# مقالات شفاهی

# تولید باریکهٔ گردابی ازطریق ترکیب همدوس باریکه‌های نوری

محمد یگانه۱

۱- گروه آموزشی فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، صندوق پستی ۸۸۹-۱۴۶۶۵، تهران، ایران

**چکیده** - به‌دلیل محدودیت‌هایی که در دستیابی به یک باریکهٔ پرتوان ازطریق یک لیزر وجود دارد، ترکیب همدوس باریکه‌های نوری برای بالابردن اثربخشی باریکه‌ها مورد توجه است. روشی که در این کار بررسی می‌شود، تولید باریکهٔ همدوس گردابی از چند باریکهٔ غیرهم‌محور و همدوس است. در این روش نیازی به المان‌های پراش برای ترکیب باریکه‌ها نیست، از این‌رو مشکل تحمل توان بالای لیزر توسط این ابزار پراش وجود نخواهد داشت. در این کار به‌منظور بالابردن اثربخشی لیزرهای پرتوان، بدون محدودیت در تعداد باریکه‌های ترکیب شونده، به باریکهٔ نهایی الگوی گردابی می‌دهیم. درنهایت الزامات عملی تعداد، ابعاد و فاصلهٔ انتشار باریکه‌ها در شبیه‌سازی‌ها مورد بررسی قرار می‌گیرد.

**کلیدواژه**- باریکهٔ گردابی، باریکهٔ لاگر-گاوسی، ترکیب همدوس باریکه‌ها، لیزر پرتوان

# Optical Vortex Generation through Coherent Beam Combining

Mohammad Yeganeh[1*]

1- Department of Physics Education, Farhangian University, P.O. Box 14665-889, Tehran, Iran

* m.yeghaneh@cfu.ac.ir

**Abstract**- Due to the limitations in achieving a high-power beam through a single laser, combining coherent beams is of interest to increase the effectiveness of the beams. The method investigated in this work is to produce a vortex-coherent beam from several non-coaxial and coherence beams. This method does not require diffraction elements to combine the beams; therefore, there will be no problem with this diffraction device's ability to achieve a high-power laser. In this work, we give the final beam a vortex pattern without limiting the number of beams combined to increase the effectiveness of high-power lasers. Finally, the practical requirements for beam propagation number, dimensions, and spacing are theoretically examined.

**Keywords**: coherent beam combining, high power laser, Laguerre-Gaussian beam, vortex beam

## مقدمه

موضوع ترکیب باریکه‌های نوری پرتوان با بهرهٔ بالا با حفظ کیفیت باریکه از زمان ساخت لیزر مورد توجه بوده است. برای ترکیب باریکه‌ها، سه روش معمول به‌کار می‌رود: آرایه‌های کنارهم از لیزرها که می‌توانند هم‌طول‌موج یا غیرهم‌طول‌موج باشند، ترکیب همدوس آرایه‌ای از منابع هم‌طول‌موج و همدوس و ترکیب چندطول‌موجی باریکه‌ها. این روش‌ها برای ترکیب همدوس یا غیرهمدوس به‌کار می‌روند. در ترکیب غیرهمدوس، شدت یا توان باریکه‌ها در جایی‌که باریکه‌های ترکیب‌شونده به‌هم می‌رسند باهم جمع می‌شود. در برخی روش‌ها، باریکه‌های ترکیب شونده هم‌محورند، از این‌رو همدوسی فضایی حفظ می‌شود و درنتیجه درخشندگی باریکهٔ ترکیبی کاهش نمی‌یابد. پارامتر درخشندگی در اثربخشی باریکه روی هدف، پارامتر مهمی به‌شمار می‌رود. علاوه بر این پارامتر، همدوسی زمانی باریکه‌ها نیز اهمیت دارد، چراکه به‌جای جمع توان باریکه‌ها، میدان الکتریکی آنها باهم جمع می‌شود و اثربخشی باریکهٔ نهایی به‌مراتب بیشتر می‌شود[۳-۱].

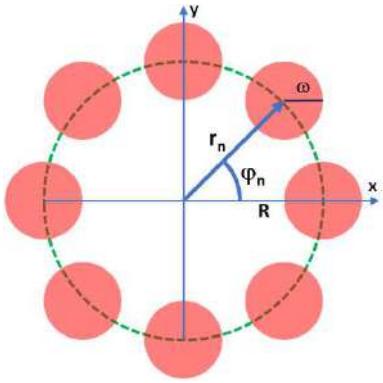
ترکیب همدوس باریکه‌های نوری برای بالابردن اثربخشی باریکه‌ها روش معمولی است که بخاطر محدودیت‌هایی که در دستیابی به یک باریکهٔ پرتوان از طریق یک لیزر وجود دارد، همواره مورد توجه بوده است. مسألهٔ مهمی که در این سیستم‌ها مدنظر است، تجمیع توان تک‌تک لیزرها باهم، بدون ازدست دادن کیفیت باریکه‌ها است. یکی از چالش‌های مهمی که در ترکیب همدوس وجود دارد، وجود یک المان اپتیکی است که مسئول ترکیب نهایی باریکه‌هاست. این المان ممکن است منشور، آینه یا یک المان پراشی (DOE) باشد. به هر حال این المان باید به‌خاطر تحمل توان باریکهٔ نهایی، آستانهٔ تخریب لیزری (LIDT) بالایی داشته باشد. این موضوع محدودیت مهمی برای دستیابی به باریکه‌هایی با توان بالا از طریق ترکیب همدوس ایجاد می‌کند.

یکی از روش‌هایی که برای این منظور استفاده می‌شود، تولید باریکهٔ همدوس گردابی از چند باریکهٔ غیرهم‌محور همدوس است. در این روش نیازی به المان‌های پراش برای ترکیب باریکه‌ها نیست. از این‌رو مشکل تحمل توان بالای لیزر توسط این ابزار پراش وجود نخواهد داشت. هریک از باریکه‌های ترکیبی، بخشی از باریکهٔ گردابی نهایی را شکل می‌دهند و پس از انتشار، یک باریکهٔ گردابی بدون محدودیت در توان ایجاد می‌کنند. در این روش هیچ محدودیتی در تعداد باریکه‌های ترکیبی و درنتیجه توان لیزر خروجی وجود ندارد. با این‌حال، لیزرهای ترکیبی باید توسط یک لیزر اولیه تحریک شوند و لیزرهای ثانویه نقش تقویت کنندهٔ لیزر اولیه را خواهند داشت. در این طرح، باید بین لیزرهای ترکیب شونده نهایی، رابطهٔ فازی ثابت و معینی با المان‌های الکترواپتیکی ایجاد شود تا الگوی فاز گردابی را به‌وجود آورند[۷-۴].

در این کار، ما قصد داریم محدودیت‌های ابعاد و تعداد باریکه‌های ترکیب شونده را در انتشار باریکه بررسی نماییم تا الزامات لازم در طراحی اپتیکی را معلوم نماییم.

## مبانی نظری

در این کار، سازوکار تولید مجموعه‌ای از باریکه‌های همدوس مورد نظر نیست، ولی درنهایت لازم است مجموعه‌ای از باریکه‌های همدوس با رابطهٔ فازی مشخص و ثابتی بر روی یک حلقه کنار هم قرار گرفته باشند. اگر شعاع این حلقه را R درنظر بگیریم و شعاع هر باریکه را ω فرض کنیم، این باریکه‌ها به‌صورت شکل ۱ در کنار هم قرار می‌گیرند.




*شکل ۱: نمایش پارامترهای تک‌تک باریکه‌ها در باریکهٔ نهایی.*

اگر تعداد باریکه‌ها N باشد، برای ایجاد بار توپولوژیکی l روی باریکهٔ نهایی، فاز هر باریکه نسبت به باریکهٔ کناری خود باید از رابطهٔ زیر پیروی کند:

$$\Phi_n = \frac{2\pi l}{N}(n-1), \quad n = 1,2,\ldots,N, \qquad (۱)$$

که $n$ شمارهٔ هر باریکه است. نشان داده شده است که حداقل تعداد باریکه برای اینکه بتوانند یک باریکهٔ گردابی ایجاد کنند،

سه باریکه است [۹و۸]. از این‌رو باید همواره $N \geq 3$ باشد. معادلهٔ هر باریکه نیز از رابطهٔ زیر تبعیت می‌کند:

$$E_n = A_n \exp\left[\left(\frac{\vec{r}-\vec{r}_n}{\omega}\right)^2 + \Phi_n\right], \quad (۲)$$

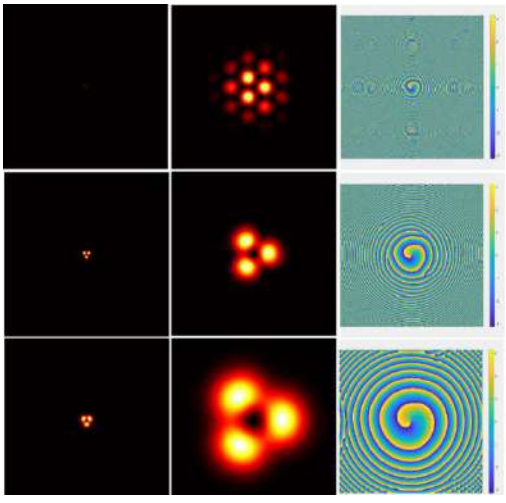
بردار $\vec{r}_n$ بردار مکان مرکز هر باریکه است که از رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید:

$$\vec{r}_n = R\left(\cos\varphi_n \hat{i} + \sin\varphi_n \hat{j}\right), \quad (۳)$$

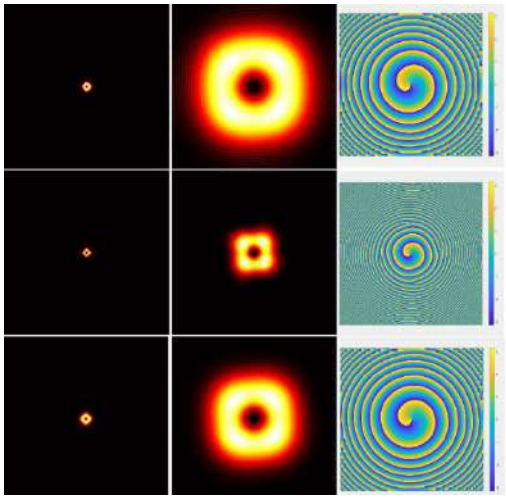
که $\varphi_n$ زاویهٔ سمتی برای موقعیت مرکز هر باریکه است:

$$\varphi_n = \frac{2\pi}{N}(n-1). \quad (۴)$$

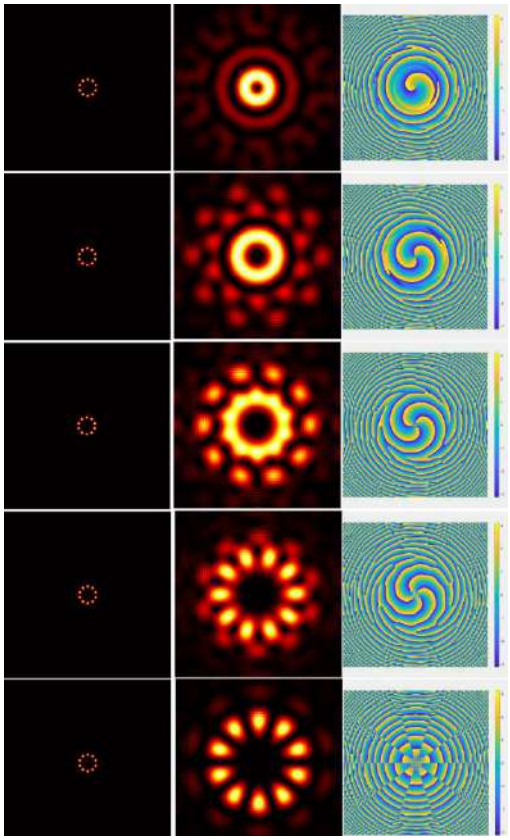
با درنظر گرفتن ترکیبات مختلفی از شعاع هر باریکه، تعداد باریکه‌های ترکیبی و شعاع حلقه‌ای که باریکه‌ها روی آن قرار می‌گیرند، نتایج مختلفی به‌دست آمده که در شکل‌های ۲ تا ۴ آورده شده است. شبیه‌سازی انتشار باریکه‌ها به‌روش طیفی صورت گرفته است. در تمام موارد، طول‌موج نور 632.8nm درنظر گرفته شده است.



*شکل ۲: ترکیب سه باریکه: بالا: R=20, ω=3 (z=30m)، وسط: R=20, ω=15 (z=100m) و پایین: R=30, ω=25 (z=300m) میلی‌متر. ستون چپ توزیع شدت قبل از انتشار و ستون وسط بعد از انتشار است. ستون سمت راست توزیع فاز بعد از انتشار است. ابعاد هر شکل ۱۰×۱۰ سانتی‌متر مربع است.*



*شکل ۳: ترکیب چهار باریکه: بالا: R=20, ω=20 (z=300m)، وسط: R=30, ω=15 (z=100m) و پایین: R=30, ω=25 (z=300m) میلی‌متر. ترتیب ستون‌ها و ابعاد شکل‌ها مشابه شکل ۲ است.*



*شکل ۴: ترکیب ده باریکه برای ایجاد باریکهٔ گردابی با بارهای توپولوژیکی مختلف. برای تمام موارد R=100, ω=10 (z=200m) میلی‌متر است. بارهای توپولوژیکی از بالا به پایین، ۱ و ۲ و ۳ و ۴ و ۵ است. ترتیب ستون‌ها و ابعاد شکل‌ها مشابه شکل ۲ است.*

## نتیجه گیری

نتایج زیر از شبیه‌سازی‌های انجام شده به‌دست می‌آید:

الف) مشاهده می‌شود که هرچه قطر اولیهٔ تک‌تک باریکه‌های ترکیبی کمتر باشد، در فاصلهٔ انتشار کوتاه‌تری باریکه‌ها گسترش می‌یابند که این موضوع از معادلات موج گوسی و اصل پراش قابل فهم است.

ب) برای شکل‌گیری باریکهٔ گردابی، نیاز به حداقلی از هم‌پوشانی باریکه‌های کناری است. در ابتدای انتشار که باریکه‌ها جدا از هم هستند، هیچ هم‌پوشانی وجود ندارد و گرداب شکل نمی‌گیرد. با انتشار باریکه‌ها به‌اندازهٔ کافی و پهن شدنشان، گرداب شکل می‌گیرد.

ج) بار توپولوژیکی باریکهٔ نهایی نمی‌تواند هر مقدار دل‌خواهی باشد. با ملاحظهٔ شکل ۴، اگر بار از ۱ تا مقدار ۵ افزایش یابد، شکل حلقوی لوپ مرکزی به‌تدریج از بین می‌رود و به شکل گسسته درمی‌آید. دلیل گسستگی قابل توجیه است: چون برای ترکیب ده باریکه و اعمال فاز $2\pi l$ در یک دور، دو باریکهٔ مجاور اختلاف فاز $\pi$ پیدا می‌کنند و تقارن سمتی رخ خواهد داد و جهت افزایش فاز نامشخص خواهد شد. از این‌رو، دیگر پرتو، گردابی نخواهد بود.

د) هرچه تعداد باریکه‌های ترکیبی بیشتر باشد، نمایهٔ شدت متقارن‌تر خواهد شد؛ همچنین آزادی عمل بیشتری در تعیین بار توپولوژیکی باریکهٔ نهایی خواهیم داشت.

## مرجع‌ها

Zohuri, Bahman, and Bahman Zohuri. Directed energy weapons. Springer International Publishing, 2016.

Fan, Tso Yee. "Laser beam combining for high-power, high-radiance sources." IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics 11.3 (2005): 567-577.

Khajavikhan, Mercedeh. Coherent beam combining for high power laser applications. University of Minnesota, 2009.

Luo, Hao, et al. "Generation and verification of optical vortices with controlled phase based on coherent beam combining." Physica Scripta 97.10 (2022): 105103.

Zhang, Yidan, et al. "Superposing and modulating heterogeneous optical vortices of high-order orbital angular momentum." Journal of Optics 25.11 (2023): 115602.

Yang, Kaibo, et al. "Modulating and identifying an arbitrary curvilinear phased optical vortex array of high-order orbital angular momentum." Optics & Laser Technology 168 (2024): 109984.

Zhang, Jinlong, et al. "Modulation of orbital angular momentum of vortex beam based on ordered pinhole screens." Results in Physics 51 (2023): 106713.

Dennis, Mark R., Kevin O'holleran, and Miles J. Padgett. "Singular optics: optical vortices and polarization singularities." Progress in optics. Vol. 53. Elsevier, 2009. 293-363.

Berry, Michael V. "Singularities in waves and rays." Physics of Defects 35 (1981): 453-543.

# اندازه‌گیری و ثبت سیگنال تشدید دوگانه: بررسی اثر مرتبه دوم زیمن و توان میکروویو

مهناز اسداله سلمان پور، محمد مصلح و سیده مهری حمیدی

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

**چکیده** - ساعت‌های اتمی به عنوان دقیق‌ترین ابزار اندازه‌گیری زمان، نقشی اساسی در پیشرفت فناوری‌های کوانتومی، سیستم‌های ناوبری، مخابرات و استانداردهای زمانی ایفا می‌کنند. در این مقاله، به بررسی اثرات میدان مغناطیسی و توان مایکروویو بر سیگنال ساعت اتمی روبیدیوم ۸۷ پرداخته‌ایم. با استفاده از چیدمان تشدید دوگانه مایکروویو-اپتیکی، سیگنال گذار فوق‌ریز ۰-۰ در حضور میدان‌های مغناطیسی متفاوت و توان‌های مختلف مایکروویو ثبت و تحلیل شد. نتایج نشان داد که اعمال میدان مغناطیسی به جابجایی فرکانسی مرتبه دوم زیمن منجر می‌شود و تنظیم توان مایکروویو باعث بهبود حساسیت و دقت سیستم بازخورد سیگنال ساعت می‌گردد. این مطالعات به افزایش کارایی ساعت‌های اتمی در حوزه‌هایی که نیاز به دقت بسیار بالا دارند، کمک می‌کند.

**کلیدواژه:** اثر زیمن مرتبه دوم، تشدید دوگانه مایکروویو-اپتیکی، ساعت اتمی روبیدیوم، سیگنال خطا.

# Measurement and recording of the Double resonance signal: investigation of the second order Zeeman effect and microwave power

Mahnaz asadolah salmanpour, Mohammad mosleh, Seyedeh Mehri hamidi*

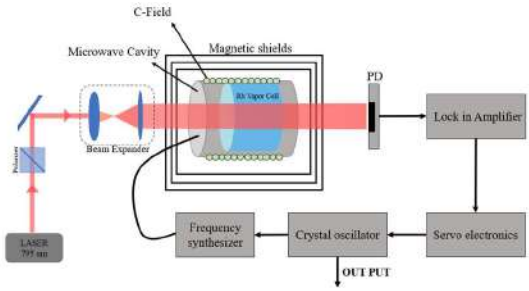
* m_hamidi@sbu.ac.ir

**Abstract**– Atomic clocks, as the most precise time-measuring instruments, play a crucial role in advancing quantum technologies, navigation systems, telecommunications, and timekeeping standards. In this study, we investigated the effects of magnetic fields and microwave power on the atomic clock signal of Rubidium-87. Using a double microwave-optical resonance setup, we measured and analyzed the hyperfine transition 0-0 signal under varying magnetic fields and microwave powers. The results demonstrated that applying a magnetic field led to a second-order Zeeman frequency shift, while adjusting the microwave power improved the sensitivity and accuracy of the atomic clock's feedback system. These findings contribute to enhancing the performance of atomic clocks in applications requiring extremely high precision.

**Keywords**: second-order Zeeman effect, double microwave-optical resonance, Rubidium atomic clock, error signal.

## مقدمه

اندازه‌گیری دقیق زمان و هماهنگ‌سازی فرکانس‌ها برای بسیاری از کاربردهای فناوری‌های حساس، از جمله حفظ زمان هماهنگ جهانی(UTC)، سیستم‌های ناوبری مانند(GPS)، شبکه‌های مخابراتی پرسرعت، تراکنش‌های بانکی، کاربردهای نظامی و تنظیم شبکه‌های برق، حیاتی است. ساعت‌های اتمی همچنین در پخش رادیویی و تلویزیونی، ژئوفیزیک، مترولوژی و مطالعات علمی مانند ناوبری فضایی و آزمایش‌های نظریه نسبیت خاص و اندازه‌گیری دقیق سرعت نوترینوها نقش اساسی دارند[۱]. استانداردهای روبیدیوم پمپ‌شده با لامپ در سیستم‌های مخابراتی و ناوبری استفاده می‌شوند، اما تقاضای بهبود عملکرد منجر به توسعه ساعت‌های قابل حمل روبیدیوم با پمپاژ لیزری شده است. عملکرد این ساعت‌ها بر اساس تشدید دوگانه اپتیکی-مایکروویو است. ساعت‌های اتمی بر اساس گذار فوق ریز حالت پایه اتم عمل می‌کنند که به عنوان مرجع فرکانسی پایدار مورد استفاده قرار می‌گیرد. مطابق شکل(۱)، در این سیستم‌ها، نوسانگر کوارتز ابتدا فرکانسی تولید می‌کند که به کمک یک مدار ضرب‌کننده، به فرکانس مورد نیاز برای تحریک تشدید اتمی افزایش می‌یابد. این فرکانس به سلول اتمی حاوی اتم‌های روبیدیوم اعمال می‌شود. اگر فرکانس اعمال‌شده با فرکانس گذار اتمی همخوانی نداشته باشد، میزان جذب اتم‌ها تغییر کرده و این تغییر به‌صورت سیگنال خطا ثبت می‌شود. سپس، این سیگنال به عنوان مرجع برای اصلاح فرکانس نوسانگر کوارتز استفاده می‌شود تا هرگونه خطای احتمالی در فرکانس شناسایی و تصحیح گردد و فرکانس خروجی به‌صورت دقیق و پایدار حفظ شود[2].

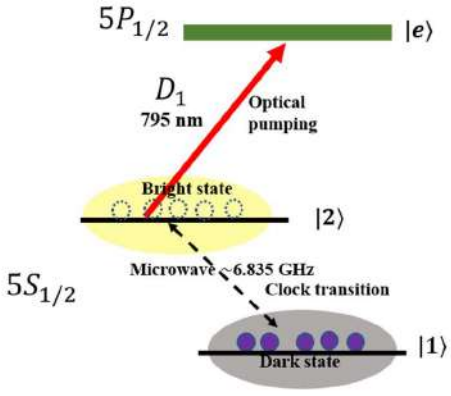



*شکل(۱): طرحواره اساس کار ساعت اتمی.*

در این مقاله، به بررسی اثر مرتبه دوم زیمن بر روی گذار ساعت اتمی روبیدیوم ۸۷ و همچنین بررسی اثر توان‌های مختلف سیگنال مایکروویو اعمالی به کاواک مایکروویو بر روی سیگنال ساعت پرداخته ایم. در این راستا، سیگنال ساعت اندازه‌گیری و تحلیل شده و نتایج به‌دست آمده به بهبود عملکرد و دقت این نوع ساعت‌ها کمک می‌کند.

## تئوری و اصول چیدمان تشدید دوگانه

کلید تولید یک سیگنال تصحیح برای نوسانگر کریستالی این است که اتم های 87Rb در سلول تشدید جذب بتوانند تشعشعات مایکروویو را در یک باند فرکانسی باریک در اطراف فرکانس $\nu_{hfs}$جذب کنند. این ساعت‌ها اغلب از طیف‌سنجی تشدید دوگانه (DR) بهره می‌برند که در آن دو میدان الکترومغناطیسی مورد نیاز است: یک میدان نوری با فرکانس ۳۸۴.۲۳ THz برای پمپاژ نوری اتم‌ها و قطبی‌سازی آنها، و یک میدان مایکروویو با فرکانس دقیق ۶.۸۳۴ GHz برای تحریک گذار فوق ریز حالت پایه، که به عنوان مرجع فرکانس اتمی عمل می‌کند. همان طور که در شکل(۲) نشان داده شده است، برای توصیف پدیده تشدید دوگانه یک مدل سه سطحی نوع Λ شامل دو حالت پایه و یک حالت برانگیخته را در نظر می گیریم. میدان اپتیکی که با گذار $|e\rangle \rightarrow |2\rangle$ برهمکنش دارد، جمعیت اتمی را به حالت تاریک $|1\rangle$ پمپاژ نوری می‌کند. یک میدان مایکروویو که گذار $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ را تحریک می‌کند، همدوسی ایجاد کرده و جمعیت اتمی را بین دو تراز پایه باز توزیع می‌کند.




*شکل(۲): طرحواره تشدید دوگانه در یک سیستم سه‌سطحی Λ*

در این حالت، میزان جذب میدان اپتیکی به پارامترهای میدان مایکروویو بستگی دارد. در حضور میدان‌های مغناطیسی، جابجایی تراز انرژی زیمن با فرمول بریت-رابی (Breit-Robby) توضیح داده می‌شود که به صورت زیر است[۳]:

$$\Delta v = -\frac{\nu_{hfs}}{2(2I+1)} - \frac{g_I m_F \mu_B}{h} B \pm \frac{\nu_{hfs}}{2}\sqrt{1+\frac{4m_F}{2I+1}X+X^2} \qquad (1)$$

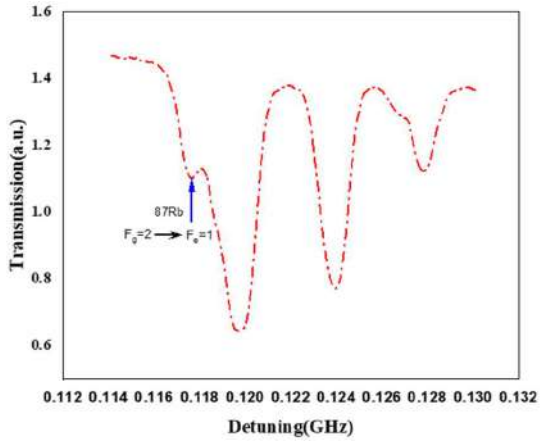
که در آن، $g_I$ ضریب لاندای g برای هسته است، $\nu_{hfs}$ اختلاف فرکانس تراز فوق ریز است، $X = (g_I + g_J)\mu_B B/h.\nu_{hfs}$، $g_J$ ضریب لاندای g برای الکترون ظرفیت با تکانه زاویه ای کل J است و I=3/2 اسپین هسته ای برای $^{87}Rb$ است. اگر بخواهیم اثر زیمان را تا مرتبه دوم B بررسی کنیم، می‌توانیم به سیگنال جذبی که نشان دهنده گذار $(m_F = 0) \cdot - \cdot$ است نگاه کنیم. این گذار در نظریه مرتبه اول زیمن جابجا نمی‌شود. بنابراین جابجایی مرتبه دوم در B توسط معادله زیر داده می‌شود:

$$\Delta v = -\frac{\nu_{hfs}}{8} \pm \frac{\nu_{hfs}}{2}\pm\left(g_I + g_J\right)^2 {\mu_B}^2 B^2 \pm \frac{\left(g_I + g_J\right)^2 {\mu_B}^2 B^2}{4h^2 \nu_{hfs}} \qquad (2)$$

بنابراین اگرچه میدان‌های مغناطیسی مرتبه اول بر گذار $\cdot - \cdot$ ساعت تأثیر نمی‌گذارند، اما تغییرات مغناطیسی مرتبه دوم می‌توانند باعث اختلال شوند و مهم است اثر این تغییرات مغناطیسی را به حداقل برسانیم.

اندازه گیری های ما با استفاده از یک سلول استوانه ای پر شده با روبیدیوم با درصد ایزوتوپ طبیعی (ابعاد ۲۵ میلی‌متر × ۲۵ میلی‌متر) انجام شد. این سلول بخار در داخل یک کاواک مایکروویو قرار دارد که امکان تقویت غیرفعال میدان مایکروویو را فراهم کرده و گذارهای دوقطبی مغناطیسی را تقویت می‌کند. مد کاواک $TE_{011}$ به گذار فوق ریز حالت پایه $(|1\rangle \rightarrow |2\rangle)$ در فرکانس ۶.۸۳۴۶۸۲۶۱۰ گیگاهرتز تنظیم شده است و توان میدان میکروویو در خروجی منبع ۲۰ dBm است (شکل(۱)).

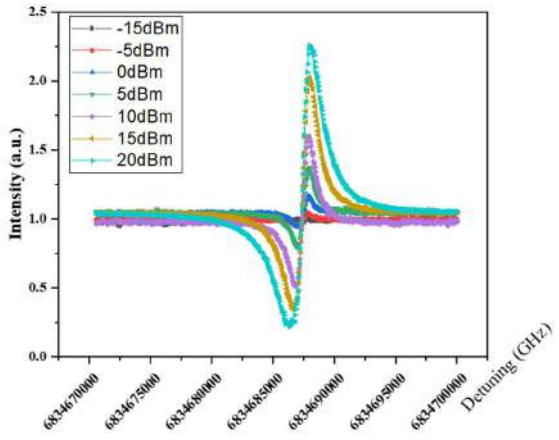
به منظور مشخص کردن فرکانس گذار مورد نیاز برای پمپاژ نوری، ابتدا طیف عبور سلول اتمی اندازه گیری شد. با تنظیم جریان و فرکانس لیزر بر روی گذار مشخص شده در شکل ۳ که منطبق بر گذار، $|5S_{1/2}, F_g = 2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F_e = 1\rangle$ است، پمپاژ نوری موثر اعمال شد. با تنظیم توان لیزر ۲۰۰ میکروات اطمینان می یابیم که فرآیند پمپاژ نوری به درستی به سیستم بخار اتمی اعمال می شود.




*شکل(۳): طیف عبور اندازه گیری شده از سلول بخار ساخته شده در آزمایشگاه با کاربری ساعت اتمی.*

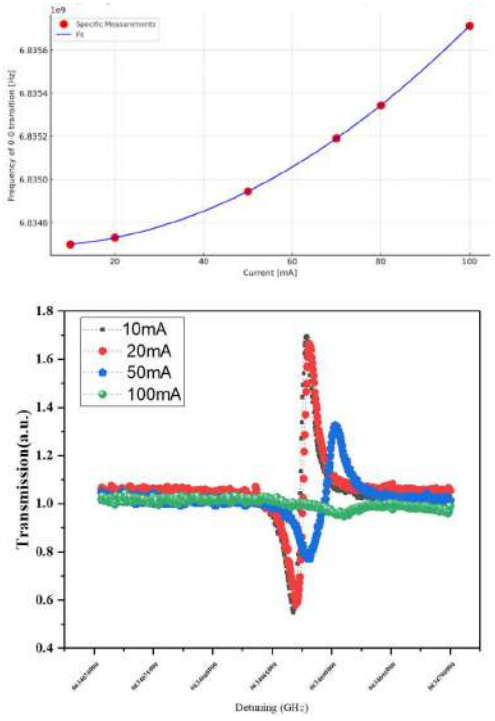
## نتایج تجربی

ابتدا، با اعمال جریان ۱۰ میلی‌آمپر به سیستم اتمی، جابجایی ترازهای زیمن از تراز پایه 0–0مورد نظر مشاهده شد و سیگنال ساعت اندازه‌گیری شد. هدف از این آزمایش‌ها، بررسی رفتار سیگنال ساعت در مواجهه با میدان‌های مغناطیسی و توان‌های مختلف مایکروویو بود تا بتوان تأثیرات این عوامل بر کیفیت و دقت سیگنال ساعت اتمی را ارزیابی کرد. به منظور بررسی تأثیر توان سیگنال مایکروویو اعمالی به کاواک، سیگنال ساعت را تحت توان‌های مختلف مایکروویو اندازه‌گیری و ثبت کردیم .شکل ۴نشان‌دهنده سیگنال خطا برای توان‌های مختلف مایکروویو اعمالی است.




*شکل (۴): سیگنال خطا برای توان‌های مختلف مایکروویو اعمالی به کاواک در چیدمان تشدید دوگانه اتمی روبیدیوم.*

با افزایش توان مایکروویو، میزان جذب این امواج توسط اتم‌های روبیدیوم افزایش یافت. این افزایش جذب، خود را به‌صورت بهبود وضوح سیگنال و افزایش شدت سیگنال خطا نشان داد. در ساعت اتمی، سیگنال خطا به عنوان یک پارامتر کلیدی در تنظیم بازخورد نوسانگر عمل می‌کند و دقت ساعت به شدت به آن وابسته است. یکی از ویژگی‌های مهم سیگنال خطا، شیب آن در ناحیه نزدیک به صفر است، که تعیین‌کننده حساسیت سیستم بازخورد است. با افزایش توان مایکروویو، شیب سیگنال خطا نیز افزایش یافت، که به‌معنای افزایش حساسیت سیستم و بهبود عملکرد بازخورد برای تصحیح انحرافات جزئی در فرکانس نوسانگر کوارتز است. برای بررسی اثر مرتبه دوم زیمن بر سیگنال ساعت، سیگنال گذار $0-0$را در جریان‌های مختلف اعمالی به میدان مغناطیسی اندازه‌گیری کردیم (شکل۵).




*شکل(۵): جابجایی فرکانسی گذار ۰-۰ ساعت اتمی روبیدیوم ۸۷ بر حسب جریان اعمالی(میدان مغناطیسی)- (اثر مرتبه دوم زیمن)*

این جریان‌ها میدان‌های مغناطیسی متفاوتی را ایجاد کردند که باعث تغییر در ترازهای انرژی به دلیل اثر زیمن شدند. مطابق با معادله (۲)، جابجایی فرکانسی به‌صورت درجه دوم با جریان الکتریکی اعمال‌شده به c-field(که معادل با میدان مغناطیسی است) مرتبط است. برای تأیید این ارتباط، داده‌های تجربی به‌دست‌آمده با یک تابع درجه دوم برازش شدند و نتایج نشان‌دهنده هم‌خوانی بسیار خوبی بین داده‌ها و پیش‌بینی تئوری است. این نشان می‌دهد که اثر زیمن مرتبه دوم به‌خوبی توانسته است تغییرات مشاهده‌شده در فرکانس گذار را توضیح دهد.

## نتیجه‌گیری

در این مقاله، اثر مرتبه دوم زیمن و توان مایکروویو اعمالی بر سیگنال ساعت اتمی روبیدیوم ۸۷ بررسی شد. نتایج نشان داد که افزایش میدان مغناطیسی باعث جابجایی فرکانس گذار ۰-۰ به‌صورت درجه دوم شده و افزایش توان مایکروویو موجب بهبود شیب سیگنال خطا و حساسیت سیستم می‌شود. این نتایج به بهبود عملکرد و دقت ساعت‌های اتمی در شرایط مختلف کمک می‌کند.

## مرجع‌ها

1. McGrew, W. F., et al. "Atomic clock performance enabling geodesy below the centimetre level." Nature 564.7734 : 87-90, 2018.
2. Bandi, Thejesh, et al. "Medium-to long-term frequency stability of high-performance CW double-resonance Rb standard." 2013 Joint European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC). IEEE, 2013.
3. Vanier, Jacques, and Claude Audoin. The quantum physics of atomic frequency standards. CRC Press, 1989.

# حسگری گلوکز بر پایه عمق مدولاسیون تشدید پلاسمونی در سیستم لایه نازک طلا

دانیال چراغیان، آرش شیرشاهی، سیده مهری حمیدی

آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

**چکیده** – در این پژوهش، هدف ما شناسایی گلوکز با استفاده از پدیده تشدید پلاسمون سطحی و به‌کارگیری لایه نازک طلا برای دستیابی به حساسیت بالا در تشخیص است. در این پژوهش ما با استفاده از پدیده تشدید پلاسمونی و به کاربردن لایه نازک طلا سعی در شناسایی گلوکز با مقادیر محلول ۱.۵ میلی‌مولار و ۲ میلی‌مولار و در نهایت استفاده از تقویت سیگنال دریافتی با استفاده از عمق مدولاسیون پلاسمون سطحی در این گزارش استفاده شده است. نتایج نشان دهنده حساسیت خوب حسگر در تشخیص مقادیر پایین گلوکز در سیستم تمام خودکار است.

**کلیدواژه**- پلیمر،تشدید پلاسمونی، لایه نازک طلا،گلوکز.

## Glucose sensing based on modulation depth in plasmonic resonance signal of gold thin film

Danial cheraghian, Arash shirshahi, Seyedeh Mehri Hamidi*

* m_hamidi@sbu.ac.ir

**Abstract**- In this study, our aim is to detect glucose using the surface plasmon resonance (SPR) phenomenon and a thin layer of gold to achieve high sensitivity in detection. By employing SPR and utilizing the gold thin layer, we seek to identify glucose at concentrations of 1.5 millimolar and 2 molar. Additionally, to enhance the received signal, we use modulation depth in SPR signal. Our results show good resolution in low amount of Glucose in the samples.

**Keywords**: polymer, plasmonic resonance, gold thin film, Glucose.

## مقدمه

مراقبت از قند خون به‌ویژه برای افراد مبتلا به دیابت ضروری است. حسگرهای پوشیدنی به عنوان یک راهکار غیرتهاجمی برای پایش مداوم قند خون، توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند. در سال ۲۰۱۲ حسگر زیستی فیبر نوری مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی (SPR) را برای تشخیص سریع و دقیق غلظت گلوکز معرفی می‌کند. هدف اصلی این مقاله، بهبود روش‌های نظارت پزشکی به‌ویژه برای بیماران دیابتی است [۱]. تشدید پلاسمون سطحی به‌عنوان یک تکنیک حساس، توانایی تشخیص دقیق تغییرات غلظت قند را در زمان واقعی فراهم می‌کند. استفاده از پلیمرهای سازگار در ساخت این حسگرها از اهمیت بالایی برخوردار است، زیرا این پلیمرها می‌توانند با محیط بیولوژیکی بدن سازگار شوند و بهبود عملکرد حسگرها را تضمین کنند.

در سال ۲۰۲۰ نیتیش مغولو همکارانش در این مقاله به مدل‌سازی حسگر بسیار حساس تشدید پلاسمون سطحی برای تشخیص گلوکز در ادرار می‌پردازد. هدف از این پژوهش، ایجاد روشی غیرتهاجمی و دقیق برای نظارت بر سطح گلوکز در بیماران دیابتی است [۲].

در سال ۲۰۲۴ باروا و همکارانش به توسعه حسگرهای الکتروشیمیایی بسیار حساس مبتنی بر کامپوزیت ها برای اندازه‌گیری غلظت گلوکز در بزاق انسان می‌پردازد. استفاده از بزاق به عنوان یک نمونه غیرتهاجمی می‌تواند جایگزینی برای خون‌گیری در بیماران دیابتی باشد.

استفاده از عمق مدولاسیون به جای زاویه تشدید می تواند قدرت اندازه گیری در محیط های غیر علمی را بیشتر و راحت تر نماید. در این مقاله به بررسی کاربرد SPR در حسگری گلوکز با استفاده از تکنیک مدولاسیون پرداختیم.

## فیزیک انجام آزمایش

پدیده تشدید پلاسمون سطحی (SPR) یک پدیده الکترومغناطیسی است که در مرز بین یک فلز و یک محیط دی‌الکتریک (مانند محلول گلوکز) رخ می‌دهد. این پدیده به دلیل نوسانات جمعی الکترون‌های آزاد (پلاسمون‌ها) در سطح فلز به وجود می‌آید و زمانی تحریک می‌شود که نور قطبیده‌شده به زاویه خاصی به سطح فلز برخورد کند. هندسه کریشمن یکی از روش‌های کلیدی برای تحریک این پدیده است . هندسه کریشمن شامل استفاده از یک منشور با ضریب شکست بالا، یک لایه نازک فلزی، و محیط دی‌الکتریک است. در این روش، نور قطبیده‌شده از منشور عبور می‌کند و به سطح فلز برخورد می‌کند.

برای تحریک پلاسمون‌های سطحی، عدد موج نور فرودی باید با عدد موج پلاسمون‌های سطحی برابر باشد. این شرط به صورت زیر بیان می‌شود:

$$K_P = K_X$$

که در آن، $K_X$ :مؤلفه عدد موج نور فرودی در طول سطح فلز و $K_P$ :عدد موج پلاسمون سطحی را نشان می دهند.

عدد موج پلاسمون سطحی از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$K_P = (2\pi / \lambda) * \mathrm{sqrt}(\varepsilon_m * \varepsilon_d / (\varepsilon_m + \varepsilon_d))$$

$\lambda$ :طول‌موج نور تابشی، $\varepsilon_m$ :ثابت دی‌الکتریک فلز (وابسته به طول‌موج و جنس فلز، مانند طلا) . و $\varepsilon_d$ :ثابت دی‌الکتریک محیط دی‌الکتریک (مانند محلول گلوکز) را مطرح می کند.

عدد موج نور فرودی در طول سطح فلز از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$k_x = (2\pi / \lambda) * n_p * \sin(\theta)$$

شرط SPR برای تحریک پلاسمون سطحی، باید مقدار $k_x$ با مقدار kp برابر باشد. این شرط معادله زیر را به دست می‌دهد که زاویه تابش موردنیاز (زاویه تشدید) را تعیین می‌کند:

$$\sin(\theta) = (n_d / np) * \mathrm{sqrt}(\varepsilon_m / (\varepsilon_m + \varepsilon_d))$$

سیگنال تشدید معمولاً با تغییر شدت نور بازتابی تحلیل می‌شود. عمق مدولاسیون یکی از پارامترهای کلیدی است که تغییر شدت نور بازتابی در زاویه تشدید را توصیف می‌کند.

$$\text{Modulation Depth} = I_{max} - I_{min}$$

$I_{max}$ :شدت نور بازتابی در خارج از زاویه تشدید .

$I_{min}$ :شدت نور بازتابی در زاویه تشدید.

در هندسه کریشمن، زاویه تابش نور و خواص نوری لایه فلزی و محیط دی‌الکتریک نقش کلیدی در تعیین عمق مدولاسیون دارند. تغییر در ضریب شکست محیط (ناشی از تغییر غلظت گلوکز) باعث تغییر در شدت نور بازتابی می‌شود. این تغییر شدت

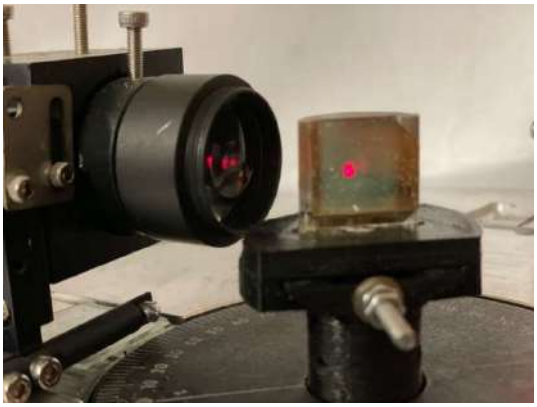
در زاویه تشدید به صورت عمق مدولاسیون ثبت می‌شود و به عنوان سیگنال حسگری مورد استفاده قرار می‌گیرد.

## تهیه لایه حسگری

لایه‌نشانی طلا یکی از مراحل کلیدی در ساخت حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی است. طلا به دلیل خواص نوری و الکتریکی فوق‌العاده‌اش، به‌طور گسترده‌ای در این حسگرها استفاده می‌شود. در این پژوهش ما از روش کندوپاش برای لایه نشانی لایه نازک طلا استفاده کردیم که تحت خلا پایه $10^{-5}$ میلی بار و با ولتاژ ۳۲۰ ولت روی بستره شیشه انجام شده است.

در ادامه ما باید محلول های گلوکز با غلظت های مورد نیاز خود را تهیه کنیم که مقادیر ۱.۵ میلی‌مولار و ۲ میلی‌مولار را انتخاب کردیم. برای تهیه محلول ۱.۵ میلی‌مولار ما ۲.۲۵ میلی‌گرم گلوکز را در ۱۰ میلی‌لیتر اب مقطر حل کردیم و برای ۲ میلی‌مولار ما مقدار ۳ میلی‌گرم را در ۱۰ میلی‌لیتر اب مقطر حل کردیم.

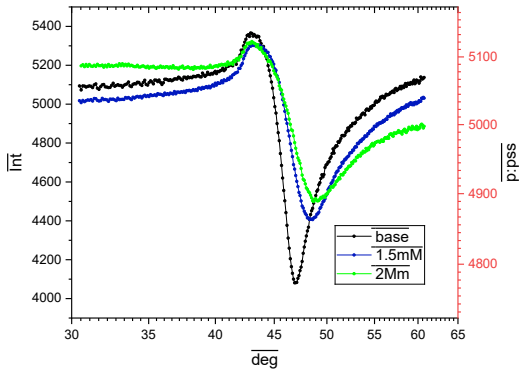
برای اندازه گیری تشدید پلاسمونی از یک منبع تک طول موج ۶۳۵ نانومتری استفاده کردیم که بر روی یکی از دو بازوی متحرک دستگاه قرار داده شده است. دستگاه به طور کلی دارای دوبازوی متحرک است که در مرکز انها منشور نیم استوانه ای قرار دارد .دوبازوی دستگاه نسبت به مرکز به صورت دورانی با دقت ۰/۰۱۰ درجه می‌چرخند که در نهایت دقت قابل قبولی را برای ما به ارمغان می‌آورد.



