست آمده‌اند. با توجه به اینکه افزودن این ماده به پروسکایت در مرز مشترک پروسکایت/لایه انتقال دهنده الکترون، ۰/۳۷ کاهش می‌دهد، منجر eV ۰/۵۰به eV را ازCBOمیزان شده است. بنابراین میزان $V_{oc}$ ۰/۰۴ درمقدار eV به بهبود در حدود ٪ ۳/۷۳ افزایش یافته است.PCE

به لایه $Ti_3C_2$در ادامه مدل‌سازی ساختار پیشنهادی با افزودن $J$-$V$جاذب ساختار مرجع صورت می‌گیرد. منحنی مشخصه برای دو سلول خورشیدی مرجع و پیشنهادی در شکل ۴ $P$-$V$ ۲۳/۰۷) به ترتیب , ۰/۷۹,۱/۱۱ ,رسم شد است. مقادیر (۲۰/۲۹ فوتوولتاییک برای پارامترهای ($J_{sc}(mAcm^{-2}), V_{oc}(V), FF, PCE(\%)$) این ساختار پیشنهادی بدست آمده‌اند. با توجه به اینکه افزودن این ماده به پروسکایت در مرز مشترک پروسکایت/لایه انتقال دهنده الکترون، ۰/۳۷ کاهش می‌دهد، منجر eV ۰/۵۰به eV را ازCBOمیزان شده است. بنابراین میزان $V_{oc}$ ۰/۰۴ درمقدار eV به بهبود در حدود ٪ ۳/۷۳ افزایش یافته است.PCE




*شکل ۳: منحنی مشخصه J-V برای ساختار مرجع.PSC*



*شکل ۴: مقایسه منحنی مشخصه J-V و P-V (الف) برای ساختارهای PSC (ب) مرجع و پیشنهادی.*

## جمع‌بندی

در این مقاله، یک PSC با ساختار معکوس با بازدهی ۱۹/۵۶٪ طراحی و مدل‌سازی شد. در ادامه، با افزودن ماده دوبعدی $Ti_3C_2$ به لایه پروسکایت یک سلول خورشیدی با بازدهی ۲۰/۲۹٪ معرفی و پیشنهاد شد. بنابراین، با تغییر هم ترازی باند بین لایه جاذب پروسکایت و لایه انتقال دهنده الکترون و افزایش جمع‌آوری حامل‌های بار، بازدهی ۳/۷۳ ٪ افزایش یافت.

## مرجع‌ها

**[1]** B.r.-c.e. National Renewable Energy Laboratory (NREL), https://www.nrel.gov/pv/cell-efficiency.html, (2024).

**[2]** **C. H. Ng, H. N. Lim, S. Hayase, Z. Zainal, and N. M. Huang, "Photovoltaic performances of mono- and mixed-halide structures for perovskite solar cell: A review", *Renew. Sustain. Energy Rev.*, Vol. 90, No. 6, pp. 248-274, 2018.**

**[3]** **J. Wang, J. Zhang, Y. Zhou, H. Liu, Q. Xue, X. Li, C.C. Chueh, H.L. Yip, Z. Zhu, A.K. Jen, "Highly efficient all-inorganic perovskite solar cells with suppressed non-radiative recombination by a Lewis base", *Nat. commun..*, Vol. 11, No. 1, p. 170, 2020.**

**[4]** **S. Qamar, K. Fatima, N. Ullah, Z. Akhter, A. Waseem, M. Sultan, "Recent progress in use of MXene in perovskite solar cells: for interfacial modification, work-function tuning and additive engineering", *Nanoscale*, Vol. 14, No. 36, pp. 13018-13039, 2022.**

**[5]** **A. Agresti, A. Pazniak, S. Pescetelli, A. Di Vito, D. Rossi, A. Pecchia et al., "Titanium-carbide MXenes for work function and interface engineering in perovskite solar cells", *Nat. mater.*, Vol. 18, No. 11, pp. 1228-1234, 2019.**

**[6]** **M. Meskini, S. Asgharizadeh, "Performance simulation of the perovskite solar cells with Ti3C2 MXene in the SnO2 electron transport layer", *Sci. Rep.*, Vol. 14, No. 1, p. 5723, 2024.**

**[7]** **S. Marimuthu, S. Shriswaroop, M. Muthumareeswaran, S. Pandiaraj, A.N. Alodhayb, T.A. Alrebdi, A.N Grace, "Drift diffusion modelling of cell parameters effect on the performance of perovskite solar cells with MXene as additives", *Sol. Energy*, Vol. 262, p. 111804, 2023.**

**[8]** **Li, Y., Wang, Y., Xu, Z., Peng, B., Tran, N.Q., Saxena, K.K., Vadivel, S. and Liu, X, "MXene-based materials for efficient applications in perovskite solar cells: A review", *J. Mater. Sci & Technol.*, 2024.**

**[9]** **W.Q. Wu, Z. Yang, P.N. Rudd, Y. Shao, X. Dai, H. Wei, J. Zhao, Y. Fang, Q. Wang, Y. Liu, Y. Deng, "Bilateral alkylamine for suppressing charge recombination and improving stability in blade-coated perovskite solar cells", *Sci. Adv*, Vol. 5, No. 3, p. eaav8925.**

# آنالیز مجانبی در لیزرهای نیمه هادی در معرض دو کاواک خارجی به کمک معادله مشخصه و حل عددی

**خسرو مبهوتی، طناز فخیم اسمعیلیان**

گروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه

Kh.mabhouti@urmia.ac.ir , t.fakhim@urmia.ac.ir

**چکیده – در این مقاله دینامیک غیر خطی یک لیزر نیمه هادی در معرض دو کاواک خارجی مورد بررسی قرار می‌گیرد. نشان داده می‌شود که تأثیر فاز هر کاواک می‌تواند بر تعیین پایداری و نوع دینامیک شدت خروجی لیزر موثر باشد. این به نحوی است که دینامیک لیزر از پایدار به ناپایدار و یا بالعکس تغییر می‌کند. با استفاده از تحلیل پایداری معادلات نرخ لیزری در شرایط حضور دو کاواک خارجی به نسبت بین شدت پسخوراند اپتیکی مابین این دو کاواک خارجی به جهت ایجاد عملکرد پایدار دست می‌یابیم. در نتیجه، زمانی‌که یک کاواک شرایط ایجاد عملکرد ناپایدار را برای لیزر فراهم می‌کند، کاواک دوم می‌تواند عملکرد ناپایدار آن را به پایدار تغییر دهد. در تحلیل پایداری معادلات نرخ، پاسخ‌های پایا برای میدان، دامنه و وارونی انبوهی نیز محاسبه گردیده و به کمک حل عددی در بازه زمانی و فرکانسی نتایج مورد بررسی قرار گرفته است.**

**کلید واژه**- پسخوراند نوری دوگانه، فاز پسخوراند، کاواک خارجی، لیزر نیمه هادی، معادله مشخصه.

# Asymptotic analysis in semiconductor lasers subjected to two external cavities using the characteristic equation and numerical solution

**Khosro Mabhouti, Tannaz Fakhim Esmaeeliyan**

Kh.mabhouti@urmia.ac.ir , t.fakhim@urmia.ac.ir

Abstract- In this article, the nonlinear dynamics of a semiconductor laser subjected to two external cavities is investigated. It is shown that the impact of the phase of each cavity can be effective in determining the stability and dynamic type of laser output intensity. This is how the dynamics of the laser changes from stable to unstable or vice versa. Using the stability analysis of the laser rate equations in the presence of two external cavities, we obtain a ratio between the intensity of the optical feedback between these two external cavities in order to create a stable performance. As a result, when first cavity provides conditions for creating unstable operation for the laser, the second cavity can change its unstable operation to stable one. In stability analysis of the rate equations, the stable responses for the field, amplitude and population inversion have also been calculated and the results have been investigated with the help of numerical solution in the time and frequency range.