*شکل ۱: تحریک نمونه طلا در چیدمان تمام خودکار پلاسمونی.*

در ابتدا پرتو از منبع نوری ما خارج شده و وارد منشور می‌شود. در ادامه پرتو با لایه نازک طلا برهمکنش می‌کند و مقادیری از آن بازتاب میشود و در نهایت ازمنشور خارج و وارد آشکارساز می‌شود. اطلاعات بر اساس درجه و شدت نور دریافتی به رایانه منتقل می‌شوند.

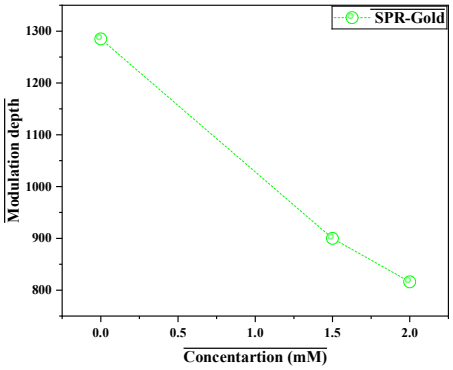
با در نظر گرفتن کانال انتقال نمونه بر روی لایه حسگری، در سه مقدار مختلف، سیگنال خروجی سیستم بر حسب زاویه برخوردی را می توان در شکل ۲ مشاهده کرد.




*شکل ۲: منحنی سیگنال تشدید پلاسمونی نمونه بر حسب مدولاسیون زاویه ای.*

همچنانکه در شکل ۲ مشاهده شده است، سیگنال تشدید پلاسمونی نمونه، مطابق انتظار و بر پایه تشدید پلاسمونی سطحی در قطبش p می بایست به ازای تغییر غلظت محیط پیرامون، جابجایی زاویه تشدید را نشان دهد. این نتیجه که تغییر شدت به ازای تغییر زاویه فرودی است، رفتار خطی نشان می دهد که جهت کاربری حسگری مفید و مورد استفاده است. اما در سیستم های بر پایه آشکارساز، دسترسی اولیه به تغییر شدت و یا عمق مدولاسیون شدت که اختلاف شدت بیشینه در بازتاب کلی داخلی و تشدید پلاسمونی را نشان می دهد، در دسترس تر و مفیدتر به حساب می آید. به همین دلیل از تغییر عمق مدولاسیون شدتی به ازای غلظت های مختلف استفاده شده که در شکل ۳ نشان داده شده است.

رفتار خطی نشان داده شده در پاسخ عمق مدولاسیون سیستم،کمک شایانی در راستای برپایی تشدید پلاسمونی خواهد کرد.




*شکل۳: تغییرات عمق مدولاسیون شدتی به ازای غلظت های مختلف.*

## نتیجه‌گیری

لایه نازک طلا با استفاده از لایه نشانی کندوپاش بر روی بستره شیشه آماده سازی شده و تحت غلظت های مختلف گلوکز مورد سنجه قرار گرفت. نتایج اندازه گیری تشدید پلاسمونی تحت سیستم تمام اتومات و با مدولاسیون زاویه ای نشان دهنده جابجایی زاویه تشدید و تغییر در عمق مدولاسیون شدتی است. این نتایج به صورت موازی با اندازه گیری تغییر زاویه تشدید، می تواند کمک شایانی به پیشرفت تکنولوژی اندازه گیری حسگری باشد.

## مرجع‌ها

1. Srivastava, Sachin K., Roli Verma, and Banshi D. Gupta. "Surface plasmon resonance based fiber optic glucose biosensor." In Third Asia Pacific Optical Sensors Conference, vol. 8351, pp. 451-456. SPIE, 2012.
2. Mudgal, N., Ankur Saharia, Ankit Agarwal, Jalil Ali, Preecha Yupapin, and G. Singh. "Modeling of highly sensitive surface plasmon resonance (SPR) sensor for urine glucose detection." Optical and Quantum Electronics 52 (2020): 1-14.
3. Baruah, Susmita, D. Mohanta, and C. A. Betty. "Composite PEDOT-PSS based highly sensitive electrochemical sensors for sensing glucose from human saliva." Microchemical Journal 206 (2024): 111411.

# تولید هماهنگ دوم غیرهم‌خط تپ‌های لیزر فمتوثانیه Ti:sapphire

فرشته حاج‌اسماعیل‌بیگی*، حسین رزاقی، افتخارسادات بستان‌دوست و رضا گودرزی

پژوهشکده فوتونیک و فنآوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، صندوق پستی: ۱۴۳۹۵-۸۳۶، تهران – ایران

**چکیده** - در این مقاله هماهنگ دوم تپ‌های فمتوثانیه نوسانگر لیزر Ti:sapphire با پهنای بینابی ۵۰ نانومتر در طول موج مرکزی ۸۰۸ نانومتر و پهنای زمانی ۵۰ فمتوثانیه و نرخ تکرار ۸۰ مگاهرتز با استفاده از بلور غیرخطی BBO تولید شده است. برای جداسازی هماهنگ دوم تولید شده از باریکه اصلی از هندسه غیر هم‌خط استفاده شده است. زاویه برخورد دو باریکه بر روی بلور غیرخطی ثابت و برابر ۱۰ درجه است و هماهنگ دوم تولید شده در راستای نیم‌ساز زاویه برخورد از بلور غیرخطی خارج می‌شود. وابستگی شدت، پهنای بینابی و تابع هم‌بستگی هماهنگ دوم تولید شده برای ترکیب حالت‌های قطبش متفاوت دو باریکه برخوردی بطور تجربی مورد بررسی قرار گرفته است. هماهنگ دوم تولید شده دارای پهنای بینابی ۵ نانومتر در طول موج مرکزی ۴۰۴ نانومتر است و بیشترین شدت تولید شده مربوط به حالتی است که قطبش دو باریکه موازی با قطبش باریکه اصلی باشد.

**کلیدواژه**- تولید هماهنگ دوم، تیتانیوم سفایر، غیرهم‌خط، فمتوثانیه

# Noncollinear Second harmonic generation of Ti:sapphire femtosecond laser pulses

Fereshteh Hajiesmaeilbaigi*, Hosein Razzaghi, Eftekhar Sadat Bostandoost, and Reza Goodarzi

Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.Box: 14395-836, Tehran - Iran

* fesmaeilbaigi@aeoi.org.ir , fbaigi2000@yahoo.com

**Abstract**- In this article, the second harmonic of a Ti:sapphire laser pulses with a bandwidth of 50 nanometers at the central wavelength of 808 nanometers and a pulse duration of 50 femtoseconds at a repetition rate of 80 megahertz has been generated using a BBO nonlinear crystal. A noncollinear geometry has been used to separate the generated second harmonic from the fundamental beam. The angle of the two incidence beams on the nonlinear crystal is fixed at 10 degrees, and the generated second harmonic beam is emitted along the bisector of the angle between the two beams. The intensity dependence, bandwidth, and the cross-correlation function of the generated second harmonic for combining different polarization states of the two incident beams have been experimentally investigated. The second harmonic beam has a bandwidth of 5 nanometers at the central wavelength of 404 nanometers, and the highest intensity produced corresponds to a state where the polarization of the two incident beams is parallel to the polarization of the main beam.

**Keywords**: femtosecond, noncollinear, second harmonic generation, Ti:sapphire

## مقدمه

از زمان ظهور بلور Ti:sapphire پیشرفت‌های چشم‌گیری در تولید، تقویت و کاربرد تپ‌های لیزری فمتوثانیه انجام گرفته و مطالعات زیادی به بررسی تبدیل فرکانس آنها اختصاص یافته است. تولید هماهنگ دوم یک فرایند نوری غیرخطی مرتبه دوم است که حدود ۶۰ سال پیش توسط فرانکن و همکاران کشف شد[۱]. بدنبال توسعه و ساخت منابع لیزر تپ‌های فوق‌کوتاه تولید هماهنگ دوم علاوه بر آنکه به عنوان یک روش موثر برای تبدیل طول موج در علوم فوق سریع شناخته شده است در زمینه های مختلف تحقیقات زیستی مانند تصویربرداری نیز کاربرد دارد[۲]. با توجه به شکل ۱ برای تولید هماهنگ دوم دو آرایش هندسی هم‌خط و غیرهم‌خط وجود دارد که هرکدام دارای ویژگی‌های خاص خود می‌باشند. در آرایش هم‌خط فقط یک باریکه فرودی نیاز است و هندسه ساده‌تری دارد اما برای تفکیک هماهنگ دوم تولید شده از باریکه اصلی نیاز به فیلتر مناسب می‌باشد. در هندسه غیرهم‌خط باریکه هماهنگ دوم بطور خودکار از باریکه های اصلی جدا شده و با تغییر زاویه برخورد دو باریکه می‌توان خروجی را بهینه کرد. تولید هماهنگ دوم غیرهم‌خط برای اولین بار در سال ۱۹۸۷ ارائه شده[۳] و بدنبال آن نشان داده شده است که این روش برای مشخصه‌یابی سطح و فیلم نازک و تعیین عناصر غیرصفر پذیرفتاری نوری غیرخطی بسیار مفید است[۴-۵].

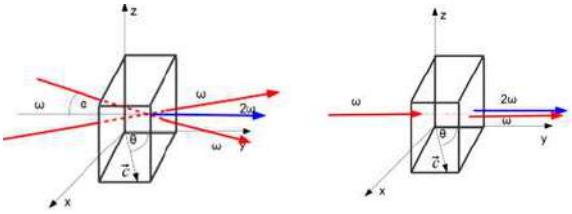
در اندرکنش نور با ماده پاسخ نوری مواد غیرخطی بوده و بصورت بسط قطبش القایی برحسب توان‌های میدان الکتریکی توصیف می‌شود[۶]:

$$P = \chi^{(1)}E(\omega) + \chi^{(2)}E(\omega)E(\omega) + \chi^{(3)}E(\omega)E(\omega)E(\omega) + \dots \quad (1)$$

کمیت‌های $\chi^{(1)}$ ، $\chi^{(2)}$ و $\chi^{(3)}$ به ترتیب پذیرفتاری نوری خطی، غیرخطی مرتبه دوم و سوم نامیده می‌شوند. $\chi^{(2)}$ مسئول تولید هماهنگ دوم و فرکانس مجموع است. با کنار گذاشتن جمله هماهنگ سوم و بالاتر خواهیم داشت:

$$P(\omega_1 + \omega_2)^{(2)} = \chi^{(2)} : E_1(\omega_1)E_2(\omega_2) \quad (2)$$

قطبش غیرخطی حاصل توسط ۳ موج $2\omega_1$ ، $2\omega_2$ و $\omega_1 + \omega_2$ تشکیل شده است. درحالیکه دو موج اول تقریبا هم‌خط با باریکه‌های فرودی هستند، موج سوم با توجه به پایستگی مولفه‌های مماسی بردار موج تقریبا در امتداد نیمساز زاویه بین دو باریکه فرودی منتشر می‌شود.




*شکل ۱: تولید هماهنگ دوم در بلور غیرخطی در آرایش هم‌خط (شکل راست) و غیرهم‌خط (شکل چپ)*

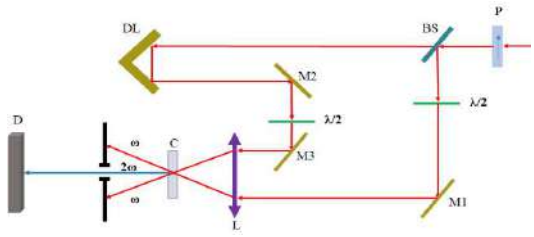
با توجه به آنکه دو باریکه دمش $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ دارای دو زاویه فرود $\alpha_1$ و $\alpha_2$ و قطبش $\phi_1$ و $\phi_2$ درصفحه x-z هستند در بررسی هماهنگ دوم نوری غیرخطی غیرهم‌خط تولید شده چندین پارامتر از جمله زاویه برخورد و قطبش هر یک از باریکه‌ها موثر می‌باشند.

با توجه به آنکه رابطه دقیق بین هماهنگ دوم تولید شده و باریکه اصلی توسط ویژگی‌های ماده غیرخطی و حالت‌های قطبش باریکه‌ها تعیین می‌شود در این مقاله تولید غیر هم‌خط هماهنگ دوم تپ‌های فمتوثانیه لیزر Ti:sapphire در یک زاویه تابش ثابت برای حالت‌های قطبش متفاوت دو باریکه فرودی اصلی در بلور غیرخطی BBO بطور تجربی مورد بررسی قرار می‌گیرد.

## چیدمان آزمایش

طرحواره چیدمان آزمایش برای تولید هماهنگ دوم غیرهم‌خط در شکل ۲ ارائه شده است. تپهای با پهنای زمانی ۵۰ فمتوثانیه در نرخ تکرار ۸۰ مگاهرتز با قطبش خطی در طول موج مرکزی ۸۰۸ نانومتر و پهنای بینابی ۵۰ نانومتر توسط لیزر Ti:sappire تولید می‌شود. باریکه اصلی پس از برخورد با تقسیم کننده به دو باریکه تقسیم می‌شود که در دو مسیر عبوری و بازتابی حرکت می‌کنند. توان باریکه شاخه‌های عبوری و بازتابی به ترتیب ۱۰۰ و ۱۰ میلی‌وات است. هر دو باریکه پس از بازتاب از آینه‌های تمام بازتابنده و عبور از عدسی بر روی محیط غیرخطی متمرکز می‌شوند. قطبش دقیق باریکه اصلی توسط یک قطبش‌گر در

مسیر باریکه اصلی تعیین می‌شود و زاویه قطبش هر دو مسیر نیز با تیغه نیم‌موج که در مسیر آنها قرار دارد تغییر داده و کنترل می‌شود. محیط غیرخطی بلور BBO نوع I به ضخامت ۰/۵ میلی‌متر است. فاصله کانونی عدسی ۸۵ میلی‌متر و زاویه برخورد دو باریکه بر روی بلور غیرخطی ۱۰ درجه است. باریکه‌های اصلی و هماهنگ‌های دوم تولید شده هم‌خط با باریکه اصلی توسط دیواره روزنه مسدود شده است. هماهنگ دوم تولید شده غیرهم‌خط پس از عبور از روزنه به سیستم آشکار ساز برای بررسی بینابی و اندازه‌گیری پهنای زمانی وارد می‌شود. برای بررسی تغییرات زمانی تپ به روش هم‌بستگی شدت، در مسیر باریکه عبوری خط تاخیرنوری متشکل از تمام بازتابنده که بر روی سکوی انتقال موتوری با دقت بالای کنترل شده با رایانه قرار دارد، تعبیه شده است. دقت و تکرارپذیری سکوی انتقال برابر با ۰/۲۱ میکرون معادل با ۰/۷ فمتوثانیه تاخیر است .




*شکل ۲: طرحواره چیدمان تولید هماهنگ دوم غیرهم‌خط. P قطبش‌گر ، BS تقسیم‌کننده باریکه، DL خط تاخیر و تمام بازتابنده، M آینه‌های تمام بازتابنده، l/2 تیغه نیم‌موج، L عدسی، C بلور غیرخطی و D آشکارساز*

## نتایج و بحث

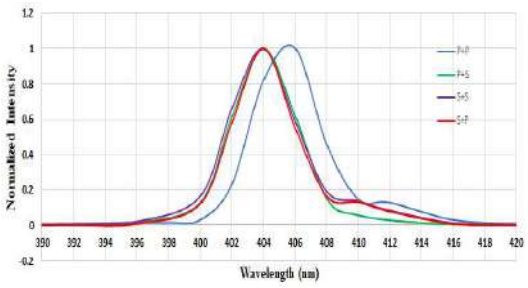
پس از تعیین قطبش باریکه اصلی ورودی در ابتدا قطبش هر دو باریکه فرودی بر روی بلور غیرخطی موازی با یکدیگر در نظر گرفته شده و سپس با چرخش ۴۵ درجه تیغه نیم‌موج در مسیر هر باریکه حالت‌های مختلف توازی و تعامد دو باریکه بر یکدیگر تنظیم و برای هر چهار حالت ترکیبی بیناب، پهنای زمانی و شدت باریکه هماهنگ دوم تولید شده بصورت غیرهم‌خط اندازه‌گیری شده است. نتایج تغییرات شدت در جدول ۱ ارائه شده است. درحالتی‌که قطبش دو باریکه فرودی موازی با قطبش باریکه اصلی قبل از تقسیم کننده باشد شدت باریکه هماهنگ دوم تولید شده بیشترین و درصورتی‌که قطبش هردو باریکه موازی با هم و عمود بر باریکه اصلی باشد کمترین مقدار بدست آمده است.

*جدول ۱: تغییرات شدت هماهنگ دوم تولید شده. S قطبش موازی باریکه اصلی و P قطبش عمود برباریکه اصلی*

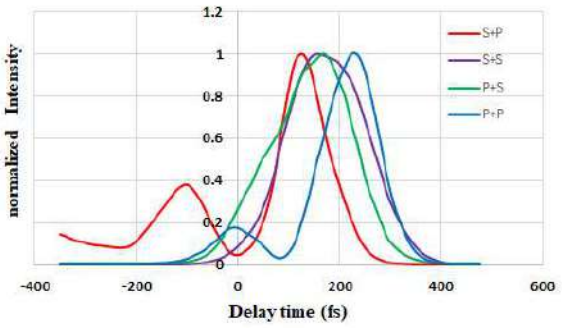
| Polarization | | Normalized Intensity |
|---|---|---|
| Beam 1 | Beam 2 | |
| S | S | 1 |
| S | P | 0.063 |
| P | S | 0.437 |
| P | P | 0.019 |

تغییرات بیناب طول موجی هماهنگ دوم تولید شده برای هر چهار ترکیب حالت‌های قطبش دو باریکه فرودی در شکل ۳ نمایش داده شده است. قله طول موج تولید شده در ۴۰۴ نانومتر و پهنای بینابی ۵ نانومتر بدست آمده است و تنها در حالتی‌که قطبش دو باریکه فرودی عمود بر قطبش باریکه اصلی قبل از تقسیم کننده باشد قله بیناب به ۴۰۶ نانومتر منتقل شده است.

تابع هم‌بستگی شدت اندازه گیری شده برای چهار ترکیب قطبش دو باریکه فرودی در شکل ۴ ارائه شده است. در هنگامی‌که دو باریکه در یک زاویه با یکدیگر برخورد می‌کنند بدلیل اختلال‌های هندسی متناسب با اندازه لکه باریکه‌ها و هم چنین زاویه برخورد آنها، مقدار تاخیر زمانی بین دو باریکه در امتداد مقطع آنها متفاوت خواهد بود و فقط در نقطه مرکز مقطع عرضی هر دو همزمان با بلور غیرخطی برخورد می‌کنند و بنابراین همانطور که در شکل ۴ مشاهده می‌شود بجز برای حالتی که قطبش دو باریکه با یکدیگر و با باریکه اصلی موازی است تابع هم‌بستگی دارای قله‌های جانبی ناشی از برخورد قسمت‌های مختلف باریکه‌ها است. پهنای زمانی در نیم بیشینه شدت تابع هم‌بستگی ۱۸۰ فمتوثانیه بدست آمده است، بنابراین درصورتی‌که شکل باریکه گوسین فرض شود پهنای تپ اصلی با توجه به رابطه $\Delta\tau_A = ۱/٤۱\Delta\tau_P$ حدود ۱۳۰ فمتوثانیه خواهد شد.




*شکل ۳: تغییرات بیناب طول موج هماهنگ دوم تولید شده*




*شکل ۴: تابع هم‌بستگی شدت*

## نتیجه‌گیری

در این مقاله هماهنگ دوم تپ‌های فمتوثانیه لیزر Ti:sapphire با پهنای بینابی ۵۰ نانومتر در طول موج مرکزی ۸۰۸ نانومتر و پهنای زمانی ۵۰ فمتوثانیه و نرخ تکرار ۸۰ مگاهرتز در هندسه غیر همخط برای یک زاویه تابش ثابت در بلور غیرخطی BBO نوع I تولید شده است. شدت، پهنای بینابی و تابع هم‌بستگی شدت هماهنگ دوم تولید شده برای ترکیب حالتهای قطبش متفاوت دو باریکه برخوردی بطور تجربی مورد بررسی قرار گرفته است. هماهنگ دوم تولید شده دارای پهنای بینابی ۵ نانومتر در طول موج مرکزی ۴۰۴ نانومتر است و بیشترین شدت تولید شده مربوط به حالتی است که قطبش دو باریکه موازی با قطبش باریکه اصلی باشد.

## مرجع‌ها

**[1]** P. Franken, A. Hill, C. Peters, and G. Weinreich, “Generation of optical harmonic”, Physical Review Lett., 7, 4, 118, 1961.

**[2]** A. Aghigh, S. Bancelin, M. Rivard, M. Pinsard, H. Ibrahim, F. Legare, “Second harmonic generation microscopy: a powerful tool for bioimaging”, Biophysical Reviews, 15, 43-70, 2023.

**[3]** R. E. Muenchausen, R.A. Keller, and N.S. Nogar, “Surface second harmonic and sum frequency generation using noncollinear excitation geometry”, JOSA, Vol. 4, No. 2, pp. 237-241, 1987.

**[4]** S. Cattaneo, M. Kauranen, “Determination of second-order susceptibility component of thin film by two beams second harmonic generation”, Optics Lett., 28, 16, 1445-1446, 2003.

**[5]** Y.B. Habibullah, and T. Ishihara,” Comparison of second harmonic generation from cross-polarized double resonant metasurface on single crystal of Au, Nanophotonics, 11,9, 1931-1939, 2022.

**[6]** R Boyd, Nonlinear Optics, Fourth Edition, Academic Press, Elsevier, 2020.

# شبیه سازی بازیابی نمایه قائم ازن در لایه استراتوسفر جو بوسیله لیدار جذب تفاضلی

مجتبی ارجمند، ابوالحسن مبشری، سید ایوب موسوی

دانشگاه صنعتی مالک اشتر، مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی نوین

**چکیده** – در این مقاله با در نظر گرفتن یک سامانه پایش جوی مبتنی بر لیدار جذب تفاضلی و پیاده سازی یک الگوریتم محاسباتی به بازیابی پروفایل قائم ازن در ارتفاع ۱۰ تا ۵۰ کیلومتری پرداخته‌ایم، برای این منظور ابتدا ضرایب افت و خاموشی ناشی از جذب ازن و پراکندگی از مولکول‌ها و آئروسل‌های جوی محاسبه شده است. سپس با انتخاب مقادیر اولیه مناسب و حل معادله لیداری، تعداد فوتون‌های دریافتی در دو طول‌موج جذبی (۳۰۸ نانومتر) و غیر جذبی (۳۵۵ نانومتر) به دست آمده است. در نهایت با حل معادله دیفرانسیلی مربوط به نسبت سیگنال‌های دریافتی در دو طول‌موج، پروفایل غلظت ازن بازیابی شده و میزان خطا نسبت به مقدار واقعی غلظت ازن تعیین شده است.

**کلیدواژه**- بازیابی غلظت ازن، لایه استراتوسفر، لیدار جذب تفاضلی، محاسبه خطا.

# Simulation of Retrieval of Ozone Vertical Profile in Stratospheric Layer of Atmosphere by Differential Absorption Lidar (DIAL)

Mojtaba Arjmand*, Abolhasan Mobashery, and Seyed Ayoob Moosavi

Faculty of Applied Sciences, Malek-Ashtar University of Technology, Isfahan, Iran

* arjmand.mj@gmail.com

**Abstract**- In this paper, we have retrieved the vertical profile of ozone at an altitude of 10 to 50 km considering an atmospheric monitoring lidar system based on differential absorption lidar. In this regard, we firstly calculated the attenuation and extinction coefficients due to ozone absorption and scattering from atmospheric molecules and aerosols. Then, by selecting appropriate initial input and solving the lidar equation, the number of received photons at two absorption (308 nm) and non-absorption (355 nm) wavelengths has been obtained. Finally, by solving the differential equation related to the ratio of received signals at two wavelengths, the ozone profile has been recovered and the error value relative to the actual ozone concentration has been determined.

**Keywords**: Differential absorption lidar, Error calculation, Retrieval of ozone concentration, Stratospheric layer.

## مقدمه

مطالعه و بررسی تغییرات کوتاه مدت و بلند مدت ازن در لایه استراتوسفر جوی اهمیت ویژه‌ای دارد. طی سال‌های اخیر نشان داده شده که لیدار یک ابزار قابل اعتماد برای تعیین غلظت ازن با وضوح نسبتاً بالا است. یکی از مرسوم ترین روش‌های لیداری برای اندازه‌گیری غلظت ازن استفاده از لیدار جذب تفاضلی است. مزیت این روش آن است که خود کالیبره بوده و اندازه‌گیری‌های با وضوح عمودی و زمانی نسبتاً خوب را در کل لایه استراتوسفر ارائه می‌کند. پیاده‌سازی یک الگوریتم مناسب و کارامد برای بازیابی غلظت ازن از داده‌های لیداری، یکی از بخش‌های اساسی یک سامانه لیدار ازن‌سنج است که در این مقاله به آن می‌پردازیم.

## اصول نظری

هنگامی که یک پالس لیزری از سیستم لیدار به سمت اتمسفر ارسال می‌شود، تعداد فوتون‌های پس‌پراکنده شده از ارتفاع h با گام ارتفاعی کوچک $\Delta h$ از رابطه زیر قابل محاسبه است [۱]:

$$P(h) = P_L K \eta(\lambda) G(h) \frac{A}{h^2} \Delta h \beta(\lambda, h) T^2(h) \qquad (۱)$$

در این رابطه $P_L$ تعداد فوتون ارسالی به ازای هر پالس لیزری، K عبوردهی کل المان‌های اپتیکی، $\eta$ بازدهی کلی آشکارساز PMT و سیستم شمارش فوتونی، A مساحت تلسکوپ گیرنده، $\beta$ ضریب پس‌پراکندگی حجمی است که مجموع سهم پس‌پراکندگی ریلی از مولکول‌های جو ($\beta_R$) و پس پراکندگی می از ذرات آئروسل ($\beta_M$) است. T(h) ضریب عبوردهی جو است که از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$T(h) = \exp\left(-\int_0^z (\alpha_R + \alpha_M + \alpha_{O3}) dz\right) \qquad (۲)$$

که در آن ضرایب $\alpha_R$، $\alpha_M$ و $\alpha_{O3}$ به ترتیب بیانگر ضریب خاموشی ناشی از پراکندگی ریلی از مولکول‌های اتمسفر، ضریب خاموشی ناشی از پراکندگی می از آئروسل‌ها، و ضریب خاموشی ناشی از جذب ازن هستند. اگر $n_{O3}$ بیانگر غلظت ازن و $\sigma_{abs,O3}$ بیانگر سطح مقطع جذب ازن باشد، آنگاه ضریب خاموشی $\alpha_{O3}$ از رابطه زیر بدست می‌آید [۲]:

$$\alpha_{O3} = n_{O3}\, \sigma_{abs,O3} \qquad (۳)$$

در لیدار DIAL، پالس‌های لیزری در دو طول موج $\lambda_{ON}$ و $\lambda_{OFF}$ ارسال می‌شود که به ترتیب بیانگر طول‌موج‌های با جذب زیاد و جذب کم توسط گاز مد نظر (ازن) هستند. با جایگزینی رابطه (۲) در معادله (۱) و سپس محاسبه اختلاف بین لگاریتم‌های P(h) و P(h + Δh) برای هر دو طول موج $\lambda_{ON}$ و $\lambda_{OFF}$، می‌توان عبارتی برای غلظت ازن $n_{O3}(h)$ که در یک بازه ارتفاعی Δh میانگین‌گیری شده، به شکل زیر به دست آورد [۱]:

$$\bar{n}_{O3}(h) = \frac{\partial \ln(P_{OFF} / P_{ON}) / \partial h + (B' + T') / \Delta h}{2(\sigma_{ON} - \sigma_{OFF})} \qquad (۴)$$

که در آن

$$B' = \Delta h \; \partial \ln(\beta_{ON} / \beta_{OFF}) / \partial h$$
$$T' = -2\Delta h \left[\bar{\alpha}_{ON} - \bar{\alpha}_{OFF}\right]$$

برای حل رابطه (۴) نیاز است تا ضریب خاموشی و پراکندگی مربوط به ازن، مولکول‌های هوا، و آئروسل معلوم باشند.

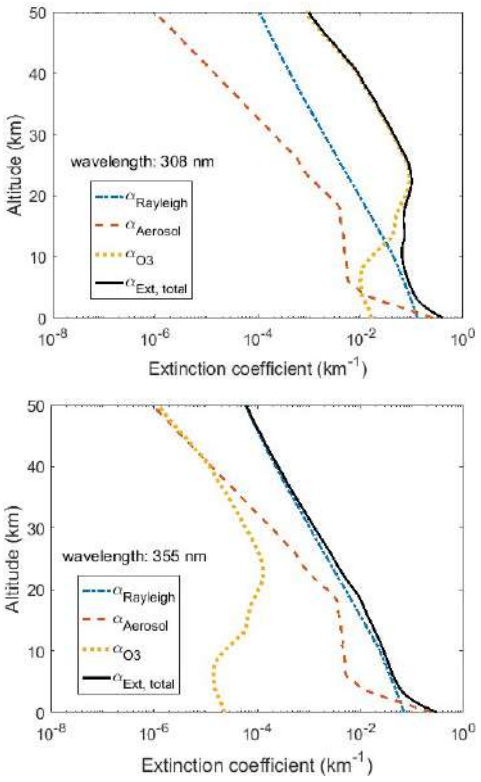
ضریب خاموشی ریلی $\alpha_R$ ناشی از مولکول‌های هوا و ضریب پس پراکندگی حجمی ریلی $\beta_R$ از مولکول‌های هوا را می‌توان از روابط زیر بدست آورد [۲]:

$$\alpha_R = N_R \sigma_R \quad , \quad \beta_R = N_R \frac{d\sigma(\pi)}{d\Omega} \qquad (۵)$$

در روابط فوق $N_R$ غلظت مولکولی اتمسفر، $\sigma_R$ سطح مقطع پراکندگی ریلی به ازای هر مولکول، و $d\sigma(\pi)/d\Omega$ سطح مقطع پراکندگی زاویه‌ای از مولکول‌های هوا و در راستای رو به پایین است.

## شبیه سازی و بررسی نتایج

برای محاسبه تعداد فوتون دریافتی ابتدا باید میزان افت نور در اتمسفر تعیین شود. بر این اساس در گام اول ضرایب خاموشی نوری اتمسفر بر حسب تابعی از ارتفاع و به ازای طول‌موج‌های ۳۰۸ nm و ۳۵۵ nm محاسبه و نتایج در شکل (۱) رسم شده‌اند. برای محاسبه این منحنی‌ها از مدل استاندارد جوی و مدل التِرمن برای ضریب خاموشی آئروسل استفاده شده است [۳]. مقادیر پارامترهای بکار رفته در شبیه‌سازی در جدول (۱) ارائه شده است.



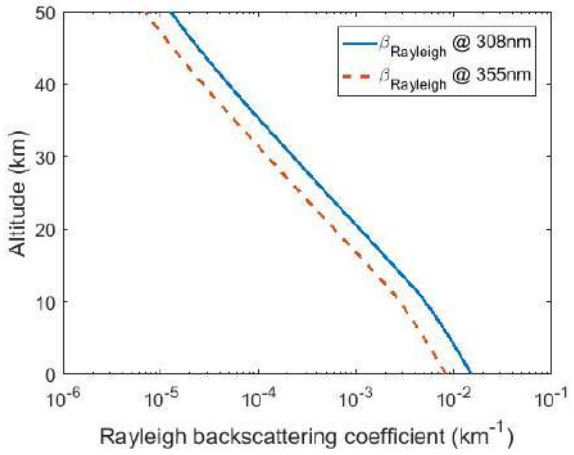

*شکل ۱- میزان تغییرات ضریب خاموشی اتمسفر بر حسب ارتفاع و به ازای دو طول موج ۳۰۸ نانومتر (بالا) و ۳۵۵ نانومتر (پایین)*

*جدول ۱- مقادیر مربوط به پارامترهای بکار رفته در شبیه سازی*

| پارمتر | مقدار |
|---|---|
| محدوده ارتفاع محاسبه ازن | ۱۰ - ۵۰ km |
| انرژی لیزر در $\lambda_{ON}$ = ۳۰۸ nm | ۱۰۰ mJ |
| انرژی لیزر در $\lambda_{OFF}$ = ۳۵۵ nm | ۵۰ mJ |
| قطر گیرنده | ۵۰ cm |
| مجموع بازدهی سیستم لیداری | ٪ ۱/۵ |
| ضریب جذب ازن در ۳۰۸ نانومتر | $۱/۳\times۱۰^{-۱۹}$ cm$^2$ |
| ضریب جذب ازن در ۳۵۵ نانومتر | $۱/۰۵\times۱۰^{-۲۲}$ cm$^2$ |
| چگالی تعداد مولکول هوای استاندارد (ارتفاع صفر) | $۲/۵۴\times۱۰^{۱۹}$ cm$^{-3}$ |

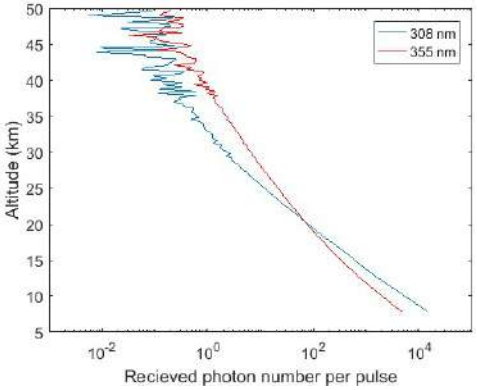
با توجه به شکل (۱) در طول‌موج ۳۰۸ nm و ارتفاعات بالا، سهم پراکندگی از آئروسل‌ها بسیار کمتر از پراکندگی از مولکول‌ها است. بعلاوه در ارتفاعات بالای ۱۳ کیلومتر افت ناشی از جذب ازن نسبت به سایر عوامل غالب است. به دلیل مقدار نسبتا بزرگ سطح مقطع جذب ازن در طول‌موج ۳۰۸ نانومتر، مقدار خاموشی کل در ارتفاعات بالاتر از ۲۰ کیلومتر تقریبا برابر با سهم ناشی از جذب ازن است. در طول‌موج ۳۵۵نانومتر، اثر افت ناشی از پراکندگی ریلی از مولکول‌ها همواره نسبت به افت ناشی از پراکندگی آئروسل و جذب ازن بیشتر است. از نمودارهای افت می‌توان میزان عبوردهی جو در هر ارتفاع را بدست آورد.

در شکل (۲) ضریب پس پراکندگی حجمی رسم شده است. با افزایش طول‌موج نور از ۳۰۸ به ۳۵۵ nm، به دلیل کاهش ضریب شکست هوا، کاهش سطح مقطع پراکندگی، و افزایش طول‌موج، مقدار پس پراکندگی از مولکول‌های هوا حدود ۲/۵ برابر کاهش یافته است.



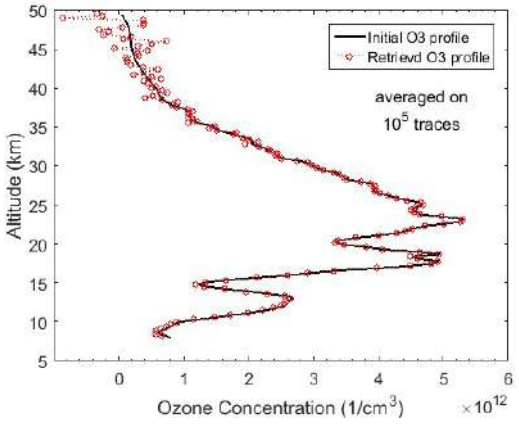

*شکل ۲- ضریب پس پراکندگی ریلی ($\beta_R$) بر حسب ارتفاع.*

اکنون می‌توان تعداد فوتون دریافتی توسط سیستم آشکارساز در هر طول‌موج را از رابطه (۱) محاسبه کرد. شکل (۳) تعداد کل فوتون‌های دریافتی $P_r$ را به ازای تک پالس لیزری نشان می‌دهد. برای لحاظ کردن نویزهای سیستمی در بدترین حالت، یک نویز گاوسی با دامنه‌ای برابر با سیگنال‌های دریافتی در بالاترین ارتفاع به سیگنال‌ها اضافه کرده‌ایم. علیرغم دو برابر بودن انرژی لیزر در طول‌موج ۳۰۸ نانومتر نسبت به طول‌موج ۳۵۵ نانومتر، تعداد فوتون‌های دریافتی در این طول‌موج به خصوص در ارتفاعات بالای ۲۰ کیلومتر به مراتب کمتر از فوتون‌های دریافتی در طول‌موج ۳۵۵ نانومتر است.



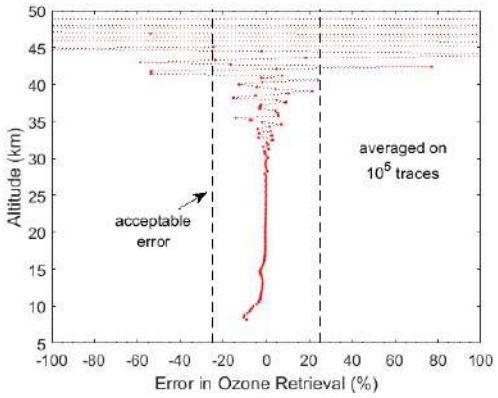

*شکل ۳- تعداد فوتون‌های دریافتی توسط سیستم آشکارساز در دو طول موج ۳۰۸ و ۳۵۵ نانومتر.*

در نهایت با حل رابطه (۴) می‌توان غلظت ازن را بازیابی کرد. در شکل (۴) پروفایل اولیه ازن به همراه پروفایل بازیابی شده غلظت ازن با میانگین گیری بر روی $10^5$ سیگنال رسم شده است. پروفایل اولیه ازن از داده‌های سایت لیداری TMF آمریکا استخراج شده است.




*شکل ۴- بازیابی پروفایل غلظت ازن همراه با پروفایل اولیه ازن.*

همانطور که مشاهده می‌شود پروفایل بازیابی شده در ارتفاعات پایین به خوبی بر پروفایل اولیه ازن منطبق است و این موضوع نشان دهنده درستی فرآیند بکار رفته در بازیابی ازن است. با اینحال در ارتفاعات بالای ۴۰ کیلومتر به دلیل وجود نویز در سیگنال‌ها، شاهد خطا در بازیابی ازن هستیم. میزان خطای بازیابی غلظت ازن در شکل (۵) نشان داده شده است که طبق آن خطا در ارتفاعات زیر ۴۲ کیلومتر همواره کمتر از ۲۵ درصد است.




*شکل ۵- خطای موجود در بازیابی پروفایل ازن.*

## نتیجه‌گیری

در این مقاله با شروع از معادله لیداری و حل آن برای دو طول‌موج مختلف در لیدار DIAL توانستیم تخمینی از سطح سیگنال‌های دریافتی در آشکارساز را بدست آوریم. سپس با محاسبه شیب لگاریتم نسبت سیگنال‌های دریافتی در دو طول‌موج جذبی و غیر جذبی ازن، به بازیابی پروفایل ازن در لایه استراتوسفر و تروپوسفر فوقانی پرداختیم. نتایج نشان می‌دهد که به جز ارتفاعات بالای ۴۰ کیلومتر، خطای بازیابی در سایر ارتفاعات مقدار قابل قبولی دارد.

## مرجع‌ها

**[1]** L. Li, et al. “Research on the Correction Algorithm for Ozone Inversion in Differential Absorption Lidar” Photonics. Vol. 11. No. 6. MDPI, 2024.

**[2]** S. I. Dolgii, et al. “Lidar differential absorption system for measuring ozone in the upper troposphere–stratosphere” Journal of applied spectroscopy, Vol. 85, p. 1114-1120, 2019.

**[3]** E. Ferdinandov, et al. “A general model of the atmospheric scattering in the wavelength interval 300–1100 nm” Radioengineering Vol. 18. No. 4, p. 517-521, 2009.

# اثر ترکیب مدهای جانبی بر روی تخریب سطح اینه‌ی لیزر دیود ۹۸۰ نانومتر

سید پیمان عباسی، آرش هدایی و هومن گیوکی

مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران

**چکیده**- اغلب بری لیزر دیودهای پر توان از ساختارهای موجبر عریض چند مدی استفاده می‌شود. در این ساختارها ترکیب مدی دلیل پدیده فیلامنتیشن است. فیلامنتشن سطح اینه‌ای لیزر دیودها را تخریب می‌کند. ساختارهای با بهره مدی کم دارای ضریب محصورسازی پایین‌تری در ناحیه فعال هستند که باعث جلوگیری از فیلامنتشن می‌شود. در این مقاله مدهای جانبی ساختار نامتقارن لیزر دیودی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان می دهد که در ساختار پیشنهادی سه مد بصورت پایدار بر دیگر مدها غلبه کرده و ترکیب دو مد از آنها قله‌های تیزی را تشکیل می‌دهد. لذا در این مقاله نشان داده می‌شود که روش محاسبه میانگین شدت برای محاسبه‌ی بیشینه توان قابل دستیابی کافی نبوده و باید شدت قله‌ها بررسی شود. نهایتاً نشان داده شد که ترکیب مدها قله‌های تیزی تشکیل داده که باعث نقاط ذوب شدگی بر روی آینه‌ی لیزر و در نتیجه تخریب لیزر دیود می‌شود.

**کلیدواژه**- مدهای جانبی، بهره مدی کم، ساختار نامتقارن، چند مدی و لیزر دیود.

## The Effect of Lateral Modes Mixing on the 980nm Diode Laser Facet Damage

S. Peyman Abbasi*, Arash Hodaei and Hooman Givkey

Iranian National Center for Laser Science and Technology (INLC)

* Pabbasi2001@gmail.com

**Abstract**- Broad area multi-mode structures are utilized in high power laser diodes (HPLDs). The mode mixing is one of the main reasons of filamentation phenomenon. Filamentation can damage the facet mirror of laser diodes. Low modal gain (LMG) structures, have the benefit of the lowered active layer optical confinement which prevent the beam filamentation. In this paper, we investigated the optical power of each lateral modes in the waveguide with a broadened asymmetric structure for 980nm InGaAs/AlGaAs/AlGaAs laser diode. The results show that three modes have dominated other modes and they are stable in the designed structure. But the peaks of two even modes overlapped and created the sharp intensity peak. In this research we show that the determination of the average intensity is not enough but the peaks intensity must be determined for achievable optical power. The mode mixing causes sharp peaks in the near field and creates melting areas on the facet, which ultimately degrades the lasers mirror.

**Keywords**: Lateral Modes, Low Modal gain, Asymmetric structure, Multi modes, Laser diode.

## 1. Introduction

High power 9XXnm diode lasers are the significant sources for direct and optical pumped source applications like fiber lasers. These applications need high optical beam output and efficiency and a beam with a small divergence, that provide the high optical fiber coupling efficiency [1]. HPLDs require long cavity length and wide stripe. Nowadays, different arrangements of single-emitter based beam combining systems are used for fiber laser pumping [2]. Broad-area laser diodes (BALDs) were designed to gain high output power. Though, in broad-area laser diodes, lateral optical field confinement is weak that allows higher-order output lateral modes caused by injecting high input current. The lateral spatial hole burning (LSHB) of the local gain causes the near-field (NF) intensity and carrier density change [3, 4]. In BALDs, multi-lateral modes affect far field profile, divergence, brightness and lateral beam quality [5]. The reasons for the low quality of BALDs are the number of lateral modes, mode mixing, filamentation, Thermal lens effect and other non-linear effects [6]. There are studies about the laser operation in different lateral modes, control of the lateral mode numbers and suppress the higher order lateral modes [7]. It is noted that epitaxial layer design can be affected by the lateral beam quality of BALDs [8]. Low modal gain structures, have the benefit of the lowered optical confinement which suppresses the beam filamentation.

In this study, the long cavity, InGaAs/AlGaAs asymmetric structure, is investigated in terms of lateral modes. First, the near field of laser diode beam on facet was investigated on different current by simulation. Second, the modal optical power for each mode is estimated. Finally, the laser chip is fabricated upon the standard process and mounted on the heatsink and the near field profile on the front facet and the effect of the local heat on the facet is investigated experimentally. The proposed structure of the laser diode was simulated by PICS3D software [9]. The simulator uses 8*8 k.p method to calculate the band structure in the quantum well. In the simulation, nine lateral optical modes were calculated.