Keywords: Dual optical feedback, Feedback Phase, External cavity, semiconductor laser, characteristic equation.

**مقدمه**

لیزرهای نیمه هادی به دلیل ایجاد امکان انتقال داده با سرعت بالا، نقش مهمی را در شبکه‌های فیبر نوری ایفا نموده و می‌توانند دریافت کننده پرتو لیزری خارجی از یک فیبر باشند[1]. تزریق یک میدان نوری تأخیری که با نام پسخوراند نوری نیز شناخته می‌شود، می تواند در مؤلفه‌هایی مانند فاز، دامنه و تأخیر زمانی، با میدان تولید شده توسط لیزر متفاوت باشد. این امر در این لیزرها طیف گسترده‌ای از دینامیک‌های غیرخطی از جمله پریودیک، آشوبناک و پالسی را ایجاد می‌کند[۲]. علاوه بر این، از تزریق نوری برای تولید اعداد تصادفی [۳] و افزایش پهنای باند مدولاسیون نیز استفاده در بسیاری از کاربردهای مدرن دینامیک غیرخطی، ترکیبی از تزریق می‌گردد[۴]. نوری و بازخورد نوری به کار گرفته می‌شود [۵و۶]. با این حال، مطالعات تحلیلی صورت گرفته درباره دینامیک انواع لیزرها و پیچیدگی ناشی از حضور بازخورد نوری و تزریق، بسیار محدود است [۷و۸]. به منظور حفظ پایداری می‌توان از پارامترهایی همچون خارجی تغییر جریان دمش یافته به لیزر، استفاده از آینه خارجی به عنوان کاواک کوتاه یا بلند و مدولاسیون دامنه و فاز نیز بهره برد [۹]. از سویی دیگر، با توجه به این‌که حضور دو کاواک خارجی در یک لیزر نیمه هادی اخیراً مورد توجه محققین در این حوزه قرار گرفته است [۱،۱۰و۱۱]، تحلیل پایداری تأثیر فازهای پسخوراند هرکاواک به کمک استخراج معادله مشخصه از معادلات نرخ اصلاح شده در حضور دو کاواک خارجی می‌تواند حوزه پژوهشی قابل توجهی باشد. انتظار می‌رود افزودن کاواک خارجی دوم بتواند منجر به ایجاد شرایطی گردد که نوع پیچیدگی سیستم و نوع دینامیک آن را تغییر دهد[۱۱]. عمده مطالعات انجام گرفته به کمک روش‌های اپتیکی و الکترونیکی می‌باشد؛ اما در این مقاله، علاوه بر تحلیل پایداری، استخراج پاسخ‌های پایا و یافتن آستانه پایداری تلاش شده است تا به کمک حل عددی معادلات نرخ، تحول زمانی شدت میدان خروجی این نوع لیزر نیز مورد بررسی قرار گیرد. از آن‌جایی که روش حفظ پایداری را به کمک آینه‌های کاواک خارجی پیش خواهیم برد، درنتیجه نسبت انعکاس آینه در یک کاواک خارجی در مقایسه با شدت ورودی به لیزر از کاواک دوم را به عنوان پرتوی تزریقی مورد مطالعه قرار می‌دهیم. همچنین بازه متناسب برای حفظ پایداری و تغییر دینامیک ناپایدار لیزر به دینامیک پایدار و همچنین امکان ایجاد دینامیک پالسی به کمک دو کاواک خارجی مورد بررسی قرار می‌گیرد. در کنار منحنی‌های زمانی، با استفاده از تبدیل فوریه، پهنای فرکانسی و تحول فرکانسی متناسب با این دینامیک‌های شدت میدان خروجی لیزر نیز مورد مطالعه قرار می‌گیرد.

## مدل ریاضی

### الف) معادلات نرخ لیزری

در این بخش معادلات نرخ لانگ-کاباشی را که توصیف کننده دینامیک لیزرهای نیمه هادی در حضور دو کاواک خارجی می‌باشد را بصورت زیر معرفی می‌کنیم[۱۱]:

$$\dot{E}(t) = \left(1 + i\alpha\right) N(t)E(t) + k_f E\left(t - \tau_1\right) exp\left(i\varphi_1\right) + k_{inj} E\left(t - \tau_2\right) exp\left(i\varphi_2\right) \quad (1)$$

$$\dot{N}(t) = \left(P - N(t) - \left(1 + 2N(t)\right) E^2(t)\right) \Big/ T \quad (2)$$

در معادلات بالا، E نشانگر میدان الکتریکی بهنجار شده، α فاکتور پهن شدگی خطی، N وارونی انبوهی، $k_f$ شدت پسخوراند از کاواک اول، $k_{inj}$ شدت تزریق نوری از کاواک دوم، $\tau_1$ و $\tau_2$ به ترتیب میزان تأخیر زمانی در کاواک خارجی اول و دوم، $\varphi_1$ و $\varphi_2$ فاز میدان لیزری در کاواک خارجی اول و دوم، p میزان جریان دمش یافته و T نسبت بین طول عمر کاواک به طول عمر حامل‌های بار الکتریکی می‌باشد. مقادیر ثابت $\alpha$، □، p و T به ترتیب برابر با ۵، ۷۰، ۰/۸ و ۱۷۱۰ در نظر گرفته شده است. به منظور کاهش میزان خطا در محاسبات با توجه به بازه اعداد مورد استفاده، معادلات بالا را نسبت به طول عمر فوتون $\left(2 \times 10^{-12}\, s\right)$بی‌بعد می‌کنیم [۱۲]. سپس با بی‌بعد کردن معادلات بالا و تفکیک آن‌ها نسبت به دامنه، فاز و وارونی انبوهی با استفاده از پاسخ $E = Ae^{i\varphi}$ که پاسخی مختلط برای میدان لیزری است، مجدداً معادلات را به صورت زیر بازنویسی می‌کنیم:

$$\frac{dA}{dt} = NA(t) + cos\varphi(t)(k_f A\left(t - \tau_1\right) + k_{inj} A(t - \tau_2)) \quad (3)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \alpha N + \frac{sin\varphi(t)}{A(t)}\left(K_f A(t - \tau_1) + k_{inj} A(t - \tau_2)\right) \quad (4)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{1}{T}\left(P - N - |A|^2\left(1 + 2N\right)\right) \quad (5)$$

### ب) محاسبه شرایط آستانه ناپایداری

با توجه به این‌که معادلات ما از نوع معادلات دیفرانسیل تأخیری می‌باشند [۱۱]، لازم است تا از تبدیلات لاپلاس [۱۳] استفاده نماییم. پس در استخراج ریشه‌ها تحت شرایط و بازه‌های پایداری، ما به ترتیب زیر عمل می‌کنیم:

پاسخ‌های پایایی را برای مقادیر با مساوی صفر قرار دادن روابط (۳)، (۴) و (۵) بدست می‌آوریم که با قرار دادن آن‌ها در ماتریس $cos\,\varphi(t)$، $sin\,\varphi(t)$، $|A|^2$ معرف جملهٔ تأخیری می‌باشد، می‌توان رابطه (۹) را $J_2$ که $J_2 - J_1$ژاکوبین [۱۴] بدست آورد:

$$\frac{dA(t)}{dt} = 0 \Rightarrow cos\,\varphi(t) = -\frac{NA(t)}{k_f A\left(t - \tau_1\right) + k_{inj} A\left(t - \tau_2\right)} \quad (6)$$

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = 0 \Rightarrow sin\,\varphi(t) = -\frac{\alpha NA(t)}{k_f A\left(t - \tau_1\right) + k_{inj} A(t - \tau_2)} \quad (7)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = 0 \Rightarrow |A|^2 = \frac{P - N}{1 + 2N} \quad (8)$$

$$J_2 - J_1 = \begin{pmatrix} a_{11} - \lambda & -\alpha NA(t) & -A(t) \\ a_{21} & N - \lambda & -\alpha \\ \frac{2A}{T}\left(1 + 2N\right) & 0 & \frac{1}{T}\left(\frac{1 + 2P}{1 + 2N}\right) - \lambda \end{pmatrix} \quad (9)$$

برابر مقدار زیر است: $a_{21}$ و $a_{11}$که در رابطه بالا

$$a_{11} = -N\left(e^{-\lambda\tau} + 1\right) \quad (10)$$

$$a_{21} = \frac{-\alpha N\left(e^{-\lambda\tau} + 1\right)}{A(t)} \quad (11)$$

دترمینان ماتریس ژاکوبین را با توجه به پاسخ‌های حالت پایا $T \equiv \frac{1}{\varepsilon}$حال با فرض محاسبه و معادله درجه سومی را به‌صورت زیر استخراج می‌نماییم:

$$\lambda\left(A\lambda^2 + B\lambda + C\right) = 0 \quad (12)$$

$$A = -1 \quad (13)$$

$$B = -Ne^{-\lambda\tau} \quad (14)$$

$$C = N^2(1 + \alpha^2)(e^{-\lambda\tau} + 1) \quad (15)$$

سپس ریشه‌های معادله را بدست می‌آوریم:

$$\lambda_1 = 0 \quad (16)$$

$$\lambda_2 و \lambda_3 = \frac{Ne^{-\lambda\tau}}{-2} \pm \frac{\sqrt{(-Ne^{-\lambda\tau})^2 + 4\left(1+\alpha^2\right)N^2\left(e^{-\lambda\tau}+1\right)}}{-2} \qquad (17)$$

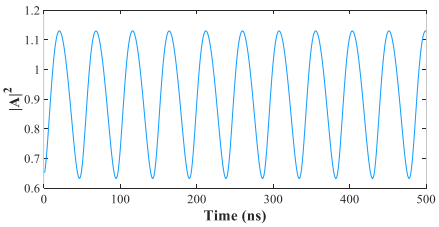
که به معنی نبود هیچ گونه $\tau = 0$ نهایتاً با استفاده از پاسخ‌های حالت پایا و فرض تأخیری در ابتدا می‌باشد، می‌توان نسبت مقادیر پرتو تزریقی با پرتو بازخورد یافته از آینه را برای حفظ شرایط پایداری به‌صورت زیر استخراج نمود.

$$N = \frac{k_f + k_{inj}}{\sqrt{1+\alpha^2}} \qquad (18)$$

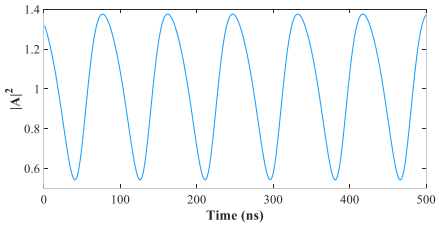
رابطه بالا نشان دهنده شرط عملکرد پایدار در لیزر خواهد بود. بر اساس این رابطه $k_f$ ) و دوم های پسخوراند در کاواک‌های خارجی اول (نسبت تغییرات بین شدت $k_{inj}$ ) به صورت عکس می‌باشد. حال برای تایید این رابطه بدست آمده به حل عددی روابط معادلات بی بعد شده می‌پردازیم.

## بحث و نتیجه گیری

ابتدا اگر لیزر بدون حضور کاواک دوم صرفا در در همان‌طور که مشاهده می‌شود معرض تزریق نوری از کاواک اول قرار گیرد، می‌تواند پریود اول (شکل۱- الف)، پریود سوم (شکل ۲- الف) و یا حتی دینامیک ناپایدار آشوبناک (شکل۳- الف) را نشان دهد. حال بر اساس رابطه بدست آمده و وارد کردن آینه خارجی به عنوان کاواک خارجی دوم در کنار تزریق نوری از کاواک اول و انتخاب مقداری که در واقع نسبت کوچک به بزرگ بودن آن‌ها در رابطه (۱۸) رعایت شده، مقداری را محاسبه می‌نماییم که عملکرد لیزر را از حالت پریود اول به پریود دوم (شکل ۱- ب)، پریود سوم به حالت پالسی (شکل ۲- ب) و آشوبناک را به دینامیک پایدار (شکل۳- ب) تغییر دهد.

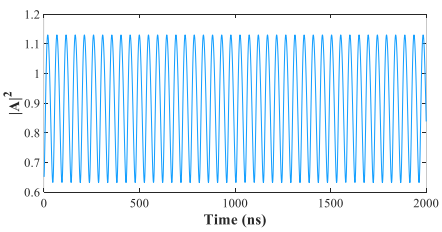



الف)

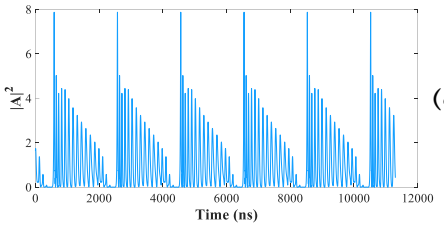



ب)

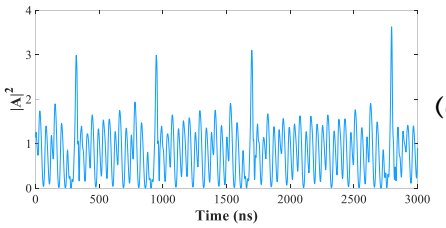
شکل۱: نمودار شدت خروجی لیزر بر اساس تحول زمانی برای دینامیک‌های موج پیوسته(CW) الف): پریود اول $k_f = 0/036$ $\varphi_1 = \pi$ پریود دوم ب) ، $k_{inj} = 0/079$ $\varphi_2 = 1$.



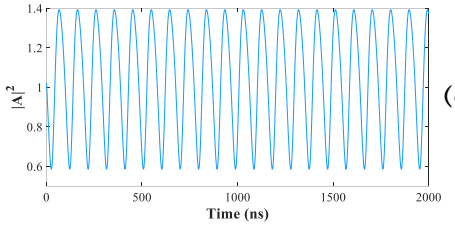

ب)




شکل ۲ : نمودار شدت خروجی لیزر بر اساس تحول زمانی برای دینامیک‌های: الف) موج پیوسته(CW) , $k_f = 0/036$ $\varphi_1 = \pi$ ب) موج پالسی ، $k_{inj} = 0/079$(RPP) $\varphi_2 = \pi$



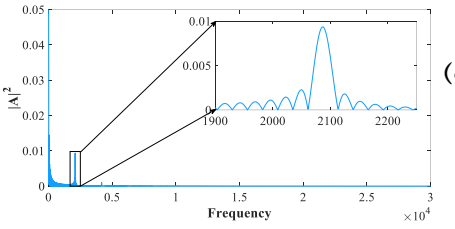

الف)



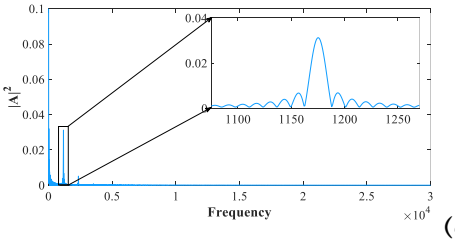

ب)

شکل۳: نمودار شدت خروجی لیزر بر اساس تحول زمانی برای دینامیک‌های: الف) موج آشوبناک(CH) , $k_f = 0/0361/0-=\varphi_1$ ، ب) پریود چهارم $\varphi_2 = 2-=$ $k_{inj} = 0/079$,.