## 2. Laser structure

The cavity length and the stripe width of the laser diode chip are 100µm and 4000µm respectively. the injection current lateral confinement was done with the 300 microns SiO2 insulator depth. The front and back mirror reflectivities of laser diode are 5% and 95% respectively. The laser diode chip mounted on a sub-mount by AuSn solder. The sub-mount was packaged on a CuW heatsink. Thermoelectric controller (TEC) controls the heatsink temperature. (Fig. 1).

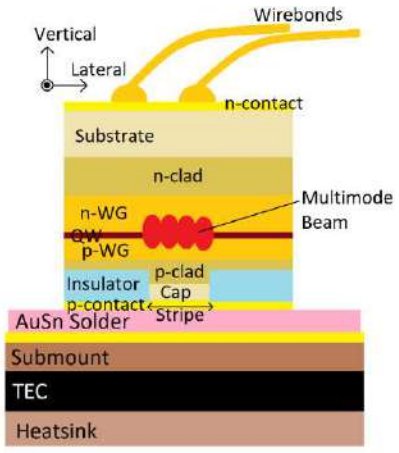



*Fig. 1: Schematic of a laser diode chip on the heatsink (submount). The pictures is not in scale.*

## 3. Simulation Results

The refractive index profile of the asymmetric structure and the optical field of the fundamental vertical mode are shown in Fig. 2. The fundamental mode confinement factor is near 1%.

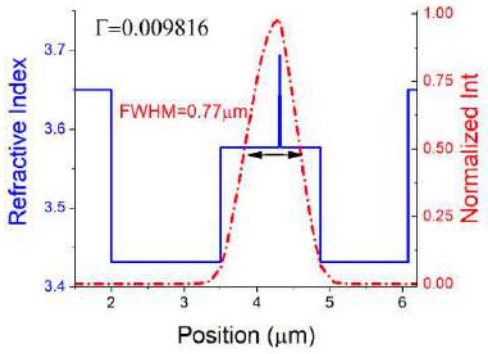



*Fig. 2: Refractive index profile and vertical optical field profile*

While the modal gain decreases with the confinement factor in a linear manner, the gain is decreased in filaments far more rapidly, so low confinement factor structures are used to suppress the filamentation. The confinement factor and optical power of each mode are shown in figure 3.

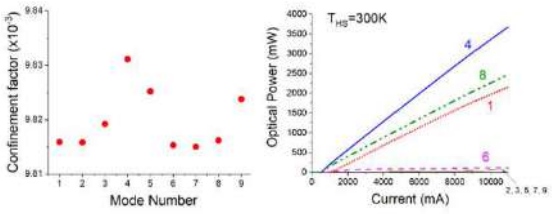



*Fig. 3: Modal power versus current (right) and confinement factor for each mode (left).*

The confinement factor of modes 4, 5 and 9 are higher than the other modes. It is noted that consideration of transversal confinement factor is not enough to recognize dominate modes. The low-order modes are fully contained within the stripe width and higher order modes are extended outside the pumped region and have a reduced lower modal gain. The lateral modes number 4, 8 and the fundamental mode have a larger portion of the optical power. The optical power of other modes can be neglected so the final profile is the result of mode mixing of three modes (modes 4, 8 and 1).

The 2D final near-field profile and 1D lateral profile in 8000mA operating current is shown in figure 4.

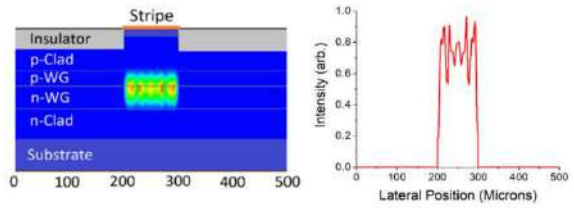



*Fig. 4: near-field Profile in 8000mA operating current (I=20Ith)*

## 4. Experimental Results

The laser diode chip was fabricated and mounted on a sub-mount by AuSn solder. The sub-mount was package on CuW heat sink. TEC controlled the heat sink temperature. experimental LIV characteristics is shown in figure 5 at 300K.

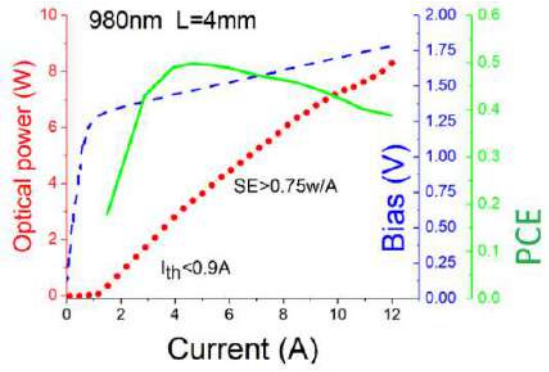



*Fig. 5: Experimental results of Light-Current-Voltage (LIV) characteristics.*

Table 1 represents a comparison of the simulation and experimental results at I=8000mA. There is a good agreement between the results. For comparison, the intensity profile of the laser diode is shown in figure 6 for simulation and experimental results.

*Table I. A comparison between the simulation and experimental results in laser diode characteristics.*

| parameters | Sim | Exp | unit |
|---|---|---|---|
| Optical output power | 6200 | 5800 | mW |
| Threshold current | 520 | 610 | mA |
| PCE | 58 | 62 | % |
| Slope efficiency | 1.00 | 1.02 | W/A |
| Series resistance | 78 | 63 | mΩ |

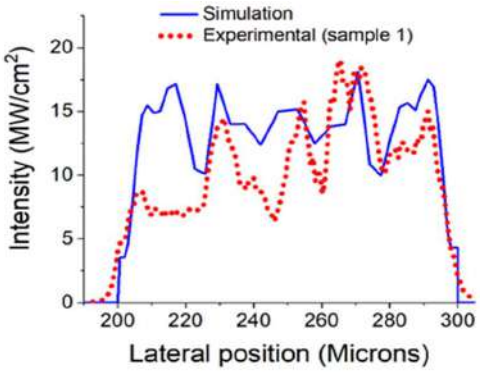



*Fig. 6: Comparison between experimental results and simulation results for Laser diode lateral near field profile*

The maximum achievable optical output power $P_{CWMax}$ is determined by [10]:

$$P_{CWMax} = \frac{d}{\Gamma} W \frac{1-R_f}{1+R_f} P_{COMD}, \qquad (1)$$

where d and Γ show the thickness and the confinement factor of the QW, respectively, W is the width of the stripe, $R_f$ is the front facet reflectivity, and $P_{COMD}$ is the catastrophic optical mirror damage level that is specified by experiment for different materials of the active layer and can be found in [10]. Upon this equation the maximum output is 9.2W, but in the experimental failure test the degradation occurred at 7.4W. Although the average intensity is about 9MW/cm2, the peak intensity is 17MW/cm2, which is almost equal to the COMD level. So, for determination of the maximum achievable optical power, the peak intensity at the facet must be considered. The image of the front facet after degradation is shown in Figure 7. There are a few melting regions within the output mirrors. The melting regions originated from the increase of the local temperature at the mirror. Usually, photon reabsorption and non-radiative recombination of carriers at the surface of laser diode facet are two main reasons of this effect [4].

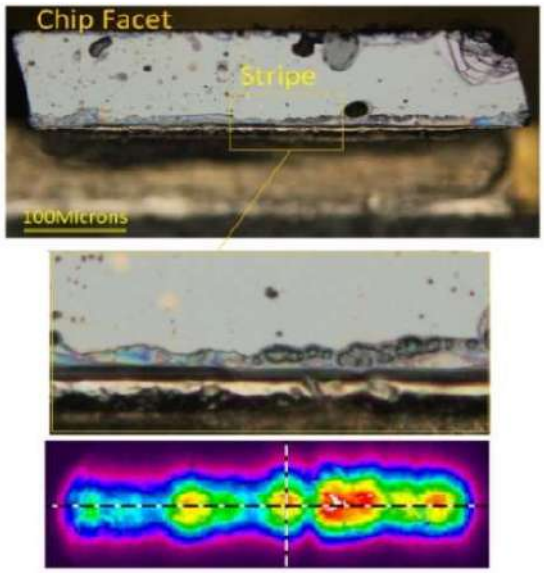



*Fig. 7: Images of front facet showing melting regions.*

## 5. Conclusion

In this paper, the lateral modes in the 980nm broadened asymmetric waveguide laser diode structure have been investigated. The main target of this research is to find the relationship between the mode mixing and facet damage in the laser diode. The results show that three modes are dominated. But the peaks of two even modes (modes number 4 and 8) overlap. This phenomenon causes sharp peaks in the near field and creates melting areas on the front facet, which ultimately degrades the lasers diode mirror.

## References

**[1]** A. Malag, E. Dabrowska, M. Teodorczyk, G. Sobczak, A. Kozlowska, and J. Kalbarczyk, "Asymmetric heterostructure with reduced distance from active region to heatsink for 810-Nm range High-Power laser diodes," IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 48, no. 4, pp. 465–471, Jan. 2012, doi: 10.1109/jqe.2012.2184741.

**[2]** Y. Qi et al., "Design of 150W, 105-µm, 0.22NA, fiber coupled laser diode module by ZEMAX," Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering/Proceedings of SPIE, vol. 10152, p. 101521H, Oct. 2016, doi: 10.1117/12.2247657.

**[3]** G. Agrawal, "Lateral analysis of quasi-index-guided injection lasers: Transition from gain to index guiding," Journal of Lightwave Technology, vol. 2, no. 4, pp. 537–543, Jan. 1984, doi: 10.1109/jlt.1984.1073643.

**[4]** Yanbin Qiao, Shiwei Feng, Cong Xiong, Xiaoyu Ma, Hui Zhu, Chunsheng Guo, and Guanghua Wei, "The impact of the stress induced by lateral spatial hole burning on the degradation of broad-area AlGaAs/GaAs laser diodes, Journal of Applied Physics 112, 113104 (2012)

**[5]** M. Winterfeldt, P. Crump, H. Wenzel, G. Erbert, and G. Tränkle, "Experimental investigation of factors limiting slow axis beam quality in 9xx Nm high power broad area diode lasers," Journal of Applied Physics, vol. 116, no. 6, Aug. 2014, doi: 10.1063/1.4892567.

**[6]** M. Winterfeldt, P. Crump, S. Knigge, A. Maabdorf, U. Zeimer, and G. Erbert, "High beam quality in broad area lasers via suppression of lateral carrier accumulation," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 27, no. 17, pp. 1809–1812, Jul. 2015, doi: 10.1109/lpt.2015.2443186.

**[7]** P. Crump et al., "Control of optical mode distribution through etched microstructures for improved broad area laser performance," Applied Physics Letters, vol. 92, no. 13, Mar. 2008, doi: 10.1063/1.2906030.

**[8]** M. Winterfeldt et al., "Assessing the influence of the vertical epitaxial layer design on the lateral beam quality of high-power broad area diode lasers," Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering/Proceedings of SPIE, vol. 9733, p. 97330O, Mar. 2016, doi: 10.1117/12.2210838.

**[9]** Crosslight Software Inc. (2012). LASTIP, Vancouver, BC, Canada [Online]. Available: http://www.crosslight.com

**[10]** D. Botez, "High-Power Al-free Coherent and Incoherent Diode Lasers ", IEEE Journal Of Quantum Electronics, 1998

# تعیین ضریب شکست غیرخطی مرتبه پنجم با استفاده از روش روبش Z کسوفی

سعید شاهینی، علی اصغر عجمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان، ایران

**چکیده**- روش روبش Z کسوفی نسخه اصلاح‌شده روش روبش Z دریچه بسته است که در آن روزنه با یک دیسک کدر جایگزین شده است. در این روش اختلاف بیشینه و کمینه عبور بهنجار به‌طور قابل‌توجهی افزایش می‌یابد و در نتیجه حساسیت اندازه‌گیری بسیار بیشتری نسبت به روش دریچه بسته را فراهم می‌کند. در این مقاله روش روبش Z کسوفی به عنوان یک روش بسیار مؤثر برای تعیین ضریب شکست غیرخطی مرتبه پنجم مواد پیشنهاد می‌گردد و حساسیت دو روش دریچه بسته و کسوفی برای غیرخطیت مرتبه پنجم مقایسه می‌گردد. در حالی که برای روش دریچه بسته رابطه‌ای تحلیلی برای عبور بهنجار شده قابل استخراج است، این امر برای روش کسوفی امکان‌پذیر نیست. درنتیجه یک رابطه تجربی برای تعیین ضریب شکست غیرخطی مرتبه پنجم از داده‌های روش کسوفی پیشنهاد می‌شود. این رابطه تجربی اختلاف بیشینه و کمینه عبور بهنجار، تغییر فاز غیرخطی مرتبه پنجم، و میزان پوشانندگی دیسک را به هم مرتبط می‌سازد و نشان می‌دهد که افزایش قطر دیسک حساسیت اندازه‌گیری را بهبود می‌بخشد. رابطه تجربی پیشنهاد شده این امکان را برای محققان اپتیک غیرخطی فراهم می‌کند تا با اندازه‌گیری عبور بهنجار شده در روش روبش Z کسوفی بتوانند ضریب شکست غیرخطی مرتبه پنجم برای مواد غیرخطی ضعیف را به راحتی و با دقت بسیار زیاد تعیین کنند.

**کلیدواژه**- روش روبش Z ، روبش Z کسوفی، خواص اپتیکی غیرخطی، ضریب شکست غیرخطی.

## Using Eclipsing Z-scan technique for determining the fifth order nonlinear refractive index

Saeid Shahini*, Aliasghar Ajami**

Faculty of Physics, Semnan University, Semnan, Iran.

* saeid.shahiny@yahoo.com, ** ajami@semnan.ac.ir

**Abstract**- By replacing the aperture in the closed aperture (CA) Z-scan with an opaque disk, the modified version of Z-scan namely the eclipsing Z-scan (EZ-scan) significantly enhances the peak-valley transmittance difference yielding a much greater measurement sensitivity than that observed with CA Z-scan at the similar conditions. This paper introduces the EZ-scan technique as a highly effective method for determining the fifth-order nonlinear (NL) refractive index of materials. The study highlights the higher sensitivity of the EZ-scan method for precise measurements and compares the sensitivity of CA Z-scan and EZ-scan. While an analytical relation for normalized transmittance can be derived for CA Z-scan, this is not feasible for the EZ-scan technique. Instead, an empirical relationship is proposed to determine the fifth-order NL refractive index from EZ-scan measurements. The proposed relation links the peak-valley transmittance difference, the fifth-order NL phase shift, and the disk obscureness, demonstrating that increased disk diameter improves sensitivity. This advancement provides a valuable tool for researchers in NL optics to determine the fifth order NL refractive index easily and precisely once the normalized transmittance of the EZ-scan is measured.

**Keywords**: Z-scan technique, Eclipsing Z-scan, Nonlinear optical properties, Nonlinear refractive index

## 1. Introduction

The nonlinear (NL) refractive index is an intensity-dependent property of materials that causes a change in the refractive index due to intense light-matter interaction. This variation in refractive index can give rise to various phenomena, including self-phase modulation, cross-phase modulation, self-focusing, and self-defocusing, each of which holds significant practical relevance. These NL optical effects have enabled advancements in applications such as optical limiting and all-optical switching, a key component in photonic communication systems and signal processing [1].

Among various methods proposed for determining the NL refractive index, the Z-scan technique stands out due to its simplicity and high precision, making it a widely preferred approach in NL optical studies [2, 3]. In the closed aperture (CA) Z-scan version the sample is scanned along the propagation direction of a tightly focused laser beam while the power transmitted through a small aperture placed after the sample is measured as a function of the sample position. The resulting signal typically exhibits a characteristic valley-peak pattern for a positive NL refractive index or a peak-valley sequence for a negative NL refractive index.

In the eclipsing Z-scan (EZ-scan) technique, the aperture is replaced by an opaque disk, and the power transmitted around the disk is measured as a function of the sample position [4-6]. Since the intensity of a Gaussian beam decreases away from its center, changes in power transmitted around the disk are highly sensitive to variations in the beam size. Consequently, the sensitivity of the EZ-scan technique is much greater than that of the CA Z-scan method [7].

In this work, an empirical relationship is proposed to determine the fifth-order NL refractive index by measuring the maximum and minimum transmittance values of the EZ-scan signal.

## 2. Theory of Z-scan

In the Z-scan technique, the NL sample acts as a diffractive plane. Consequently, the electric field distribution on a plane positioned sufficiently far from the sample can be determined using the Fraunhofer diffraction integral.

$$E_a(z,r)=\frac{1}{i\lambda d}\int_0^{\infty}J_0\left(\frac{krr'}{d}\right)E_e(z,r')2\pi r'dr' \qquad (5)$$

where $E_e = E_{in}\exp(i\Delta\Phi)$ is the electric field on the exit surface of the sample, $E_{in}$ is the electric field incident on sample, $\Delta\Phi = kL\Delta n$ is the NL phase change along the sample, $k = 2\pi/\lambda$ is the wavenumber, $\lambda$ is the laser wavelength, $L$ is the sample thickness, $\Delta n = n_2 I$ with $n_2$ the third order NL refractive index or $\Delta n = n_4 I^2$ with $n_4$ the fifth order NL refractive index and $I$ is the intensity.

The normalized transmittance through an aperture can then be defined as

$$T(z)=\frac{\int_0^{r_a}\left|E(r,z,\Delta\Phi)\right|^2 rdr}{\int_0^{r_a}\left|E(r,z,\Delta\Phi=0)\right|^2 rdr} \qquad (6)$$

where $r_a$ is the aperture radius.

Similar to Eq. (2), the normalized transmittance for EZ-scan can be defined by integrating the intensity from the edge of the obscuring disk to infinity.

$$T(z)=\frac{\int_{r_d}^{\infty}\left|E(r,z,\Delta\Phi)\right|^2 rdr}{\int_{r_a}^{\infty}\left|E(r,z,\Delta\Phi=0)\right|^2 rdr} \qquad (7)$$

where $r_d$ is the disk radius.

Employing Eqs. (6) and (7), the normalized transmittance is obtained for CA Z-scan and EZ-scan by substituting $\Delta\Phi = kLn_2 I$ in the case of third order nonlinearity or $\Delta\Phi = kLn_4 I^2$ in the case of fifth order nonlinearity.

Further calculations reveal a relationship between the NL phase change and the peak-valley transmittance difference in the Z-scan technique when using a Gaussian laser beam. In CA Z-scan, for a medium with third-order nonlinearity $\Delta T_{pv} = 0.406(1-S_a)^{0.25}\left|\Delta\Phi_0\right|$ and for a medium with fifth order nonlinearity $\Delta T_{pv} = 0.21(1-S_a)^{0.25}\left|\Delta\Phi_0\right|$ where $\Delta T_{pv} = T_{\max} - T_{\min}$ denotes the peak-valley transmittance difference, $S_a$ is the aperture transmittance given by $S_a = \left[1-\exp(-2w^2/r_a^2)\right]$ and $w$ is the beam radius on the aperture plane.

In the EZ-scan performed for a medium with third order nonlinearity $\Delta T_{pv} = 0.68(1-S_d)^{-0.44}\left|\Delta\Phi_0\right|$ where $S_d = \left[1-\exp(-2w^2/r_d^2)\right]$ denotes the disk obscureness.

## 3. Results and discussions

Figure 1 compares the normalized transmittance measured by CA Z-scan and EZ-scan for a fifth-order NL phase change of 0.1 rad. The red curve represents the CA Z-scan signal with a small aperture transmitting 1% of the laser beam power, while the blue curve corresponds to the EZ-scan signal, where a large opaque disk blocks 99% of the beam power.

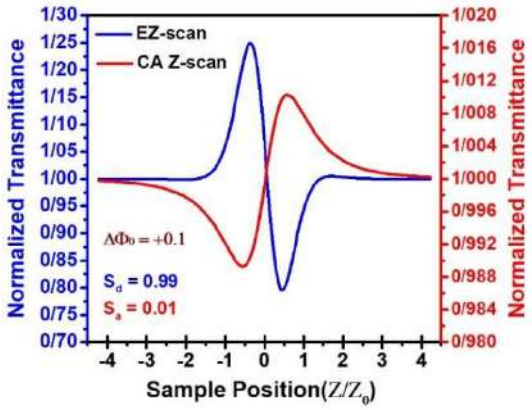



*Fig. 1. Normalized Transmittance assuming a fifth order phase change of 0.1 rad. Red curve indicates the CA Z-scan signal and blue curve represents the EZ-scan signal.*

As shown, the peak-valley transmittance difference in EZ-scan is approximately 25 times greater than that in CA Z-scan, resulting in significantly higher sensitivity for determining the NL refractive index. To establish an empirical relationship between the peak-valley transmittance difference, fifth-order NL phase change, and disk obscureness, the normalized transmittance was computed using Eq. (3) for varying phase changes and disk obscureness. Figure 2 illustrates the EZ-scan normalized transmittance for a fifth-order NL phase change of 0.15 rad, considering disk obscureness of S=0.95, 0.98, 0.99 and 0.995. The results demonstrate that as the disk obscureness increases, the peak-valley transmittance difference becomes more pronounced, thereby improving the sensitivity of the technique.

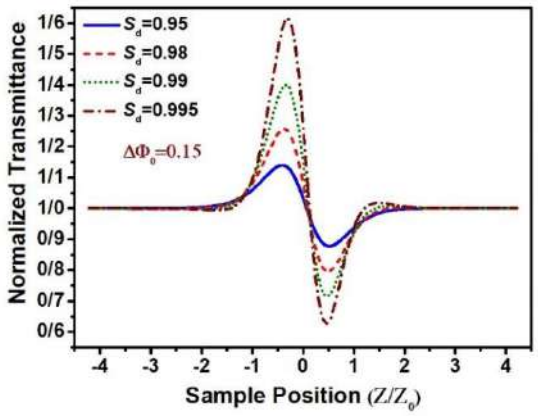



*Fig. 2. EZ-scan normalized transmittance for different disk obscureness.*

Figure 3 illustrates the EZ-scan normalized transmittance for varying fifth order NL phase change considering a large opaque disk blocking 99% of the laser beam power. As anticipated, the peak-valley transmittance difference increases with increasing the fifth order NL phase change.

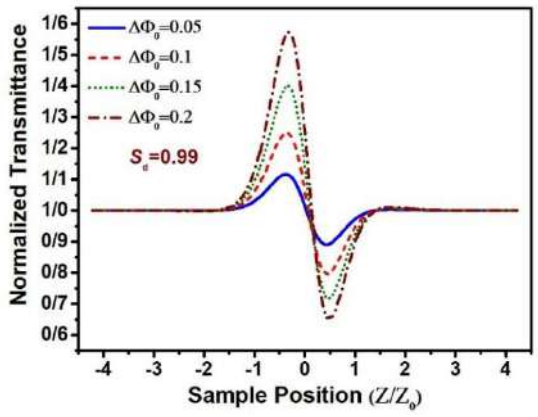



*Fig. 3. EZ-scan normalized transmittance for different fifth order NL phase change.*

Fig. 4 exhibits the Peak-valley transmittance different versus disk obscureness assuming a fifth order NL phase change of 0.05 rad.

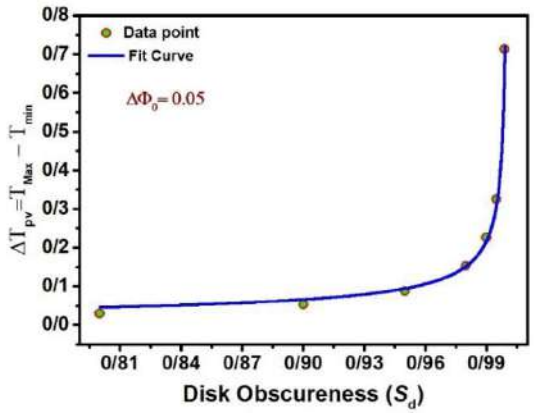



*Fig. 4. Peak-valley transmittance different versus disk obscureness.*

The circles in Fig. 4 show the calculated data points and the solid blue line represents the fitted curve described by $\Delta T_{pv} = 0.4(1-S)^{-0.52}\left|\Delta\Phi_0\right|$.

Further investigation reveals that the proposed empirical relation remains valid for larger NL phase change up to approximately 0.2 rad for large disk obscureness in the range of $0.9 \le S_d \le 0.995$.

Fig. 5 illustrates the Peak-valley transmittance different versus NL phase change for different disk obscureness of 0.98, 0.99 and 0.995. The straight lines represent the linear fit given by the proposed relation $\Delta T_{pv} = 0.4(1-S)^{-0.52}\left|\Delta\Phi_0\right|$ confirming its validity within the range of investigation.

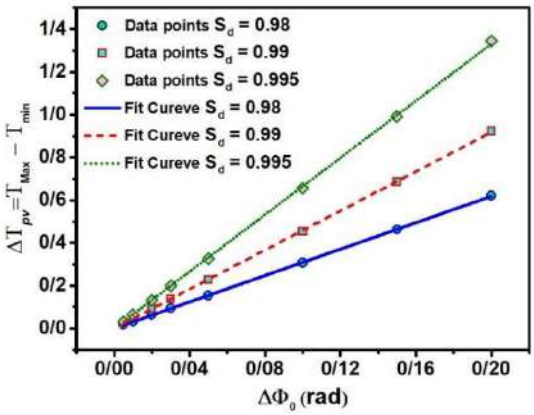



*Fig. 5. Peak-valley transmittance different versus fifth order NL phase change for different disk obscureness.*

## 4. Conclusion

The normalized transmittance for two versions of Z-scan, namely CA Z-scan and EZ-scan, was calculated and compared for fifth-order nonlinearity. The results indicate that the measurement sensitivity of EZ-scan is at least 25 times greater than that of CA Z-scan. While an analytical relation for the normalized transmittance as a function of sample position can be derived for CA Z-scan, this is not possible for EZ-scan. Therefore, we proposed an empirical relation that enables the determination of the fifth-order NL refractive index once the normalized transmittance for EZ-scan with a known disk radius is measured.

## References

[1] R. W. Boyd, Nonlinear optics, 2nd ed. San Diego: Academic, 2003.

[2] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland, "High-sensitivity, single-beam $n_2$ measurements," Optics letters, vol. 14, no. 17, pp. 955-957, 1989.

[3] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," IEEE journal of quantum electronics, vol. 26, no. 4, pp. 760-769, 1990.

[4] M. Mohebi, N. Jamasbi, O. Morales, J. Garduno, A. A. Said, and E. W. Van Stryland, "Imaging-eclipsing-Z-scan method for measurement of the nonlinear refractive index of materials," Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, vol. 3572, pp. 236-239, 1999.

[5] T. Xia, D. I. Hagan, M. Sheik-Bahae, and E. W. Van Stryland, "Eclipsing Z-scan measurement of $\lambda/10^4$ wave-front distortion," Optics Letters, vol. 19, no. 5, pp. 317-319, 1994.

[6] E. Jaatinen, D. Namarathne, and R. Donaldson, "Analytic solutions to closed and eclipsing aperture Z-scan power transmission," Journal of the Optical Society of America B, vol. 39, no. 4, pp. 1130-1140, 2022.

[7] E. Fazio et al., "Measurement of pure Kerr nonlinearity in GaN thin films at 800 nm by means of eclipsing Z-scan experiments," Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, vol. 9, no. 2, pp. L3-L4, 2007.

# بهبود بازده جفتگری انتقال نور بین تراشه و تار نوری با استفاده از جفتگر توری بهسازی شده

فائزه، پاک‌فطرت[1]؛ مهدی، بهادران[1]

دانشگاه صنعتی شیراز، دانشکده فیزیک، شیراز، فارس، ایران[1]

**چکیده** – جفتگرهای توری قابلیت انتقال حداکثری نور بین تار نوری و تراشه را امکان‌پذیر می‌کنند. در این پژوهش یک جفتگر توری پلکانی از جنس موجبر سیلیکونی بر روی زیر لایه‌ای از سیلیکا پیشنهاد و طراحی شد. هدف ما بررسی شرایط عبور حداکثری یک موج درون صفحه‌ای از تراشه موجبر به تار نوری تک مد SMF-28 است که در فاصله معینی در بالای تراشه قرار دارد. طراحی و شبیه‌سازی‌ها بصورت دو بعدی در نرم افزار لومریکال بخش FDTD انجام شد. توری طراحی شده چیدمانی از توری‌های دو پله‌ای با ابعاد متفاوت است که دارای طول کل ۱۵۱۰۰ nm است. پیکربندی پیشنهادی منجر به بازدهی جفتگری ۷۰ درصد و پهنای باند ۹۰ nm در طول موج مخابراتی ۱۵۲۰ nm شد.

**کلید واژه**- بازدهی جفتگری، پهنای باند، تار نوری، جفتگر توری، طول موج مخابراتی.

# Improving the coupling efficiency of light transmission between the chip and optical fiber using apodized grating coupler

Faezeh Pakfetrat*, Mahdi Bahadoran**

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

* Pakfetrat.f@gmail.com, ** Bahadoran@sutech.ac.ir

**Abstract**- Grating couplers enable maximum light transmission between the optical fiber and the chip. In this research, a stair grating coupler was proposed and designed that is made of silicon waveguide on a silica substrate. Our goal is to investigate the maximum transmission conditions of an in-plane wave from the waveguide chip to the SMF-28 single-mode optical fiber, which is located at a certain distance above the chip. The design and simulations were done in 2D in Lumerical software of FDTD section. The designed grating is an arrangement of two-stair grating with different dimensions, which has a total length of 15100 nm. The proposed configuration resulted in a coupling efficiency of 70% and a bandwidth of 90 nm at the telecommunication wavelength of 1520 nm.

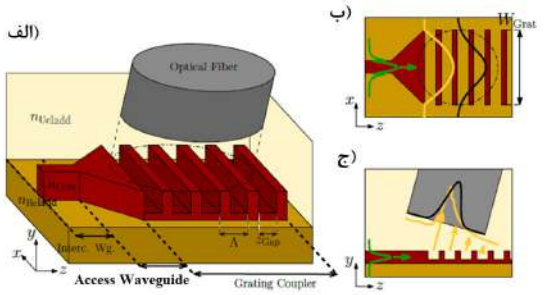
**Keywords**: Bandwidth, Coupling efficiency, Grating coupler, Optical fiber, Telecommunication wavelength

## مقدمه

اتصال کارآمد بین تراشه یکپارچه و دستگاه‌های خارجی، به ویژه تارهای نوری تک مد استاندارد، عملکردی تعیین کننده برای هر سامانه فناوری فوتونیکی است که هدف آن رسیدن به ابزارهایی با بازدهی بالا است. این موضوع برای موجبرهای SOI (silicon-on-insulator) بعلت اتلاف نوری بالا در انتقال بسیار چالش برانگیز است [۱]. در اوایل قرن ۲۱، با پیشرفت در فناوری سیلیکون فوتونیک، استفاده از جفتگرهای توری به طور چشمگیری افزایش یافت. در این دوره، جفتگرهای توری برای انتقال نور بین تارهای نوری و تراشه‌های سیلیکونی به کار گرفته شدند. به دلیل تطابق این فناوری با صنعت نیمه‌هادی‌ها و تراشه‌سازی، جفتگرهای توری نقش مهمی در توسعه سیستم‌های ارتباطی و محاسبات نوری ایفا کردند [۲]. در دهه اخیر، تمرکز زیادی بر روی بهبود بازدهی و پهنای باند جفتگرهای توری صورت گرفته است. به خصوص در حوزه‌هایی مانند مخابرات نوری و حسگرهای نوری، جفتگرهای توری با قابلیت انتقال بالا و اتلاف کم نور به کار گرفته شده‌اند. تلاش‌ها برای بهینه‌سازی بازده نوری، کاهش ابعاد و بهبود سازگاری با تارهای نوری مختلف از دستاوردهای جدید این حوزه است [۳]. در انتقال نور بین تار نوری و موجبر نیاز به عبور تقریبا کامل جبهه موج وجود دارد ولی در عمل جفت شدن مستقیم بین تار نوری استاندارد و موجبر استاندارد SOI (میکرومتر یا نانومتر) باعث افت نور انتقالی بین جفتگری بیشتر از ۱۲ دسی بل می‌شود [۴]. جفتگرهای توری را می‌توان در هر جایی از تراشه قرار داد، که مقیاس‌پذیری را به حداکثر می‌رساند. علاوه بر این، به طور بالقوه هزینه‌های تولید انبوه را کاهش می‌دهند [۵]. جفتگرهای توری به عنوان اجزای کلیدی در فناوری‌های فوتونیک به دلیل توانایی انتقال دقیق و کنترل‌شده نور بین تارها و موجبرها، نقش مهمی در تقویت بازدهی سیستم‌های نوری ایفا می‌کنند [۶]. در این مقاله از یک موجبر توری شامل قسمتهای بهسازی شده (apodized) دو پله‌ای بر پایه سیلیکون و سیلیکا استفاده شد که منجر به افزایش بازدهی انتقال نوری می شود.

## مبانی نظری

برای انتقال نور از تار نوری به درون موجبر نیازمند یک جفتگر با کمترین اتلاف و بیشترین بازدهی هستیم که جفتگر توری عملکرد بهینه‌ای برای این عمل دارد. طراحی ساختار توری سه بعدی در شکل ۱-الف نشان داده شده است. میدان تابش شده توسط توری دارای یک توزیع درون صفحه‌ای در امتداد محور x است که توسط مد اولیه (پایه) موجبر بهسازی شده در ناحیه توری تعیین می‌شود (بصورت دو بعدی در شکل ۱-ب نشان داده شده است). توزیع میدان تابشی در امتداد محور z در شکل ۱-ج نشان داده شده است. برای شبکه‌های یکنواخت (شکل و توزیع ناپیوستگی ثابت) میدان تابشی یک توزیع شبه-نمایی را نشان می‌دهد (خط زرد در شکل ۱-ج) [۱].

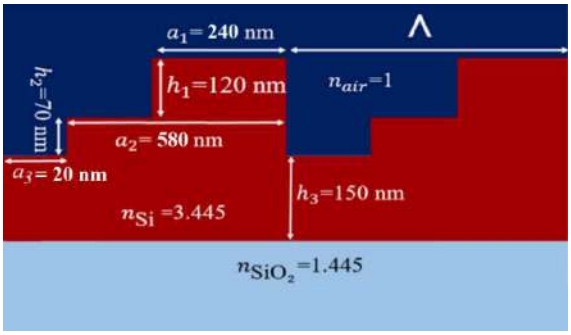



*شکل ۱: طرحواره جفتگر توری تراشه فوتونیکی به تار نوری. الف) ساختار سه بعدی که مقطع تار نوری و توری جفتگر به ترتیب با استوانه خاکستری و توری زرشکی نشان داده شده است ب) مدل دو بعدی صفحه x-z، مد پایه خروجی از موجبر اتصال میانی (خط سبز)، تغییرات موج ورودی در ابتدای توری موجبر قابل دسترسی (خط زرد) و انتشار در ناحیه نزدیک به مقطع تار نوری (خط سیاه) ج) مدل دو بعدی صفحه z - y، توزیع مد پایه در امتداد محور y مد خروجی از موجبر اتصال میانی (خط سبز)، میدان پراشیده از توری (خط زرد) و میدان ورودی به تار نوری (خط سیاه) [۱].*

بسته به نسبت بین گام طولی ʌ، طول موج λ و ضریب شکست موثر $n_{eff}$، ساختارهای تناوبی را می‌توان به سه صورت پراشی، غیر پراشی و بازتابی طبقه بندی کرد [۱]. ساختار یک دوره تناوب توری دو پله ای در شکل ۲ نشان داده شده است. در جفتگرهای توری از ساختار پراشی استفاده می شود و گام طولی آن بصورت رابطه زیر است:

$$\frac{\Lambda}{\lambda} > \frac{1}{n_{eff} + Max\{n_{Ucladd}, n_{Bcladd}\}} \qquad (۱)$$

که مطابق شکل۲، پارامترهای ʌ و λ به ترتیب گام توری و طول موج، $n_{eff}$ ضریب شکست موثر، $n_{Ucladd}$ و $n_{Bcladd}$ به ترتیب ضریب شکست پوشش (هوا) و زیر لایه پایینی (سیلیکا) است که در شکل ۲ نشان داده شده است.




*شکل ۲: هندسه دو توری دو پله‌ای در ابتدای جفتگر توری با Λ= ۶۰۰ nm.*

در ساختارهای پراشی، هارمونیک‌های معینی تحت زاویه $\theta_k$ از ساختار پراشیده می‌شوند. این هارمونیک‌ها دارای یک مولفه میدان طولی ($\beta_{Rkz}$) در زیر لایه و پوشش هستند که به صورت زیر تعریف می‌شود [۱]:

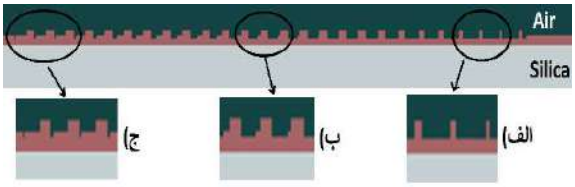
$$\beta_{Rkz} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{Ucladd} \sin\theta_k \qquad (۲)$$

بازدهی جفتگری تار نوری (Coupling Efficiency)، بصورت توان مد پایه نور جفت شده به تار نوری ($P_{Fiber}$) نسبت به توان نور وارد شده به توری ($P_{Inc}$) مطابق رابطه ۳ تعریف می‌شود که $P_{Inc}$ توسط مد پایه در موجبر دسترسی (access waveguide) حمل می‌شود [۷]:

$$CE = \frac{P_{Fiber}}{P_{Inc}} \qquad (۳)$$

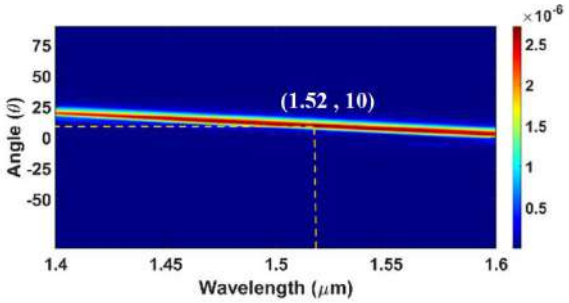
## طراحی و شبیه‌سازی جفتگر توری

جفتگر توری پیشنهادی یک موجبر از جنس Si در پوشش و زیر لایه ای به ترتیب از جنس هوا و $SiO_2$ می‌باشد که در نرم افزار لومریکال بخش FDTD شبیه‌سازی شده است. موجبر بصورت توری دو پله بگونه‌ای طراحی شدکه طول پله بالایی همواره کوچکتر از طول پله پایینی باشد $a_1 \le a_2$. هندسه دوبعدی جفتگر توری بهسازی شده با گام طولی Λ=۶۰۰ nm و توری با طول کل ۱۵۱۰۰ nm طراحی شد که در شکل ۳ قابل مشاهده است.



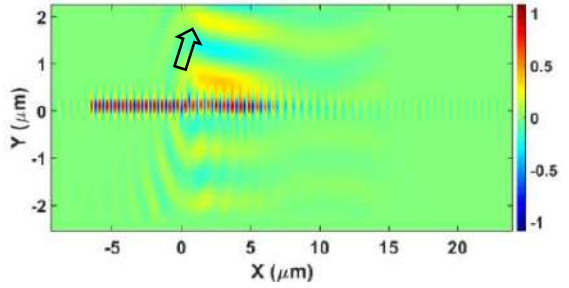

*شکل ۳: هندسه دوبعدی جفتگر توری بهسازی شده با گام Λ ثابت و طول متغیر پله ها . الف) ساختار توری با $a_1=a_2$ در انتهای توری ، ب) ساختار پله‌ای در میانه توری با $a_1 \le a_2$ و ج) ساختار پله‌ای با $a_1 \le a_2$ در ابتدای توری.*

مطابق شکل ۴ برای این پیکربندی، زاویه قرارگیری تارنوری نسبت به خط عمود (محور y) بر سطح توری ۱۰ درجه در طول موج ۱۵۲۰ nm است.



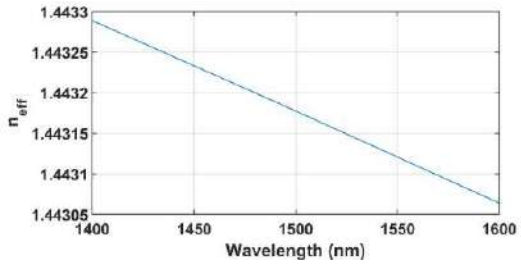

*شکل ۴: زاویه ۱۰ درجه قرارگیری تارنوری نسبت به خط عمود در بالای توری در طول موج ۱۵۲۰ nm.*

همچنین مسیر پرتو پراشیده شده از سطح توری (پیکان) بصورت دوبعدی در طول موج ۱۵۲۰ nm با زاویه ۱۰ درجه نیز در شکل ۵ قابل مشاهده است.



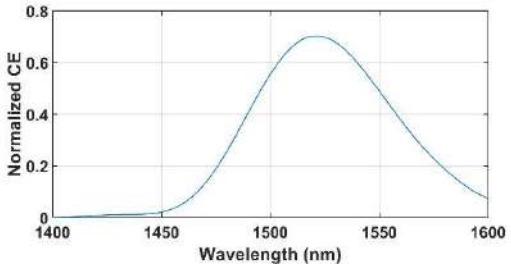

*شکل ۵: پرتو پراشیده شده از توری در طول موج ۱۵۲۰ nm در شبیه‌سازی دو بعدی.*

طبق معادله (۱)، یکی از پارامترهای مهم در ساختار پراشی $n_{eff}$ است که باید از رابطه $n_{cladd} < n_{eff} < n_{Core}$ پیروی کند. همان‌طور که در شکل ۶ نشان داده شده است، $n_{eff}$ در طول موج ۱۵۲۰ nm حدود ۱/۴۴۳۱۶ می‌باشد.




*شکل ۶: ضریب شکست موثر ۱/۴۴۳۱۶ برای این جفتگر توری در طول موج ۱۵۲۰ nm.*

بدلیل کاهش ابعاد پله توری در امتداد موجبر، هنگامی که موقعیت مکانی و زاویه قرارگیری تارنوری بر روی توری ثابت باشد، بازدهی جفتگری تا ۷۰ درصد افزایش می‌یابد که در شکل ۷ قابل مشاهده است. پهنای باند ۳ دسی بل این جفتگر نیز حدود ۹۰ nm است.




*شکل ۷: بازدهی جفتگری ۷۰ درصد با پهنای باند ۳ دسی بل ۹۰ nm در طول موج ۱۵۲۰ nm با قرارگیری تارنوری در بالای سطح توری.*

## نتیجه‌گیری

در این تحقیق یک جفتگر توری پله‌ای بصورت بهسازی شده از جنس سیلیکون با زیرلایه سیلیکا طراحی شد. تارنوری در زاویه ۱۰ درجه نسبت به خط عمود در بالای سطح توری و بدون تماس با آن قرار داده شد. همچنین بازدهی جفتگری نور از تراشه به تار نوری در طول موج ۱۵۲۰ nm برابر ۷۰درصد شد.

## سپاسگزاری

با کمال احترام و قدردانی از Dr. Robert Halir و Dr. Laureano Moreno-Pozas در Universidad de Málaga در کشور اسپانیا، که با راهنمایی‌های بی دریغ خود مرا در طول مسیر تحقیقاتی این مقاله یاری کردند. از زحمات و توجه ایشان عمیقا قدردانی می‌کنم.

## مرجع‌ها

[1] Alonso-Ramos, C., Photonic chip interconnects and integrated polarization management for coherent communication. 2014.

[2] Taillaert, D., et al., Grating couplers for coupling between optical fibers and nanophotonic waveguides. Japanese Journal of Applied Physics, 2006. 45(8R): p. 6071.

[3] Hoppe, N., et al., Ultra-efficient silicon-on-insulator grating couplers with backside metal mirrors. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2019. 26(2): p. 1-6.

[4] Barkai, A., et al., Double-stage taper for coupling between SOI waveguides and single-mode fiber. Journal of Lightwave Technology, 2008. 26(24): p. 3860-3865.

[5] Gunn, C., CMOS photonics for high-speed interconnects. IEEE micro, 2006. 26(2): p. 58-66.

[6] Vivien, L., et al., Light injection in SOI microwaveguides using high-efficiency grating couplers. Journal of Lightwave technology, 2006. 24(10): p. 3810-3815.

[7] Alonso-Ramos, C., et al., Fiber-chip grating coupler based on interleaved trenches with directionality exceeding 95%. Optics Letters, 2014. 39(18): p. 5351-5354.