همچنین برای بررسی بیشتر با استفاده از تبدیل فوریه، نمودارهای شدت خروجی لیزر نیز ترسیم می‌نماییم. می‌توان (GHz)شکل‌های (۳-۱) را براساس تغییرات فرکانسی مشاهده نمود که امکان کاهش پهنای فرکانسی (شکل۴)، دریافت عملکرد پالسی از لیزر (شکل۵) و تغییر شرایط ایجاد حضور چند مد در دینامیک آشوبناک در کاواک اول به دینامیک پایدار تک مد (شکل۶)، به کمک حضور کاواک دوم نیز فراهم گردید.

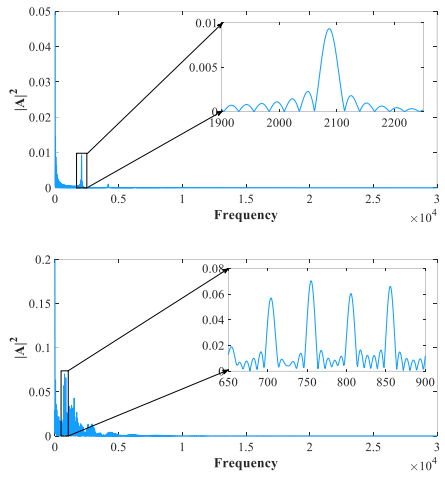



ب)

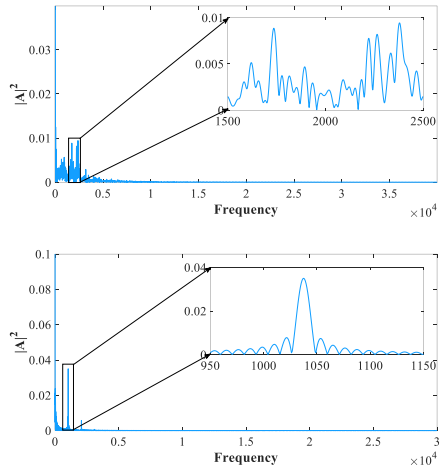



الف)

شکل ۴: نمودار شدت خروجی لیزر بر اساس تغییرات فرکانسی برای دینامیک‌های موج پیوسته(CW) الف): $k_f = 0/036$ $\varphi_1 = \pi$ ب) , $k_{inj} = 0/079$ $\varphi_2 = 1$.




شکل ۵: نمودار شدت خروجی لیزر بر اساس تغییرات فرکانسی برای دینامیک‌های: الف) موج پیوسته $k_f = ۰/۰۳۶$ $\varphi_۱ = \pi$, ب) موج پالسی $k_{inj} = ۰/۰۷۹$ , $\varphi_۲ = \pi$.




شکل ۶ : نمودار شدت خروجی لیزر بر اساس تغییرات فرکانسی برای دینامیک‌های: الف) موج آشوبناک $k_f = ۰/۰۳۶$ $\varphi_۱ = -۰/۱$, ب) موج پیوسته $k_{inj} = ۰/۰۷۹$ $\varphi_۲ = -۲$.

مرجع

[1] L. Oliverio, D. Rontani, and M. Sciamanna, "*Nonlinear dynamics of a laser diode subjected to both optical injection and optical feedback*," Opt Express, vol. 32, no. 15, p. 25906, Jul 2024.

[2] S. Wieczorek, B. Krauskopf, T. Simpson, and D. Lenstra, "*The dynamical complexity of optically injected semiconductor lasers*," Physics Reports-review Section of Physics Letters - PHYS REP-REV SECT PHYS LETT, vol. 416, pp. 1–128, Nov 2005.

[3] X.-Z. Li and S.-C. Chan, "*Random bit generation using an optically injected semiconductor laser in chaos with oversampling*," Opt. Lett., vol. 37, no. 11, pp. 2163–2165, Jun 2012.

[4] T. B. Simpson and J. M. Liu, "*Enhanced modulation bandwidth in injection-locked semiconductor lasers*," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 9, pp. 1322–1324, 1997.

[5] L. Oliverio, D. Rontani, and M. Sciamanna, "*High-resolution dynamic consistency analysis of photonic time-delay reservoir computer*," Opt. Lett., vol. 48, no. 10, pp. 2716–2719, May 2023.

[6] J. Vatin, D. Rontani, and M. Sciamanna, "*Enhanced performance of a reservoir computer using polarization dynamics in VCSELs*," Opt. Lett., vol. 43, no. 18, pp. 4497–4500, Sep 2018.

[7] J. Song, Z.-Q. Zhong, L.-X. Wei, Z.-M. Wu, and G.-Q. Xia, "*Experimental investigations on nonlinear dynamics of a semiconductor laser subject to optical injection and fiber Bragg grating feedback*," Opt Commun, vol. 354, pp. 213–217, 2015.

[8] Y.-H. Liao and F.-Y. Lin, "*Dynamical characteristics and their applications of semiconductor lasers subject to both optical injection and optical feedback*," Opt Express, vol. 21, pp. 23568–23578, Nov 2013.

[9] L. Rondoni, M. R. K. Ariffin, R. Varatharajoo, S. Mukherjee, S. K. Palit, and S. Banerjee, "*Optical complexity in external cavity semiconductor laser*," Opt Commun, vol. 387, pp. 257–266, 2017.

[10] S. Abdulrhmann, A. M. Alhasan, and A. Madkhli, "*Dynamics and Relative Intensity Noise of Semiconductor Laser Coupled with Double External Cavities*," 2024.

[11] R. de Mey, S. W. Jolly, and M. Virte, "*Clarifying the impact of dual optical feedback on semiconductor lasers through analysis of the effective feedback phase*," Jun 2023.

[12] T. Heil, I. Fischer, W. Elsässer, B. Krauskopf, K. Green, and A. Gavrielides, "*Delay dynamics of semiconductor lasers with short external cavities: Bifurcation scenarios and mechanics*," Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys, vol. 67, p. 66214, Nov 2003.

[13] G. Friart, G. Van der Sande, G. Verschaffelt, and T. Erneux, "*Analytical stability boundaries for quantum cascade lasers subject to optical feedback*," Phys Rev E, vol. 93, no. 5, p. 52201, May 2016.

[14] E. Abbaszadeh Jabal Kandi, K. Mabhouti, R. Naderali, and N. Samadzadeh, "*Theoretical Review of the Pulse Generation in Dual-Locked Semiconductor Lasers: Asymptotic and Numerical Computation*," International Journal of Optics and Photonics, vol. 17, no. 1, pp. 81–92, Jan 2023.