# بررسی اثر کر حرارتی درنانوذرات نقره سنتز شده با عصاره گل گاوزبان

محمدرضا واعظ کاخکی[۱]، احسان کوشکی[۲]، جواد باعدی[۲]، حمید آخرت دوست[۳]

[۱]گروه زیست شناسی، دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار، ایران

[۲]گروه فیزیک، دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار، ایران

[۳]گروه فیزیک، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

**چکیده** –در این پژوهش، نانوذرات نقره به روش سنتز سبز و با استفاده از عصاره گیاه گل گاوزبان ( Echiumamoenum Fisch. &C.A.Mey.) تولید شده است. عصاره این گیاه حاوی ترکیبات آنتوسیانین، پلی‌فنول‌ها و اسیدهای چرب استئاریک گیاهی است و به عنوان کاهنده و پایدارکننده در تولید نانوذرات نقره استفاده شد. مشخصه‌یابی نانوذرات با استفاده از روش پراکندگی دینامیکی نور (DLS)، طیف‌سنجیUV-Visible و روش Z-scan انجام شد. اندازه‌گیری‌ها نشان داد که نانوذرات پایدار با اندازه‌ای در حدود ۵۴ نانومتر سنتز شدند و استفاده از این عصاره موفقیت‌آمیز بوده است. افزودن چند قطره از عصاره به نانوکلویید موجب وضوح بیشتر قله پلاسمون سطحی موضعی (LSPR) شد. نتایج اندازه‌گیری‌های اپتیکی غیرخطی نشان داد که نانوذرات نقره تولیدشده توسط این روش رفتار اثر لنز حرارتی و جذب معکوس اشباع پذیر را نشان می‌دهند که به اثر الکتروستریکشن مرتبط است. این روش سنتز سبز می‌تواند منجر به تولید نانوذرات نقره پایدار و با عملکرد بالا شده و به عنوان روشی سازگار با محیط زیست و کم‌هزینه برای تولید نانوذرات در دستگاه‌های الکترو-اپتیکی مورد توجه قرار گیرد.

**کلیدواژه**-پلاسمون‌های سطحی جایگزیده، روبش زد، نانوذرات نقره، اثر الکتروستریکشن

# Investigating optical properties and electrostriction effect of silver nanoparticles synthesized with the extract of EchiumamoenumFisch. &C.A.Mey.

Mohammad Reza Vaez Kakhki[1], Ehsan Koushki[2], Javad Baedi[2], Hamid Akherat Doost[3]*

[1]Department of Biology, Faculty of science, Hakim Sabzevari University, Sabzevar, Iran

[2]Department of Physics, Faculty of science, Hakim Sabzevari University, Sabzevar, Iran

[3]Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

* hamidakherat@gmail.com

**Abstract**- In this research, silver nanoparticles were produced by the green synthesis method using the extract of the borage plant (EchiumamoenumFisch. &C.A.Mey.). The extract of this plant contains anthocyanin compounds, polyphenols and vegetable stearic fatty acids and was used as a reducer and stabilizer in the production of silver nanoparticles. Characterization of nanoparticles was done using dynamic light scattering (DLS), UV-Visible spectroscopy and Z-scan method. The measurements showed that stable nanoparticles with a size of about 54 nm were synthesized and the use of this extract was successful. Adding a few drops of the extract to the nanocolloid resulted in a higher resolution of the localized surface plasmon peak (LSPR). The results of nonlinear optical measurements showed that the silver nanoparticles produced by this method exhibit thermal lensing effect behavior and saturable inverse absorption, which is related to the electrostriction effect. This green synthesis method can lead to the production of stable and high-performance silver nanoparticles and is considered as an environmentally friendly and low-cost method for the production of nanoparticles in electro-optical devices.

**Keywords**: Localized surface Plasmon, Z-scan method, Ag nanoparticles, electrostriction effect

## مقدمه

خانواده گاوزبان(Boraginaceae) شامل حدود ۱۵۸ جنس و ۲۰۰۰ گونه می‌باشدEchiumamoenum ،. که در ایران به نام گاوزبان ایرانی و در بریتانیا به عنوان پر قرمز شناخته می‌شود، یکی از گیاهان دارویی مهم این خانواده است. این گیاه بومی ایران و قفقاز شمالی است و به دلیل خواص دارویی آن، در مناطق مختلف کشت می‌شود. گاوزبان معمولاً به صورت وحشی در ارتفاع حدود ۲۲۰۰ متر از سطح دریا یافت می‌شود و دارای ساقه‌ای راست با کرک‌های فراوان است که در تماس با پوست ممکن است خارش و التهاب ایجاد کند. گل‌های آن دارای خواص دارویی بوده و بهترین زمان برای برداشت آن‌ها، ماه سپتامبر یا شهریور است. گاوزبان از طریق بذر تکثیر می‌شود و در خاک‌های دارای زهکشی مناسب و pH اسیدی تا قلیایی رشد می‌کند [۲و۱].

با توجه به ترکیبات شیمیایی موجود در این گیاه، خواص دارویی متعددی به آن نسبت داده شده است که بخشی از آن‌ها در آزمایشات بالینی به اثبات رسیده‌اند. گل گاوزبان به دلیل خواص ضد اضطراب، آرام‌بخشی و ضد افسردگی از دیرباز در ایران مورد استفاده قرار گرفته است و ترکیبات فعال آن تأثیرات مثبتی بر سیستم عصبی مرکزی نشان داده‌اند. علاوه بر این، وجود آلکالوئیدهای پایرولیزیدین در این گیاه باعث مهار استیل‌کولین‌استراز می‌شود که می‌تواند در درمان بیماری‌هایی مانند آلزایمر و سرطان مؤثر باشد.

روش سنتز سبز نانوذرات فلزی و پلاسمونیک در سال‌های اخیر مورد توجه محققان بسیاری قرار گرفته است، زیرا این روش اقتصادی و سازگار با محیط زیست است. سنتز سبز نانوذرات با استفاده از عصاره گیاهان، علاوه بر اینکه غیر سمی است، به دلیل وجود ترکیبات فیتوشیمیایی در عصاره گیاه، پایداری بالاتری به نانوذرات می‌بخشد و از تجمع آن‌ها جلوگیری می‌کند. نانوذرات سنتز شده به روش‌های سبز امروزه کاربرد گسترده‌ای در دستگاه‌های زیست‌حسگر، کاربردهای کاتالیستی، و تولید حرارت خورشیدی دارند و همچنین در پزشکی، کشاورزی، و مطالعات زیستی به کار می‌روند.

در این پژوهش، از عصاره Echiumamoenum برای سنتز نانوذرات نقره استفاده شد. دسترسی آسان، قیمت نسبتاً پایین و اهمیت دارویی این گیاه به دلیل ترکیبات فیتوشیمیایی خاص نظیر آنتوسیانین‌ها و فلاونوئیدها، آن را به گزینه‌ای مناسب برای سنتز نانوذرات تبدیل کرده است. نانوذرات تولید شده به کمک این گیاه، پایداری و عملکرد بالایی دارند و می‌توانند در دستگاه‌های الکترو-اپتیکی به عنوان روشی کم‌هزینه و سازگار با محیط زیست به کار گرفته شوند. در این مقاله، ضریب شکست غیر خطی این نانوساختار که به خاطر اثر کر حرارتی است برای نخستین بار گزارش می شود.

## مواد و روش‌ها

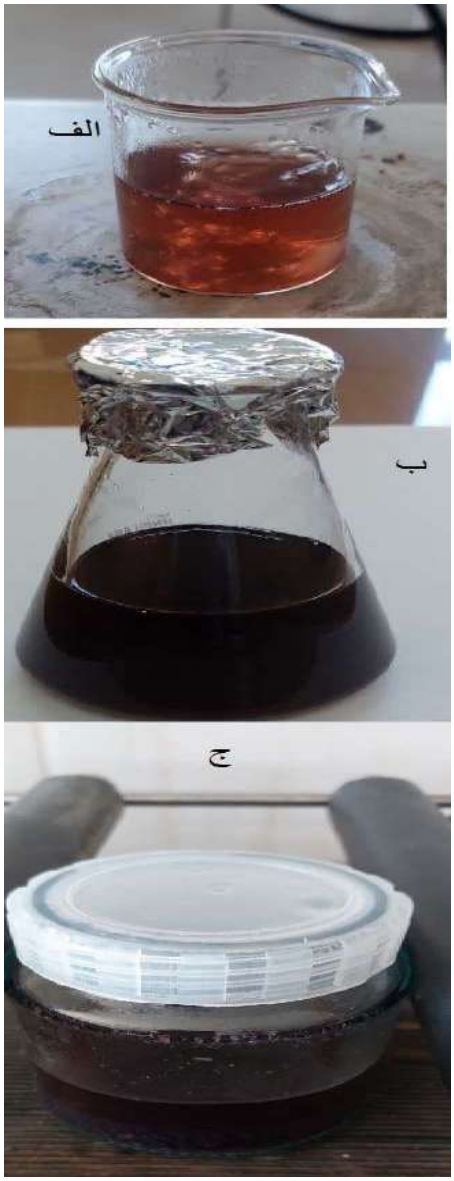
گل‌های باریج از شهر طبس(36°22′27.2″N) و (57°41′54.9″E) در استان خراسان رضوی، ایران، در ماه ژوئن جمع‌آوری شدند. به‌منظور تهیه عصاره گل، پنج گرم پودر گل به ۱۰۰ میلی‌لیتر اتانول ۷۰٪ اضافه شد. این مخلوط به مدت ۱۰ دقیقه در دمای ۵۰ درجه سانتی‌گراد قرار گرفت و سپس به مدت دو ساعت در سرعت ۳۰۰ دور بر دقیقه تکان داده شد. عصاره حاصل از فیلتر کاغذی واتمن No. 2 عبور داده شد تا عصاره‌ای شفاف به‌دست آید. پس از ۲۰ دقیقه، عصاره به رنگ قرمز و شفاف تبدیل شد و برای تولید نانوذرات نقره استفاده شد.

برای سنتز نانوذرات نقره، ابتدا ۱.۷۵ میلی‌گرم نقره نیترات در ۱۰ میلی‌لیتر آب مقطر حل شد و به‌مدت ۷ دقیقه با سرعت ۶۰۰ دور بر دقیقه در دمای ۹۲ درجه سانتی‌گراد هم‌زده شد. سپس، پنج میلی‌لیتر عصاره گیاهی رقیق‌شده با آب مقطر به دمای جوش رسانده شد و به‌طور ناگهانی به محلول نقره نیترات داغ اضافه شد. این مخلوط به مدت ۱۰ دقیقه هم‌زده شد و سپس از همزن خارج شده تا به دمای اتاق برسد[۳].

نانوذرات نقره سبز سنتز شده در محلول به‌دست آمده به‌وسیله روش‌های مختلف مورد بررسی قرار گرفت. طیف‌سنجی UV-Vis در محدوده ۳۰۰ تا ۸۰۰ نانومتر با استفاده از اسپکتروفوتومتر PhotonixAr 2015 انجام شد. توزیع اندازه ذرات با استفاده از دستگاه Malvern Zetasizer 3000 اندازه‌گیری شد. برای اندازه‌گیری خاصیت غیرخطی نانوذرات، از روش Z-scan با استفاده از لیزر دیود بنفش (λ = 405nm) و آشکارساز فوتوسل استفاده شد.

در این تحقیق، ترکیب‌های شیمیایی مختلفی از جمله آنتوسیانین‌ها، آلکالوئیدها، ترپن‌ها و فلاونوئیدها در گیاه مورد

مطالعه شناسایی شده‌اند که برخی از آن‌ها به دلیل خاصیت آنتی‌اکسیدانی خود قادر به کاهش و تثبیت نانوذرات نقره هستند. از جمله این ترکیب‌های می‌توان به اسید روزمارینیک، ۷-آنژلوئیل رترونوسین، کادی‌نین، و فلاونوئیدها اشاره کرد. همچنین، چهار ترکیب اصلی آنتوسیانین شامل سیانیدین-۳-گلوکوزید، سیانیدین کلرید، سیانیدین-۳-روتینوزید و پلارگونیدین-۳-گلوکوزید از عصاره بوره شناسایی شدند.

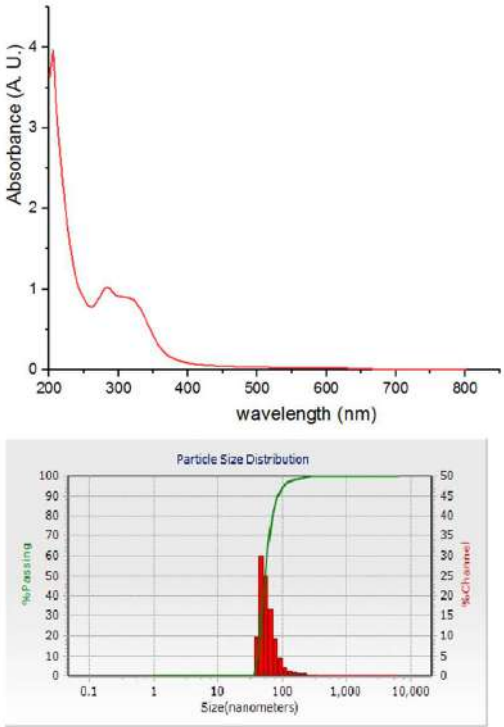



*شکل ۱: الف -نانوکلوئیدسبز .بوج .عصاره گیاه*

در تحقیقات مختلف، روش‌های استخراج به گونه‌ای اصلاح شدند که با استفاده از کمترین میزان مواد شیمیایی، بیشترین ترکیب‌های فیتوشیمیایی به‌دست آید. فرآیند بیوسنتز نانوذرات نقره شامل کاهش یون‌های نقره به اتم‌های نقره، تشکیل نانوذرات و تثبیت آن‌ها توسط ترکیب‌های گیاهی است.

طی آزمایش، نانوذرات نقره با اندازه‌ای در حدود ۴۳.۱ تا ۱۰۷.۵ نانومتر با استفاده از روش DLS شناسایی شدند. در بررسی‌های بعدی، اثرهای افزودن قطرات عصاره به محلول نانوذرات نقره بر ویژگی‌های نانوذرات مورد بررسی قرار گرفت که نشان داد با افزودن عصاره، تغییرهایی در منحنی‌های جذب UV-Vis مشاهده شد.

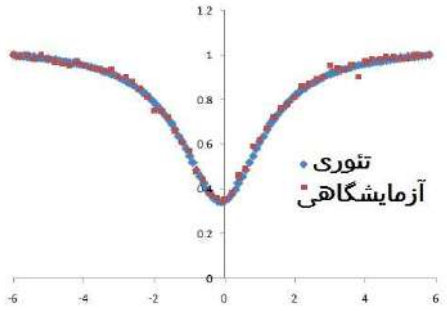
در نهایت، آزمایش‌های جذب غیرخطی با استفاده از منحنی‌های بسته و باز و برازش روبش زد آن‌ها با مدل‌های مربوطه انجام شد [۴] که نشان‌دهنده اثرهای جذب غیرخطی مثبت به دلیل جذب دو فوتونی و اثر الکترواستریکشن (در آزمایش دریچه باز) و لنز حرارتی (در آزمایش دریچه بسته) بود.



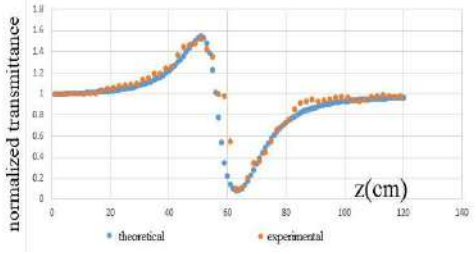

*شکل ۲. نمودارهای طیف جذبی و تحلیل پراکندگی دینامیکی نور نانو ذرات نقره سبز.*

در روش روبش زد، توان لیزر ۱۱.۵ میلی وات و شعاع کمر باریکه ۳۰ میکرون بدست آمد. گذردهی دریچه در آزمایش روبش با دریچه بسته S=0.11 انتخاب شد. نمودارهای روبش با دریچه

بسته و باز را در شکلهای ۳ و ۴ ملاحظه می‌کنید. مقادیر جذب غیر خطی و شکست غیر خطی به ترتیب $n_2 = -3.5\times10^{-7}\,cm^2/W$ $\beta = 8.5\times10^{-2}\,cm/W$ از طریق برازش عددی بدست آمدند. مقدار منفی ضریب شکست غیر خطی نشان دهنده اثر کر حرارتی از نوع خودواگرایی است که از آن به اثر کر حرارتی نیز یاد می‌شود و نتیجه انبساط محلی کلوئید در ناحیه تابش، رقیق شدن آن و در نتیجه کاهش ضریب شکست با افزایش شدت تابش است. این مقدار برای نانوکلوئید سبز حاصل، عددی نمتوسط و نسیتا زیاد برای این دامنه از شدت لیزر تابشی است.




*شکل۳. نمودارهای روبش زد با دریچه باز.*




*شکل۴. نمودارهای روبش زد با دریچه بسته.*

## نتیجه‌گیری

در این مطالعه، یک روش سبز جدید برای سنتز نانوذرات نقره با استفاده از عصاره EchiumamoenumFisch. & C.A. Mey. توسعه داده شد. عصاره این گل که غنی از آنتوسیانین‌ها و اسیدهای چرب گیاهی است، در کاهش یون‌های نقره و تثبیت نانوذرات نقش مؤثری ایفا کرد. شناسایی نانوذرات با استفاده از تحلیل‌های پراکندگی دینامیکی نور (DLS)، طیف‌سنجی UV-Visibleو روش روبش زد با دریچه باز و بسته انجام شد. نانوذرات سنتز شده دارای اندازه متوسط ۵۴ نانومتر و پایدار بودند. بارگذاری عصاره گل روی نانوذرات موجب تقویت دید نوار پلاسمون سطحی محلی (LSPR) شد. همچنین تأثیر عصاره بر طیف جذب و تغییرات جذب غیرخطی نیز مورد بررسی قرار گرفت. اندازه‌گیری‌های Z-scan با دریچه باز نشان داد که نانوذرات رفتار جذب معکوس اشباع را نشان می‌دهند که به اثرات جذب چند فوتونی و الکترواستریکشن نسبت داده می‌شود. مقدار منفی ضریب شکست غیر خطی نیز به اثر عدسی حرارتی یا کر حرارتی نسبت داده شده است. این روش سنتز سبز، روشی دوستدار محیط زیست، کم‌هزینه و تولیدکننده نانوذرات نقره پایدار است که پتانسیل کاربرد در دستگاه‌های الکترو-اپتیکی را دارد. با توجه به محتوای بالای آنتی‌اکسیدان‌های گیاه، این گیاه احتمالاً می‌تواند نانوذرات نقره با بازده بالا تولید کند. این مطالعه می‌تواند منجر به تحقیقات بیشتر برای سنتز سبز نانوذرات فلزات اکسیدهای فلزی دیگر با استفاده از این گیاه در آینده شود.

## مرجع‌ها

**[1]** Moazzami Farida, S.H. et al. (2019). Echium amoenum Fisch. & C.A. Mey.Echium maculatum L.Boraginaceae. In: Batsatsashvili, K., Kikvidze, Z., Bussmann, R. (eds) Ethnobotany of the Mountain Regions of Far Eastern Europe . Ethnobotany of Mountain Regions. Springer, Cham. https://doi.org/10.1007/978-3-319-77088-8_54-2

**[2]** Akbari Nia A, Frajollahi A (2001) Phenological study of some medical plants in Qazvin. Iranian Journal of Medicinal and Aromatic Plants Research 8(1):17–25.

**[3]** M. R. Vaezi Kakhki,E. Koushki, Sh Khalilzadeh,· M. MahdaviPouyaGreen Synthesis and Characterization of Silver Nanoparticles UsingEchiumamoenumFisch. &C.A.Mey. Extract: Colorimetric Assayand Nonlinear Optical Absorption. Plasmonics (2024) 19:2483–2492.

**[4]** B. Maleki· E Koushki· H Alinezhad · M. Tajbakhsh1 M. Ghani S. Peiman, F. Ghasempour Nesheli Third-order nonlinear optical properties of unsymmetrical tetrazole-based dyes and study the effect of electrostriction on reverse saturation absorption. Applied Physics A (2023) 129:402.

# لبه‌یابی با استفاده از تکانه زاویه‌ای مداری در تصویربرداری گوست گزینشی

سجاد رجبی قلعه[۱]، سهراب احمدی کندجانی[۱]، رضا خردمند[۱] و بابک علیائی‌فر[۲]

[۱]دانشکده فیزیک و پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز-ایران.

[۲]پژوهشکده علوم مواد و فناوری، دانشگاه بیلکنت، آنکارا، ترکیه

**چکیده** – یکی از روش های مرسوم در حوزه تصویربرداری، تصویربرداری گوست می باشد. در این نوع تصویربرداری، جسم موردنظر به صورت مستقیم در مقابل دوربین قرار نمی گیرد. در این کار نتایج تاثیر تکانه زاویه ای مداری نور را درتصویربرداری گوست محاسباتی گزینشی با منبع کلاسیکی بررسی شده است. با اعمال تکانه زاویه‌ای مداری نور بر روی یک جسم و با استفاده از همبستگی بین OAM، توانسته شد که لبه‌های جسم آشکارسازی شود، که تاثیر تکانه زاویه‌ای مداری نور به صورت تئوری در تصویربرداری گوست محاسباتی گزینشی بررسی شده است و تصاویر بدست آمده با و بدون اعمال تکانه زاویه‌ای مداری بررسی شده است. نتایج نشان می دهند که در تصاویر با اعمال تکانه زاویه‌ای مداری، لبه های جسم به صورت کامل قابل مشاهده است و دارای کیفیت بهتر نسبت به حالت بدون اعمال تکانه هست.

**کلیدواژه**- تصویربرداری گوست، تکانه زاویه ای مداری، لبه یابی وSNR

# Edge Detection by Orbital Angular Momentum in the Selective Computational Ghost Imaging

*Sajjad Rajabi-Ghaleh[1], **Sohrab Ahmadi-Kandjani[1], ***Reza Kheradmand[1], and ****Babak Olyaeefar[2]

[1]Faculty of physics and RIAPA, University of Tabriz, Tabriz, Iran

[2]UNAM - Institute of Materials Science and Nanotechnology, Bilkent University, Ankara, 06800, Turkey

*S_rajabi@tabrizu.ac.ir, **S_ahmadi@tabrizu.ac.ir, ***R_kheradmand@tabrizu.ac.ir,
****Babak.olyaeefar@unam.bilkent.edu.tr

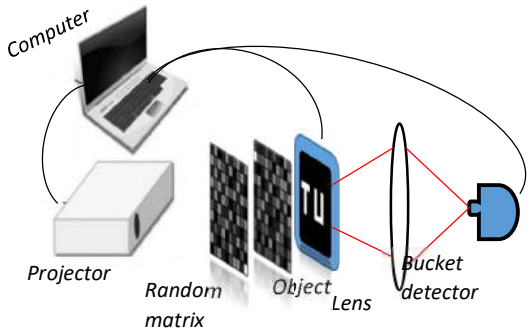
**Abstract**- Ghost imaging is one of the conventional methods in the field of imaging that has received attention in recent years. In this imaging, the object is not placed directly in front of the camera. In our work, the effect of orbital angular momentum (OAM) of light in selective computational ghost imaging (SCGI) with a classical source has been investigated. By applying the OAM of light on an object and using the correlation between OAM, it was possible to reveal the edges of the object, and the effect of the orbital angular momentum of light has been theoretically investigated in selective computational ghost imaging. The obtained images have been checked with/without applying OAM. The results show that in the images with OAM, the edges of the object are fully visible and have better quality than the case without OAM.

**Keywords**: Computational ghost imaging, Orbital angular momentum, Edge detection, SNR

## مقدمه

تصویربرداری گوست روش جدیدی است که تقریبا از چند دهه‌ی پیش کار خود را آغاز کرده است. در این تکنیک، تصویر یک جسم با استفاده از همبستگی شدت‌های دو باریکه ( دو مسیر متفاوت) بدست می‌آید. در یکی از مسیرها (بازوی جسمی)، باریکه نوری به جسم برخورد می‌کند و نور انعکاسی/عبوری از آن به یک آشکارساز بوکت می‌رسد و در مسیر دوم (بازوی مرجع)، نور بدون برخورد به جسم و به صورت مستقیم به آشکارساز آرایه‌ای CCD می‌رسد و با استفاده از همبستگی شدت‌های خروجی از دو آشکارساز، تصویر گوست بازسازی می‌شود[۱]. اولین بار تصویربرداری گوست در سال ۱۹۹۵ توسط پیتمن و همکارانش انجام شده است [۲]. شاپیرو [۳] ستآپ تصویربرداری گوست محاسباتی را مطرح کرد که در آن بازوی مرجع با استفاده از محاسبات عددی جایگزین می‌شود و فقط بازوی جسمی برای تصویرسازی پیاده می‌شود. این کار شاپیرو به وسیله ادگار و همکارانش [۴] با پیاده‌سازی ستآپ آن تکمیل گردید. سپس احمدی و همکارانش روشی به نام تصویربرداری گوست محاسباتی گزینشی را مطرح کردند [۵] که در آن یک نقطه با شدت بالا نسبت به پس زمینه، جسم را جاروب می کند و تصویری از جسم بدست می آید. در این کار نیز از تصویربرداری گوست محاسباتی گزینشی استفاده شده است شکل ۱ را ببینید. در سال ۲۰۱۸ لبه یابی با استفاده از تصویربرداری گوست معمولی توسط احمدی و همکارانش انجام شده است [۶].

پویین‌تینگ در سال ۱۸۸۴ طبق معادلات ماکسول نشان داد که تابش الکترومغناطیسی حامل تکانه و انرژی می‌باشد. تکانه دارای دو نوع تکانه خطی و زاویه‌ای باشد که تکانه زاویه‌ای دارای یک بخش اسپینی و یک بخش مداری است. اگر بردار قطبش نور بچرخد، نور دارای تکانه زاویه‌ای اسپینی می‌باشد؛ اما اگر ساختار فازی باریکه بچرخد، نور دارای تکانه زاویه‌ای مداری (OAM) می‌باشد، که با پروفایل فازی $e^{il\varphi}$ مشخص می شود که $\varphi$ مختصات زاویه‌ای و $l$ مقدار سمتی که مقدار صحیح مثبت یا منفی است، چنین موجی را جبهه موج حلزونی می‌گویند اولین بار آلن و همکارانش در سال۱۹۹۲ چنین جبهه موجی را توصیف کردند [۷و۸].




*شکل ۱. ست آپ تصویربرداری گوست گزینشی محاسباتی*

ما در این کار با اعمال پروفایل فازی در تصویربرداری گوست محاسباتی گزینشی کلاسیکی به صورت تئوری لبه‌های جسم را بدست آوردیم. که لبه های جسم در بررسی تصاویری همانند پزشکی که به جزئیات نیاز است کاربرد فراوانی دارد.

روش‌هایی که برای تصویربرداری گوست مطرح می‌شود، هم برای بهبود کیفیت تصویر و هم برای پایین بردن تعداد شات برای تصویربرداری گوست می‌باشد. در این کار هم کیفیت تصویر بالا برده شده است و هم در تعداد شات پایین به تصویر دست یافته شده است.

## تئوری و نتایج

در تصویر برداری گوست محاسباتی با تکانه زاویه‌ای، علاوه بر اعمال فاز کاتوره‌ای$\varphi_{r(x,y)}$، پروفایل فازی جبهه موج حلزونی $e^{il\varphi}$ با $l=1$ نیز به باریکه اعمال شده است که با اعمال این پروفایل فازی، تصویری از لبه های جسم مشخص شده است. بنابراین با اعمال $e^{il\varphi(x,y)}$ ، شدت عبوری از جسم به وسیله آشکارساز بوکت اندازه‌گیری می‌شود:[۸]

$$B_r = \int dxdy I_r(x,y) e^{il\varphi} T(x,y) \qquad (۱)$$

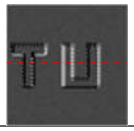
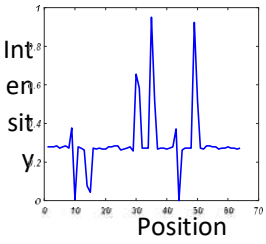
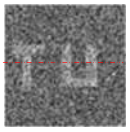
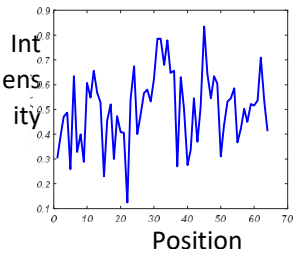
T تابع عبور جسم، $B_r$ شدت اندازه گیری بوکت و $I_{r(x,y)}$ شدت میدان ورودی که با رابطه‌ی زیر داده می شود:

$$I_r = \left|E^{(in)} e^{i\varphi_r(x,y)}\right|^2 e^{il\varphi} \qquad (۲)$$

که در نهایت تصویر گوست بازسازی شده، با استفاده از معادله همبستگی زیر بدست می آید:

$$G(x,y) = \frac{1}{N}\sum_{r=1}^{N} (B_r - \qquad (۳)$$
$$\langle B\rangle) I(x,y) = \langle BI(x,y)\rangle - \langle B\rangle\langle I(x,y)\rangle$$

*جدول۱. نتایج حاصل از تصویربرداری گوست محاسباتی گزینشی در با OAM و بدون OAM*

| | | |
|---|---|---|
| آ | تصویر اصلی  | |
| ب | تصویربرداری گوست گزینشی با OAM  | تصویربرداری گوست گزینشی با OAM  |
| پ | تصویر نهایی با OAM  | |
| ت | نمودار شدت ردیف ۳۰ ام تصویر نهایی با OAM   | |
| ث | تصویربرداری گوست معمولی  | |
| ه | نمودار شدت ردیف ۳۰ ام تصویر نهایی با تصویربرداری گوست معمولی   | |

نتایج ارائه شده در جدول۱، یکبار برای تصویربرداری گوست محاسباتی بدون اعمال OAM و یکبار هم با OAM در نرم افزار MATLAB شبیه‌سازی شده است بدین صورت که ماتریس کاتورهای 64×64 (A) به عنوان باریکه ورودی مدوله شده با الگوهای فازی $\varphi_{r(x,y)}$ در نظر گرفته شده است و یک ماتریس 2×2 (B) با فازهای ۰، $\pi/2$، $\pi$، $2/\pi 3$ به ترتیب در نقاط (۲و۱)، (۱و۱)، (۱و۲) و (۲و۲) قرار گرفته شده‌اند که به عنوان نقاط با شدت بالا در تصویربرداری گوست گزینشی انتخاب شده اند، سپس ماتریس B در هر شات جسم را جاروب می کند که یکبار تصویر سمت راست جدول۱ب و یکبار هم تصویر سمت چپ جدول۱ب را بازسازی می‌کند که تصویر نهایی حاصل از دو تصویر بالا در جدول۱پ با تفریق آنها بدست می آید. تصویر حاصل از تصویربرداری گوست معمولی نیز در قسمت ث بدست آمده است و نمودار شدت ردیف ۳۰ ام هر تصویر در قسمت ت و ه به ترتیب برای حالت OAM و بدون OAM آورده شده است که نشان می دهد لبه ها به طور کامل در حالت OAM بازسازی شده است. تعداد شات برای بازسازی هر دو تصویر ۱۰۲۴ شات می باشد. مقدار سیگنال به نویز SNR که کیفیت تصویر را بیان می کند به ترتیب برای حالت OAMو بدون OAM به ترتیب ۰.۶۸۲۹ و ۰.۵۳۹۵ می باشد که حالت OAM کیفیت بهتری نسبت به حالت بدون OAM دارد.

## نتیجه‌گیری

لبه های یک جسم با استفاده از روش تصویربرداری گوست محاسباتی گزینشی با اعمال تکانه زاویه ای مداری انجام شده است و تصاویر بازسازی شده با تصویربرداری گوست معمولی مقایسه شده است و نتایج نشان می دهند که لبه ها به طور کامل بازسازی شده اند و به ازای تعداد شات یکسان در هر دو تصویربرداری، تصویربرداری گوست گزینشی با OAM دارای کیفیت و وضوح تصویر بهتری نسبت به تصویربرداری معمولی بدون OAM دارد.

## مرجع‌ها

**[1]** J. H. Shapiro and B. I. Erkmen, “Ghost imaging: from quantum to classical to computational,” AIP Conf. Proc. 1110, 417–422 (2009).

**[2]** V. Strekalov and V. Sergienko, “Optical imaging by means of two photon quantum entanglement,” Phys. Rev. A 52, R3429 (1995).

**[3]** J. H. Shapiro, "Computational ghost imaging," Phys. Rev. A 78,061802 (2008).

**[4]** B. Sun, M. P. Edgar, R. Bowman, L. E. Vittert, S. Welsh, A. Bowman, and M. J. Padgett, "3D computational imaging with single-pixel detectors," Science 340, 844–847 (2013).

**[5]** Z. Mohammad, S. Ahmadi-Kandjani, and R. Kheradmand, "Optical encryption with selective computational ghost imaging," J. Opt. 16, 105405 (2014).

**[6]** Ghaleh SR, Ahmadi-Kandjani S, Kheradmand R, Olyaeefar B. "Improved edge detection in computational ghost imaging by introducing orbital angular momentum," Applied optics. Nov 10;57(32):9609-14 (2018).

**[7]** L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, "Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes," Phys. Rev. A 45, 8185–8189 (1992).

**[8]** A. M. Yao and M. J. Padgett, "Orbital angular momentum: origins, behavior and applications," Adv. Opt. Photon. 3, 161–204 (2011).

# تمرکز القای الکترومغناطیسی کنترل شده در یک موجبر اتمی نوری

پروین لطفی سوها ، مصطفی صحرایی و آذر وفافرد

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

**چکیده** – ما انتشار بدون پراش پرتو نوری در سامانه کوانتومی چهار ترازی نوع V را در مجاورت نانوساختار پلاسمونی مطالعه می کنیم. در ابتدا خواص جذب و پراکندگی خطی برای سامانه کوانتومی مورد مطالعه را که در تعامل با دو میدان لیزری است بررسی می کنیم سپس تأثیرشدت میدان کنترلی با نمایه لاگر-گاوسی (LG) را بر تمرکز پرتو کاوشگر در حضور نانوساختار پلاسمونی مورد بحث قرارمی دهیم. ما نشان خواهیم داد، قرار دادن یک نانوساختار پلاسمونی در فاصله نانومتری از سامانه اتمی و استفاده از یک میدان کنترلی با ساختار فضایی مناسب منجر به انتشار بدون پراش پرتو کاوشگر در سامانه اتمی می‌شود. انتقال بدون پراش می تواند برای کاربردهای مهمی مانند انتقال اطلاعات کوانتومی ، پردازش تصویر و تصویربرداری با کنتراست بالا استفاده شود.

**کلیدواژه**- بدون پراش، تمرکز نور، سامانه کوانتومی ، نانوساختار پلاسمونیک، لاگر-گاوسی

# Controlled electromagnetically induced focusing in an optical atomic waveguide

*Parvin Lotfi sooha, **Mostafa Sahrai, ***Azar Vafafard

Faculty of Physic, University of Tabriz, Tabriz, Iran

*Parvinlotfi@tabrizu.ac.ir, **sahrai@tabrizu.ac.ir, ***vafafard@tabrizu.ac.ir

**Abstract**- We present an exclusive method to adjust the light focusing. The proposed model contains a four-level double V-type quantum system near a plasmonic nanostructure (PN) that interacts with a weak probe light, and couples to an excited state by a control light with a Laguerre-Gaussian (LG) profile. We have examined the non-diffracting propagation of the Gaussian probe field through the proposed atomic system. We first studied the effect of PN on the optical properties of the atomic system. Then, Applying the LG control beam provided a spatially modulated refraction index in the atoms, which can create an optical waveguide-like structure inside the atomic medium. The proposed all-optical waveguide with high contrast can be used to implement applications such as image transfer through the medium and image processing.

**Keywords**: Laguerre-Gaussian, light focusing, non-diffracting, plasmonic nanostructure, quantum system

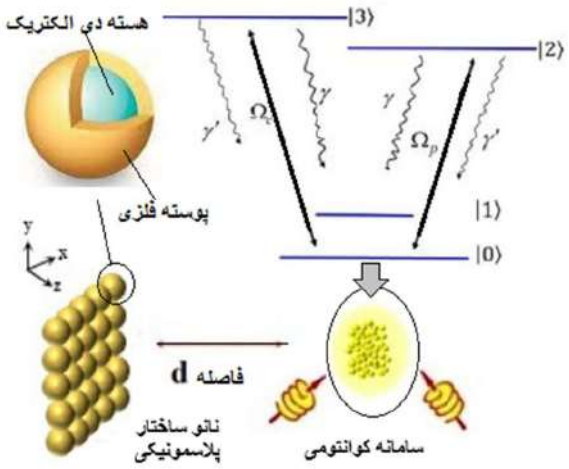
## مقدمه

پراش نوری باعث ایجاد محدودیت اساسی در تصویربرداری و تمرکز نور ابزارهای نوری در محدوده ی میکروسکوپی می‌شود. وجود پراش که هم در فضای آزاد و هم در محیط رخ می‌دهد، به طور ناخوشایندی بر انتشار نور تأثیر می‌گذارد. با توجه به کاربردهای گسترده در زمینه هایی مانند انتقال اطلاعات بدون اتلاف و هدایت پرتوهای نور به صورت کارآمد، راه حل های متعددی برای غلبه بر چنین محدودیتی ارائه شده است. گزارش های ارائه شده در این زمینه نشان می‌دهد که پراش پرتو نور در طول انتشار را می‌توان با عبور پرتو نور از یک محیط با مدولاسیون ضریب شکست فضایی متفاوت دستکاری کرد. در واقع اعمال یک میدان کنترلی با مشخصات فضایی، می‌تواند محیط را ناهمگن کند. در این حالت، پذیرفتاری محیط به شدت و مشخصات پرتو کنترلی وابسته است[۱]. در این تکنیک، بررسی اثرات ناشی از همدوسی کوانتومی مانند شفافیت القایی الکترومغناطیسی (EIT) در تنظیم خواص نوری برای تضعیف پراش مهم است[۲]. گزارشی از یک آزمایش بر اساس روش پیشنهادی نشان داده است که اثرات فضایی همراه با تولید پالس‌های EIT منجر به انتشار پرتو با پراش کنترل شده در یک

محیط نوری ضخیم می‌شود[۳]. با استفاده از EIT، القا شده توسط میدان های لیزری، پرتو کاوشگر به دلیل تداخل کوانتومی در مسیرهای متعدد، بدون جذب از سامانه اتمی عبور کرده و اعمال میدان لیزری کنترلی با نمایه گاوسی با ایجاد یک ضریب شکست فضایی متغیر در محیط EIT متعاقباً تمرکز میدان لیزری ضعیف را سبب می‌شود[۴]. این روش تمرکز پرتو که به عنوان فوکوس القای الکترومغناطیسی (EIF) شناخته می شود، در یک سامانه اتمی سرد نیز مورد مطالعه قرار گرفته است [۵]. در این تحقیق یک روش انحصاری برای تنظیم تمرکز نور ارائه می‌دهیم. هدف این است که نرخ واپاشی اتمی را با قرار دادن یک نانوساختار پلاسمونیک (PN) در نزدیکی یک سامانه اتمی چهار ترازی اصلاح کنیم.

## معادله‌های ریاضی

مدل پیشنهادی نشان داده شده در شکل (۱) شامل یک سامانه کوانتومی چهار ترازی نوع V است که با یک نور کاوشگر گاوسی ضعیف تعامل دارد، و همچنین توسط یک نور کنترلی با نمایهلاگر-گاوسی (LG) به حالت برانگیخته جفت می‌شود. این سامانه‌ی اتمی می‌تواند به وسیله ساختار فوق ریز اتم $^{87}Rb$ ، محقق شود. در این پژوهش گذارهای خودبخودی $|2\rangle \to |0\rangle$ و $|3\rangle \to |0\rangle$ را در خلاء در نظر گرفته‌ایم طوری که با هم تداخل نداشته باشند. در مقابل گذارهای $|2\rangle \to |1\rangle$ و $|3\rangle \to |1\rangle$ را در ناحیه‌ی طیفی نانوساختار پلاسمونی فرض کرده‌ایم، بنابراین تحت تأثیر محیط پلاسمونیک، نرخ واهلش و تداخل کوانتومی بین آن‌ها می‌تواند تغییر کند. بقیه جملات واهلشی را نیز در خلاء در نظر گرفته‌ایم. میدان الکتریکی کل در برهمکنش با سامانه به فرم $\vec{E}(t) = \hat{\varepsilon}_+ g_p \cos(\omega_p t) + \hat{\varepsilon}_- g_c \cos(\omega_c t)$ است، که در آن $g_p$ و $g_c$ دامنه های میدان الکتریکی هستند، در حالی که $\omega_p$ و $\omega_c$ به ترتیب فرکانس های زاویه ای میدان های کاوشگر و کنترلی را نشان می‌دهند. ما فرض می کنیم که هر دو میدان دارای فرکانس های مساوی $\omega_p = \omega_c = \omega$ هستند.




*شکل ۱: سامانه اتمی در مجاورت نانوساختار کوانتومی*

نانوساختار پلاسمونیک مورد استفاده در این تحقیق، آرایه دوبعدی از نانوکره های سیلیکا با پوشش طلا است. فرض کرده ایم، سامانه کوانتومی در فاصله $d$ از نانوساختار پلاسمونی قرار دارد و هر دو در خلاء قرار گرفته اند. مقادیر $\gamma$ و $\kappa$ را می‌توان با تانسور گرین الکترومغناطیسی دوتایی $G(\vec{r},\vec{r};\omega)$ به دست آورد. تغییر فاصله نانوساختار پلاسمونیک از سیستم اتمی، تداخل کوانتومی بین دو کانال انتشار خود به خودی و متعاقباً انتشار نور کاوشگر را تحت تأثیر قرار می دهد[۶].

$$\kappa \equiv \frac{\mu_0 \mu^2 \overline{\omega}}{2\hbar} \mathrm{Im}[G_{\perp}(r,\vec{r};\overline{\omega}) - G_{\parallel}(r,\vec{r},\overline{\omega})] \qquad (۲)$$

$$\gamma \equiv \frac{\mu_0 \mu^2 \overline{\omega}}{2\hbar} \mathrm{Im}[G_{\perp}(r,\vec{r};\overline{\omega}) + G_{\parallel}(r,\vec{r},\overline{\omega})] \qquad (۳)$$

پارامتر تداخل کوانتومی را به صورت $p = \frac{\Gamma_{\perp} - \Gamma_{\parallel}}{\Gamma_{\perp} + \Gamma_{\parallel}} = \frac{\kappa}{\gamma}$ معرفی می‌کنیم که به دلیل وجود نانوساختار پلاسمونیک ظاهر می شود. $\Gamma$ نرخ واهلش و شاخص $\parallel$ (⊥) نشان دهنده دوقطبی موازی (متعامد) در امتداد محور x (محور z) نسبت به سطح نانوساختار پلاسمونیک است. گسیل خودبخودی ممکن است از طریق مکانیسم تداخل کوانتومی بسته به $\Gamma_{\perp}$ و $\Gamma_{\parallel}$ افزایش یا کاهش یابد. هنگامی که سامانه کوانتومی از نانوساختار پلاسمونیک بسیار دور باشد، یعنی $\Gamma_{\parallel} = \Gamma_{\perp}$ و $\kappa = 0$، هیچ تداخل کوانتومی ظاهر نمی‌شود. مقادیر $\Gamma_{\perp}$ و $\Gamma_{\parallel}$ با توجه به فاصله سامانه از نانوساختار در جدول (۱) آورده شده است.

جدول ۱: مقادیر $\Gamma_\perp$ و $\Gamma_\parallel$ با توجه به فاصله سامانه اتمی از نانوساختار پلاسمونی

| فاصله (نانومتر) | $\Gamma_\perp/\Gamma_0$ | $\Gamma_\parallel/\Gamma_0$ |
|---|---|---|
| 31.2 | 1.774 | 0.021 |

هامیلتونین سامانه‌ی اتمی نشان داده شده در شکل (۱) را می‌توان با استفاده از ویژه‌حالت‌های انرژی اتم به صورت زیر بسط داد:

$$H = \hbar(-\delta - \frac{\omega_{32}}{2})|2\rangle\langle 2| + \hbar(-\delta + \frac{\omega_{32}}{2})|3\rangle\langle 3| \\ -(\frac{\hbar\Omega_p e^{i\varphi_p}}{2}|0\rangle\langle 2| + \frac{\hbar\Omega_c e^{i\varphi_c}}{2}|0\rangle\langle 3| + H.C.) \quad (۴)$$

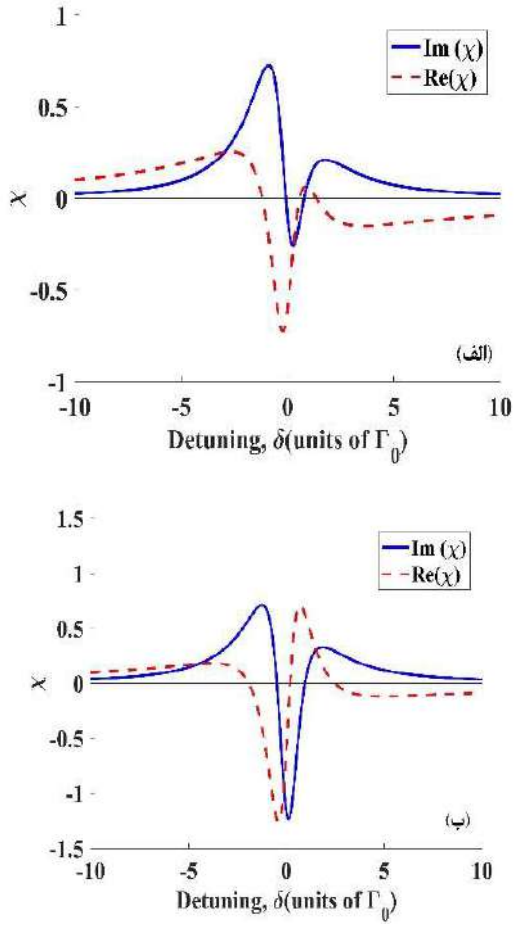
$\delta$ نامیزانی موجود در سامانه است، فرکانس رابی میدان کنترلی $\Omega_c = \mu' G/\hbar$ و فرکانس رابی میدان کاوشگر $\Omega_p = \mu' g/\hbar$ تعریف می‌شود. میدان کاوشگر دارای پروفایل گاوسی $\Omega_p = \Omega_{p0}\exp[-r^2/2w_p^2]$ و میدان کنترلی دارای پروفایل لاگر-گاوسی $\Omega_c = \Omega_0\sqrt{r^2/w_c^2}\exp[-r^2/2w_C^2]$ است. در حالیکه $\Omega_{c0}(\Omega_{p0})$ دامنه و $w_c(w_p)$، پهنای باریکه میدان کنترلی(کاوشگر) است. با استفاده از رابطه (۴) و استفاده از معادله لیوویل ، عناصر ماتریس چگالی به دست می آید. با توجه به عناصر ماتریس چگالی به دست آمده و با محاسبه $\rho_{02}$ ، پاسخ جذب و پراکندگی برای میدان کاوشگر توسط پذیرفتاری الکتریکی خطی تعیین می‌شود که از طریق معادله $\chi = \frac{2N\mu^2}{\varepsilon_0\hbar}\frac{\rho_{02}}{\Omega_p}$ تعریف می شود. با به دست آوردن پذیرفتاری الکتریکی سامانه، در ادامه برای مطالعه انتشار موج از معادلات ماکسول شروع کرده و معادله موج را به صورت شکل کلی معادله انتشار پالس در محیط پاشنده به دست می آوریم.

$$\frac{\partial\Omega_p}{\partial z} = \frac{i}{2k_p}(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2})\Omega_p + 2ik_p\chi\Omega_p \quad (۶)$$

معادله فوق معادله انتشار پاراکسیال نامیده می شود. که یک معادله دیفرانسیل جزئی (PDE) است عبارت اول در پرانتز در سمت راست نشان دهنده پراش است، در حالی که عبارت دوم مربوط پراکندگی و جذب پرتوکاوشگر است که به بخش های حقیقی و موهومی پذیرفتاری $\chi$ مربوط می شود.

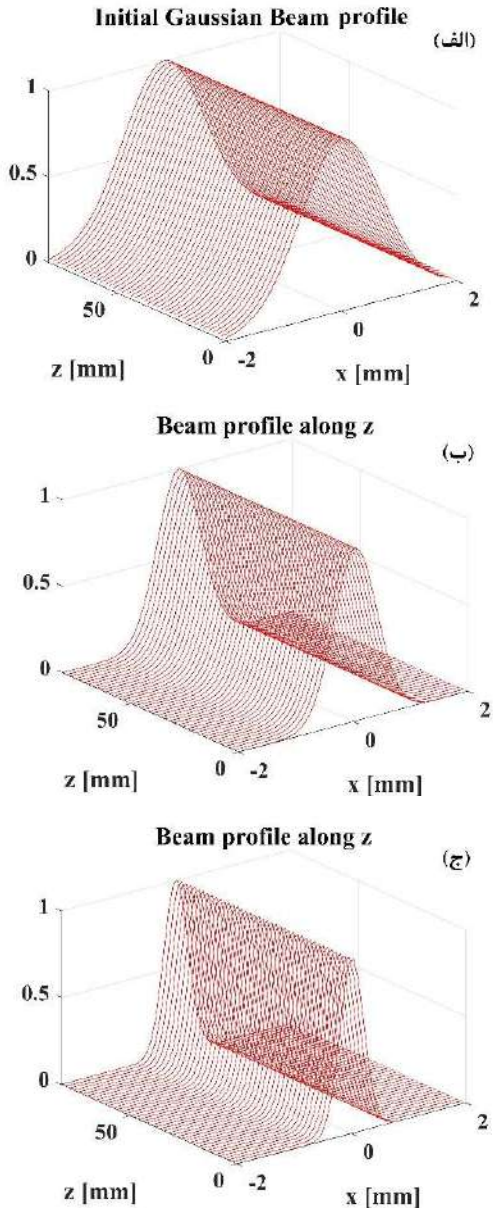
## نتیجه‌گیری

همان طور که در شکل (۲) مشاهده می‌شود ما ابتدا اثر نانوساختار پلاسمونیک و شدت میدان کنترلی را بر خواص نوری سامانه اتمی بررسی کردیم. نتایج به دست آمده نشان می دهد حضور نانوساختار پلاسمونیک در مجاورت سامانه اتمی و افزایش شدت میدان کنترلی به صورت همزمان در تنظیم نرخ انتشار خود به خودی بسیار سودمند است.




شکل۲ : نمودار بخش حقیقی و موهومی پذیرفتاری الکتریکی برحسب نامیزانی میدان کاوشگر در فاصله ثابت $d = 31.2$ نانومتر از نانو ساختار. (الف) $\Omega_{c0}/\Omega_{p0} = 1.5$، (ب) $\Omega_{c0}/\Omega_{p0} = 3$ سایر پارامترها $\omega_{32} = 1.5\Gamma_0$ و $\gamma' = 0.3\Gamma_0$، $\Gamma_\perp = 1.774\Gamma_0$ $\Gamma_\parallel = 0.021\Gamma_0$

سپس، در شکل (۳) انتشار یک میدان کاوشگر گاوسی را در سامانه اتمی پیشنهادی در فاصله ثابت از PN بررسی کردیم.




*شکل ۳: پروفایل انتشار سه بعدی پرتو کاوشگر برای حالت* $d = 31.2nm$ *. (الف) پرتو اولیه (ب)خروجی برای* $\Omega_{c0}/\Omega_{p0} = 1.5$ *.(ج) خروجی برای* $\Omega_{c0}/\Omega_{p0} = 3$ *. سایر پارامترهای انتخاب شده با شکل (۲) یکسان هستند.*

با اعمال پرتو کنترلی LG یک ضریب شکست مدوله شده فضایی در اتم‌ها ایجاد کرده و نشان دادیم که ساختار فضایی میدان کنترل به کمک نانوساختارهای پلاسمونیک می‌تواند برای انتقال پرتو کاوشگر در فاصله‌ای طولانی بدون پراش یا پراش تضعیف شده موثر باشد. حضور نانوساختار پلاسمونیک و میدان کنترلی منجر به دستکاری قابل‌توجهی در طیف‌های جذب و پراکندگی میدان کاوشگر می‌شود. این رفتار با توانایی نانوساختار در ایجاد تداخل کوانتومی بین کانال‌های انتشار خود به خودی به دست می‌آید. در واقع استفاده از پرتو کنترل LG و ایجاد یک ضریب شکست مدوله شده فضایی در اتم‌ها می‌تواند ساختاری شبیه موجبر نوری در داخل محیط اتمی ایجاد کند. موجبر تمام نوری پیشنهادی را می توان برای کاربردهای مهمی مانند انتقال تصویر از طریق رسانه، پردازش تصویر و تصویربرداری با کنتراست بالا مورد استفاده قرار داد.

## مرجع‌ها

**[1]** Dey, T. & Agarwal, G. Subdiffraction propagation of images using saturated absorption of optical transition. Opt. Lett. 34, 3199–3201 (2009).

**[2]** Kapoor, R. & Agarwal, G. Theory of electromagnetically induced waveguides. Phys. Rev. A 61, 053818 (2000).

**[3]** Vudyasetu, P. K., Starling, D. J. & Howell, J. C. All optical waveguiding in a coherent atomic rubidium vapor. Phys. Rev. Lett. 102,123602 (2009).

**[4]** Truscott, A., Friese, M., Heckenberg, N. & Rubinsztein-Dunlop, H. Optically written waveguide in an atomic vapor. Phys. Rev.Lett. 82, 1438 (1999).

**[5]** Verma, O. N. & Roy, S. Microwave field controlled electromagnetically induced focusing. Japan. J. Appl. Phys. 57, 08PF01 (2018).

**[6]** Paspalakis, E., Evangelou, S., Yannopapas, V. & Terzis, A. F. Phase-dependent optical effects in a four-level quantum system near a plasmonic nanostructure. Phys. Rev. A 88, 053832 (2013).

# کوک‌پذیرسازی طول‌موج لیزر رنگینه با فیلتر بلور دوشکستی

محمدرضا جعفری میلانی

پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی؛ پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای؛ تهران

**چکیده** – در این پژوهش تجربی، بلور دوشکستی کوارتز با محور اپتیکی واقع در صفحه بلور در داخل کاواک لیزر رنگینه حاوی محلول رودامین6G در اتانول با غلظت $10^{-4}$ mol/lit برای تنظیم طول‌موج آن استفاده شد. دمش لیزر رنگینه با هماهنگ دوم لیزر نئودمیوم یاگ Q سوئیچ انجام گرفت. با چنین آرایشی، تنظیم طول‌موج در ناحیه‌ای از ۵۸۷ nm تا ۵۹۷ nm امکان‌پذیر شد. همچنین پهنای پالس (FWHM) لیزر رنگینه در این بازه طول‌موجی حدود ۱ ns ± ۶ اندازه‌گیری شد.

**کلیدواژه**- لیزر رنگینه، فیلتر دوشکستی

## Wavelength tuning of a dye laser with a birefringent crystal filter

M. R. J. Milani

Photonics and Quantum Technologies Research School, NSTRI, Tehran, Iran

* mmilani@aeoi.org.ir

**Abstract**- A quartz birefringent crystal with an optical axis in the crystal plane was used inside the dye laser cavity containing a rhodamine 6G solution in ethanol @ $10^{-4}$ mol/lit to tune its wavelength. The dye laser was pumped by the second harmonic of a Q-switched Nd:YAG laser. With this setup, wavelength tuning was achieved in the range of 587 nm to 597 nm. Additionally, the pulse width (FWHM) of the dye laser in this wavelength range was measured $6\pm1$ ns.

**Keywords**: Dye laser, birefringent crystal filter.

## مقدمه

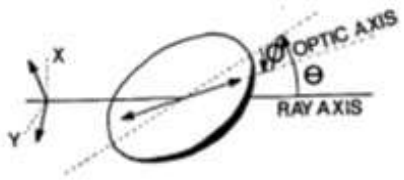
لیزرهای رنگینه برای طیف گسترده‌ای از طول‌موج‌ها از UV نزدیک تا IR نزدیک قابل تنظیم (کوک‌پذیر) بوده و می‌توانند در دو مد پالسی و پیوسته کارکرد داشته باشند. چنین کوک‌پذیری از انتخاب زیاد گونه‌های مولکولی رنگ آلی همراه با منابع تحریک گسترده به وجود می‌آید. محیط فعال در این نوع لیزرها، مولکول-های آلی غیراشباع هستند که از حل کردن آنها در حلال‌های آلی تهیه می‌شوند و لذا به لیزرهای رنگ مایع معروف هستند[۱]. وسیع بودن پهنای منحنی بهره باعث کوک‌پذیری طول‌موج در ناحیه وسیع طیفی است. چون مواد آلی رنگین دارای نوارهای جذبی گسترده می‌باشند، لذا با استفاده از محیط‌های پاشنده نظیر منشور، توری‌های اپتیکی و بلورهای دوشکستی می‌توان به طول‌موج‌های مورد نظر دسترسی پیدا کرد[۱و۲].

## مبانی نظری

تنظیم‌گر دوشکستی یک فیلتر اپتیکی است که غالباً در رزوناتور لیزر برای تنظیم طول‌موج خروجی و یا باریک کردن پهنای باند نوری (پهنای خط) استفاده می‌شود. کاواک لیزر حاوی فیلتر دوشکستی معمولاً در یک طول‌موج نزدیک به نقطه‌ای با کمترین تلف تراگسیل بلور کار می‌کند. طول‌موج کمترین تلف را می‌توان با تغییر در زاویه تیغه فیلتر دوشکستی نسبت به محور پرتو، تغییر داد. ساده‌ترین نوع تنظیم‌گر دوشکستی (یعنی دو پرتو شکسته ناشی از دو ضریب شکست متفاوت برای یک ماده واحد) به شکل یک تیغه (مثلا از بلور کوارتز) است که به داخل کاواک لیزر وارد می‌شود. مطالعه دقیق‌تر و محاسبات کامل درباره انتقال نور با تیغه دوشکستی (تک‌محوری)، توسط پروس و همکارانش [۳] بر مبنای ماتریس جونز انجام شده است. شدت نور عبوری از تیغه بصورت معادله(۱) است. با توجه به معادله (۱)، در می‌یابیم که تنها شرطی که برای آن $I_{TM}$ برابر با یک است، زمانی حاصل می‌شود که کمیت داخل آکولاد در معادله مضرب صحیح از $(m)\pi$ باشد. رابطه (۱) نشان می‌دهد که با قرار دادن $m=1,2,3,...$ می‌توان توابع $\lambda_m(\phi)$ را بدست آورد که این توابع معرف طول‌موج‌های تلف صفر برای تراگسیل پرتوی با قطبش TM است.

$$I_{TM}=1-\sin^2 2\phi\frac{n_o^4-\cos^2\theta}{\left(n_o^2-\cos^2\theta\cos^2\phi\right)^2} \times\sin^2\left\{\frac{\pi t}{\lambda}\frac{n_e\left[1+\frac{\cos^2\theta\cos^2\phi}{n_e^2}-\frac{\cos^2\theta\cos^2\phi}{n_o^2}\right]}{\left[1-\frac{\cos^2\theta\sin^2\phi}{n_e^2}-\frac{\cos^2\theta\cos^2\phi}{n_o^2}\right]}-\frac{\pi t}{\lambda}\frac{n_o}{\left[1-\frac{\cos^2\theta}{n_o^2}\right]^{1/2}}\right\} \quad (۱)$$

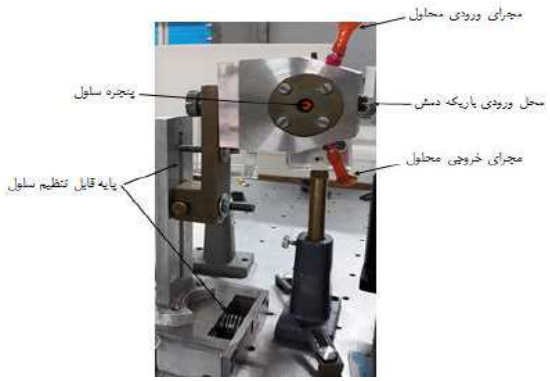
در نتیجه، $\lambda_m(\phi)$ نموداری (یا منحنی) است که مشخصه‌های تنظیم یک تیغه کریستالی را که به عنوان فیلتر دوشکستی استفاده می‌شود، توصیف می‌کند. زوایای $\theta,\phi$ در شکل (۱) نشان داده شده‌اند.




*شکل ۱: نسبت به راستای انتشار تیغه به اندازه $\theta$ کج شده و به اندازه $\phi$ چرخیده است[۳].*

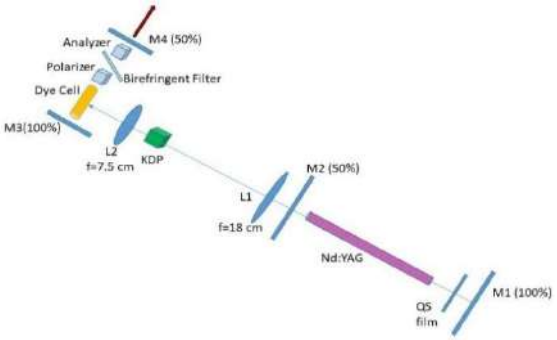
## چیدمان آزمایشگاهی

از محلول رنگ رودامین6G در اتانول با مولاریته $10^{-4}\,\mathrm{mol/lit}$ به عنوان محیط فعال لیزر رنگینه استفاده کردیم و در سلول مناسب ریخته شد تا با هماهنگ دوم لیزر Nd:YAG (طول‌موج ۵۳۲ nm) سوئیچ Q شده با فیلم جاذب اشباع‌پذیر BDN دمیده شود. در این آزمایش دمش محیط فعال لیزر رنگینه (سلول رنگ) بصورت عرضی انجام می‌شود. سلول رنگ که در شکل (۲) نمای کلی آن نشان داده شده است از استیل ضدزنگ ساخته شده است که شامل دو مجرای ورودی و خروجی برای محلول رنگ می‌باشد. ابعاد موثر سلول برای نگهداری محلول رنگ، استوانه‌ای به طول ۲ cm و قطر ۶ mm است. در این سلول پنجره‌های آن به دو طرف سلول توسط دو اورینگ، محکم و آب‌بندی شدند.

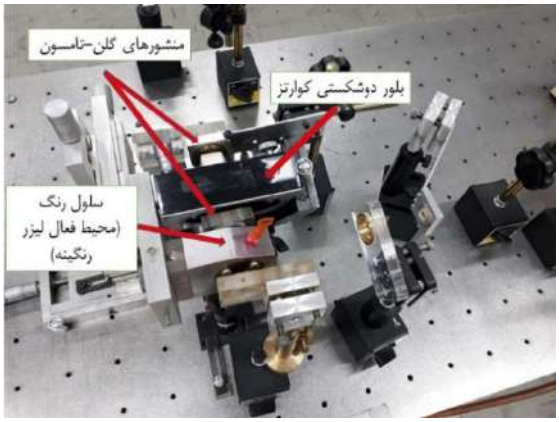



*شکل ۲ :مشخصات سلول رنگ بر روی پایه قابل تنظیم.*

در شکل (۳) وضعیت قرارگیری الماهای اپتیکی نسبت به هم و در شکل (۴) المان‌های نوری شامل سلول رنگ، بلور دوشکستی، منشورهای گلن-تامسون بر روی میز اپتیکی برای لیزر رنگینه نشان داده شده است.




*شکل ۳- شماتیک چیدمان تجربی و ترتیب قرارگیری قطعات نوری جهت دمش لیزر رزینه‌ای با هماهنگ دوم Nd:YAG*

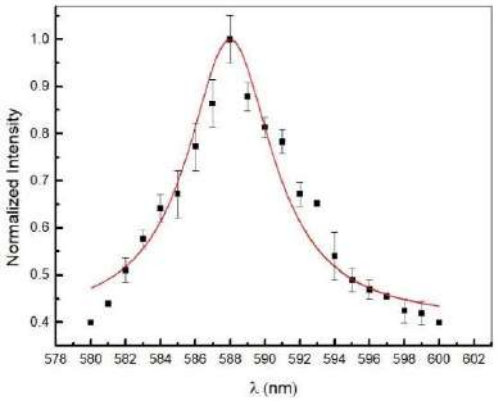



*شکل ۴: چیدمان المانهای نوری لیزر رنگینه در آزمایشگاه*

طول تشدیدگر لیزر رنگینه ۱۲/۵ cm انتخاب شد. آیینه $M_3$ یک آیینه آلومینیوم تخت با بازتابندگی تقریباً ۹۰ ٪ و آیینه $M_4$ یک آیینه دی‌الکتریک تخت با بازتابندگی تقریبی ۵۰ ٪ در طول‌موج لیزر رنگینه می‌باشد. خود سلول رنگ نیز روی یک پایه قابل تنظیم در سه راستای z,y,x نصب شد. از دو منشور گلن-تامسون به صورت متعامد به عنوان قطبشگر و تحلیلگر استفاده شد که تیغه کریستال دوشکستی بین این دو منشور قرار می‌گیرد. باریکه نور پس از بازتابش از آیینه تمام بازتابان (آیینه عقب لیزر رنگینه) از منشور اول (قطبشگر) عبور کرده و قطبش خطی پیدا می‌کند، سپس با عبور از تیغه کریستال دوشکستی بطور کلی دارای قطبش بیضوی شده و سرانجام با عبور از منشور دوم (تحلیلگر)، قطبش خطی پیدا می‌کند.در نتیجه به کمک این قطبشگرها و کریستال دوشکستی در یک لحظه می‌توان دو یا چند طول‌موج معین بدست آورد. کریستال دوشکستی مورد استفاده در این آزمایش از جنس کوارتز و به ضخامت ۰/۸۵۰ میلیمتر می‌باشد. این تیغه دوشکستی نسبت به محور پرتو (یا z) با زاویه $\theta = 25$ درجه قرار داده شد. سعی بر این بود که باریکه با زاویه بروستر به تیغه برخورد کند اما محدودیت‌هایی از قبیل اندازه نگهدارنده-ها (که نسبتاً بزرگ بودند) و کوچک بودن پنجره ورودی المانها مانع از این کار شد. برای تنظیم و انتخاب طول‌موج خروجی لیزر رنگینه، تیغه دوشکستی بر روی یک نگهدارنده مخصوص نصب شد. با چرخش تیغه حول محور عمود بر سطح آن (به اندازه $\varphi$) خروجی لیزر تنظیم می‌شود.

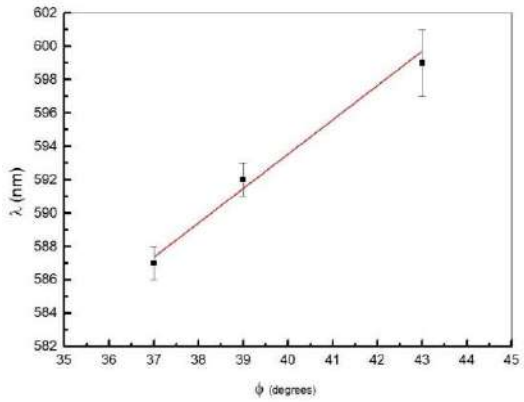
## نتایج

دراین اندازه‌گیری خروجی لیزر رنگینه را وارد یک مونوکروماتور (ساخت شرکت *Applied Physics* ) کوچک با قدرت تفکیک حدوداً $A^{\circ}$ ۷، کرده و شدت را توسط یک فوتودایود اندازه‌گیری کردیم. برای تعیین گستره نوسان لیزر، المانهای اپتیکی جهت کوک کردن طول‌موج لیزر را از داخل کاواک لیزر رنگینه خارج کردیم بطوریکه کاواک شامل سلول رنگ و آیینه‌ها باشد. در شکل (۵) شدت خروجی بهنجار لیزر رنگینه برحسب طول‌موج آورده شده است. باریکه خروجی لیزر رنگینه شامل طول‌موج‌هایی از ۵۸۰ nm تا ۶۰۱ nm می‌باشد که حداکثر شدت آن در۵۸۹ nm قرار دارد.

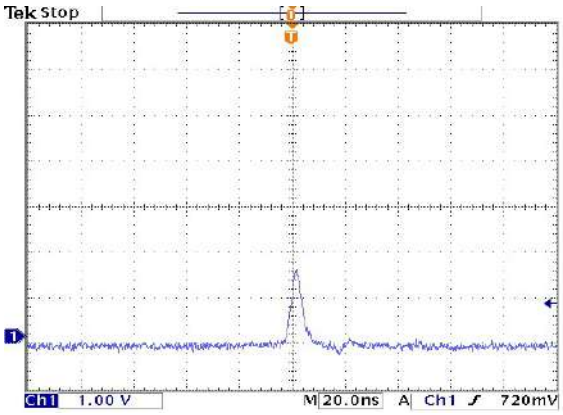



*شکل ۵- منحنی تغییرات شدت خروجی بهنجار لیزر رنگینه برحسب طول‌موج.*

در نهایت برای کوک کردن خروجی لیزر، تیغه کوارتز را حول محور عمود بر سطح آن به اندازه $\varphi$، می‌چرخانیم. لذا طول‌موج خروجی لیزر برحسب تغییر زاویه $\varphi$، تعیین می‌شود. پالس لیزر رنگینه را به دستگاه مونوکروماتورکه قبلاً با محور پرتو هم‌محور شده بود، وارد کردیم و سپس شدت پالس را با فوتودایود اندازه‌گیری کردیم. شکل (۶) نتایج تنظیم طول‌موج به ازای تغییرات زاویه $\varphi$ را نشان می‌دهد. پهنای پالس (FWHM) لیزر در حدود $۶ \pm ۱$ ns اندازه‌گیری شد.




*شکل ۶- نمودار تغییرات طول‌موج برحسب زاویه $\phi$.*




*شکل ۷- نمونه‌هایی از رفتار زمانی پالس‌های خروجی لیزر رنگینه (مقیاس زمان $20ns/div$).*

## نتیجه‌گیری

دراین کار تجربی از بلور دوشکستی کوارتز به عنوان تنظیم‌گر طول‌موج در لیزرهای رنگینه بهره گرفته شد. کوکپذیری و تنظیم طول‌موج خروجی لیزر در ناحیه‌ای از ۵۸۷ nm تا ۵۹۷ nm امکانپذیر شد.

## مرجع‌ها

[1] Nair, L., Dye lasers. Progress in Quantum Electronics, 1982. 7(3-4): p. 153-268.

[2] Svelto, O. and D.C. Hanna, Principles of lasers. Vol. 1. 2010: Springer.

[3] Preuss, D. and J. Gole, Three-stage birefringent filter tuning smoothly over the visible region: theoretical treatment and experimental design. Applied optics, 1980. 19(5): p. 702-710

.

# بررسی ضریب شکست غیر خطی نانو کامپوزیت نقره/سیلیکای سنتز شده با روش احیا توسط نانوذرات سیلیکون

مجید طاهری

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

**چکیده** - در این پژوهش، نانوذرات سیلیکون با استفاده از روش کندوسوز لیزری در محیط اتانول تولید شده و به عنوان عامل احیاکننده در سنتز نانو کامپوزیت نقره/سیلیکا استفاده شده است. برای سنتز نانوذرات سیلیکون، از روش کندوسوز لیزری در محیط اتانول با استفاده از هماهنگ اصلی لیزر نئودیمیوم یاگ تپی با پهنای پالس ۱۸ نانوثانیه استفاده شده است. نانوکامپوزیت تولید شده توسط طیف‌سنجی مرئی-فرابنفش و تصاویر میکروسکوپ الکترونی عبوری مشخصه‌یابی شده‌اند. نانوکامپوزیت نقره/سیلیکا تولید شده به این روش، کروی شکل بوده و دارای قطر میانگین ۱۵ نانومتر می‌باشند. ضریب شکست غیرخطی نانوکامپوزیت نقره/سیلیکا با استفاده از روش روبش-z روزنه بسته مورد مطالعه قرار گرفته است. مقدار ضریب شکست غیر خطی $cm^2/W$ ۲/۵۹× ۱۰ $^{-۷}$ تخمین زده شده است.

**کلیدواژه**- کندوسوز لیزری، نانوذرات، ضریب شکست غیر خطی، سیلیکون

# Investigating of nonlinear refractive index of silver/silica nanocomposite synthesized using reduction method by silicon nanoparticles

Majid Taheri*

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

* majidtaheri61@yahoo.com

**Abstract**- In this study, silicon nanoparticles are prepared using laser ablation in ethanol and used as a reducing agent in the synthesis Silver/silica nanocomposite. For the synthesis of silicon nanoparticles, the laser ablation method in ethanol using a Nd:YAG pulsed laser with a pulse width of 18 nanoseconds has been used. The produced nanocomposite has been characterized by Uv-Visible spectroscopy and transmission electron microscope images. The silver/silica nanocomposite produced by this method is spherical and has an average diameter of 15 nm. The nonlinear refractive index of silver/silica nanocomposite has been studied using z-scanning method. The value of nonlinear refractive index is estimated to be about 2.59 x $10^{-7}$ $cm^2/W$.

**Keywords**: Laser ablation, Nanoparticle, Silicon, Nonlinear refractive index, Silicon

## مقدمه

سنتز نانوذرات نقره به دلیل خواص منحصربه‌فردشان، از جمله فعالیت ضدمیکروبی و ویژگی‌های الکتریکی و نوری برجسته، توجه بسیاری از پژوهشگران را به خود جلب کرده است. یکی از روش‌های نوین برای سنتز این نانوذرات، استفاده از عوامل احیاکننده طبیعی و دوستدار محیط‌زیست است. در این زمینه، نانوذرات سیلیکون به عنوان عامل احیاکننده برای کاهش یون‌های نقره به نقره فلزی استفاده شده است که نتایج مثبتی از نظر سرعت واکنش و کارآمدی ارائه داده است[۱]. یکی از مطالعات در این حوزه، مقاله‌ای از یانگ و همکارانش است که به بررسی خواص نانوذرات نقره سنتزشده توسط نانوذرات سیلیکون پرداخته است. در این پژوهش، محققان نشان دادند که نانوذرات سیلیکون می‌توانند به عنوان عامل احیاکننده مؤثر در تبدیل نیترات نقره به نانوذرات نقره فلزی عمل کنند. این روش به دلیل کنترل‌پذیری بالا در اندازه و خواص نانوذرات نقره، کاربردهای گسترده‌ای در حوزه‌های مختلف، از جمله الکترونیک و حسگرها، دارد [۲]. مقاله دیگری که به سنتز سبز نانوکامپوزیت نقره/سیلیکا پرداخته، به سرعت و کارآمدی روش‌های سنتز سبز در دمای اتاق اشاره می‌کند. استفاده از نانوذرات سیلیکون به عنوان عامل احیاکننده در این مطالعه، امکان تولید نانوذرات نقره در عرض چند ثانیه را فراهم می‌کند. این فرآیند علاوه بر ساده بودن، باعث کاهش استفاده از مواد شیمیایی مضر شده و از دیدگاه زیست‌محیطی نیز بسیار مؤثر است [۳].

مطالعه خواص اپتیک خطی و غیرخطی نانوذرات نقره به دلیل کاربردهای گسترده آنها در فناوری‌های نوین بسیار مهم است. در دهه‌های گذشته مطالعات زیادی در خصوص تاثیر حضور سیلیکا بر خواص اپتیک خطی و غیر خطی نانوذرات نقره شده است. برای مثال در سال ۲۰۲۱ شویچلوا و همکارانش به مطالعه تاثیر دی اکسید سیلیکون در خواص غیر خطی نانوذرات نقره پرداختن و نشان دادند که حضور دی اکسید سیلیکون به طور قابل ملاحظه‌ای خواص غیرخطی نانوذرات نقره را تغییر می‌دهد [۳, ۴].

در این پژوهش از یک روش سبز و سریع با استفاده از نانوذرات سیلیکون به عنوان عامل احیاکننده، نانوکامپوزیت نقره/سیلکا سنتز شده است. و خواص اپتیکی، ساختاری و مورفولوژی این نانوکامپوزیت مورد مطالعه قرار گرفته است. همچنین ضریب شکست غیرخطی با استفاده از روش روبش-z روزنه بسته تخمین زده شده است.

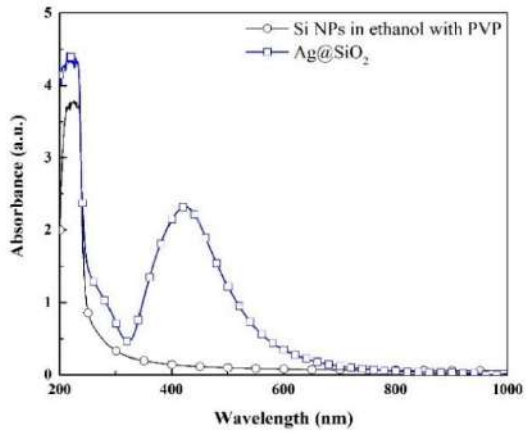
## بخش تجربی

برای سنتز نانو کامپوزیت نقره/سیلیکا ابتدا نانوذرات سیلیکون توسط روش کند و سوز لیزری تولید شده است. برای این منظور ویفر سیلیکون تمیز شده داخل cc ۱۰ اتانول شامل ۰/۵ گرم پلی وینیل پیرولیدون (PVP) قرار داده شده و توسط هامونیک اصلی لیزر نئودیمیوم یاگ با پهنای پالس ns ۱۸ و انرژی mJ ۹۰ و نرخ تکرار ۵ هرتز از بالا در دمای اتاق پرتودهی می‌شود. بعد از ۵ دقیقه پرتودهی رنگ محلول زرد متمایل به قهوه‌ای خواهد شد که نشان دهند تشکیل نانو ذرات سیلیکون می‌باشد. برای سنتز نانوکامپوزیت cc ۶ از کلوئید نانوذرات سیلیکون با cc ۱۰ از نیترات نقره ۴۰ میلی مولار توسط مگنت مخلوط می‌گردد. واکنش سریعا و در عرض چند ثانیه پس از اضافه نمودن نانوذرات سیلیکون رخ می‌دهد و رنگ محلول زرد پر رنگ خواهد شد. جهت مطالعه خواص اپتیکی و ساختاری نانوکامپوزیت سنتز شده به ترتیب از طیف سنج فرابنفش-مرئی Perkin Elmer 25 و دستگاه پراش اشعه ایکس مدل Stoe-Stadv استفاده شده است. همچنین، تصاویر میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM) کلوئیدها توسط Phillips CM-120 بررسی شده است.

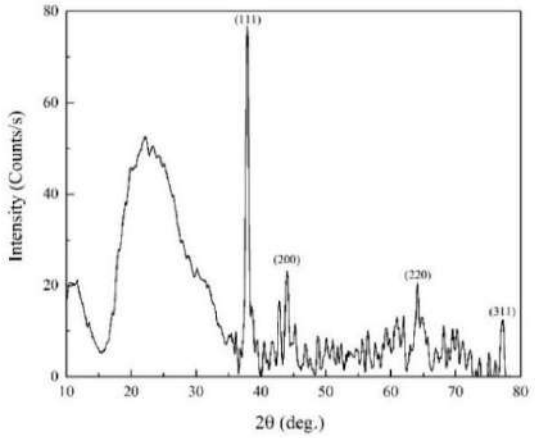
جهت اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی از روش روبش-z روزنه بسته استفاده شده است. در این چیدمان از لیزر موج پیوسته نئودیمیوم یاگ با طول موج ۵۳۲ نانومتر استفاده شده است. با جابه‌جا کردن نمونه اطراف فاصله کانونی و اندازه‌گیری توان عبوری از نمونه، می‌توان نمودار مقدار عبور به‌هنجار شده را برحسب فاصله رسم کرد و با توجه به نمودار به‌دست آمده، علامت ضریب شکست غیرخطی را تعیین نمود.

## نتایج تجربی و بحث

شکل‌گیری کلوئید نانوکامپوزیت نقره/سیلیکا به‌وسیله طیف سنجی جذبی مرئی-فرابنفش انجام شده است. شکل ۱ طیف جذبی کلوئید نانوکامپوزیت نقره/سیلیکای و نانوذرات سیلیکون تولید شده در محلول اتانول شامل PVP را نشان می‌دهد.




شکل ۱ : طیف جذبی نانوذرات سیلیکون و کامپوزیت نقره-سیلیکا.



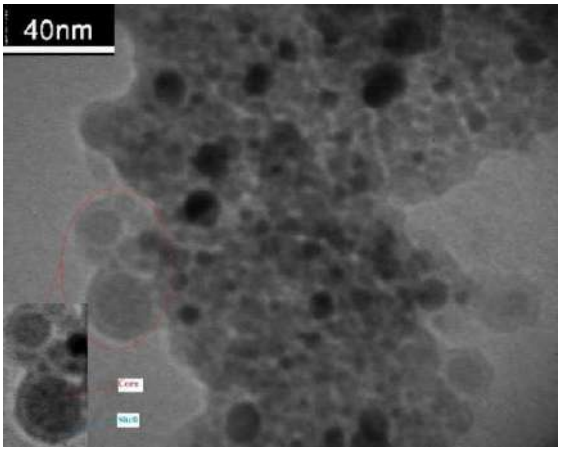

شکل ۲: الگوی پراش اشعه ایکس پودر نانوکامپوزیت نقره/سیلیکا.

لبه جذب مشاهده شده در طیف نانوذرات سیلیکون در محدوده ۳۵۰ nm را می‌توان به اثر محصورسازی کوانتومی نسبت داد. در صورتی که نانوکامپوزیت نقره/سیلیکا یک پیک تیز در ۴۲۴ nm را نشان می‌دهد که ناشی از تشدید پلاسمونی می‌باشد. علاوه بر این پیک، طیف جذبی نانوکامپوزیت یک شانه در ۲۷۰ nm را نشان می‌دهد که می‌تواند ناشی از نقص‌های سیلیکا باشد. ساختار بلوری و فازی نانوکامپوزیت نقره/سیلیکا را می‌توان با بررسی پراش اشعه ایکس پودر نانوکامپوزیت مشخص کرد. شکل ۲ الگوی پراش اشعه ایکس پودر نانوکامپوزیت را نشان می‌دهد. مقادیر 2θ پیک‌های پراش در ۳۸/۱°، ۴۴/۱°، ۶۴/۱° و ۷۷° به‌ترتیب مربوط به صفحات بلوری (۱۱۱)، (۲۰۰)، (۲۲۰) و (۳۱۱) ساختار نقره می‌باشد. همانطور که ملاحظه می‌شود در این الگو فازهای بلوری ساختار نقره و حالت آمورفی سیلیکا وجود دارد، اما هیچ فازی مربوط به ساختار سیلیکون در پودر نانوکامپوزیت نقره/سیلیکون مشاهده نشده است. با استفاده از FWHM قله (۱۱۱) و معادله شرر [۳] :

$$d=0.89\ \lambda/\beta\ \mathrm{Cos}\theta \qquad (۱)$$

می‌توان اندازه متوسط کریستالی نانوذرات نقره را تخمین زد. در رابطه شرر β پهنای کل در نصف ماکزیمم، λ طول موج تابش اشعه ایکس و θ نصف زاویه تابش می‌باشد. با توجه به رابطه بالا و نتایج به‌دست آمده، قطر نانوذرات نقره درحدود ۱۵ نانومتر تخمین زده شده است.

شکل ۳ تصویر TEM نانوکامپوزیت نقره/سیلیکا را نشان می‌دهد.




شکل ۳: تصویر TEM نانوکامپوزیت نقره-سیلیکا.

با توجه به این تصویر، یک ناکامپوزیت هسته-پوسته با هسته نقره و پوسته سیلیکا تشکیل می‌شود. اندازه نانوذرات سیلیکا حدود ۵-۱۰ نانومتر و نانوذرات نقره حدود ۲۰ نانومتر می‌باشد. در شدت‌های بالا، ضریب شکست بسیاری از مواد نوری به شدت نور تابشی وابسته می‌باشد. بنابراین:

$$n(I)=n_0+n_2I \qquad (۲)$$

در این رابطه $n_0$ ضریب شکست عادی مواد در شدت‌های پایین، I شدت باریکه نور و $n_2$ ضریب شکست غیرخطی می‌باشد. ضریب شکست غیرخطی می‌تواند ناشی از القایی گرما، چرخش مولکول-ها، اشباع جذب و فرآیندهای فوق سریع باشد. جهت اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی نانوکامپوزیت نقره/سیلیکا از چیدمان روبش-z روزنه بسته استفاده شده است. از این روش می‌توان

مقدار و علامت ضریب شکست غیرخطی را تعیین کرد. برای انجام این آزمایش از لیزر نئودیمیوم یاگ موج پیوسته با توان ۵۰ میلی‌وات و کمر باریکه ۴۹ µm استفاده شده است. بر اساس مدل شیخ بهایی کمیت قابل اندازه‌گیری تفاوت بین قله و دره ($\Delta T_{p-v}$) به صورت زیر تعریف می‌شود [۵]:

$$\Delta T_{p-v} \approx 0.406(1-S)^{0.25} \left| \Delta\varphi_0 \right| \qquad (۳)$$

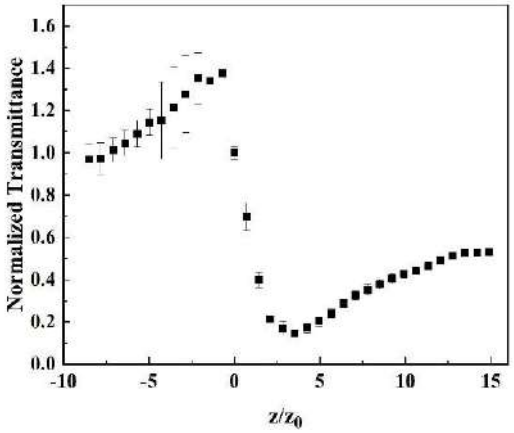
S گذار خطی روزنه و $\Delta\varphi_0$ شیف فازی در کانون می‌باشد. $\Delta\varphi_0$ به صورت زیر با ضریب شکست غیر خطی رابطه دارد:

$$\Delta\varphi_0 = 2\pi\, n_2\, I_0\, L_{eff} / \lambda \qquad (۴)$$

$$L_{eff} = (1-e^{-\alpha L})/\alpha$$

در این روابط L و $L_{eff}$ به‌ترتیب ضخامت و ضخامت موثر نمونه و $I_0$ شدت باریکه لیزر در کانون عدسی می‌باشد.

نتایج داده‌های تجربی جاروب z روزنه بسته برای نانو کامپوزیت نقره/سیلیکا در شکل ۴ نشان داده شده است.




*شکل ۴: داده‌های جاروب z بسته برای نانوکامپوزیت نقره-سیلیکا*

با اندازه‌گیری اختلاف شدت بهنجار قله و دره از روی شکل ($\Delta T_{p-v}$) و با استفاده از رابطه (۴) می‌توان مقدار ضریب شکست غیر خطی نانوکامپوزیت نقره/سیلیکا را حدود $-۲/۵۹\times ۱۰^{-۷}$ $cm^2/W$ تخمین زد. ضریب شکست غیر خطی منفی نشان دهنده اثر خود-واکانونی نمونه است. مقدار بدست آمده در این پژوهش مقدار قابل مقایسه با دیگر پژوهش‌های انجام شده است.

## نتیجه‌گیری

در این پژوهش، نانو کامپوزیت نقره/سیلیکا از یک روش سبز و سریع با استفاده از نانوذرات سیلیکون به عنوان عامل احیاکننده، تولید شده است. و برای سنتز نانوذرات سیلیکون از روش کندوسوز لیزری در محیط اتانول استفاده شده است. و خواص اپتیکی، ساختاری و مورفولوژی نانوکامپوزیت تولید شده مطالعه شده است. نتایج نشان می‌دهد، نانوکامپوزیت نقره/سیلیکا تولید شده به این روش، کروی شکل بوده و دارای قطر میانگین ۱۵ نانومتر می‌باشند. جهت مطالعه ضریب شکست غیرخطی نانوکامپوزیت نقره/سیلیکا از روش روبش-z مورد استفاده شده است. با توجه به نتایج بدست آمده این نانوکامپوزیت نقره می‌توانند در حوزه‌هایی همچون حسگرهای زیستی، تصویربرداری نوری، کوتاه سازی پالس و فناوری مخابرات نوری مورد استفاده قرار گیرند.

## مرجع‌ها

[1] C. Vanlalveni, et al., “Green synthesis of silver nanoparticles using plant extracts and their antimicrobial activities: A review of recent literature”, RSC Adv., Vol.11, No.5, pp.2804-2837, 2021.

[2] R. Abbas, et al., “Silver Nanoparticles: Synthesis, Structure, Properties and Applications”, Nanomater., Vol. 14, No. 17, pp.1425-1462, 2024.

[3] M. Taheri, “Green synthesis of silver/silica nanocomposite in seconds at room temperature using reducing agents obtained from silicon nanoparticles”, Laser Phys., Vol.28, No.12, pp.125401-125406, 2018.

[4] T. A. Chevychelova, et al., “Nonlinear optical properties of Ag nanoparticles with and without silicon dioxide shell”, Opt. Mater., Vol.111, No.1, pp.110583-110589, 2021.

[5] M. Sheik-Bahae, et al., “Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam”, IEEE J. Quantum Electron., Vol.26, No.4, pp.760-769, 1990

.

# طراحی و ساخت درایور آشکارساز لامپ چند برابر کننده نوری به منظور استفاده در گیرنده سامانه لیدار زیر آب

مجید زمانی

دانشگاه صنعتی مالک اشتر اصفهان- مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی-پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر

**چکیده** - در این مقاله، راه اندازی یک آشکارساز لامپ چند برابر کننده نوری به منظور استفاده در گیرنده نوری سامانه لیدار زیر آب مورد بررسی قرار گرفته است. درایور آشکار ساز لامپ چند برابر کننده نوری شامل دو بخش منبع تغذیه ولتاژ بالا و مدار مقسم ولتاژ است. این آشکار ساز بر روی گیرنده نوری سامانه لیدار نصب و به همراه دیگر بخشهای سامانه لیدار در محیط استخر آب مورد آزمایش قرار گرفته است. نتایج حاصل از آزمایش های عملی، عملکرد صحیح درایور ساخته شده را تایید نموده است.