# تشخیص و اندازه‌گیری کدورت ادرار به‌صورت غیرتماسی و بلادرنگ با استفاده از تکنیک نفلومتری

**آیدا سرکاکی[۱و۲]، سید محمد علی آبادی[۱]، محمدرضا رشیدیان وزیری[۲] و مینا مایلی[۱]**

**اکسیپنوس مدیکال، مشهد، ایران[۱] و دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد، ایران[۲]**

**چکیده**- کدورت، که به عنوان معیاری برای کدورت مایع ناشی از ذرات معلق در آن شناخته می‌شود، یک نشانگر تشخیصی مهم در تجزیه و تحلیل ادرار است. در ادرار، کدورت ممکن است به دلایل مختلفی از جمله سلول‌های خونی، بلورها و بقایای سلولی ناشی شود. روش‌های سنتی برای ارزیابی کدورت ادرار به بازرسی بصری کیفی و ذهنی متکی هستند که ذاتاً دقیق نیستند و برای اندازه‌گیری دقیق مناسب نیستند. در مقابل، مطالعه ما یک کاربرد نوین از نفلومتری را به عنوان رویکردی دقیق و کمی برای شناسایی هماچوری (خون در ادرار)، که یک نشانگر تشخیصی حیاتی است، معرفی می‌کند، پارامتر کدورت در کنار دیگر پارامترهای بالینی می‌تواند به تشخیص هماچوری کمک شایانی کند. با اندازه‌گیری پراکندگی نور توسط ذرات موجود در ادرار، دستگاه مبتنی بر نفلمتری به طور مستقیم هماچوری را کمی می‌کند و محدودیت‌های ارزیابی‌های بصری که صرفا برای طوح بالای هماچوری است را برطرف می‌کند. نتایج اولیه از نمونه اولیه نشان‌دهنده افزایش قابل توجهی در دقت تشخیصی و قابلیت تکرار، به ویژه در شناسایی سطوح پایین کدورت ناشی ازهماچوری است که ممکن است توسط روش‌های متعارف نادیده گرفته شوند. این انتقال به تجزیه و تحلیل کمی نفلومتری یک پیشرفت قابل توجه برای تشخیص بالینی به ارمغان می‌آورد که می‌تواند منجر به تشخیص‌های سریع تر و دقیق‌تر شود.

کلید واژه- آنالیز ادرار، پراکندگی، کدورت ادرار، هماچوری، ، نفلومتری.

# Real-Time Non-Contact Detection and Quantification of Urine Turbidity Using an Nephelometry Technique

**Ayda Sarkaki[1,2*], S.Mohammad Aliabadi[1], M.Reza Rashidian[2], Mina Mayeli[1] and N.Papi [1]**

**Reasearch and Development department, Exypnos Medical, Mashhad, Iran[1]**

**Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran[2]**

**Aydasarkai@um.ac.ir, smaliabadi@exypnosemedical.com, rashidianvaziri@um.ac.ir, mmayeli@exypnosmedical.com**

**Abstract- Turbidity, a measure of liquid cloudiness from suspended particles, is a key diagnostic indicator in urinalysis. In urine, turbidity can arise from sources like blood cells, crystals, and debris. Traditional methods rely on subjective visual inspection, limiting precision and quantification. This study introduces nephelometry as a novel, quantitative approach to detect hematuria (blood in urine), alongside other clinical parameters and can assist in the early detection of hematuria. By measuring light scattering, our nephelometry-based device accurately quantifies urine turbidity, surpassing the limitations of visual assessments. Prototype results show improved diagnostic accuracy and sensitivity, particularly for low-level hematuria alongside other clinical parameters, marking a significant advancement in clinical diagnostics.**

**Keywords: Urine turbidity, Hematuria, Urine Analysis, Nephelometry, scattering**

# Introduction

Urine analysis includes both microscopic and macroscopic examination. Macroscopic urine analysis involves evaluating the odor, color, and turbidity of the urine[1,2]. The turbidity of urine can increase due to the presence of cellular debris, casts, crystals, and other particles. Substances such as blood (both red and white blood cells), hemoglobin, cholesterol, albumin, leukocyte esterase, nitrites, ketones, bilirubin, and urobilinogen, which are typically absent in urine, can also contribute to its cloudiness. Conditions like cystitis, diabetes, gonorrhea, chlamydia, kidney stones, pyelonephritis, urethritis, kidney failure, trichomoniasis, and prostatitis are linked to turbid urine. Other factors that can cause cloudy urine include hydration status, urinary tract infections, kidney infections and stones, sexually transmitted infections, vulvovaginitis, diet, and diabetes.[3-5]

Monitoring urine parameters such as volume and turbidity becomes even more crucial after surgical

procedures [6,7]. Currently, urine turbidity is measured visually, and if any turbidity is observed, the samples are sent to clinical laboratories for further examination, which is a time-consuming process (Figure 1). Low levels of turbidity are not detectable by the naked eye. Changes in urine turbidity can indicate various issues, as previously mentioned, and continuous monitoring of these parameters can simplify the screening process. Given the importance of measuring urine turbidity, Padilla and colleagues designed a device that detects urine turbidity using a turbidity sensor and an Arduino board. This test device was specifically designed for male urinary system [8] This model quantitatively measures urine turbidity, but it uses a contact method that is not feasible for use in a hospital environment. Mithya et al. proposed using an Arduino-based device to measure turbidity in liquids, including urine. The Arduino turbidity sensor functions like a photometer, detecting suspended particles by measuring transmitted and scattered light [9] In this study, urine turbidity was quantified once again; however, due to the contact-based method and the requirement for sterility, it is not feasible for use in clinical settings. This device is based on scattering and has an error limit of two percent. Its innovation lies in employing a non-contact and Real time method for measuring urine turbidity through nephelometry and quantifying urine turbidity and hematuria for screening and diagnosis. Accurate measurement of urine turbidity can facilitate future research and development.



Figure 1. A sample of a hematuria case under the microscope

# Materials and Methods

Nephelometry is a method used to measure the scattering of light by particles in a liquid or gas. The technique relies on the principle that light scatters in different directions when it passes through a sample containing particles. The intensity of the scattered light correlates with the concentration and properties of the particles in the sample. In nephelometry, the NTU (Nephelometric Turbidity Unit) is a common parameter used to quantify the turbidity of a liquid sample. It represents the scattering of light by suspended particles in the sample. The NTU value is obtained by measuring the intensity of scattered light at 90 degrees relative to the incident light beam. Higher NTU values indicate greater turbidity or cloudiness in the sample [10]:

$$I_S = I_O e^{-b.NTU} \quad (1)$$

Where (Is) represents the intensity of scattered light, I0) is the initial intensity of the incident light, b is a constant related to the scattering properties of the particles in the sample, and NTU is the turbidity value. As the turbidity (NTU) increases, the intensity of scattered light decreases exponentially. The device designed in this work, operates on the principle of nephelometry, as illustrated in the overall schematic shown in Figure 1. It incorporates an infrared laser diode with a wavelength of 850 nanometers, paired with a TSL230 detector, and

utilizes a 90-degree scattering angle to measure turbidity( Figure 2).

The device developed for this study operates on the principle of nephelometry, utilizing an infrared laser diode with a wavelength of 850 nanometers, coupled with a TSL230 detector. It employs a 90-degree scattering angle to accurately measure turbidity.

For testing, a container with a capacity of 10 milliliters was used (Figure3). A total of 30 urine samples were analyzed, categorized into two groups: samples from healthy individuals and samples from those diagnosed with hematuria. Each sample underwent five test iterations, with 3 microliters of the individual's own blood added to the urine sample using a specialized sampler for each iteration. The testing was conducted under sterile conditions, ensuring minimal contamination risk. Given the necessity for urine tests to be performed on fresh samples, all testing adhered to strict protocols to maintain sample integrity.

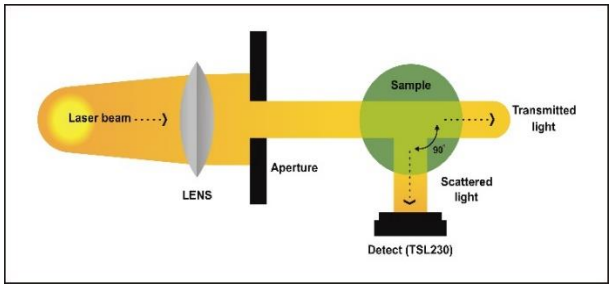



Figure 2. Schematic of the employed nephelometry system.



Figure 3. A representative urine sample for testing.