**کلیدواژه**- درایور، گیرنده نوری، لامپ چند برابر کننده نوری، لیدار، منبع تغذیه.

# Design and Fabrication of a Photo Multiplier Tube Detector Driver for use in an Underwater Lidar System Receiver

M.Zamani

Optic & Laser Research Center, Malek-Ashtar University of Technology, Shahin Shahr, Isfahan

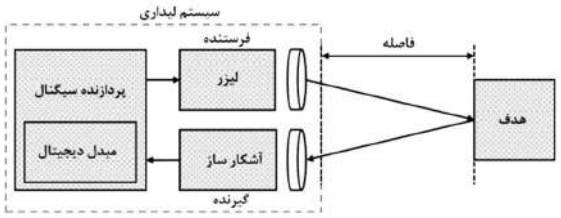
* zamani57@mut-es.ac.ir

**Abstract**- In this paper, the setup of a photo multiplier tube detector for use in the optical receiver of an underwater lidar system is investigated. The photo multiplier tube detector driver consists of two parts: a high voltage power supply and a voltage divider circuit. This detector has been installed on the optical receiver of the lidar system and tested together with other parts of the lidar system in a water pool environment. The results of practical tests have confirmed the correct operation of the built driver.

**Keywords**: Driver, Lidar, Optical Receiver, Photo Multiplier Tube (PMT), Power Supply

## مقدمه

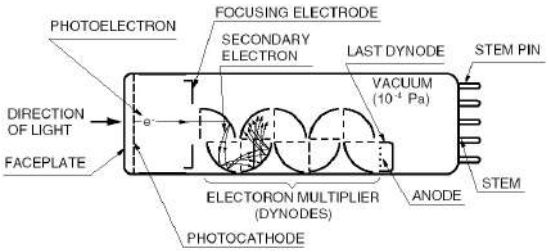
لیدار یک ابزار دورحسی نوری از نوع فعال و برگرفته از کلمات آشکارسازی نوری و بردیابی است. در این رهیافت ارسال پالسهای نوری به کمک یک منبع لیزر پالسی، داخل محیط موردنظر انجام شده و در بخش گیرنده لیدار، نور پس پراکنده شده بسته به فاصله آن با یک تأخیر زمانی آشکار میشود. شکل(۱) طرحوارهای از سامانه کلی لیدار را نشان داده است که متشکل از سه بخش اصلی فرستنده،گیرنده و آشکارساز است.




*شکل ۱: طرحواره کلی از اجزای سامانه لیدار*

بخش گیرنده لیدار، تابشهای پراکنده شده از هدف را جمع آوری میکند و آنها را به سوی بخش آشکارساز لیدارهدایت میکند. این قسمت معمولا از دو زیر بخش اپتیکی و آشکارساز تشکیل شده است. ساده ترین ابزار اپتیکی مورداستفاده میتواند یک آینه باشد که نور پراکنده شده از محیط را در یک نقطه کانونی نماید. اندازه گیرنده اپتیکی، عاملی مهم در دستگاههای لیداری است[۱].

قسمت دیگر گیرنده نوری که بسیار دارای اهمیت است، آشکارساز نوری است. از جمله آشکارساز نوری که امروزه کاربرد فراوان در گیرنده‌های نوری دارد، تیوب‌های چند برابر کننده نوری[1] (یا PMT) است که یک وسیله چند منظوره با پاسخدهی بسیار سریع و حساسیت بالا است. یک PMT معمولی از یک کاتد منتشرکننده (فتوکاتد)، چند برابر کننده الکترونی و یک جمع‌کننده الکترون یا آند در داخل یک تیوب خلأ تشکیل‌یافته است (مطابق شکل (۲)).




*شکل ۲: نمای داخلی PMT [۲].*

هنگامی‌که نور وارد فتوکاتد می‌شود، فتوکاتد فتو الکترون‌ها را داخل محیط خلأ منتشر می‌سازد. این فتو الکترونها به‌وسیله ولتاژ الکترود متمرکزکننده به‌سوی چندبرابرکننده الکترونی هدایت می‌شوند که الکترون‌ها در آنجا توسط فرآیند انتشار ثانوی چند برابر خواهند شد. الکترون‌های چندین برابر شده به‌وسیله آند جمع‌آوری می‌شوند و به‌عنوان سیگنال خروجی استفاده می‌شوند. به علت چند برابری انتشار ثانوی، PMTها حساسیت بسیار زیاد و نویز کم را به طور استثنائی در مقایسه با دیگر آشکارسازهای مرسوم که در حال حاضر برای آشکارسازی تشعشع انرژی در نواحی ماورای‌بنفش، مرئی، مادون‌قرمز نزدیک مهیا ساخته‌اند [۲].

## طراحی مدار درایور

درایور آشکارساز PMT شامل دو بخش منبع تغذیه ولتاژ بالا و مدار مقسم ولتاژ است [۲]. طراحی مدار راه‌انداز آشکارساز PMT بخش گیرنده سیستم لیدار، برایPMT روسی با شماره FEU-84انجام شده است. در شکل (۳) ابعاد واقعی PMT روسی با شمار FEU-84 نشان‌داده‌شده است.

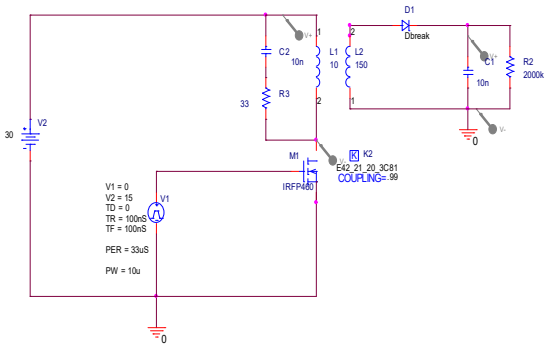



*شکل ۳: شکل PMT به شماره FEU-84*

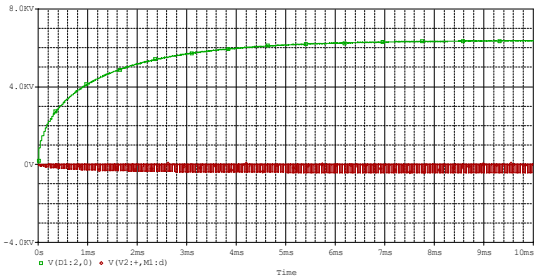
1 Photo-Multiplier Tube.

ازآنجائی‌که ولتاژ بایاس موردنیاز برای PMT به شماره FEU-84 حداکثر ۱۶۰۰ ولت است. برای تأمین این ولتاژ از یک مبدل ولتاژ DC به DC با آرایش فلای بک استفاده شده است. این رگولاتور در واقع نوع ترانسفرمری رگولاتور باک بوست است یعنی در یک نیم سیکل انرژی در القاگر ذخیره می‌شود و در نیم سیکل بعد القاگر انرژی گرفته شده را به بار تحویل می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود در این رگولاتور ورودی بار را نمی‌بینند. یعنی ورودی انرژی القاگر را تأمین می‌کند و سپس القاگر به بار انرژی می‌دهد. در این مبدل چون ثانویه ترانسفرمر نقش L را در مبدل باک – بوست ایفا می‌کند؛ لذا در این نوع مبدل نیاز به L اضافی همچون مبدل فوروارد نداریم به علت آنکه ترانسفرمر مبدل Fly back باید نقش چوک را نیز ایفا کند . (انرژی را در یک نیم سیکل در خود ذخیره کند) لذا ابعاد این ترانسفرمر در این حالت بزرگ‌تر و وزن آن بیشتر از انواع دیگر است [۴ و ۳].

مدار طراحی شده در محیط نرم‌افزار PSPICE به‌صورت شکل (۴) شبیه‌سازی‌شده و نتایج آن در شکل (۵) مشاهده می‌شود.

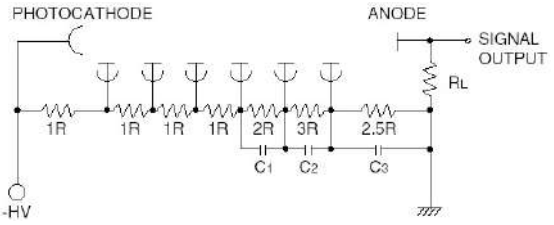



شکل ۴: مدار شماتیک رگولاتور FLY BACK




شکل ۵: شکل موج‌های حاصل از شبیه‌سازی مدار رگولاتور FLY BACK در محیط PSPICE

مدار مقسم ولتاژ نشان‌داده‌شده در شکل (۶) مربوط به‌PMT از نوع FEU-84 می باشد که منحصراً برای کاربرد در سیستمهای لیدار طراحی و ساخته شده است. انتخاب مقاومتها در مدار مقسم ولتاژ به گونه ای است که در خروجی مدار که مقاومت در سر آند قرار گرفته بهره مورد نظر برای PMT حاصل گردد. مدار نشان داده شده در شکل(۶) یک مقسم ولتاژ استاندارد برای راه اندازی و بهره برداری این PMT محسوب می گردد [۵ و۲].




شکل ۶: مدار تقسیم‌کننده ولتاژ [۲].

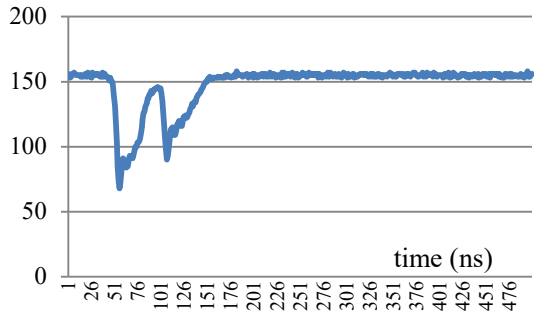
## نتایج عملی

در شکل (۷) تصویری از سیستم لیدار مورد استفاده در محیط استخر برای ناحیه عمیق استخر ( عمق 4.8m) نشان داده شده است.

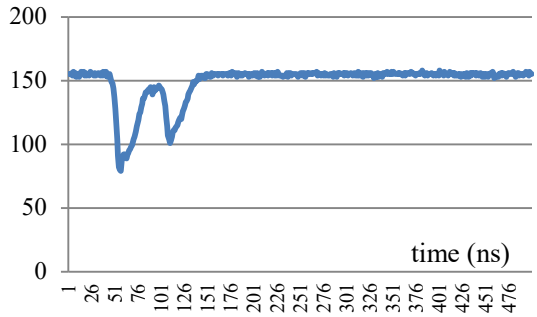


شکل ۷: تصویری از سامانه لیدار برای اندازه‌گیری عمق استخر

شکل (۸) سیگنال مربوط به سطح آب و کف استخر از جنس سرامیک در عمق ۴/۸ متر را نشان داده است. در آزمایش دیگری برای کاهش میزان بازتابش کف ( که از جنس سرامیک است ) از یک تکه موکت در محل کف استفاده شد و لکه لیزر بر روی آن تابش شده است. سیگنال آشکار سازی شده توسط PMT در اینحالت در شکل(۹) نشان داده شده است.




*شکل ۸: سیگنال مربوط به سطح آب و کف استخر (جنس سرامیک) در عمق 4.8 متر*




*شکل ۹: سیگنال مربوط به سطح آب و کف استخر (جنس موکت) در عمق 4.8 متر*

از مقایسه شکل‌های (۸) و (۹) دیده می شود که در هر دو شکل قله اول تقریبا برابر هستند(مربوط به فاصله لیزر تا سطح آب استخر) ولی دامنه قله دوم(مربوط به فاصله لیزر تا کف استخر) در شکل(۸) قویتر از شکل(۹) است. علت این اختلاف در مقدار دامنه تفوت ضریب بازتاب اهداف مقابل گیرنده نوری است. این مقایسه بیانگر حساسیت و توانایی آشکار ساز PMT در تفکیک میزان توان بازتابش از اهداف متفاوت با ضریب بازتاب مختلف است.

## نتیجه‌گیری

در این مقاله به معرفی اجمالی یک آشکارساز PMT در به‌کارگیری این وسیله در آشکارسازی سطوح کم‌نور پرداخته شد و در ادامه طراحی یک مدار درایور جهت راه‌اندازی یک نمونه آشکارساز PMT روسی ارائه شد. نتایج به‌دست‌آمده با این آشکارساز در سیستم لیدار ثبت و صحت عملکرد درایور ساخته شده را مورد تأیید قرارداد. این نتایج مبتنی بر آزمایش‌های صورت‌گرفته شده توسط لیدار موجود در پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر دانشگاه صنعتی مالک‌اشتر بوده است.

## سپاسگزاری

این پژوهش با حمایت پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر دانشگاه صنعتی مالک‌اشتر انجام شده است، بدین‌وسیله از کلیه همکاران و مدیریت آن مجموعه کمال تشکر و قدردانی را دارم.

## مرجع‌ها

**[1]** Measures RM. “Laser remote sensing: fundamentals and applications”, J. Wiley, 1984.

**[2]** “Photomultiplier tubes, Basics and Application”, Third edition, Hamamatsu co. (www.hamamatsu.com).

**[3]** F. Gökçegöz, E. Akboy, A. H. Obdan, “Analysis and Design of a Flyback Converter for Universal Input and Wide Load Ranges”, Electrica, vol. 21, no. 2, pp. 235-241, May, 2021.

**[4]** Abraham I. Pressman , “SWITCHING POWER SUPPLY DESIGN”, Third Edition, 2009.

**[5]** Purushothaman Namboodiri, Sachin. “A Multi-Channel MCP-PMT Based Readout Integrated Circuit for LiDAR Applications.” (2020).

# شکست موثر گاز پروپان به هیدروژن به روش فروشکست القایی لیزری همراه شده با تخلیه اسپارک

فاطمه، احمدی نوری؛ پرویز، پروین

دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران

**چکیده** - امروزه، سوختن هیدروکربن‌ها منجر به آزادسازی دی‌اکسید کربن فراوان به جو و آلودگی محیط‌زیست می‌شود. یافتن یک روش کارآمد برای تبدیل گازهای هیدروکربنی به ترکیبات پاک، همراه با کاهش گازهای گلخانه‌ای، توجه دانشمندان را به خود جلب کرده است. در این پژوهش، به منظور تبدیل پروپان به هیدروژن، روش تخلیه اسپارک به همراه پلاسمای القایی لیزر (SD-LIP) در حضور کاتالیز پالادیوم (Pd) پیشنهاد شده است. نتایج نشان داده است که این فرآیند به‌طور کارآمد پروپان را به هیدروژن تبدیل می‌کند، ولتاژ شکست به طور قابل توجهی کاهش می‌یابد و به موجب آن نیز انرژی ورودی مورد نیاز نسبت به روش‌های مشابه به طور ویژه‌ای کاهش می‌یابد.

**کلیدواژه**- تبدیل گازی، تولید هیدروژن، تخلیه اسپارک، پلاسمای القایی لیزری، پروپان.

# Effective conversion of propane gas into hydrogen via laser-induced breakdown assisted by spark discharge

Fatemeh, Ahmadinouri; Parviz, Parvin*

Department of physics and Energy Engineering, Amirkabir University of Technology, Tehran

**Abstract**- Today, the combustion of hydrocarbons results in the release of substantial carbon dioxide into the atmosphere, leading to environmental pollution. Discovering an efficient method for converting hydrocarbon gases into cleaner compounds, while minimizing greenhouse gas emissions, has captured scientific interest. In this study, spark discharge combined with laser-induced plasma (SD-LIP) in the presence of palladium (Pd) catalyst is proposed for the conversion of propane to hydrogen. The results demonstrate that this process efficiently converts propane to hydrogen, significantly reduces breakdown voltage, and consequently lowers the input energy required compared to similar methods.

**Keywords**: Gas conversion, hydrogen production, spark discharge, laser-induced plasma, propane.

## مقدمه

امروزه روش‌های نوین مختلفی برای شکست اکسیژنی هیدروکربن‌ها پیشنهاد شده است. از میان این روش‌ها، اصلاح بخار هیدروکربنی، اصلاح به وسیله دی‌اکسیدکربن، اکسایش-جزئی و روش خودگرمایی (ترکیبی) اصلاح هیدروکربنی از مهم-ترین و کاربردی‌ترین روش‌های پیشنهادی است. با این وجود فرآیندهای اکسیژنی نیازمند گرمای بسیار زیادی هستند. این درحالی است که کربنیزه‌شدن کاتالیست و تولید آلاینده‌های محیط‌زیستی از مهم‌ترین معضلات این روش‌ها است[۱].

دسته‌بندی دوم انواع شکست هیدروکربنی شامل فرآیندهای غیراکسیژنی می‌شود. مزیت تبدیل غیر اکسیژنی هیدروکربن‌ها این است که از اکسایش برگشت‌ناپذیر که منجر به تولید محصولات نامطلوب و پایدار مانند $CO_2$ و $H_2O$ می‌شود، جلوگیری می‌کند. به همین سبب فرآیند غیراکسیژنی تبدیلات هیدروکربنی مفیدتر هستند؛ زیرا تشکیل $CO_2$ را شامل نمی-گردد. با این حال، تشکیل کک روی سطح کاتالیزور و واکنش در دمای نسبتاً زیاد در مقایسه با فرآیندهای اکسایش هنوز یک چالش است[۲].

از رویکرد تجزیه کاتالیستی به عنوان فرآیند برتر در شکست‌های غیر اکسیژنی یاد می‌شود. همان‌طور که پیش‌تر اشاره گردید، هیچ اکسید کربن (مانند CO یا $CO_2$) در این نوع تبدیل تولید نمی‌شود. بنابراین، این فرآیند کاهش قابل توجهی در انتشار گازهای زائد ارائه می‌دهد. از مزایای این فرآیند می‌توان به انعطاف در انتخاب نوع سوخت، سادگی و کمک به کوچک‌تر شدن ساختار، تولید پسماند کربن تمیز و کاهش انتشار $CO_2$ و CO اشاره کرد[۳].

گاز پروپان سومین عضو از خانواده‌ی آلکان‌ها است که از سه اتم کربن تشکیل شده است و دارای فرمول شیمیایی $C_3H_8$ است. پروپان یا دی‌متیل‌متان به صورت عادی در حالت گاز بوده و تحت فشار و برودت، برای حمل ساده‌تر به حالت مایع در می‌آید. گاز پروپان معمولاً از محصولات چاه‌های نفت به دست می‌آید و از اختلاط ۱۰ تا ۵۰ درصد از این گاز با گاز بوتان، گاز مایع حاصل می‌شود. در واقع، گاز پروپان یکی از اجزای مخلوط گازهای مایع LPG است [۴].

از سوی دیگر، هیدروژن به عنوان یک سوخت تمیز شناخته شده است. از این رو، یک فرآیند که در آن هیدروکربن‌های گازی به محصول ارزشمندی مانند هیدروژن تبدیل شود، توجه زیادی را به خود جلب کرده است. هیدروژن در حجم بالا بیش‌تر از طریق فرآیند اصلاح بخار بدست می‌آید. با این وجود بسته به کیفیت ماده اولیه به ازای تولید هر تن هیدروژن، نزدیک به ده تن دی اکسید کربن تولید می‌شود. هدف نهایی در اقتصاد هیدروژن یافتن روش‌های اقتصادی با کمترین میزان خسارت به محیط زیست با بیشترین کارایی و بازده در تولید هیدروژن است[۵].

به منظور تبدیل پروپان به ترکیبات ارزشمند، روش تخلیه اسپارک به همراه پلاسمای القایی لیزری (SD-LIP) در حضور کاتالیز پالادیوم (Pd) در یک راکتور تابش پیشنهاد شده است. نتایج نشان داده است که این فرآیند به‌طور کارآمد پروپان را به هیدروژن تبدیل می‌کند و منجر به کمتر شدن ولتاژ فروشکست و انرژی اعمالی به سیستم می‌شود.

## روش انجام آزمایش

شکل ۱ چیدمان آزمایشی روش پیشنهادی را نشان می‌دهد.




*شکل ۱: چیدمان آزمایشگاهی روش SD-LIP*

این چیدمان شامل سیستم خلأ، مخزن گازی، سیستم تنظیم گاز، انواع شیرها، فشارسنج، ورودی گاز و خروجیGC، لیزر نانوثانیه، منبع تغذیه برق HV-DC، عدسی، آینه، دستگاه کروماتوگرافی، راکتور تابش، یک جفت الکترود و کاتالیست Pd است. سیستم تنظیم گاز شامل یک پمپ مکش Leybond TRIVAC S1.6 B، یک فشارسنج دیجیتال با دقت یک میلی‌بار، سه شیر خلأ Balzer، یک شیر سوزنی و سیلندر گازی است. یک سیلندر گاز اتان با خلوص ۹۹.۹۹۹٪ (درجه ۵) برای پر

کردن راکتور در هر آزمایش استفاده می‌شود. در این سیستم، از یک پمپ تخلیه برای تخلیه راکتور قبل از پر شدن گاز استفاده می‌شود. پس از آن، گاز پروپان با دقت از طریق شیر سوزنی، تنظیم‌کننده و فشارسنج به راکتور وارد می‌شود، تا زمانی که فشار گاز به فشار اتمسفر برسد. برای ایجاد تخلیه‌های اسپارک، از یک منبع تغذیه ولتاژ متغیر دست‌ساز استفاده شده است. یک لیزر Nd:YAG با Q-switched بر روی هدف Pd متمرکز شده است. این لیزر در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر با نرخ تکرار یک هرتز مورد استفاده قرار می‌گیرد.

سیستم کروماتوگراف گازی Agilent 7890A از پنج شیر و سه شناساگر تشکیل شده است. کانال FID به تجزیه و تحلیل هیدروکربن‌ها از $C_1$ تا $C_5$ می‌پردازد. کانال اول TCD برای اندازه‌گیری گازهای خاص نظیر CO، $O_2$، $CO_2$ و $N_2$ استفاده می‌شود. کانال دوم TCD با استفاده از گاز $N_2$ به عنوان گاز مرجع برای مطالعه گونه‌های هیدروژنی به کار می‌رود.

تبدیل پروپان به عنوان نسبت پروپان تبدیل‌شده به پروپان وارد شده تعریف می‌شود و به صورت رابطه (۱) محاسبه می‌گردد[۶]:

$$C[\%] = \frac{\mathrm{Pr}opaneConverted[mol]}{\mathrm{Pr}opaneInputted[mol]} \times 100. \qquad (۱)$$

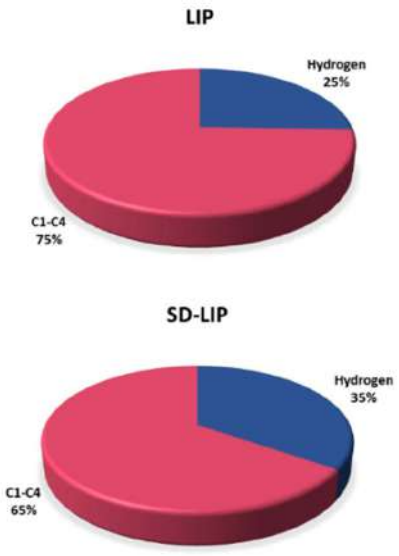
بازده هیدروژن مقدار تولید به اتان وارد شده را بیان می‌کند و به صورت رابطه زیر تعریف می‌شوند:

$$Y_{H_2}[\%] = \frac{H_2\,\mathrm{Pr}oducted[mol]}{4 \times \mathrm{Pr}opaneInputted[mol]} \times 100. \qquad (۲)$$

تابش لیزر با وارد کردن الکترون به فاصله الکترودها، به وسیله تخلیه خازن، شکست الکتریکی را به وجود می‌آورد. سیستم تخلیه الکتریکی در ولتاژ ۸ کیلو ولت تنظیم شده است. با شکست الکتریکی که به وسیله اعمال لیزر به فاصله بین دو الکترود و ایجاد پلاسمای القایی در این ناحیه صورت می گیرد گاز پروپان به سایر گازها به ویژه هیدروژن تبدیل می‌شود. نمونه گاز قبل و پس از تابش ۶۰۰۰ شات لیزر متوالی به سیستم کروکاتوگرافی تزریق شده و درصد ترکیبات موجود حاصل می گردد.

## نتایج و بحث

شکل ۲ نسبت تبدیل پروپان به هیدروژن و سایر هیدروکربن‌ها در دو روش LIP و SD-LIP مقایسه می‌کند.

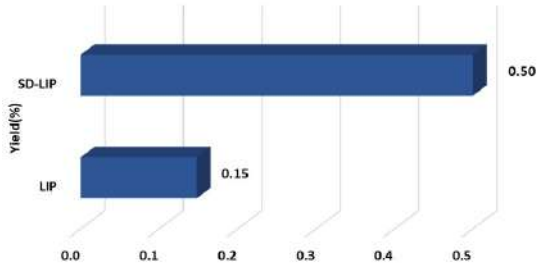



*شکل۲: نسبت تبدیلات هیدروکربنی و هیدروژن در روش‌های LIP و SD-LIP*

در این آزمایش یک با شکست تنها به وسیله پلاسمای القایی لیزری (LIP) مورد آزمایش قرار گرفته است و پس از آن روش ترکیبی SD - LIP مورد آزمایش قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که در روش ترکیبی SD-LIP تولید هیدروژن ۳۵ درصد محصولات تولیدی را دربرمی‌گیرد. مابقی محصولات شامل انواع ترکیبات تک کربنه تا چهار کربنه می باشد که ۶۵ درصد تولیدات را شامل می شود. این در حالی است که تولید هیدروژن برای LIP تنها ۲۵ درصد است. این بدان معنی است که اضافه کردن سیستم اسپارک به سیستم لیزری با کاهش سایر ترکیبات، ۱۰ درصد تولید هیدروژن را افزایش داده است.

در واقع، گاز پروپان در روش پیشنهادی تمایل بیشتری به تولید هیدروژن دارد. به عبارتی دیگر افزودن تخلیه اسپارک به سیستم سبب می‌شود تا تولیدات هیدروکربنی کاهش و بر مقدار هیدروژن افزوده شود.

شکل ۳ مقدار بازده تبدیل پروپان به هیدروژن را در دو روش SD-LIP و LIP مقایسه می‌کند. این مقادیر به وسیله رابطه (۲) محاسبه گردیده است که نسبتی از هیدروژن تولیدی به گاز پروپان ورودی را نشان می دهد. همانطور که نتایج نشان می‌دهد روش پیشنهادی سبب افزایش بازده تولید هیدروژن به بیش از ۳.۳ برابر شده است.




*شکل۳: مقایسه بازده تبدیل پروپان به هیدروژن در دو روش LIP و SD-LIP*

## نتیجه‌گیری

احتراق هیدروکربن‌ها منجر به آزادسازی دی‌اکسیدکربن فراوان به جو و آلودگی محیط‌زیست می‌شود. یافتن یک روش کارآمد برای تبدیل گازهای هیدروکربنی به ترکیبات پاک، همراه با کاهش گازهای گلخانه‌ای، توجه دانشمندان را به خود جلب کرده است. در این پژوهش، به منظور تبدیل پروپان به هیدروژن، روش تخلیه اسپارک به همراه پلاسمای القایی لیزر (SD-LIP) در حضور کاتالیز پالادیوم (Pd) پیشنهاد شده است. نتایج نشان می‌دهد که در روش ترکیبی SD-LIP تولید هیدروژن ۳۵ درصد محصولات را دربرمی‌گیرد. این در حالی است که این فرآورده برای LIP تنها ۲۵ درصد است. در واقع، افزودن تخلیه اسپارک به سیستم سبب می‌شود تا تولیدات هیدروکربنی کاهش و بر مقدار هیدروژن افزوده شود. افزون بر موارد فوق، در این روش پیشنهادی به علت افزودن تخلیه اسپارک به سیستم سنتی LIP ولتاژ فروشکست و انرژی اعمالی به سیستم به شدت کاهش می‌یابد.

## مرجع‌ها

1. J. D. Holladay, J. Hu, D. L. King, and Y. Wang, "An overview of hydrogen production technologies," 139, 244–260 (2009).

2. B. Wang, S. Albarracín-Suazo, Y. Pagán-Torres, and E. Nikolla, "Advances in methane conversion processes," Catal. Today 285, 147–158 (2017).

3. Z. Fan, W. Weng, J. Zhou, D. Gu, and W. Xiao, "Catalytic decomposition of methane to produce hydrogen : A review," J. Energy Chem. 58, 415–430 (2021).

4. M. Silberberg, Chemistry: The Molecular Nature of Matter and Change with Advanced Topics (McGraw-Hill Higher Education, 2015).

5. F. Dawood, M. Anda, and G. M. Shafiullah, "Hydrogen production for energy: An overview," Int. J. Hydrogen Energy 45(7), 3847–3869 (2020).

6. F. Ahmadinouri and P. Parvin, "Methane conversion using spark discharge-assisted laser-induced plasma (SD-LIP) with Pd catalyst: Non-oxidative hydrogen production," Chem. Eng. J. 484, 149645 (2024).

# بررسی یک رویداد غباری با استفاده از اندازه‌گیری هم‌زمان لیدار و شیدسنج خورشیدی در کنار دریاچه ارومیه

سالار علیزاده[۱]، روح‌اله مرادحاصلی[۲]، علی بیات[۳]، حمیدرضا خالصی‌فرد[۱]

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

[۲] گروه فیزیک، واحد زنجان، دانشگاه آزاد اسلامی، زنجان، ایران

[۳] دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

**چکیده** - این مقاله به بررسی طوفان گرد و غبار ۱۶ می ۲۰۲۲، در منطقه دریاچه ارومیه می‌پردازد. از اندازه‌گیری هم‌زمان لیدار قطبشی مستقر در ساحل دریاچه ارومیه و شیدسنج خورشیدی کالیتو برای بررسی این رویداد غباری استفاده شده است. اندازه‌گیری لیداری در زمان وقوع این رویداد نشانگر حضور یک توده از ذرات جوی تا ارتفاع ۳~ km از سطح زمین است. ضریب واقطبش ذرات این توده برابر با ۰٫۳~ و بیشینه غلظت جرمی توده غباری به ۴ $mg/m^3$ رسیده است. بیشینه عمق اپتیکی هواویز برابر با ۰٫۴ و نمای آنگستروم زیر صفر بیانگر حضور ذرات درشت‌دانه در منطقه، از نتایج اندازه‌گیری هم‌زمان با شیدسنج خورشیدی است. دید افقی تا ۱٫۴ km کاهش‌یافته و سرعت باد به ۱۰ m/s افزایش‌یافته است. در جریان این رویداد گرد و غبار، شمال غرب ایران تحت‌تأثیر غبار برخاسته از چشمه‌های غبار حوضه دجله و فرات و بیابان سوریه قرار گرفت.

**کلیدواژه**- دریاچه ارومیه، شیدسنج خورشیدی، طوفان غباری، لیدار.

# Investigating a dust event using simultaneous lidar and sun-photometer measurements close to Urmia Lake

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

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

[2] Department of Physics, Zanjan Branch, Islamic Azad University, Zanjan, Iran

[3] Department of physics, University of Zanjan, Zanjan, Iran.

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

**Abstract**- This article examines the dust storm of May 16, 2022, in the Urmia Lake region. The simultaneous measurement of a polarization lidar located on the coast of Urmia Lake and the Calitoo sun-photometer have been used to investigate the dust event. The lidar measurement indicates the presence of atmospheric particles plume up to a height of ~3 km above ground level. The particle depolarization ratio of the plume is equal to ~0.3, and the maximum mass concentration of the dust plume has reached 4 $mg/m^3$. The maximum aerosol optical depth (AOD) is equal to 0.4, plus the Ångström exponent (AE) below zero indicates the presence of coarse particles in the region, from simultaneous measurements with the sun-photometer. The horizontal visibility has decreased to 1.4 km, and the wind speed has increased to 10 m/s. During this dust event, the northwest of Iran was affected by lofted dust from dust sources the Tigris and Euphrates Basin, and the Syrian Desert.

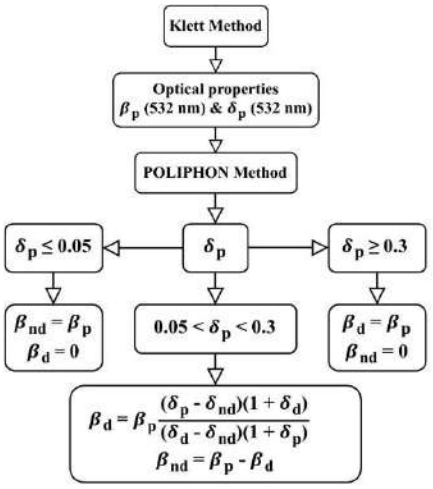
**Keywords**: dust storm, lidar, sun-photometer, Urmia Lake

## مقدمه

شمال غرب ایران به دلیل قرارگرفتن در کمربند غباری، رویدادهای غباری متعددی را تجربه می‌کند. غبار برخاسته از چشمه‌های غباری مانند: حوضه دجله و فرات و بیابان سوریه این منطقه را تحت‌تأثیر قرار می‌دهد [۱]. از اندازه‌گیری‌های لیدار قطبشی مستقر در ساحل جنوب غرب دریاچه ارومیه [۲] برای بررسی توزیع ارتفاعی و زمانی هواویزها و مشخصه‌یابی ذرات استفاده کردیم. به طور هم‌زمان توسط شیدسنج خورشیدی نیز اندازه‌گیری شد. از طرفی، تغییرات پارامترهای هواشناسی در جریان وقوع رویداد غباری در منطقه مطالعاتی نیز بررسی شد. از تصاویر Dust RGB که محصول سامانه SEVIRI است، برای مشاهده میزان گسترش طوفان غباری در منطقه و منشأیابی چشمه غبار استفاده شد.

## ابزار و روش

هواویزها بر اساس میزان تغییر قطبش نور پس‌پراکنده شده از آنها دسته‌بندی می‌شوند. در معادله لیدار ضریب پس‌پراکندگی ($\beta$) و ضریب خاموشی ($\alpha$) خصوصیات هواویزها و مولکولها را در خود جای‌داده‌اند [۳]. برای استخراج ویژگی‌های هواویزها از روی سیگنال لیدار قطبشی لازم است، ابتدا سهم هواویزها از مولکول‌ها جدا شود. با اعمال روش Klett [۴] بر سیگنال لیدار، ضریب پس‌پراکندگی ذرات ($\beta_p$) استخراج شده و در ادامه ضریب واقطبش ذرات ($\delta_p$) محاسبه می‌شود [۵]. از الگوریتم POLIPHON برای دسته‌بندی هواویزهای جوی استفاده کردیم. در الگوریتم POLIPHON یک‌مرحله‌ای، ذرات به دودسته غبار (dust, d) و غیرغبار (non-dust, nd) تقسیم می‌شوند. بر اساس حدود در نظر گرفته شده برای $\delta_p$، ضرایب پس‌پراکندگی غبار ($\beta_d$) و پس‌پراکندگی غیرغبار ($\beta_{nd}$) استخراج می‌شود (شکل ۱). حد پایین و بالا برابر با $\delta_p \leq$ ۰٫۰۵ و $\delta_p \geq$ ۰٫۳ است. اگر مقدار $\delta_p$ از حد پایین (بالا) پیروی کند، تمام سهم $\beta_p$ برابر با $\beta_{nd}$ ($\beta_d$) می‌شود. روند تفکیک سهم $\beta_d$ و $\beta_{nd}$ در ناحیه مابین حد پایین و بالا (۰٫۰۵ < $\delta_p$ < ۰٫۳) در شکل ۱ آورده شده است. در این بخش $\delta_d$ = ۰٫۳ و $\delta_{nd}$ = ۰٫۰۵ است [۶].




*شکل ۱: الگوریتم POLIPHON تک‌مرحله‌ای برای استخراج ضرایب پس‌پراکندگی غبار ($\beta_d$) و پس‌پراکندگی غیرغبار ($\beta_{nd}$).*

نسبت ضریب خاموشی ذرات ($\alpha_p$) به $\beta_p$ را نسبت لیداری (S) گویند. مقدار S برای غبار و غیرغبار برابر با: $S_d = 40$ sr و $S_{nd} = 55$ sr است. حال غلظت جرمی غبار ($M_d$) و غلظت جرمی غیرغبار ($M_{nd}$) با استفاده از معادله (۱) به دست می‌آید:

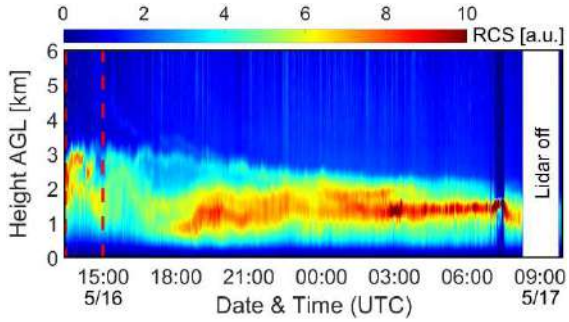
$$M_i = \rho_i c_{v,i} \beta_i S_i, \quad i = d, nd \qquad (۱)$$

$\rho_i$ چگالی ذرات و $c_{v.i}$ ضریب تبدیل خاموشی به حجم است. برای غبار: $\rho_d = 2.6\ g/cm^3$ و $c_{v,d} = 0.9 \times 10^{-6} m$، و برای غیرغبار: $\rho_{nd} = 1.55\ g/cm^3$ و $c_{v,nd} = 0.25 \times 10^{-6} m$ است [۶-۸]. شیدسنج خورشیدی ابزاری برای اندازه‌گیری عمق اپتیکی ذرات (AOD) و نمای آنگستروم (AE) است. AOD برابر با انتگرال روی مقدار خاموشی نور خورشید در اثر حضور هواویزها در یک ستون قائم از جو است. AE معیاری از ریزدانه یا درشت‌دانه بودن هواویزها است (پارامترهای AOD و AE بدون بعد هستند). شیدسنج خورشیدی کالیتو ابزاری برای اندازه‌گیری AOD در سه طول‌موج مجزای ۴۶۵ nm، ۵۴۰ nm و ۶۱۹ nm است. از AOD طول‌موج‌های ۴۶۵ nm و ۶۱۹ nm، AE (۴۶۵ nm - ۶۱۹ nm) محاسبه می‌شود [۹].

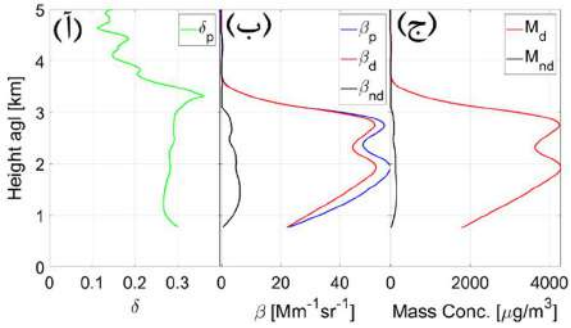
## مطالعه موردی: طوفان گرد و غبار ۱۶ می ۲۰۲۲

شکل ۲ سری زمانی سیگنال تصحیح فاصله شده (RCS) را برای ۱۶ الی ۱۷ می ۲۰۲۲ نشان می‌دهد. یک توده‌ی ذرات، در طول سری زمانی از سطح زمین تا ارتفاع ۳ km مشاهده می‌شود. روش Klett و POLIPHON بر روی میانگین سیگنال لیداری ناحیه

خط‌چین قرمز در شکل ۲ اعمال شد. شکل ۳ نمای تغییرات پارامترهای: $\delta_p$، $\beta_p$، $\beta_d$، $\beta_{nd}$، $M_d$ و $M_{nd}$ را نشان می‌دهد. به دلیل هم‌پوشانی (overlap) ناقص در سیگنال لیدار از سطح زمین تا ارتفاع ۸۰۰ m~، تغییرات پارامترها در این ناحیه حذف شده است (شکل ۳). دامنه تغییرات $\delta_p$ در ارتفاع ۱ km-۳ (ناحیه داخل توده) برابر با ۰٫۳ – ۰٫۲۵ است (شکل ۳ آ). در تمام ارتفاعات بیشتر سهم $\beta_p$ را $\beta_d$ تشکیل می‌دهد. در ارتفاعات ۲~ km و ۲٫۹ km~، بیشینه مقدار $\beta_d$ یعنی ۵۵~ $Mm^{-1}sr^{-1}$ به دست آمده، درحالی‌که مقدار $\beta_{nd}$ در ارتفاعات متناظر کمتر از ۱۰~ $Mm^{-1}sr^{-1}$ است (شکل ۳ ب). به‌وضوح در تمام ارتفاعات سهم $M_d$ از $M_{nd}$ بیشتر و سهم $M_{nd}$ ناچیز است. به طور بخصوص در ارتفاعات ۲~ km و ۲٫۹ km~، $M_d$ به بیشینه مقدار ۴~ $mg/m^3$ رسیده است (شکل ۳ ج).

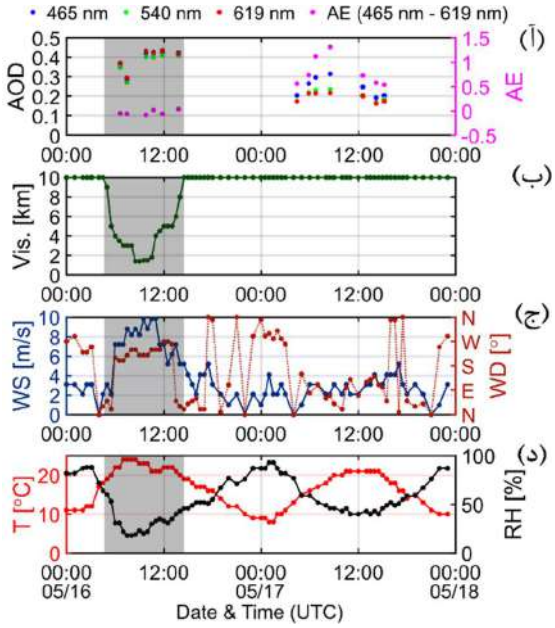



*شکل ۲: سری زمانی سیگنال تصحیح فاصله شده (RCS) کانال موازی لیدار از ۱۶ تا ۱۷ می ۲۰۲۲.*




*شکل ۳: نمای تغییرات، (آ) ضریب واقطبش ذرات ($\delta_p$)، (ب) ضرایب پس‌پراکندگی: ذرات ($\beta_p$)، غبار ($\beta_d$) و غیرغبار ($\beta_{nd}$) و (ج) غلظت جرمی: غبار ($M_d$) و غیرغبار ($M_{nd}$).*

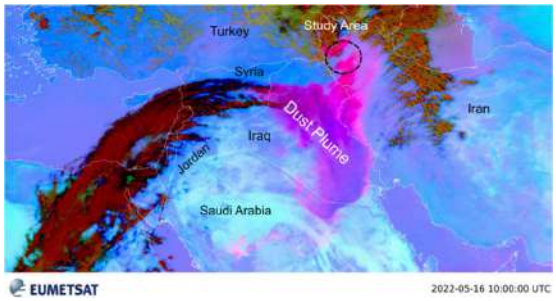
شکل۴ شامل اندازه‌گیری‌های شیدسنج خورشیدی کالیتو در منطقه مطالعاتی و پارامترهای هواشناسی اندازه‌گیری شده در ایستگاه هواشناسی فرودگاه ارومیه از ۱۶ تا ۱۷ می ۲۰۲۲ است.




*شکل ۴: نمای تغییرات: (آ) AOD و AE، (ب) دید افقی (Vis.) (ج) سرعت (WS) و جهت (WD) باد و (د) دما (T) و رطوبت نسبی (RH)، از ابتدای ۱۶ می ۲۰۲۲ تا پایان ۱۷ می ۲۰۲۲.*

در یک نگاه کلی، طوفان گرد و غبار جو نزدیک به سطح منطقه مطالعاتی را از ۰۵:۰۰ (UTC) تا ۱۵:۰۰ (UTC)، ۱۶ می ۲۰۲۲ تحت‌تأثیر قرار داده، این بازه زمانی ۱۰ ساعته با مستطیل خاکستری در شکل ۴ آ-د مشخص شده است. در ۱۶ می ۲۰۲۲، مقادیر AOD در هر سه طول‌موج، به ۰٫۴ رسیده است. همچنین مقدار AE به زیر صفر کاهش‌یافته، این مسئله بیانگر حضور هواویزهای درشت‌دانه در جو منطقه است. در روز بعد، مقدار AOD کاهش و AE افزایش‌یافته است (شکل ۴ آ). دید افقی در حوالی ساعت ۰۹:۰۰ (UTC)، ۱۶ می ۲۰۲۲ به ۱٫۴ km کاهش‌یافته و بعد از ۱۵:۰۰ (UTC) همان روز، بیشینه مقادیر دید افقی ثبت گردید (شکل ۴ ب). از ۱۰:۰۰ (UTC) تا ۱۲:۰۰ (UTC)، ۱۶ می ۲۰۲۲، سرعت باد (WS) به ۱۰ m/s رسیده و جهت وزش باد (WD) از سمت جنوب غرب بوده است (شکل ۴ ج). کمینه مقدار رطوبت نسبی (RH) در حضور غبار در ارتفاع پایین، ۲۰ درصد نسبت به روز بعد کمتر بود. همچنین، بیشینه

دما در ۱۶ می ۲۰۲۲ به نسبت ۱۷ می ۲۰۲۲، ۴ درجه سانتی‌گراد بیشتر بود (شکل ۴ د). در شکل ۵ توده‌ی غبار با رنگ ارغوانی در (UTC) ۱۰:۰۰، ۱۶ می ۲۰۲۲ نمایش داده شده است. بخشی از توده به منطقه مطالعاتی رسیده؛ اما بخش وسیعی از آن در آسمان عراق و غرب ایران مشاهده می‌شود. با بررسی تصاویر پی‌درپی Dust RGB، منشأ این طوفان گرد و غبار، بیابان سوریه و حوضه دجله و فرات شناسایی شد.




*شکل ۵: نمایی از طوفان گرد و غبار (توده‌ی ارغوانی) در (UTC) ۱۰:۰۰، ۱۶ می ۲۰۲۲.*

## نتیجه‌گیری

برای مطالعه موردی طوفان گرد و غبار ۱۶ می ۲۰۲۲، از اندازه‌گیری هم‌زمان لیدار و شیدسنج خورشیدی کالیتو استفاده شد. جو نزدیک به سطح منطقه دریاچه ارومیه توسط ذرات درشت‌دانه غبار تحت‌تأثیر قرار گرفت. چشمه‌های غبار: حوضه دجله و فرات و بیابان سوریه منشأ این رویداد غباری بودند.

## مرجع‌ها

**[1]** Masoumi, A., et al. “Retrieval of aerosol optical and physical properties from ground-based measurements for Zanjan, a city in Northwest Iran.” Atmospheric research 120 (2013): 343-355.

**[2]** Khalesifard, Hamid R., et al. “Monitoring atmospheric aerosols over the Urmia Lake by CALIPSO and a ground based depolarized lidar.” EPJ Web of Conferences. Vol. 237. EDP Sciences, 2020.

**[3]** Weitkamp, Claus. “Range-resolved optical remote sensing of the Atmosphere.” Springer-Verlag New York 102 (2005): 241-303.

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

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

**[6]** Mamouri, Rodanthi-Elisavet, and Albert Ansmann. “Fine and coarse dust separation with polarization lidar.” Atmospheric Measurement Techniques 7.11 (2014): 3717-3735.

**[7]** Ansmann, A., et al. “Ash and fine-mode particle mass profiles from EARLINET-AERONET observations over central Europe after the eruptions of the Eyjafjallajökull volcano in 2010.” Journal of Geophysical Research: Atmospheres 116.D20 (2011).

**[8]** Hofer, Julian, et al. “Long-term profiling of mineral dust and pollution aerosol with multiwavelength polarization Raman lidar at the Central Asian site of Dushanbe, Tajikistan: case studies.” Atmospheric Chemistry and Physics 17.23 (2017): 14559-14577.

**[9]** Bayat, Ali, and Ahmad Assarenayati. “How to measure the amount of Aerosol Optical Thickness in the atmosphere in a simple way: a Calitoo Handheld Sun-Photometer Measurement.” Atmospheric Environment 295 (2023): 119570.

# سنتز و بهینه‌سازی لایه پروسکایتی متیل‌آمونیوم سرب برمید به‌عنوان گسیلنده نور سبز خالص

محمد بزرافشان[۱]، شادی فیروزیار[۱]، ریحانه نبی زاده اربابی[۱] ،بیژن غفاری قمی[۱]، شهاب نوروزیان علم[۱*]

[۱] هسته پژوهشی اپتوالکترونیک، دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

**چکیده** - در این مقاله لایه نازک ماده پروسکایتی متیل آمونیوم لید بروماید ($MAPbBr_3$) با استفاده از سه ضد حلال مختلف سنتز شد. با بررسی طیف فرابنفش نمونه‌ها و برازش گاوس_بولتزمن بر روی نمودارها و همچنین استفاده از طیف فتولومینیسانس لایه ها، گاف انرژی موثر و انرژی بستگی اکسایتونی آنها مورد محاسبه و تحلیل قرار گرفت. درنهایت کلروبنزن به عنوان بهترین ضدحلال برای سنتز لایه های بهینه با انرژی اتصال اکسایتونی و خلوص رنگ بالا درطول موج ۵۳۷.۳ nm معرفی گردیده است که نوید بخش افق های روشنی در کاربردهای گسیلنده های نوری با نور سبز خالص است.

**کلیدواژه**- پروسکایت، فوتولومینسانس، لایه نازک، متیل آمونیوم سرب برمید.

## Synthesis and Optimization of Methylammonium Lead Bromide Perovskite Layer as a Pure Green Light Emitter

Mohammad Bazrafshan[1], Shadi Firozyar[1], Reihaneh Nabizadeh Arbabi[1], Bijan Ghafary[1], Shahab Norouzian Alam[*1]

[1] Optoelectronics Research Centre, Physics Department, Iran University of Science and Technology,Tehran

m_bazrafshan@physics.iust.ac.ir , firozear@chmail.ir , ghafary@iust.ac.ir , norouzian@iust.ac.ir

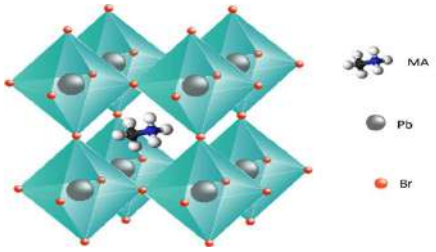
**Abstract**- In this article, the thin layer of Methylammonium Lead Bromide perovskite material ($MAPbBr_3$) was synthesized utilizing three different anti_solvents. By examining the ultraviolet spectrum of the samples and Gauss_Boltzmann fitting on the graphs, as well as using the photoluminescence spectrum of the layers, the effective energy band gap and the exciton binding energy were determined and analyzed. Finally, chlorobenzene has been introduced as the best antisolvent for the synthesis of optimal layers with oxidative bonding energy and high colour purity at a wavelength of 537.3 nm, which promises bright horizons in the applications of pure green light optical emitters.

**Keywords**: Methylammonium Lead Bromide, Perovskite, Photoluminescence, Thin Film.

## مقدمه

در سال‌های اخیر مواد پروسکایتی هیبریدی آلی – غیر آلی به دلیل تحرک بالای حامل‌ها [۱]، انرژی اکسایتونی قابل تنظیم [۲]، سنتز آسان از فاز محلول و مقیاس‌پذیر بودن[۳] همچنین خواص نوری منحصربفرد قابل تنظیم با مهندسی ترکیبات شیمیایی [۴]، به یکی از مواد فوق العاده جذاب در زمینه‌های تحقیقاتی مختلف نظیر: سلول‌های خورشیدی [۵]، لیزرها [۶]، آشکارسازها [۷]، تصویربرداری‌های زیستی [۸]، گسیلنده‌های نوری (LED)[۹] تبدیل شده‌اند.

مواد پروسکایتی دارای ساختار کلی $ABX_3$ هستند که در آن A یک کاتیون تک ظرفیتی و B یک کاتیون فلزی دو ظرفیتی و X یک آنیون مانند $I^-$, $Br^-$, $CL^-$ هستند. کاتیون A میتواند آلی یا غیر آلی باشد. شکل ۱ ساختار سه بعدی پروسکایت را نمایش می‌دهد.

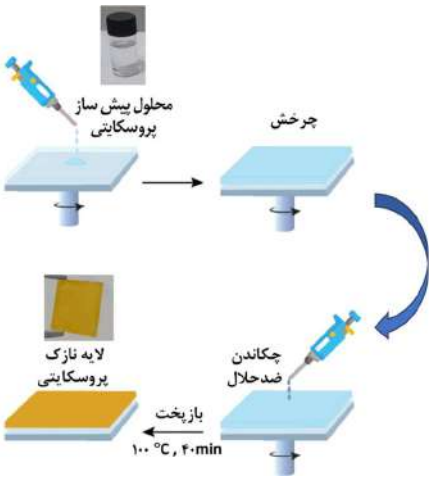



*شکل ۱: ساختار سه بعدی پروسکایت $MAPbBr_3$*

سایت A معمولاً در رابطه با ساختار نواری ماده از نظر الکتریکی غیرفعال است و خواص الکترونیکی مواد پروسکایت به طور مستقیم با یونهای B مرتبط است، در حالی که اندازه گاف انرژی تا حد زیادی به یون‌های X وابسته است. نکته حائز اهمیت در سنتز مواد پروسکایتی اندازه دانه این مواد است. هر چه اندازه دانه کوچکتر باشد انرژی بستگی اکسایتونی ($E_b$) بزرگتر شده و احتمال بازترکیب تابشی الکترون-حفره افزایش می‌یابد. در این مقاله برای دستیابی به خواص اپتیکی بهبود یافته و اندازه دانه‌های کوچک، تاثیر ضدحلال مورد تحقیق و بررسی قرار گرفته‌است. بدین منظور ضدحلال‌های مختلف با درجات قطبیت متفاوت در سنتز لایه پروسکایتی $MAPbBr_3$ استفاده شده‌است. مشخصه‌یابی اپتیکی لایه‌های سنتز شده با دستگاه UV-Vis و اسپکترومتر انجام گردید. با تحلیل داده‌های طیف جذبی و فوتولومینسانس (PL) و محاسبه گاف انرژی موثر ($E_{eff}$)، $E_b$ هر لایه مشخص شده است. با مقایسه $E_b$ های محاسبه شده، ضدحلال بهینه جهت سنتز دانه‌های کوچک پیشنهاد خواهد شد.

## روش سنتز لایه پروسکایتی

به منظور سنتز لایه $MAPbBr_3$ از روش لایه‌نشانی چرخشی تک مرحله‌ای استفاده شد. در ابتدا محلول پیش‌ساز شفافی به نسبت مولی ۳:۱ از $PbBr_2$ و MABr در حلال DMF تهیه گردید. زیرلایه‌ها با روش شستشوی استاندارد تمیز شدند. سپس نمونه‌ها با گاز نیتروژن خشک شده و برای مدت ۱ ساعت در دمای ۱۰۰ درجه سانتی گراد قرار گرفتند. در نهایت زیرلایه‌ها در محفظه مخصوص برای تابش‌دهی پرتو UV تحت اتمسفر $O_3$ قرار داده شدند. تاثیر همزمان اکسیداسیون نور فرابنفش و گاز ازن باعث آب‌دوستی سطح و لایه‌نشانی بهتر می‌گردد. بعد از آماده‌سازی محلول پیش‌ساز و زیرلایه‌ها، دستگاه لایه‌نشانی چرخشی در دو گام با سرعت‌های ۱۰۰۰ و ۳۰۰۰ دور در دقیقه با زمان‌های به ترتیب ۱۰ و ۳۰ ثانیه تنظیم شد. مقدار ۵۰ میکرولیتر از مواد پیش‌ساز با میکروپیپت بر روی زیرلایه چکانده شد.



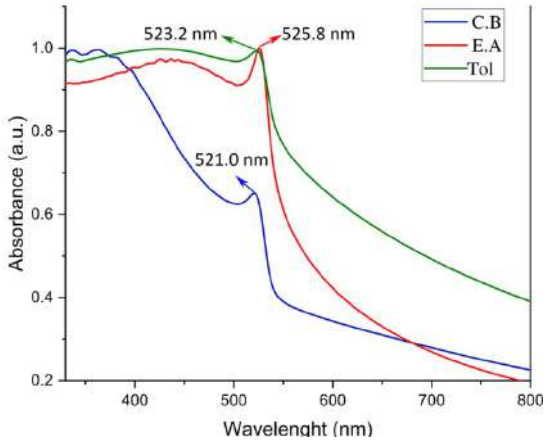

*شکل۲: طرحواره مراحل سنتز لایه پروسکایتی $MAPbBr_3$ به همراه تصویر لایه نهایی بازپخت‌شده*

سه ضد حلال تولوئن(Tol)، اتیل استات(E.A) و کلروبنزن(C.B) در زمان مناسب بر روی فیلم‌های پروسکایتی در حال تشکیل، تزریق گردیدند. رنگ نمونه‌ها در پایان چرخش به نارنجی روشن تغییر پیدا کرد که نشان‌دهنده تشکیل ماده پروسکایتی $MAPbBr_3$ است. در نهایت نمونه‌ها با قرار گرفتن بر روی هات‌پلیت تحت عملیات بازپخت حرارتی قرار گرفتند. در شکل ۲ این مراحل به صورت طرحوار نمایش داده شده است. با خروج

کامل حلال و ضد حلال باقی مانده، رنگ لایه‌ها تیره‌تر شده که شاهدی بر شکل‌گیری کامل کریستال‌های پروسکایتی است.

## مشخصه یابی و تحلیل نتایج

در این پژوهش با استفاده از دستگاه UV-vis دابل بیم Rayleigh UV-2100 طیف جذبی تمامی نمونه‌ها ثبت گردید (شکل ۳). وجود پیک قوی اکسایتونی در لبه‌ی جذب لایه‌ها نشان از کیفیت بلورینگی در هر سه لایه است. این پیک برای سه ضد حلال E.A، Tol و C.B بترتیب ۵۲۵/۸ ، ۵۲۳/۲ و ۵۲۱ نانومتر مشاهده شده‌است.



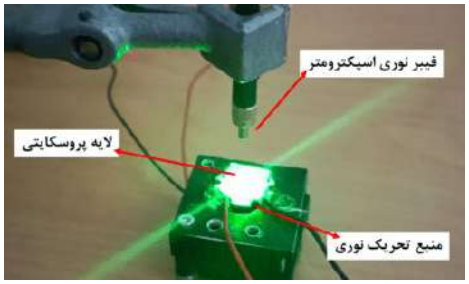

*شکل ۳: طیف جذبی UV-Vis سه نمونه با ضدحلال‌های E.A، Tol و C.B*

با تحلیل و فیتینگ مناسب طیف UV-vis در نرم افزار بر اساس مدل ترکیبی بولتزمن-گاوس مقدار $E_{eff}$ برای ضدحلال اتیل‌استات معادل ۲/۲۹eV، برای تولوئن برابر با ۲/۲۸eV و این مقدار برای ضدحلال کلروبنزن ۲/۵۷eV محاسبه گردید. لذا بر مبنای اختلاف پیک اکسایتونی لبه جذب و گاف انرژی موثر مقدار انرژی بستگی اکسایتونی برای هر سه نمونه به دست آمد که در جدول ۱ نمایش داده شده‌اند.

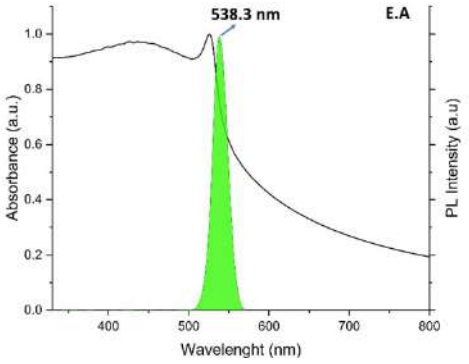
*جدول ۱: انرژی بستگی اکسایتونی محاسبه شده*

| ضدحلال | E.A | Tol | C.B |
|---|---|---|---|
| $E_b$ (meV) | ۷۰ | ۹۲ | ۱۸۸ |

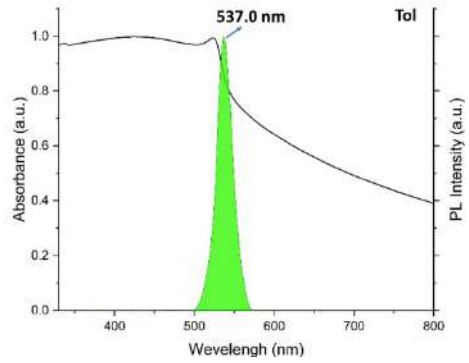
با توجه به جدول ۱ مشخص می‌شود که لایه سنتز شده با ضدحلال C.B دارای انرژی بستگی اکسایتونی بیشتری نسبت به دو ضدحلال دیگر است. سپس نمونه ها توسط یک LED فرابنفش با طول موج ۲۷۳nm تحریک شدند و با استفاده از دستگاه اسپکترومتر Noora200 و چیدمان شکل۴، پیک گسیلی طیف PL لایه‌های پروسکایتی ثبت گردید (شکل های ۵، ۶ و ۷ ).



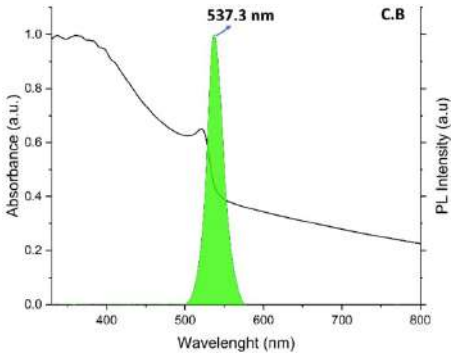

*شکل ۴: چیدمان تست فوتولومینسانس و تعیین پیک گسیلی لایه $MAPbBr_3$*




*شکل ۵: پیک گسیل PL و طیف جذبی لایه ی سنتز شده با ضدحلال E.A*




*شکل ۶: پیک گسیل PL و طیف جذبی لایه ی سنتز شده با ضدحلال Tol*




*شکل ۷: پیک گسیل PL و طیف جذبی لایه ی سنتز شده با ضدحلال C.B*

همان‌طور که در شکل‌های ۵ -۷ مشاهده می‌شود طیف‌های ثبت شده بسیار باریک و دارای FWHM کم هستند که نشان از خلوص رنگ بالای نمونه‌ها است. همچنین مرکز پیک PL در تمامی نمونه ها تقریباً ثابت بوده است که نور سبز خالص مورد نظر را در محدوده باریک طول موجی ۵۳۷-۵۳۸.۳ nm گسیل می کند. اطلاعات مربوط به طیف فوتولومینسانس لایه ها در جدول ۲ آورده شده است.

*جدول۲ : اطلاعات حاصل از طیف سنجی فوتولومینسانس*

| ضدحلال | E.A | Tol | C.B |
|---|---|---|---|
| $\lambda_{Center}$ (nm) | ۵۳۸/۳ | ۵۳۷/۰ | ۵۳۷/۳ |
| FWHM (nm) | ۲۱/۵ | ۲۳/۰ | ۲۴ |

## نتیجه‌گیری

در این مقاله تاثیر نوع ضدحلال بر پیک اکسایتونی و $E_b$ و همچنین طیف PL برای سه ضد حلال مختلف مورد بررسی قرار گرفته‌است. وجود شیفت آبی از اتیل استات تا کلروبنزن، در پیک اکسایتونی به احتمال قوی نشان‌دهنده کاهش اندازه ذرات است. بیشترین مقدار $E_b$ متعلق به نمونه سنتز شده با ضدحلال C.B است. یکی از مهمترین دلایلی که می‌تواند باعث چنین افزایشی شود، کوچکتر شدن اندازه ذرات و محدود شدن بیشتر الکترونها و حفره‌ها است. این اتفاق سبب بهبود بازترکیب تابشی می‌شود که نتیجه آن گسیل نور سبز خالص با شدت بالا است. همچنین FWHM در نمونه‌ها تاییدی بر مناسب بودن استفاده از $MAPbBr_3$ به عنوان گسیلنده نور سبز خالص است که نویدبخش افق‌های روشن در توسعه فناوری LED های نسل جدید است.

## مرجع‌ها

1. Kim, G.E., et al., Soft nanocomposites of lead bromide perovskite and polyurethane prepared via coordination chemistry for highly flexible, stable, and quaternary metal alloy-printed light emitting diodes. Journal of Materials Chemistry C, 2024. 12(2): p. 673-684.

2. Dong, Q., et al., Easily accessible polymer additives for tuning the crystal-growth of perovskite thin-films for highly efficient solar cells. Nanoscale, 2016. 8(10): p. 5552-5558.

3. Jin, G., et al., Boosting the performance of CsPbBr 3-based perovskite light-emitting diodes via constructing nanocomposite emissive layers. Journal of Materials Chemistry C, 2021. 9(3): p. 916-924.

4. Jeon, N.J., et al., Solvent engineering for high-performance inorganic–organic hybrid perovskite solar cells. Nature materials, 2014. 13(9): p. 897-903.

5. Chatterjee, S., et al., Massive amplification of photoluminescence and exceptional water stability of MAPbBr 3 nanocrystals through core–shell nanostructure formation in a self-defence mechanism. Materials Advances, 2022. 3(19): p. 7360-7369.

6. Chen, Y., et al., Waterproof, Self-Adhesive, and Large-Area Luminescent Perovskite–Polymer Fiber Membranes. Advanced Fiber Materials, 2023. 5(5): p. 1737-1748.

7. Rambabu, D., et al., Stabilization of MAPbBr3 perovskite quantum dots on perovskite MOFs by a one-step mechanochemical synthesis. Inorganic chemistry, 2020. 59(2): p. 1436-1443.

8. Cao, X., et al., A review of the role of solvents in formation of high-quality solution-processed perovskite films. ACS applied materials & interfaces, 2019. 11(8): p. 7639-7654.

9. Zhao, X., et al., Simple and efficient green-light-emitting diodes based on thin organolead bromide perovskite films via tuning precursor ratios and postannealing temperature. The Journal of Physical Chemistry Letters, 2016. 7(21): p. 4259-4266.

10. Handayani, Y., P. Wulandari, and R. Hidayat. Controlled synthesis of lead-free perovskite Cs2SnI6 as hole transport layer in dye sensitized solar cells. in Journal of Physics: Conference Series. 2018. IOP Publishing.

# ساخت میکروسکوپ هم‌کانونی فلوئورسانی و مطالعه‌ی مراکز رنگ تابش‌گر فوتونی موضعی در بلورهای دو بُعدی بورون نیترایدِ شش‌گوشه

پویان مینایی[1]، مرتضی جعفری سیاوشانی[1]، علی اسفندیار[1]

۱- دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

**چکیده** – تابش‌گرهای فوتونی به دلیل کاربردهای گوناگون کلیدی‌شان در فناوری‌های کوانتومی در سال‌های اخیر اهمیت فزاینده‌ای پیدا کرده‌اند. خانواده‌ی مهمی از تابش‌گرهای فوتونی، مراکز رنگ در جامدات هستند. در این مقاله ما پیاده‌سازی یک میکروسکوپ هم‌کانونی فلوئورسانی را به عنوان ابزار انجام مطالعات بر روی تابش‌گرهای فوتونی موضعی گزارش می‌کنیم. این میکروسکوپ می‌تواند با بهره‌گیری از آشکارساز تک-فوتونی SPAD، تصویر هم‌کانونی نمونه‌هایی با توان تابشی از مرتبه‌ی فمتووات را تهیه کند.در نهایت، مشخصه‌یابی الگوی تابشی تابش‌گرهای فوتونی موضعی روی بلورهای دو-بُعدی بورون‌نیترایدِ شش گوشه با استفاده از این میکروسکوپ را تشریح خواهیم کرد.

**کلیدواژه‌ها**: الگوی تابشی، تابش‌گر فوتونی موضعی، میکروسکوپ هم‌کانونی فلوئورسانی ، بلور دو بعدی بورون نیترایدِ شش‌گوشه

# Implementation of a Fluorescent Confocal Microscope and investigating color centers as local photon emitters in 2D crystals of hexagonal Boron Nitride

Pouyan Minaei[1], Morteza Jafari Siavoshani[1], Ali Esfandiar[1]

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

Pouyan.minaei@physics.sharif.edu , m.siavashani@sharif.edu , esfandiar@sharif.edu

**Abstract**- Photon Emitters have become increasingly important in recent years due to their various key roles in quantum technologies. An important family of photon emitters is color centers in solids. In this article we will report implementation of a fluorescent confocal microscope as a tool for investigating local photon emitters. This microscope can obtain confocal map from samples with emission power in femtowatt regime. Finally, we will discuss characterization of the emission pattern of a local photon emitter on 2-dimentional hexagonal Boron Nitride crystal.

**Keywords**: Emission pattern, Fluorescent Confocal Microscope, Local photon emitters, 2D- hexagonal Boron Nitride

## مقدمه

فوتون‌ها در فناوری‌های کوانتومی نقش‌های تعیین‌کننده‌ای ایفا می‌کنند.: ۱- بستر انتقال اطلاعات در توزیع کلید و ارتباطات امن کوانتومی، ۲- بستر انجام رایانش کوانتومی نوری، ۳- واسطه‌ی ذخیره و بازیابی اطلاعات در حافظه‌ها و حسگرهای کوانتومی [1] . از این رو مطالعه‌ی تابش‌گرهای فوتونی در سال‌های اخیر رشد چشمگیری داشته است.

مراکز رنگ در بلورهای بورون‌نیتراید شش‌گوشه[1]ی دو-بُعدی (به اختصار hBN) خانواده‌ی مهمی از تابش‌گرهای فوتونی هستند [2]. hBN بلوری نارسانا با گاف انرژی بالا (۶ الکترون ولت) است. دو بعدی بودن بلور میزبان هم قابلیت مجتمع‌سازی تابش‌گرها در مدارهای فوتونیکی را فراهم می‌کند [3] و هم از بازتاب داخلی فوتون‌ها جلوگیری می‌کند. گاف انرژی بزرگ این ماده هم باعث پایداری تابش بسیار خوب در دمای اتاق و بالاتر، نرخ تابش فوتون بالا، و قابلیت تابش طیف وسیعی از فوتون‌ها با طول‌موج‌های مختلف در کل بازه‌ی مرئی می‌شود.

برای مطالعه‌ی انواع تابش‌گرهای فوتونی موضعی از میکروسکوپ هم‌کانونی به دو منظور استفاده می‌شود: ۱- افزایش توان تفکیک مکانی، تعیین موقعیت دقیق و تمرکز بر تابش‌گر به کمک روبش. ۲- کاهش نویز نوری ناشی از محیط اطراف تابش‌گر و افزایش نسبت سیگنال به نویز.

## پیاده‌سازی میکروسکوپ و نتایج تجربی

در میکروسکوپ هم‌کانونی با گذر دادن نور تابش‌شده یا بازتابی از روزنه‌ای با قطر مناسب، نویز نوری محیط کاهش می‌یابد و توان تفکیک مکانی افزایش می‌یابد. توان تفکیک مکانی یک تابش‌گر نقطه‌ای آرمانی (با ابعاد صفر) در راستاهای عرضی (صفحه‌ی قرارگیری نمونه، x و y) و عمقی (عمود بر صفحه‌ی نمونه، z) برای میکروسکوپ معمولی از روابط

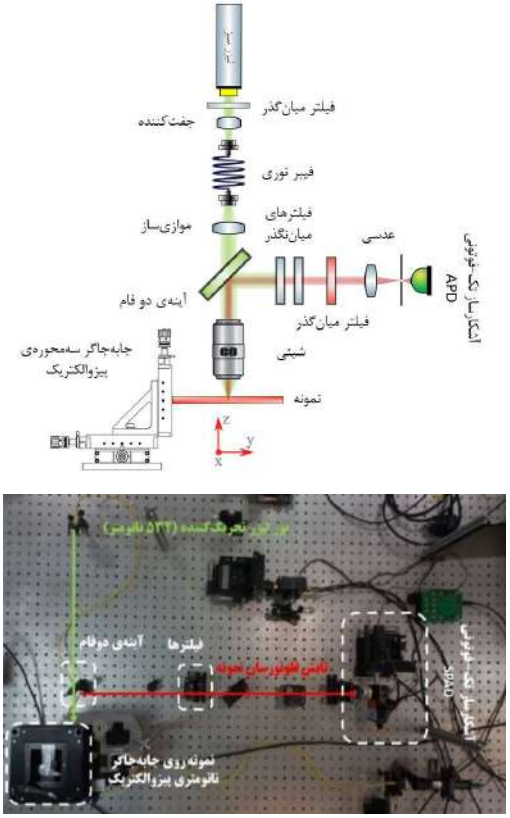
$$R_{x,y} = \frac{0/6\lambda}{N.A.}, \quad R_z = \frac{2\lambda}{N.A.}$$

و برای میکروسکوپ هم‌کانونی از روابط

$$R_{x,y} = \frac{0/4\lambda}{N.A.}, \quad R_z = \frac{1/4\lambda}{N.A.}$$

زیر به دست می‌آید، که $\lambda$ طول موج نور تابش‌شده و $N.A.$ گشودگی عددی عدسی جمع‌کننده است[4]. این روابط نشان‌دهنده‌ی بهبود ۳۰ تا ۴۰ درصدی در توان تفکیک در هر سه راستای مکانی است. در میکروسکوپ ساخته‌شده از یک شیئی $100X$ با گشودگی عددی $N.A. = 0/9$ استفاده شده است. طول‌موج‌های تابش فلوئورسان نمونه در بازه‌ی $[600nm, 700\ nm]$ هستند. با فرض این که میانگین طول‌موج فوتون‌های تابش‌شده حدود $650\ nm$ است، توان تفکیک مکانی اسمی در راستاهای عرضی و عمقی برای میکروسکوپ معمولی به ترتیب $R_{x,y} \approx 430\ nm$ و $R_z \approx 1/4\ \mu m$ و برای میکروسکوپ هم‌کانونی به ترتیب $R_{x,y} \approx 290\ nm$ و $R_z \approx 1\ \mu m$ به دست می‌آید.

در شکل ۱ طرحواره و تصویر میکروسکوپ هم¬کانونی فلوئورسان ساخته شده نشان داده شده است.

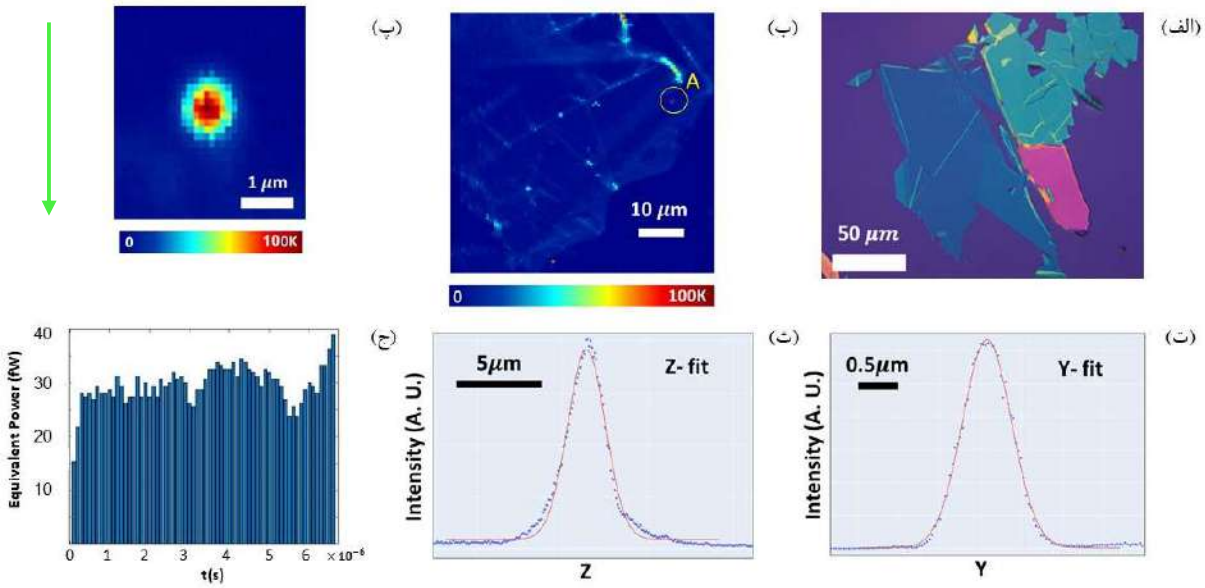



*شکل ۶: (الف) طرحواره و (ب) تصویر میکروسکوپ هم¬کانونی فلوئورسان ساخته شده*

[1] Hexagonal Boron Nitride (hBN)

سازوکار دستگاه به این شرح است: نور لیزر Nd:YAG ۵۳۲ نانومتر بعد از حذف تابش IR، به کمک شیئی روی نمونه متمرکز می‌شود. شیئی نقش جمع‌آوری تابش فلوئورسان نمونه را هم برعهده دارد. لام حاوی نمونه به صورت وارونه روی جابه‌جاگر نانومتری پیزوالکتریکی قرار می‌گیرد. این جابه‌جاگر قابلیت روبش نمونه با گام ۵۰ نانومتر را فراهم می‌کند. تابش فلوئورسان نمونه، با بازتاب از آینه‌ی دو فام، که بیش از ۹۰ درصد نور فلوئورسان تابش‌شده از نمونه را بازتاب می‌دهد، به بازوی آشکارسازی می‌رود. دو فیلتر میان‌نگذر ناحیه‌ی طول موجی سبز، برای از بین بردن باقیمانده‌ی نور لیزر تحریک‌کننده به کار می‌رود، و تعداد فوتون‌های نور لیزرِ رسیده به آشکارسازها، عملاً صفر می‌شود. یک آشکارساز تک-فوتونی SPAD۲ با حسگر ۲۰ میکرومتری برای ثبت تابش فلوئورسان و تشکیل تصویر به کار می‌رود. سطح مقطع کوچک SPAD نقش روزنه‌ی میکروسکوپ هم‌کانونی را هم ایفا می‌کند.

شکل ۲-الف و ب به ترتیب تصویر میکروسکوپی معمولی و فلوئورسانی هم‌کانونی پولک دو بعدی hBN را نشان می‌دهد در تصویر هم‌کانونی، رنگ هر پیکسل نشان‌دهنده‌ی تعداد فوتون-های تابش‌شده از نقطه‌ی متناظر با آن روی نمونه است. تک پیکسل‌هایی با نرخ تابش حداقل دوبرابری نسبت به پیکسل‌های مجاور، کاندیدای تابش‌گرهای فوتونی موضعی هستند. بعد از شناسایی پیکسل‌های کاندیدای تابش موضعی ، الگوی تابشی آن‌ها دقیق‌تر مطالعه می‌شود. به این منظور، به کمک جابه‌جاگر پیزو نور لیزر فرودی به صورت تقریبی روی نقطه‌ی تابش‌گر متمرکز می‌شود. سپس در هر سه راستای مکانی روبش با گام-های ۱۰۰ نانومتری انجام می‌شود تا مکان دقیق بیشینه‌ی شدت‌ها تعیین شود (نمودارهای شکل ۲- ت و ث). نتیجه‌ی این اندازه‌گیری‌ها یک نمودار شدت بر حسب مکان است که برای تابش گر آرمانی، نموداری گاوسی خواهد بود. نصف پهنای نیم بیشینه۳ی هر نمودار برابر با توان تفکیک مکانی دستگاه در راستای متناظر است [4] .




*شکل ۷ : نتایج تجربی تصویربرداری از پولک‌های hBN. (الف) تصویر میکروسکوپ معمولی و (ب) تصویر میکروسکوپی فلوئورسانی همکانونی از یک پولک hBN- نقطه‌ی A یک تابش‌گر موضعی را نشان می‌دهد. (ث) تصویر مقطع X-Y با توان تفکیک بالاتر حول نقطه‌ی A (ت و ث) نمودار شدت نابش فلوئورسان بر حسب مکان با روبش در راستاهای عرضی و عمقی، و (ج) توان تابشی معادل بر حسب زمان برای تابش‌گر موضعی A*

۲ Single Photon Avalanche Diode

۳ Full Width at Half Maximum (FWHM)

توان تفکیکی در راستاهای عرضی و عمقی به ترتیب برابر است با 350 nm و 1/8 µm، که در راستای عرضی از توان تفکیک اسمی میکروسکوپ معمولی (430 nm) بهتر است. این موضوع مزیت بهره‌گیری از میکروسکوپ هم‌کانونی را نشان می‌دهد. در گام بعدی، به مرکزیت مکان دقیق تابش‌گر، تصاویر هم‌کانونی با ابعاد 4µm × 4µm و با تفکیک اندازه‌ی گام روبش ۱۰۰ نانومتر تهیه می‌شود که الگوی دقیق تابشی تابش‌گر موضعی را به دست می‌دهند. (شکل ۲- پ)

میکروسکوپ ساخته‌شده به دلیل بهره‌گیری از آشکارساز SPAD امکان تصویربرداری باکیفیت از تابش‌گرهایی با توان تابشی بسیار پایین را فراهم می‌کند. میانگین انرژی هر فوتون تقریباً 2 eV معادل $3/2 \times 10^{-19}$j است، پس توان تابشی معادل برای تابش-گری با نرخ یک‌صدهزار فوتون بر ثانیه معادل حدود ۳۰ پیکووات است (نمودار شکل ۷-ج).

## نتیجه‌گیری

چیدمان میکروسکوپی هم‌کانونی فلوئورسانی به عنوان یک ابزار قدرتمند برای مشخصه‌یابی تابش‌گرهای فوتونی پیاده‌سازی شد. توان تفکیک فضایی 350 nm برای راستاهای عرضی و 1/8 µm برای عمقی به دست آمد. به کمک این میکروسکوپ تصویر هم-کانونی از بلور hBN دو-بعدی با توان تابشی از مرتبه‌ی ۱۰ فمتووات تهیه شده و الگوی تابشی تابش‌گرهای موضعی در این بلور مورد مطالعه قرار گرفت. از این میکروسکوپ می‌توان برای مطالعه‌ی تابش‌گرهای فوتونی موضعی در سامانه‌هایی مثل نقاط کوانتومی، جامدات، و ملکول‌ها هم استفاده کرد.

## مرجع‌ها

[1] A. M. Fox. Quantum optics: an introduction, vol.15. Oxford University Press, USA, 2006

[2] I. Aharonovic, J. P. Tettienne, M. Toth, "Quantum Emitters in Hexagonal Boron Nitride", Nano. Lett., no.22, pp. 9227−9235, 2022

[3] D. Gerard, M. Rosticher, K. Watanabe, T. Taniguchi, J.Barjon, S. Buil, J. P. Hermier, and A. Delteil, "Top-down integration of an hBN quantum emitter in a monolithic photonic waveguide", Appl. Phys. Lett. 122, 264001, 2023

[4] M. Muller, "Introduction to Confocal Fluorescence Microscopy", 2nd ed., SPIE Press, 2006

# فیلم‌های مایع چرخان غیرلغزشی: صفحات فازی پیچشی مایع

محدثه محمدی ماسوله، سیف‌اله رسولی و رضا شیرسوار

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، بلوار پروفسور یوسف ثبوتی، زنجان

**چکیده** - در این پژوهش، چرخش غیرلغزشی لایه‌های مایع دارای جریان الکتریکی ضعیف با گذردهی نسبی بیشتر از نصف گذردهی نسبی قاب و تحت‌تأثیر میدان الکتریکی خارجی ثابت قوی مشاهده شده است. این چرخش باعث ایجاد الگوهای تداخلی مارپیچی می‌شود که بیانگر تغییر ضخامت مارپیچی در راستای سمتی علاوه‌بر ذات کروی سطوح در این فیلم‌های مایع است. هندسه‌ی سطوح این فیلم‌ها به‌طور ریاضیاتی تحلیل شدند و نتایج حاکی از آن است که این فیلم‌ها می‌توانند عملکردی مشابه صفحات فازی مارپیچی داشته باشند و تکانه‌ی زاویه‌ای مداری صحیح یا غیرصحیح به باریکه‌ی فرودی اعمال کنند و باریکه‌های نوری گردابی بسازند.

**کلیدواژه**- چرخش غیرلغزشی، صفحات فازی مارپیچی، ضخامت مارپیچی، گردابه‌های نوری، لایهٔ مایع.

## No-slip rotation liquid films: Liquid spiral phase plates

Mohaddeseh Mohammadi Masouleh*, Saifollah Rasouli**, and Reza Shirsavar***

Physics Department, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan

* m.mohammadi.m@iasbs.ac.ir , ** rasouli@iasbs.ac.ir , *** rezashirsavar@yahoo.com

**Abstract**- In this study, the no-slip rotation of liquid films with a weak electric current, a relative permittivity greater than half that of the frame, and under a strong constant external electric field was observed. This rotation produces spiral interference patterns, indicating a spiral thickness variation in the azimuthal direction alongside the inherent spherical surface geometry in these liquid films. Mathematical analysis of the film surfaces suggests that they can function similarly to spiral phase plates, imparting integer or non-integer orbital angular momentum to the incoming beam and generating optical vortex beams.

**Keywords**: Liquid film, no-slip rotation, optical vortices, spiral phase plates, spiral thickness.

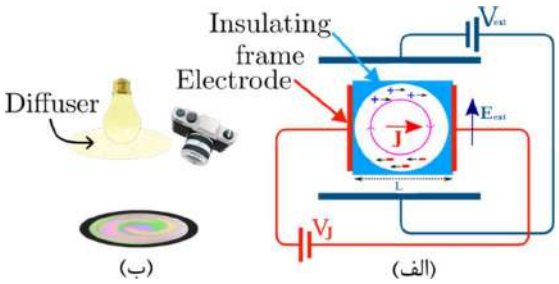
## مقدمه

در سال‌های اخیر، باریکه‌های گردابی نوری به‌دلیل ویژگی‌های منحصربه‌فرد خود مانند گشتاور زاویه‌ای و الگوی شدت حلقوی، توجه گسترده‌ای را جلب کرده‌اند. این باریکه‌ها کاربردهای متنوعی از جمله تله‌های نوری، پردازش میکرو و نانو مواد، میکروسکوپی با وضوح بالا و ارتباطات نوری پیدا کرده‌اند [۱]. تولید این باریکه‌ها به‌وسیلهٔ صفحات فازی مارپیچی از باریکه‌های گاوسی امکان‌پذیر است [۱ و ۲]. در این صفحات، ضخامت به‌صورت مارپیچی و متناسب با زاویه‌ی سمتی تغییر می‌کند و جبهه فاز مارپیچی ایجاد می‌شود [۳]. روش‌های مختلفی برای تولید صفحات فازی مارپیچی وجود دارند؛ از جمله لیتوگرافی پرتوی الکترونی، رسوب‌دهی پرتوی الکترونی و نوشتن لیزری مستقیم که هرکدام مزایا و محدودیت‌های خاص خود را دارند [۱]. با این حال، چالش عمده در تولید این صفحات، نیاز به دقت بالا و فرآیندهای پیچیده‌ای همچون سایش و پولیش دستی بر روی شیشه‌های بالک است که زمان‌بر و هزینه‌بر هستند و نیاز به مهارت‌های ویژه‌ای دارد [۳].

در این پژوهش، به بررسی نحوه ایجاد الگوهای تداخلی مارپیچی در فیلم‌های مایع و ارتباط آن‌ها با هندسهٔ سطوح فیلم با ویژگی‌های صفحات فازی مارپیچی پرداخته شده است. نتایج این تحقیق نشان می‌دهد که فیلم‌های مایع، با اعمال میدان‌های الکتریکی، می‌توانند در شرایط خاص به‌عنوان جایگزینی برای صفحات فازی مارپیچی در تولید باریکه‌های گردابی به کار روند. نتایج آزمایش‌های عملی در این زمینه در آینده منتشر خواهد شد.

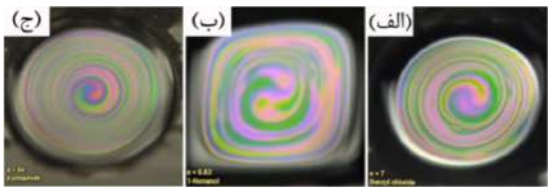
## مواد و روش آزمایش

برای تولید فیلم مایع از قابی از جنس رزین فنولیک استفاده شد که دارای خاصیت عایق الکتریکی با گذردهی نسبی ۸ است. برای تشکیل فیلم معلق، یک پد مرطوب حاوی مایع بر روی دهانهٔ قاب کشیده شد. به این ترتیب یک فیلم آزاد به‌صورت معلق در سراسر دهانهٔ قاب شکل گرفت. دو الکترود نازک در دو سمت مقابل قاب قرار داده شدند و در تماس مستقیم با فیلم مایع بودند تا جریان الکتریکی $\vec{J}$ را هدایت کنند. اعمال ولتاژ الکتریکی $V_J$ به الکترودها باعث الکترولیز در لایهٔ مایع قطبی شد و جریان الکتریکی کوچکی در حدود $1\ \mu A$ تولید کرد و منجر به الکترولیز فیلم مایع شد. قاب مایع بین صفحات یک خازن بزرگ قرار گرفت تا میدان الکتریکی خارجی $\vec{E}_{ext}$ موازی با سطح فیلم و عمود بر جریان الکتریکی $\vec{J}$ اعمال شود. با اعمال این میدان، فیلم در جهت $\vec{E}_{ext} \times \vec{J}$ شروع به چرخش کرد. طرحواره‌ای از این چیدمان در شکل ۱.(الف) قابل‌مشاهده است. مطابق شکل ۱.(ب) نیز فیلم مایع تحت نوردهی نور سفید قرار گرفت و تصویربرداری شد. لازم به ذکر است که آزمایش‌ها در دمای اتاق، ۲۵ درجه سانتی‌گراد، انجام شدند.