## Result

The findings of this study underscore the efficacy of our nephelometry-based device in the accurate detection and quantification of urine turbidity. Utilizing a non-contact, real-time measurement approach, the device provided robust and objective data on turbidity levels in urine samples. In Figure 4, as the sample volume increases, the NTU also increases proportionally. This suggests that healthy urine samples become more turbid as the blood tested increases. The linear trend indicates a consistent behavior in healthy individuals. Indeed, for healthy individuals, the turbidity of urine tends to follow a predictable pattern. Any deviations from this trend might be indicative of underlying health conditions.

In Figure 5 , the nephelometric results for a hematuria patient is shown. Like the healthy individual's graph, this one also shows an increasing trend of NTU with sample volume. Both graphs demonstrate that turbidity (NTU) tends to rise as the volume of urine tested increases. However, the NTU values in this hematuria case are likely significantly higher than those in the healthy individual's graph. Hematuria indicates blood in the urine, which contributes to increased turbidity. This explains the elevated NTU values. Clinicians can interpret this graph as abnormal due to the presence of blood, whereas the healthy graph represents expected behavior.

The study findings revealed that the device effectively detected hematuria and accurately quantified its severity. Moreover, the device identified cases of hematuria that were imperceptible to the naked eye, demonstrating substantial NTU changes even when visually undetectable. Notably, the device exhibited a minimal systematic error of 2% and a standard error

of 1.72 NTU, underscoring its precise quantification of urine turbidity and its low measurement error.

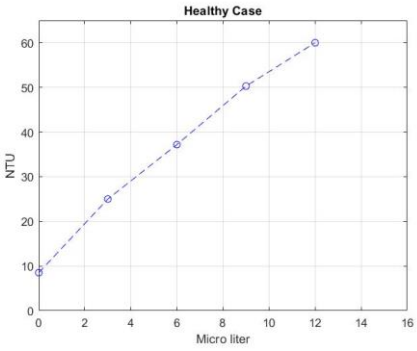



Figure 4. Relationship between Nephelometric Turbidity Units (NTU) and sample volume for a healthy individual.

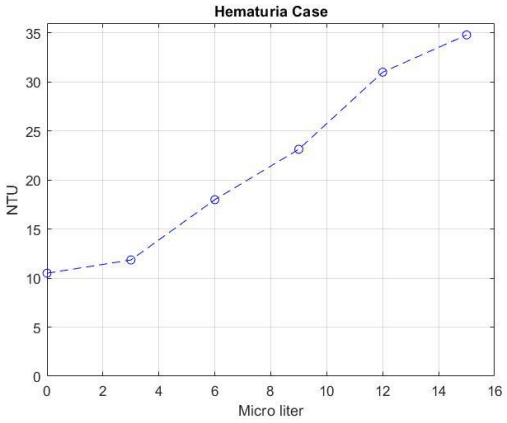



Figure 5. Correlation between NTU and sample volume in hematuria patients.

## Conclusion

In conclusion, the device demonstrates a robust ability to detect urine turbidity of hematuria even at levels undetectable by the naked eye. Its real-time analysis and precise quantification of urine turbidity enable effective monitoring and comparison with an individual's baseline samples, allowing for detailed tracking of urinary changes over time. Notably, the device allows for intra-patient comparisons of nephelometric measurements, with numerical changes in turbidity potentially providing more accurate indicators for further clinical investigations. Beyond hematuria, the device shows promise for measuring other critical biomarkers such as albumin and creatinine. This advancement could significantly enhance diagnostic precision and research capabilities in urinary health, offering a valuable tool for both clinical evaluation and investigative studies. This device has successfully transitioned urine turbidity evaluation from a qualitative to a precise quantitative method and, with future technological advancements, could aid in identifying the primary causes of turbidity.

## References

**[10]** J. Neuendorf, "Macroscopic Urinalysis," Urine Sediment. Springer, Cham, p. 15, 18 June 2020.

**[11]** [Online]. Available: https://med.libretexts.org/Bookshelves/Anatomy_and_Physiology/Anatomy_and_Physiology_%28Boundless%29/24%3A__Urinary_System/24.4%3A_Urine/24.4A%3A_Physical_Characteristics_of_Urine.

**[12]** J. Johnson, "Nine causes of cloudy urine," 2019. [Online]. Available: https://www.medicalnewstoday.com/articles/324443#3. [Accessed 2021].

**[13]** N. V. S. E. M. R. A. d. S. W. B. &. V. T. F. Josephus Jitta, "Urine changing from clear to milky-white.," The Netherlands Journal of Medicine,, vol. 76, no. 8, p. 379–380., 2018.

**[14]** R. A. V. D. R. P. Jyotsna Punj, "Milky urine! A cause of concern?," Indian Journal of Anaesthesia, vol. 57, no. 1, pp. 87-8, 2013.

**[15]** [Online].

**[16]** C. Liddle, "Postoperative nursing care 2: How to reduce the risk of deterioration after surgery," Nursing Times, vol. 109, no. 23, pp. 16-17., 2013, .

**[17]** M. V. C. P. a. F. R. G. Cruz, "A Monitoring Device for Urine Volume and Turbidity using Continuity Flow and Beer Lambert's Law for Post-Operative Patients," in IEEE 11th International Conference on Humanoid, Nanotechnology, Information Technology, Communication and Control, Environment, and Management, Laoag, Philippines, 2019.

**[18]** D. P. S. S. S. M. M. Mithya V, "Smart Toilets using Turbidity Sensor," International Journal of Innovative Technology and Exploring Engineering (IJITEE), vol. 8, no. 5, pp. 2278-3075, 2019.

**[19]** [Online]. Available: https://www.sciencedirect.com/topics/nursing-and-health-professions/nephelometry.

# مطالعه ای بر اثر جریان الکتریکی بحرانی بر ایجاد ناپایداری در عملکرد لیزرهای کلاس B

**خسرو مبهوتی ؛ مونا مهرپو**

**گروه فیزیک ، دانشکده علوم ، دانشگاه ارومیه ، ارومیه**

Kh.mabhouti@urmia.ac.ir

**چکیده – در لیزر های کلاس B جریان الکتریکی می‌تواند عملکرد لیزر را به نقطه بحرانی پایداری (نقطه هوف) هدایت نماید . نخست آن که عملکرد ناپایدار امکان رشد مد های جانبی را می‌تواند فراهم نماید. ازاین رو عملکرد مد اصلی و مرکزی لیزر تحت تاثیر قرار می‌گیرد . در این مطالعه شرایطی را بررسی می‌نمایم که جریان الکتریکی جایگزین شده در معادلات نرخ لیزر عملکرد لیزر را تحت تاثیر قرار داده و امکان ایجاد نقطه هوف در دینامیک لیزر را فراهم می‌کند. به عنوان نتیجه با استفاده از معادله مشخصه بدست آمده مشاهده می شود که بعد از شرایط هوف ، عملکرد ناپایدار، جایگزین عملکرد پایدار لیزر گردیده و از دینامیک موج پیوسته خارج می‌گردد.**

کلید واژه- لیزر کلاس B ، معادله مشخصه، نقطه هوف ، نمودار های دو شاخه شدگی

# A study on the effect of Critical electric current on creating instability in the performance stability in the performance stability of class B lasers

**Mabhouti, Khosro; Mona Mehrpoo**

**Physics Department, Faculty of Sciences, Urmia University, Urmia.**

**Abstract- In class B lasers, electric current can lead the laser performance to the critical point of stability . First, the unstable performance can provide the possibility of the growth of side modes, therefore the performance of the main and central mode of the laser is affected . in this study, we investigate the conditions that the replace electric current in the laser rate equations affect the laser performance and provide the possibility of creating the Hopf point in the laser dynamics . As a result , using the obtained characteristic equation, it can be seen that after the Hopf conditions, the unstable operation replace the stable operation of the laser and leaves the continuous wave dynamics . in this study, we investigate the conditions that the replaced electric current in the laser rate equations affect the laser performance and provide the possibility of creating the Hopf point in the laser dynamics.**

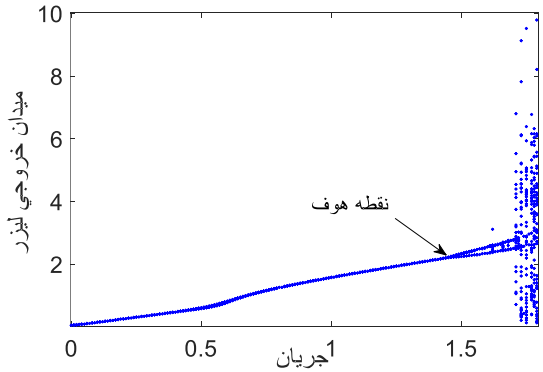
Keywords: class B laser , characteristic equation , Hopf point , Bifurcation diagrams

## مقدمه

محققان همواره توجه ویژه ای نسبت به پیش بینی اختلال ایجاد شده و شرایط بحرانی در سیستم های دینامیکی خطی و غیرخطی را داشته اند [۱] . امروزه در مطالعات گسترده‌ای به تعیین مولفه هایی با قابلیت پیاده سازی و مطالعه اثر آن ها بر سری های تحول زمانی بدست آمده از عملکرد سیستم های دینامیکی خطی و غیرخطی پرداخته شده است. به زبان تحلیل دینامیکی یک سیستم زمانی در آستانه عملکرد ناپایدار قرار می‌گیرد که این سیستم در عملکرد خروجی از خود دو شاخه شدگی نشان دهد [۲]. ظهور دوشاخه شدگی در گام‌های بعدی به ازای تغییر در مقادیر بالاتر پارامتر کنترل می تواند به دینامیک آشوبناک و یا نوساناتی با دامنه کاهش یافته و میرا گردد. باید گفت که در نمودارهای دو شاخه شدگی مهم ترین نقطه ، نقطه ای است که سیستم در آن از حالت پریود اول به حالت پریود دوم تغییر می‌یابد که این نقطه را تحت عنوان نقطه هوف شناخته می‌گردد (شکل ۱) . لیزرهای کلاس B لیزر هایی هستند که در آنها مشاهده پرتو لیزری به صورت مستقیم و حتی بازتابی خطرناک می‌باشد . لیزر های پزشکی درمانی از این نوع لیزر ها می‌باشند. به عنوان مثال، لیزر های $CO_2$ و لیزرهایی با گستره توانی بین ۵-۵۰۰ mW می توانند در این حوزه ی مطالعاتی در نظر گرفته شوند [۳] .

از آنجایی که این لیزر ها نسبت به تغییرات جریان می توانند در شرایط کارکرد بحرانی قرار بگیرند، در این مقاله با جایگذاری جمله جریان الکتریکی که تغییرات مقادیر جریان در آن مبتنی بر تابع لامبرت می باشد، نحوه تاثیر تغییرات جریان الکتریکی پمپ شده به لیزر مورد مطالعه قرار می‌گیرد. بدین منظور در ابتدا به کمک محاسبه مشخصه از معادلات نرخ توصیف کننده عملکرد این لیزرها ریشه های معادله استخراج می گردد. در گام بعدی ریشه های بدست آمده با در نظر گرفتن تاثیر میرایی وارونی جمعیت حاملها$(\gamma_p)$ و نرخ اتلاف در شرایط وارونی جمعیت $(\gamma_i)$ است. b نرخ زمانی جاروب شدن پمپاژ ، $\gamma$ نسبت بین نرخ میرایی وارونگی جمعیت$(\gamma_p)$ و نرخ اتلاف در شرایط وارونی جمعیت $(\gamma_i)$ است [۳].

## شرایط کند شونده بحرانی




شکل ۱: نمودار دو شاخه شدگی میدان خروجی لیزر به ازای تغییرات پارامتر جریان پمپاژ یافته ، در این شکل تغییرات شدت میدان خروجی لیزر مورد مطالعه قرار می‌گیرد [۳] .

همانطورکه در شکل (۱) مشاهده می‌شود با افزایش جریان لیزر، شدت میدان لیزری خروجی از لیزر افزایش می‌یابد. اما به ازای شدت جریان (A=۱,۴۵) مشاهده می‌شود که لیزر از شرایط کارکرد پایدار به سمت دو شاخه شدگی و شرایط کارکرد ناپایدار میل می‌کند . این ناپایداری در این شکل منجر به دینامیک آشوبناک می‌گردد. البته تحت شرایطی ایجاد ناپایداری می تواند منجر به شرایط غیر از دینامیک آشوبناک گردد که تحت عنوان شرایط کند شونده بحرانی، شناخته می‌شود [۳و۴] . در این مطالعه، از آنجایی که این لیزر ها نسبت به تغییرات جریان می توانند در شرایط کارکرد بحرانی قرار بگیرند تابعی به عنوان مقدار جریان الکتریکی دمش یافته به لیزر اضافه شده که بتواند شرایط هوف و ناپایداری مورد نظر را ایجاد نماید.

از این رو با استفاده از معادلات نرخ و با استفاده از تحلیل پایداری ، $A_c$ یعنی جریان بحرانی که برای جایی که آستانه عملکرد ناپایدار رخ می‌دهد تنظیم می‌گردد. این عملگر ناپایدار در این لیزر ها عمدتا منجر به خاموشی لیزر می‌گردد [۳] .

## مدل ریاضی

در این قسمت برای معرفی لیزر های کلاس B از معادلات نرخ جفت شده ی ode استفاده می کنیم [۵] . تمامی فرآیند حل عددی به کمک نرم افزار متلب در این مقاله انجام می پذیرد .

$$\frac{ds}{dt} = -S(1 - N) \qquad (1)$$

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma(N - A + SN) \qquad (۲)$$

در معادلات بالا S معرف تعداد فوتون ها و N معرف وارونگی جمعیت است. A نشان دهنده ی جمله پمپاژ الکتریکی به لیزر است. زمان ، به نرخ اتلاف در شرایط وارونی جمعیت $(\gamma_i)$ ، نرمال شده است. این سیستم دینامیکی یک دو شاخ شدگی بحرانی را در $A = ۱.۴۵$ نشان می دهد (شکل ۱). $A_c$ را که معرف جریان پمپاژ بحرانی است به صورت زیر معرفی نموده و بجای A جایگزین مینماییم [۳و۶].

$$A_c = ۱ + \frac{b}{\gamma} + \frac{b}{\gamma} W\left[-e^{-\frac{\gamma}{b}(۱-A_.)-۱}\right] \qquad (۳)$$

در این تابع منظور از W تابع لامبرت است [۳و۶].

## تحلیل سیستم غیر خطی لیزری :

### بدست آوردن ریشه های ماتریس ژاکوبین

با قرار دادن روابط (۱) و (۲) در ماتریس ژاکوبین ریشه های پایداری دترمینان ماتریس ژاکوبین را استخراج می‌کنیم ؛ و به کمک مقادیر این ریشه ها عملکرد لیزر را در نقطه بحرانی مورد نظر بررسی می‌کنیم [۵].

$$J = \begin{vmatrix} N - ۱ - \lambda & s \\ -\gamma N & -\gamma(۱ + s) - \lambda \end{vmatrix}$$

$$= (N - ۱ - \lambda) \times (-\gamma(۱ + s) - \lambda) - s \times (-\gamma N) \qquad (۴)$$

حال برای استخراج معادله مشخصه ، از رابطه (۴) دترمینان میگیریم ، که منجر به بدست آمدن معادله درجه دومی می شود که به صورت رابطه (۵) معرفی می‌گردد .

$$\lambda^۲ + \lambda\left(-N + ۱ + \gamma + S\gamma\right) + \gamma\left(-N + ۱ + S\right) \qquad (۵)$$

در ادامه پاسخهای حالت پایا منتج از معادلات (۱) و (۲ ) را در معادله (۵) قرار می دهیم:

$$\frac{dS}{dt} = ۰ \rightarrow N = ۱ \qquad (۶)$$

$$\frac{dN}{dt} = ۰ \rightarrow \left(۱ - A + S\right) = ۰ \rightarrow S = A - ۱ \qquad (۷)$$

و معادله (۵) را به صورت زیر بازنویسی میکنیم:

$$\lambda^۲ + \lambda\gamma A + \gamma\left(A - ۱\right) = ۰ \qquad (۸)$$

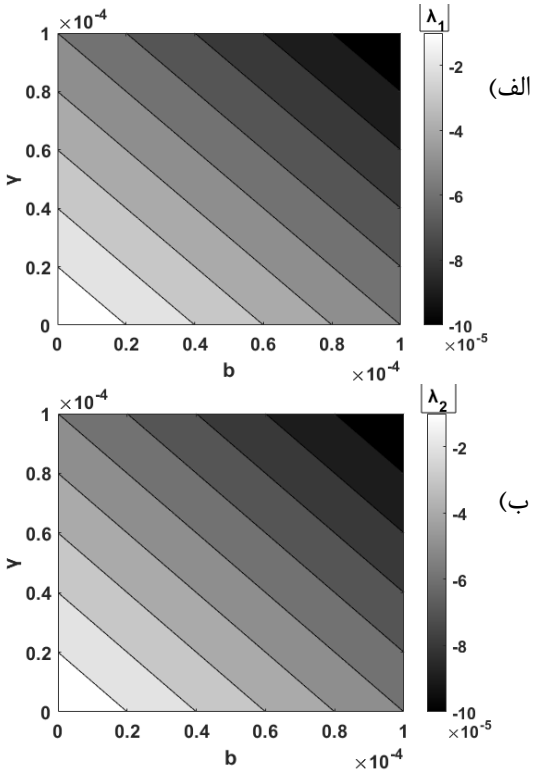
پاسخهای معادله (۸) را به صورت زیر معرفی می کنیم:

$$\lambda_۱, \lambda_۲ = \frac{-\gamma A \pm \sqrt{(\gamma A)^۲ - ۴\gamma(A - ۱)}}{۲} \qquad (۹)$$

در قسمت بعد در ابتدا پاسخ‌های بدست آمده در رابطه (۹) را حضور تغییر در مقدار A با توجه به رابطه (۴) مورد حل عددی قرار می‌گیرد. در ادامه معادلات (۱) و (۲) مستقلا مورد حل عددی قرار گرفته وتحول زمانی تعداد فوتونهای تولید شده در حضور تغییرات زمانی وارونی انبوهی ، ترسیم می‌گردد.

## بحث و بررسی

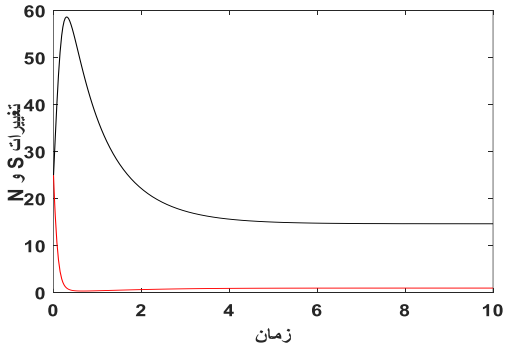
شکل (۲) ، حل عددی مقادیر بدست آمده از رابطه (۹) و جایگذاری تابع پمپاژ جریان (۳) در آن است . شکل۲ الف) برای $\lambda_۱$ و ب) برای $\lambda_۲$ است.




زیر نویس شکل ۲ : نمودار تغییرات بر حسب تغییرات $\gamma$ و b الف) $\lambda_۱$ ب) $\lambda_۲$ .

همانطور که از این دو شکل مشاهده می‌شود ، همواره مقادیر پاسخ های معادله مشخصه منفی است . از نقطه نظر پایداری این چنین تعبیر می‌شود که با گذشت زمان امکان ایجاد ناپایداری با دامنه رشد یافته به ازای تغییرات جریان الکتریکی پمپاژ شده ، میسر نمی‌باشد . بلکه لیزر رفته رفته ، به سمت نوسانات میرا و کاهش تعداد فوتون های تولیدی ، پیش خواهد رفت . به منظور تایید نتایج بدست آمده از

حل تحلیلی معادلات (۱) و (۲) ، به کمک حل عددی معادلات نرخ لیزری را به صورت مستقیم حل می‌نماییم.
نتیجه حاصل از حل عددی مستقیم معادلات (۱) و (۲) در شکل (۳) ترسیم شده است . نمودار سیاه رنگ معرف تغییرات زمانی (محور افقی) تعداد فوتون های تولید شده (S) و نمودار قرمز رنگ معرف تغییرات زمانی وارونی انبوهی (N) می‌باشد . همانطور که مشاهده می شود با گذشت زمان همان رفتار کاهش یافته ، برای تعداد فوتون های خروجی و تولیدی مد اصلی لیزر در محیط لیزر قابل مشاهده می‌باشد . مطابق با نتیجه ای که شکل (۲) نشان می‌دهد ، در واقع شکل (۲) ، علاوه بر اینکه نشان می‌دهد دینامیک مد اصلی لیزر بعد از نقطه هوف به سمت دینامیک آشوبناک نرفته و به تدریج تعداد فوتون های مولد آن مد لیزری کاهش می‌یابد ، تاثیر تغییرات پارامتر های $\gamma$ و b را بر پاسخ های معادله مشخصه نیز نشان می‌دهد . بر اساس این دو نمودار به وضوح قابل مشاهده است که تغییرات مقادیر $\gamma$ و b به تغییر علامت در ریشه های معادله مشخصه نخواهد شد. تنها امکانی که برای لیزر کلاس B مورد بررسی بعد از گذشت از نقطه هوف میسر است ، تغییرکارکرد شرایط ناپایداری است که تحت عنوان شرایط کند شونده بحرانی شناخته می‌شود.




زیر نویس شکل ۳ : تغییرات زمانی وارونی انبوهی (N) وتعداد فوتون های تولید شده (S) .

## مرجع‌ها

**[1]** Scheffer, Marten, et al. "Early-warning signals for critical transitions." *Nature* ٤٦١.٧٢٦٠ (٢٠٠٩): ٥٣-٥٩

**[2]** Scheffer, Marten, et al. "Anticipating critical transitions." *science* ٣٣٨.٦١٠٥ (٢٠١٢): ٣٤٤-٣٤٨.

**[3]** Marconi, Mathias, et al. "Testing critical slowing down as a bifurcation indicator in a low-dissipation dynamical system." *Physical review letters* ١٢٥.١٣ (٢٠٢٠): ١٣٤١٠٢.

**[4]** Mori, Hazime. "On the relaxation processes near the second order phase transition point." *Progress of Theoretical Physics* ٣٠.٤ (١٩٦٣): ٥٧٦-٥٧٨.

**[5]** Mathai, Arak M. Jacobians of matrix transformation and functions of matrix arguments. World Scientific Publishing Company, ١٩٩٧.

**[6]** Scheffer, Marten, et al. "Anticipating critical transitions." *science* ٣٣٨.٦١٠٥ (٢٠١٢): ٣٤٤-٣٤٨.