*شکل ۱: (الف) طرحواره چیدمان آزمایشی. (ب) تابش نور و ثبت تصاویر رنگی از فیلم مایع.*

در این آزمایش از سه مایع بنزیل کلورید، ۱-نونانول و فرمامید استفاده شد که به‌ترتیب دارای گذردهی نسبی ۷، ۸.۳ و ۸۴ هستند. همان‌طور که دیده می‌شود این مایعات دارای گذردهی نسبی بیشتر از نصف گذردهی نسبی قاب هستند [۴]. این مایعات طبق گزارش [۴ و ۵] رفتار چرخشی غیرلغزشی از خود نشان می‌دهند؛ یعنی در آن‌ها سرعت چرخشی در لبه‌های قاب تقریباً صفر است و در نزدیکی مرکز فیلم به حداکثر مقدار خود می‌رسد. یک تصویر از چرخش هر کدام در شکل ۲ نشان داده شده است.

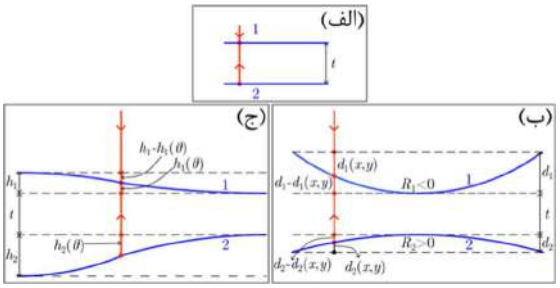



*شکل ۲: تصاویر طرح‌های تداخلی روی سطح اول فیلم‌های مایع با ویژگی‌های چرخش غیرلغزشی. (الف) بنزیل کلورید، (ب) ۱-نونانول و (ج) فرمامید.*

## تحلیل الگوهای تداخلی و ساختار ضخامت در لایه‌های مایع غیرلغزشی

یکی از جذاب‌ترین ویژگی‌های این فیلم‌ها در شکل ۲، مشاهده‌ی فریزهای رنگی مارپیچی در مرکز تصویر است که در مایعات با رفتار غیرلغزشی بروز پیدا می‌کند. این الگوهای تداخلی به‌دلیل تفاوت ضخامت در لایه ایجاد شده‌اند. این پدیدهٔ تداخل هنگامی رخ می‌دهد که ضخامت فیلم قابل‌مقایسه با طول‌موج نور مرئی باشد. در این شرایط، یک پرتوی نور فرودی به لایه به دو پرتوی متفاوت تقسیم می‌شود؛ یکی از این پرتوها از سطح بالایی فیلم بازتاب می‌یابد، در حالی که پرتوی دیگر به داخل فیلم شکسته می‌شود و پس از عبور از سطح دوم فیلم، نهایتاً به بیرون منتقل می‌شود. این دو پرتو که راه نوری متفاوتی طی کرده‌اند، در نهایت با یکدیگر تداخل می‌کنند. پرتوی بازتابیده از سطح دوم فیلم، به علت بازتاب داخلی، یک تغییر فاز $\pi$ نیز تجربه می‌کند.

برای بررسی دقیق‌تر طرح‌های تداخلی مشاهده‌شده روی سطح اول فیلم مایع، سه هندسه‌ی متفاوت ارائه‌شده در شکل ۳ را در نظر می‌گیریم که سابق بر این، فیلم‌های مایع با هندسه‌ی شکل ۳.(الف) در اکثر کتاب‌های اپتیک بررسی شده است. در شکل ۳.(ب) فیلم مایع با دو سطح کروی دیده می‌شود که شعاع انحنای سطوح اول و دوم به‌ترتیب $R_1$ و $R_2$ است. به‌جز ضخامت اصلی فیلم، $t$، دو سطح کروی به‌ترتیب دارای ضخامت‌های $d_1$ و $d_2$ هستند که معرف ضخامت بیشینه در لبه‌ی فیلم است.

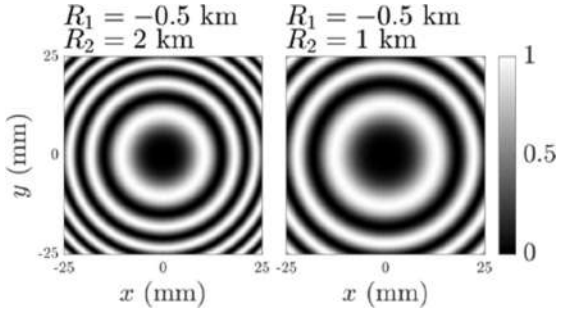



*شکل ۳: انواع مختلف هندسه‌ی فیلم مایع. فیلم مایع دارای دو سطح (الف) تخت موازی، (ب) دارای انحنا و کروی و (ج) با رفتار مشابه صفحات فازی مارپیچی.*

با توجه به هندسه‌ی شکل عبارات $d_1(x,y)=d_1-\frac{x^2+y^2}{2R_1}$ و $d_2(x,y)=d_2-\frac{x^2+y^2}{2R_2}$ به‌دست می‌آیند. با فرض تابش کاملاً عمودی نور به فیلم، اختلاف‌راه نوری بین دو پرتوی اول و دوم در این هندسه برابر با

$$\Delta_{\text{spherical}}=2n_f\left[d_1-d_1(x,y)+t+d_2-d_2(x,y)\right]+\frac{\lambda}{2} \quad (۱)$$

است. در این جا فریزهای دایروی تشکیل خواهند شد که با تغییر شعاع انحنای سطوح، مانند شکل ۴، تعداد آن‌ها کم و زیاد می‌شود.



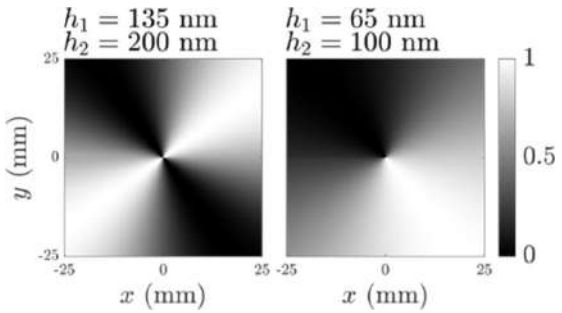

*شکل ۴: تشکیل فریزهای دایروی روی سطح اول فیلم هنگامی که هر دو سطح کروی باشند.*

در شکل ۳.(ج) فیلم مایع با دو سطح مارپیچی دیده می‌شود. منظور از عبارت «مارپیچی»، رفتاری مانند صفحات فازی مارپیچی است. ضخامت یک صفحه‌ی فازی مارپیچی با ارتفاع پله‌ی $h$ به‌صورت $h(\theta)=\frac{h\theta}{2\pi}$ و در راستای سمتی ($\theta$) تغییر می‌کند [۱]. سطوح اول و دوم در شکل ۳.(ج) به‌ترتیب دارای ارتفاع پله $h_1$ و $h_2$ هستند. با فرض مجدد تابش کاملاً عمود نور بر فیلم، اختلاف‌راه نوری بین این دو پرتو در این فیلم برابر با

$$\Delta_{\text{spiral}}=2n_f\left[\frac{h_1\theta}{2\pi}+t+\frac{h_2\theta}{2\pi}\right]+\frac{\lambda}{2} \quad (۲)$$

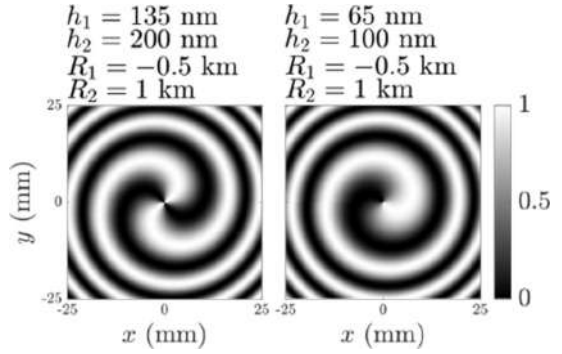
است. در این حالت طرح‌های تداخلی مشابه شکل ۶ مشاهده می‌شوند. اگر یک پرتو از این فیلم عبور کند تکانه‌ی زاویه‌ای

مداری برابر با $(n_f-1)\frac{(h_1+h_2)}{\lambda}$ روی آن سوار می‌شود. مثلاً پرتوی عبوری با طول‌موج ۵۰۰ nm از فیلم دارای طرح تداخلی شکل ۱ سمت راست و چپ به‌ترتیب دارای تکانه‌ی زاویه‌ای مداری ۰.۱۶۵ و ۰.۳۳۵ خواهد شد.




*شکل ۶: طرح تداخلی تشکیل‌شده روی سطح اول فیلم دارای سطوح با هندسه‌ی مارپیچی.*

در نهایت اگر هندسه‌ی فیلم را ترکیبی از هندسه‌ی شکل‌های ۳.(ب) کروی و ۳.(ج) مارپیچی در نظر بگیریم، اختلاف‌راه نوری بین دو پرتوی اول و دوم برابر با $\Delta_{\text{spherical}}+\Delta_{\text{spiral}}$ خواهد بود. این هندسه منجر به ایجاد طرح تداخلی همانند تصاویر ارائه‌شده در شکل ۷ می‌شود.




*شکل ۷: طرح تداخلی تشکیل‌شده روی سطح اول فیلم دارای سطوح با هندسه‌ی کروی-مارپیچی.*

با نگاه مجدد به طرح‌های شکل ۲ در می‌یابیم که الگوی تداخل در این فیلم‌های مایع چرخان بیانگر هندسه‌ی تلفیقی از کروی و مارپیچی برای هر دو سطح فیلم است که هر کدام به‌ترتیب ناشی از رفتار چسبندگی مایع در نواحی نزدیک به قاب و رفتار چرخش غیرلغزشی این مایعات هستند. پس نور در عبور از این صفحات، حامل تکانه‌ی زاویه‌ای مداری $(n_f-1)\frac{(h_1+h_2)}{\lambda}$ خواهد بود.

## نتیجه‌گیری

این مطالعه نشان داد که هندسهٔ ترکیبی سطوح کروی و مارپیچی در فیلم‌های مایع چرخان با رفتار غیرلغزشی، الگوهای تداخلی پیچیده‌ای ایجاد می‌کند که ناشی از تغییرات ضخامت فیلم است. این ساختار باعث اعمال تکانه زاویه‌ای مداری صحیح یا نیم‌صحیح روی پرتوهای عبوری می‌شود و امکان تولید باریکه‌های گردابی را فراهم می‌آورد.

## مرجع‌ها

**[1]** G. Kostyuk, V. Shkuratova, A. Petrov, D. Stepanyuk, and R. Zakoldaev, “Spiral phase plate for generation of scalar vortex beam made on fused silica by laser-induced microplasma,” Optical and Quantum Electronics, vol. 55, no. 4, Feb. 2023.

**[2]** V. V. Kotlyar, A. A. Kovalev, R. V. Skidanov, S. N. Khonina, O. Yu. Moiseev, and V. A. Soĭfer, “Simple optical vortices formed by a spiral phase plate,” Journal of Optical Technology, vol. 74, no. 10, p. 686, Oct. 2007.

**[3]** S. S. R. Oemrawsingh et al., “Production and characterization of spiral phase plates for optical wavelengths,” Applied Optics, vol. 43, no. 3, p. 688, Jan. 2004, doi: 10.1364/ao.43.000688.

**[4]** R. Shirsavar et al., “Effect of permittivity on the Electric-Field-Driven rotation dynamics in a liquid film,” Applied Mechanics, vol. 3, no. 1, pp. 78–87, Jan. 2022.

**[5]** S. Rasouli, R. Shirsavar, S. Mollaei, B. Shirsavar, A. Nejati, and A. Amjadi, “Revealing Liquid Film Dynamics: Colored Spiral Fringes as Evidence of No-Slip Rotation and the Influence of Frame Permittivity,” unpublished, Nov. 8, 2024.

# سنتزسریع و بررسی عملکرد نورتابی نانوکامپوزیت پروسکایتCsPbCl3@GO در دمای اتاق

یگانه‌سادات فاطمی پناه[۱]، ساناز علمداری[۲]، محمدحسین مجلس آرا[۱و*]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران

[۲]دانشکده نانوفناوری، پردیس علوم و فناوری های نوین، دانشکده نانوفناوری، دانشگاه سمنان، سمنان

**چکیده**_در این پژوهش با استفاده ازروش سل‌ژل، ابتدا نانو ذرات پروسکایت $CsPbCl_3$ سنتز و بهینه سازی شده و سپس اکسید گرافن درآن ترکیب و در نهایت نانوکامپوزیت ساخته‌شد. از روش‌های‌مشخصه‌یابی نوری و ساختاری مانند PL، XRD و DRS جهت بررسی خواص نورتابی، ترکیبات و نانوساختار نمونه های‌تهیه شده استفاده‌شد. بر اساس نتایج به‌دست آمده این نانوکامپوزیت می‌تواند به‌عنوان یک ماده با ویژگی‌های‌نورتابی‌قوی در فوتونیک مورد استفاده قرار گیرد.

**کلیدواژه**: پروسکایت، سنتز، نانوذرات، نورتابی.

## Rapid synthesis and investigation of luminescence performance of CsPbCl3@GO perovskite nanocomposite at room temperature

Yegane Sadat FatemiPanah[1]; Sanaz Alamdari[2]; Mohammad Hossein Majles Ara[1,*]

[1] Faculty of Physics, Kharazmi University, Tehran 15719-14911, Iran

[2] Department of Nanotechnology, Faculty of New Sciences and Technologies, Semnan University, Semnan 35131-19111, Iran

*majlesara@khu.ac.ir, majlesara@gmail.com

**Abstract**- In this research, using the sol-gel method, $CsPbCl_3$ perovskite nanoparticles were first synthesized and optimized, and then graphene oxide was incorporated into it and finally nanocomposite was made. Optical and structural characterization methods such as PL, XRD and DRS were used to investigate the luminescence properties, compositions and nanostructure of the prepared samples. Based on the obtained results, this nanocomposite can be used as a material with strong luminescence properties in photonics.

**Keywords**: Luminescence, Nanoparticles, Perovskite, Synthesis.

## مقدمه

اخیرا دسته جدیدی از نیمه‌رساناها به نام هالید پروسکایت‌ها به دلیل داشتن بازده کوانتومی فوتولومینسانس بالا، گاف انرژی کوچک، قابلیت کنترل نورسوزنی توسط گاف انرژی و وابستگی ابعادی به آن، توانایی ذاتی در جذب هر چه بیشتر تابش‌های‌یون‌ساز به دلیل حضور عناصری با عدد اتمی بالا، فرآیند تولید آسان و ارزان قیمت، توجهات زیادی را به‌عنوان سوسوزن از ابعاد بزرگ تا نانوبلورها به خود جلب کرده‌است. از بین گروه بزرگ هالید-پروسکایت‌ها، نانوبلورهای‌سرب-هالید-پروسکایت به دلیل زمان پاسخ‌دهی سریع‌تر، وضوح فضایی بالاتر و ساخت آسان‌تر نسبت به دیگر هالید پروسکایت‌ها برتری نشان می‌دهند اما نواقصی چون خود جذبی، سمی بودن، و پایداری شیمیایی پایین مانع از گسترش این دسته از هالید-پروسکایت‌ها به منظور تصویر برداری پزشکی شده است[۱, ۲]. چنین ترکیباتی به لطف عملکرد عالی آن‌ها در طیف گسترده‌ای از دستگاه‌های‌نوری با کارایی بالا، از جمله سلول‌های‌خورشیدی[۳, ۴]، دیودهای‌ساطع کننده نور[۵]، لیزرها و حسگرهای‌نوری در طی چند سال گذشته توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند[۶]. به ویژه اینکه، با اصلاح عناصر پهنای باند گاف مواد پروسکایتی قابل تنظیم است. علاوه‌براین، طیف جذب، سیگنال الکتریکی تبدیل فوتوالکتریک، و طیف لومینسانس تبدیل تمام نوری را می‌توان در مواد پروسکایت تنظیم کرد[۷]. در سال‌های‌اخیر، نامزدهای‌جدیدی به‌عنوان بلورهای‌سوسوزن بسیار سریع در دمای اتاق مورد توجه قرار گرفته‌اند، در حالیکه چگالی‌ها متوسط هستند. کلرید سرب سزیم ($CsPbCl_3$) یک نیمه‌رسانا با چگالی ۴/۲۱ گرم بر سانتی‌متر مکعب، دارای عدد اتمی موثر بالای ۶۹/۸ ، نقطه‌ذوب ۶۰۰ درجه سانتی‌گراد وگاف انرژی 3.03eV است[۸, ۹]. اکسید گرافن (GO) یک ورقه نازک اتمی از گرافیت است که به طور سنتی به‌عنوان پیش‌ساز گرافن عمل می‌کند. به دلیل خواص قابل توجه آن از جمله رسانایی مکانیکی، الکتریکی و حرارتی بالا، قابلیت‌های‌عالی حمل بار و انتقال الکترون آن را به یک نانوپرکننده ایده‌آل برای ایجاد نانوکامپوزیت‌های‌چند منظوره در کاربردهای مختلف می‌شناسند[۱۰]. کامپوزیت‌های اکسید گرافن به‌دلیل کاربردهای‌بالقوه متنوع در ذخیره‌سازی و تبدیل انرژی، حسگرهای‌زیستی، کاتالیزورها، تشخیص، تصویربرداری، دارورسانی و ضدباکتری، توجه ویژه‌ای را در جامعه علمی به خود جلب کرده‌اند[۱۰].

## مواد و روش سنتز

جهت انجام این سنتز، ابتدا مقدار لازم از سرب کلراید (۹۸٪,Merck) را داخل محلول DMSO با دمای ۱۰۰درجه سانتی‌گراد ریخته، روی هیتر قرار داده و حدود ۱۰ دقیقه زمان می‌دهیم، پس از حل شدن $PbCl_2$، زمان اضافه کردن سزیوم کلراید (۹۹.۵٪,Merck) است. به محلول مورد نظر حدود ۶۰ دقیقه زمان داده و سپس تولئون (عامل رسوب) را به مواد حل شده در محلول، اضافه می‌کنیم. پس از گذشت ۱۰دقیقه، به مقدار ۵درصد وزنی اکسیدگرافن را اضافه می‌کنیم و اجازه می‌دهیم مدتی بماند تا رسوب‌ها مشخص شوند. همانطور که در شکل۱ مشاهده می‌شود، جهت تست اولیه‌ی‌نتیجه کار، محلول به‌دست آمده را زیر نور uv گذاشته و شاهد پدیده نورتابی آن بودیم. در ادامه، جهت جداکردن ناخالصی‌ها و جداسازی رسوب تشکیل‌شده، محلول را در سانتریفیوژ گذاشته و تا حد ممکن رسوب‌های‌تشکیل‌شده را جدا نمودیم. رسوب‌های‌جداسازی‌شده را جهت خشک‌شدن ۲۴ ساعت در آون قرار دادیم. پس از خشک شدن رسوب‌ها، آن‌ها از آون خارج کرده و در تا حد ممکن کوبیدیم تا به کمترین اندازه ممکن برسند.



*شکل۱: محلول به دست امده زیر نور uv .*

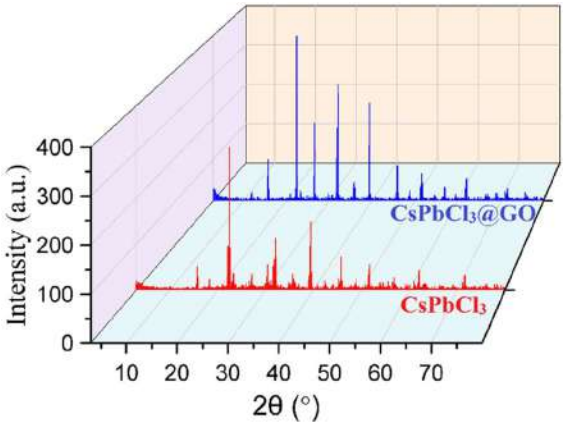
شکل۲ نانوذرات سنتزشده $CsPbCl_3$ و$CsPbCl_3$@GO است که برای مشخصه‌یابی به آزمایشگاه‌های‌مختلف فرستاده شد.




*شکل۲: نانوذرات سنتزشده $CsPbCl_3$ و$CsPbCl_3$@GO.*

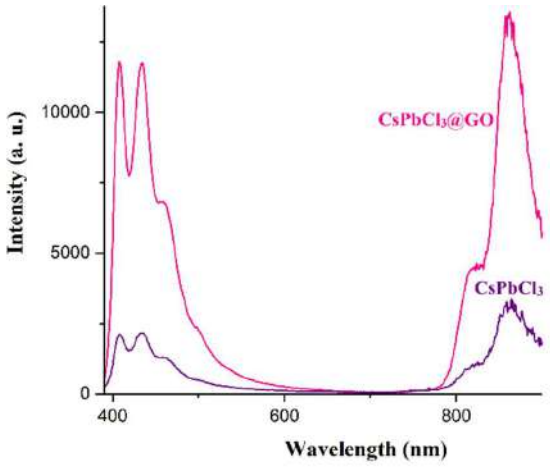
## نتایج و بحث

طرح پراش پرتوی X (XRD) نانوذرات پودری سنتزشده در شکل۳ مشاهده‌می‌شود، قله‌های‌آشکار نشان‌دهنده سنتز صحیح این نانوذرات هستند. نمودار XRD نشان‌دهنده ساختاربلوری مکعبی پروسکایت است و با پایگاه دادهJCPDS شماره ۰۰۱-۰۱۸-۰۳۶۶ مطابقت دارد. الگوی XRD برای $CsPbCl_3$نشان‌می‌دهد که نانوپودرهای سنتزشده تک فاز و خالص هستند، زیرا الگوهای پراش هیچ فاز ناخالصی را نشان ندادند. در حضور GO نیز پیک ضعیفی در محدوده $26^{\circ}$ مشاهده می‌شود که به دلیل حضور گرافن در ساختار نانوکامپوزیت و مربوط به بازتاب (۰۰۲) است.



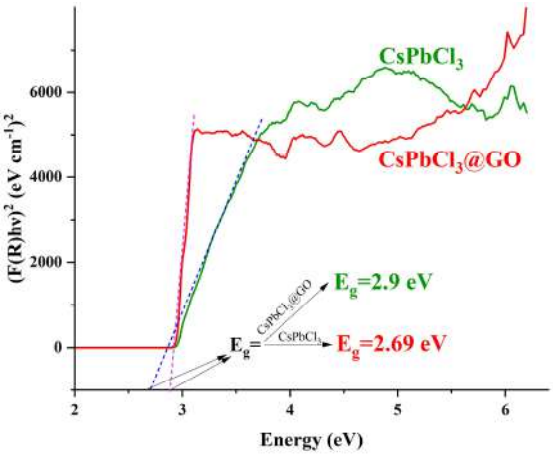

*شکل۳: الگوی XRD نانوذرات $CsPbCl_3$ و $CsPbCl_3$@GO*

همچنین شکل۴ طیف PL هر یک از نانوذرات سنتز شده را تحت تابش ۳۸۰nm نشان می‌دهد که قله‌های‌گسیلی در $CsPbCl_3$@GO با شدت بیشتری مشاهده‌می‌شود. وجود حالت‌های تله‌ای در سطح نانوبلورها به خوبی شناخته شده است که حالت‌های سطحی غیرتابشی را افزایش می‌دهد و در نتیجه باعث کاهش طول عمر می‌شود. در طی سنتز شیمی مرطوب نانوبلورهای$CsPbCl_3$ ، تله‌های سطحی به طور ناگزیر به دلیل وجود مکان‌های غیرفعال‌شده، مانند نقص جفت یونPb–Cl ، ایجاد می‌شوند. این مراکز غیرتابشی ممکن است عملکرد نوری را کاهش دهند. بنابراین، فرآیند غیرفعال‌سازی عیوب سطحی نانوبلورها تأثیر قابل توجهی بر مدت زمان حضور حامل‌های بار خواهد داشت و در نتیجه منجر به افزایش طول عمر حالت برانگیخته می‌شود[۷].




*شکل۴: طیف PI نانوذرات پروسکایتی سنتز شده. نورزایی تحت تابش نور لیزر ۳۸۰nm انجام شده‌است.*

برای اینکه پرتوئی که در محیط غیرقابل‌دیدن‌است، به حالت مرئی دربیاید (طبق رابطه پلانک $e = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$ ) باید گاف انرژی ماده حدود ۱/۵ تا ۴ الکترون‌ولت ( ۴ eV-۱/۴) باشد. همانطور که در شکل۵ مشاهده می‌کنید، طبق نمودار DRS، گاف انرژی مستقیم به‌دست‌آمده برای نانوذرات$CsPbCl_3$ و $CsPbCl_3$@GO به ترتیب برابر با ۲/۶۹eV و ۲/۹eV است. بنابراین طبق پیش‌بینی‌های‌انجام شده، این مواد نورتابی مناسبی در ناحیه مرئی خواهند داشت.




*شکل۵: طیف‌سنجی بازتابی(DRS) نمونه‌های $CsPbCl_3$ و $CsPbCl_3$@GO و مقدار گاف انرژی هر یک.*

## نتیجه‌گیری

نتایج این تحقیق نشان داد که نانوبلورهای $CsPbCl_3$ و نانوکامپوزیت $CsPbCl_3$@GO به‌طور مؤثری با استفاده از روش سنتز شیمی مرطوب تهیه شده و ویژگی‌های اپتیکی مناسبی دارند. در این تحقیق، حضور اکسید گرافن در ساختار پروسکایت موجب افزایش شدت نورتابی و تغییرات کوچکی در ویژگی‌های ساختاری و اپتیکی نانوکامپوزیت شد. گاف انرژی به‌دست‌آمده برای این نانوذرات در ناحیه مرئی قرار دارد که نشان‌دهنده پتانسیل آنها برای کاربردهای اپتوالکترونیکی و نورتابی است. همچنین، اثرات تله‌های سطحی در کاهش طول عمر حامل‌های بار و بهبود عملکرد نوری مواد مشاهده‌شد که می‌تواند در آینده برای بهبود خصوصیات اپتیکی نانوبلورهای‌پروسکایت مفید باشد.

## مرجع‌ها

[1] M. S. J. Marshall, J. Wang, S. Miller, B. Singh, and V. Nagarkar, “Developing Perovskite Halide Scintillator thin Films for Fast-Timing Applications,” in 2020 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, NSS/MIC 2020, pp. 1-2, 2020.

[2] S. Alamdari, M. H. Majles Ara, and M. Jafar Tafreshi, “Synthesize and optical response of ZnO/CdWO4: Ce nanocomposite with high sensitivity detection of ionizing radiations,” Opt Laser Technol, vol. 151, p.107990, 2022.

[3] Y. E. Lye, K. Y. Chan, and Z. N. Ng, “A Review on the Progress, Challenges, and Performances of Tin-Based Perovskite Solar Cells,” Nanomaterials, vol. 13, no. 3. p.585,2023.

[4] S. Bhattarai, M. K. Hossain, J. Madan, et al., “Performance improvement of HTL-free perovskite solar cells with the graded approach by numerical simulation,” Journal of Physics and Chemistry of Solids, vol. 184, p.111691, 2024.

[5] Y. Qi, R. Liu, Z. Li, et al., “Microcavity forming electrode for efficient color-tunable semitransparent perovskite light-emitting diodes,” Opt Laser Technol, vol. 169, p.110002, 2024.

[6] M. Hosseinpour, O. Mirzaee, S. Alamdari, J. L. Menéndez, and H. Abdoos, “Development of a novel flexible thin PWO(Er)/ZnO(Ag) nanocomposite for ionizing radiation sensing,” J Alloys Compd, vol. 967, p.171678, 2023.

[7] Y. Shuai, X. Yuxin, H. Zikun, et al., “Recent advances in high-efficiency perovskite for medical sensors,” Wuli Huaxue Xuebao/ Acta Physico - Chimica Sinica, vol. 39, no. 5. 2023.

[8] X. He, Y. Deng, D. Ouyang, et al., “Recent Development of Halide Perovskite Materials and Devices for Ionizing Radiation Detection,” Chemical Reviews. pp.1207-1261, 2022.

[9] A. Shukla, G. Kaur, K. J. Babu, and H. N. Ghosh, “Spectroscopic Investigation of Structural Perturbations in CsPbCl3 Perovskite Nanocrystals: Temperature- and Excitation-Energy-Dependent Study,” ACS Photonics, vol. 10, no. 6, pp.1906-1915, 2023.

[10] C. M. Kavitha, K. M. Eshwarappa, M. P. Shilpa, et al., “Tuning the optical and electrical properties by gamma irradiation of silver nanoparticles decorated graphene oxide on glutaraldehyde crosslinked polyvinyl alcohol matrix,” Mater Res Bull, vol. 173, p. 112685, 2024.

# طراحی و ساخت بیناب‌نگار پراشی مادون قرمز

ابوالحسن مبشری، مائده ملاآقابابائی

پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر-دانشگاه صنعتی مالک اشتر- اصفهان

**چکیده** – جذب بسیاری از گازها در ناحیه بینابی مادون قرمز میانی قرار دارد. پرکاربردترین بیناب نگار در این ناحیه، دستگاه FTIR است که معمولا ابعاد و وزن بالایی دارند. در این مقاله طراحی یک سامانه بیناب نگار پراشی مادون قرمز در بازه طول موجی ۳۰۰۰ nm- ۴۵۰۰۰ طراحی و ساخته شده است. این بیناب‌نگار در مقایسه با بیناب‌نگارهای FTIR ابعاد و حجم کوچکتری دارد و امکان جابجایی آن به آسانی وجود دارد. رزلوشن طیفی بیناب‌نگار ۲۰ nm در نظر گرفته شده است. برای هم خط سازی المان‌های اپتیکی بیناب نگار از پراش مرتبه ۵ لیزر هلیوم-نئون استفاده شده است که منطبق بر پراش مرتبه اول طول موج ۳۱۵۰ nm است. برای سنجش صحت عملکرد بیناب نگار، آزمون آشکارسازی گاز استیلن در طول موج ۳۱۵۰ nm انجام شد. دستگاه مورد نظر جذب تابش توسط این گاز را به درستی نشان می‌دهد.

**کلیدواژه**- بیناب نگار مادون قرمز، توری پراش، استیلن، طراحی اپتیکی

## Design and contruction of dispersive Infrared spectrograph

Abolhasan Mobashery, Maede Mollaaghababayi

Optic and Laser Science and Technology Research Center, Malek-e Ashtar University of Technology, Isfahan

mobashery59@yahoo.com , maede.babayi.74@gmail.com

**Abstract**- The absorption of many gases is in the mid-infrared optical region. The most widely used spectrometer in this area is the FTIR device, which usually has large dimensions and weight. In this article, an infrared dispersive spectrometer system has been designed and built in the wavelength range of 3000-45000 nm. Compared to FTIR devices, this spectrometer has smaller dimensions and volume, and it can be easily moved. The spectral resolution of the spectrometer is considered to be 20 nm. The 5th diffraction order of helium-neon laser has been used to align the optical elements of the spectrometer, which corresponds to the first diffraction order of 3150 nm wavelength. To measure the accuracy of the spectrometer performance, the acetylene gas has been detected at wavelength of 3150 nm. The intended device correctly shows the absorption of radiation by this gas.

**Keywords**: infrared spectrograph, diffraction grating, acetylene, optical design

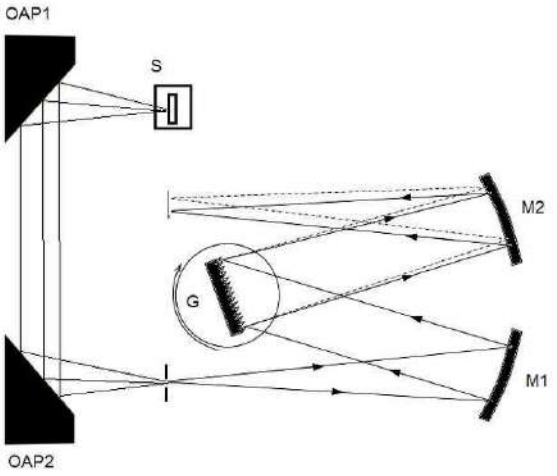
## مقدمه

سنسورهای گاز به دلیل اهمیت نظارت بر کیفیت هوا برای کاربردهای زیست محیطی و دفاعی بسیار مورد نیاز است. طیف سنجی مادون قرمز یکی از روش‌هایی است که برای سنجش میزان آلودگی ناشی از گازها در محیط‌های متفاوت استفاده می‌شود [۱]. باوجود مزیت های فراوان طیف سنجی FTIR ، این دستگاه ابزاری پیچیده و حجیم است و به قطعات متحرک نیاز دارد [۲].

طیف‌سنجی در ناحیه طیفی فروسرخ میانی (mid-IR) یک ابزار ضروری در شناسایی و تجزیه و تحلیل طیف متنوعی از مواد است: از کاربرد سنتی آن تا سنجش گاز و پلیمر، استفاده رو به رشد آن در علوم زیستی و کاربردهای خاص‌تر مانند سنگ‌های آذرین و حفاظت از هنر [۲]. گازهایی که معمولا باعث آلودگی هوا می‌شوند شامل گازهای هیدروکربنی، CO و $CO_2$ است. ناحیه جذبی این نوع گازها محدوده ۳ تا ۵ میکرومتر را شامل می‌شود که مطابق با محدوده شناسایی طیف‌نگار مادون قرمز میانی است [۳]. در این پژوهش به چیدمان و ساخت طیف سنج فروسرخ میانی پرداخته شده است.

## مباحث نظری

چیدمان طیف سنجی مادون قرمز طراحی شده شامل دو بخش اصلی است: ۱- چشمه نور و سلول گاز، ۲- طیف سنج مادون قرمز. طرح واره این چیدمان در شکل (۱) نشان داده شده است. بخش اول شامل یک فیلامان حرارتی به همراه چاپر مکانیکی و دو آینه سهمی خارج از محور (OAP) است که سلول گاز بین آن‌ها قرار می‌گیرد. آینه OAP اول وظیفه موازی سازی تابش چشمه را بر عهده دارد تا پرتو عبوری از سلول گاز به صورت موازی از درون آن عبور کند. برای اینکه بیشترین مقدار تابش از سلول گاز عبور کند، مقدار عدد F این آینه تا حد ممکن کوچک (۱=) انتخاب شده است. قطر دهانه آینه ۲۵ mm و فاصله کاری آن برابر ۲۵ mm است. پرتوهای IR پس از عبور از سلول گاز، به آینه دوم برخورد می‌کنند و در محل شکاف ورودی طیف سنج کانونی می‌شوند. مقدار عدد F این آینه باید به صورتی انتخاب شود که تمام پرتوهای نور به بیناب نگار وارد شوند. قطر دهانه آینه OAP دوم را برابر ۲۵ mm و فاصله کاری آن را ۱۵۰mm انتخاب می کنیم. در این حالت عدد F این آینه برابر ۳ خواهد بود.




*شکل ۱: طرح‌واره بیناب نگار مادون قرمز.S منبع مادون قرمز، OAP آینه سهموی خارج از محور، M1 آینه موازی ساز، M2 آینه کانونی کننده، G توری پراش [۴]*

## طراحی بیناب نگار

اولین گام در طراحی بیناب نگار انتخاب توری پراش است. توری پراش انتخاب شده (GR2550-30035) یک توری با ۳۰۰ lp/mm است که ابعاد آن ۵۰mm× ۲۵ mm است. زاویه blaze توری ۲۶/۵ درجه و حداکثر بازدهی آن در طول موج ۳۵۰۰ nm است. زوایای فرود (α) و پراش (β) پرتوها بر روی توری از رابطه زیر به دست می‌آید [۱]:

$$m\lambda G = \sin\alpha + \sin\beta \qquad (۱)$$

که m مرتبه پراش، λ طول موج و G چگالی خطوط توری است. زاویه‌ها را به صورتی در نظر می‌گیریم که در اولین مرتبه پراش، a - b = 28.5° باشد. با در نظر گرفتن ان شرط در رابطه (۱) خواهیم داشت: a = 38.2° و b = 9.7°

در گام دوم، فاصله کانونی و قطر دهانه المان موازی ساز به صورتی انتخاب می‌شود که پرتوها از لبه توری خارج نشوند. شرط اول با رابطه زیر برآورده می شود [۴]:

$$W = L \times \alpha \qquad (۲)$$

که W ارتفاع توری است. برای شرط دوم داریم [۳]:

$$d_1 = \frac{D \cdot f_1}{F} \qquad (۳)$$

که $d_1$ و $f_1$، به ترتیب قطر دهانه و فاصله کانونی المان موازی ساز و D و F قطر دهانه و فاصه کانونی آینه OAP دوم است. با ترکیب روابط (۲) و (۳) و جایگذاری مقادیر، مقدار فاصله کانونی المان موازی ساز برابر ۱۱۷/۸۷ mm به دست می‌آید. آینه‌ای به فاصله کانونی ۱۵۰ mm و قطر دهانه ۲۵ mm نزدیک‌ترین مقادیر به محاسبات را دارد.

مقدار فاصله کانونی المان کانونی کننده بیناب نگار با توجه به رزلوشن مورد انتظار تعیین می‌شود. مقدار عددی رزلوشن بینابی ۲۰ nm در نظر گرفته شده است. رابطه عکس پاشندگی خطی (P)، رزلوشن بینابی (dλ) و پهنای آشکارساز (h) به صورت زیر بیان می‌شود [۲]:

$$P < \frac{d\lambda}{h} \qquad (۴)$$

از طرف دیگر، رابطه P با فاصله کانونی المان کانونی‌کننده عبارتست از:[۲]

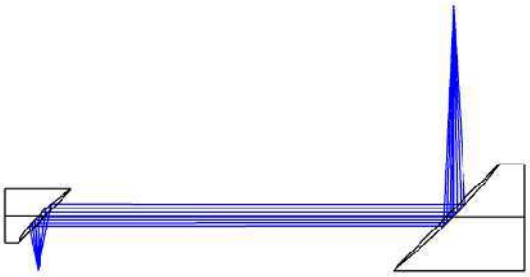
$$P = \frac{10^7 \cdot \cos\beta}{n \cdot k \cdot f^2} \qquad (۵)$$

برای این بیناب نگار آشکارساز PDA07P2 در نظر گرفته شده است. ناحیه حساسه این آشکارساز ۰/۷ mm× ۰/۷ mm است.

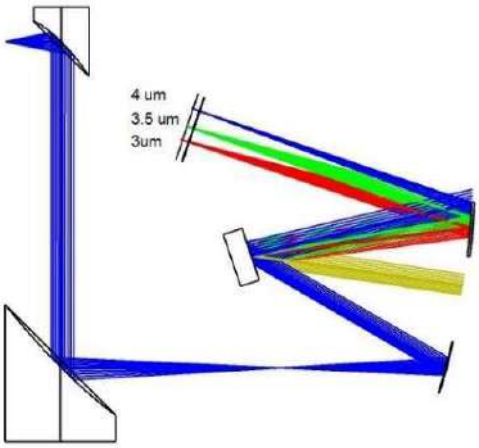
با استفاده از روابط (۴) و (۵)، برای رزلوشن ۲۰ nm، مقدار فاصله کانونی المان کانونی کننده باید بزرگ‌تر از mm ۱۰ باشد. آینه‌ای با فاصله کانونی ۵۰ mm و قطر دهانه ۲۵ mm به عنوان المان کانونی کننده در نظر گرفته شده است.

## شبیه سازی سامانه بیناب نگاری در نرم افزار Zemax

پس از انجام محاسبات طراحی بیناب نگار و انتخاب قطعات، سامانه مذکور در نرم افزار Zemax شبیه سازی شده است. شکل (۲) تصویر چشمه مادون قرمز و سلول گاز را نشان می‌دهد. طول سلول گاز برابر ۲۰ mm در نظر گرفته شده است. تصویر بیناب‌نگار شبیه سازی شده در شکل (۳) نشان داده شده است.



*شکل ۲: تصویر شبیه سازی شده آینه‌های OAP و سلول گاز*




*شکل ۳: بیناب نگار شبیه سازی شده در نرم افزار Zemax*

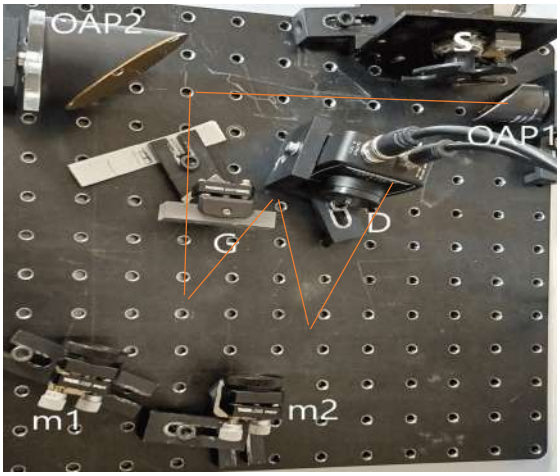
در این شبیه سازی سه طول موج ۳۰۰۰ nm، ۳۵۰۰ nm و ۴۰۰۰ nm ردیابی شده است. زاویه پراش هر کدام از این طول‌موج‌ها به ترتیب ۸/۶۸، ۱۷/۵۲ و ۲۶/۸۱ درجه است. با توجه به آشکارساز تک حساسه استفاده شده، با چرخش توری پراش می‌توان طول موج مورد نظر را به محل حساسه آشکار ساز (شکاف خروجی) منتقل کرد. شکاف خروجی در محل کانون آینه کانونی کننده و آشکارساز در فاصله ۵ mm پشت آن قرار دارد.

## هم خط سازی چیدمان

برای هم خط سازی چیدمان، از طول موج ۶۳۳ nm استفاده خواهد شد. مرتبه ۵ پراش این طول موج بر پراش مرتبه اول طول موج ۳۱۵۰ nm منطبق می‌شود. با استفاده از این روش می‌توان موقعیت و زاویه المان‌ها را در ساختار بیناب نگار تنظیم کرد و از صحت طول موج دریافتی مطمئن شد.

## چیدمان آزمایشگاهی

چیدمان اپتیکی بیناب نگار در شکل (۴) قابل مشاهده است. المان‌های اپتیکی بر اساس داده‌های شبیه سازی در موقعیت مناسب قرار داده شده اند. با پرتویابی لیزر هلیون- نئون، زاویه هر کدام از المان‌ها به صورتی تعیین شده است که پرتو مورد نظر به مرکز توری پراش برخورد کند و پراش مرتبه ۵ آن پس از عبور از مرکز آینه کانونی کننده به حساسه آشکارساز برخورد کند.




*شکل ۴: تصویرچیدمان بیناب‌نگار مادون قرمز.S منبع مادون قرمز، OAP آینه سهموی خارج از محور، M1 آینه موازی ساز، M2 آینه کانونی کننده، G توری پراش*

برای آزمون عملکرد سامانه بیناب نگاری، از طیف جذبی گاز استیلن استفاده شده است. طیف جذبی این گاز در بازه nm ۳۱۰۰-۲۹۰۰ قرار دارد. در این آزمون، ابتدا سلول خالی در مسیر پرتوهای مادون قرمز قرار داده شد و سیگنال خروجی آشکارساز ثبت شد. سپس با تزریق گاز استیلن با غلظت ۵٪ به داخل سلول، افت سیگنال دریافتی ثبت شد. با وارد شدن گاز استیلن به داخل سلول گاز، قله سیگنال تقویت شده سیگنال از ۱/۵ V به ۱ V کاهش یافت. لازم به ذکر است که در این چیدمان، سیگنال خروجی از آشکارساز با ضریب ۲۰۰۰۰ تقویت شده است.

## نتیجه‌گیری

در این مقاله طراحی یک سامانه بیناب نگاری پراشی مادون قرمز در بازه طول موجی nm ۴۵۰۰۰-۳۰۰۰ طراحی و ساخته شده است. این ناحیه طول موجی برای آشکارسازی تعداد زیادی از گازها مثل گازهای هیدروکربنی شامل متان، اتان، اتیلن و استیلن استفاده می‌شود. این بیناب‌نگار در مقایسه با بیناب‌نگارهای FTIR ابعاد و حجم کوچکتری دارد و امکان جابجایی آن به آسانی وجود دارد. رزلوشن طیفی بیناب‌نگار nm ۲۰ در نظر گرفته شده است. برای هم خط سازی المان‌های اپتیکی بیناب نگار از پراش مرتبه ۵ لیزر هلیوم-نئون استفاده شده است که منطبق بر پراش مرتبه اول طول موج nm ۳۱۵۰ است. این طول موج منطبق بر خط جذب گاز استیلن است.

## مرجع‌ها

**[1]** Sunongbua P, Aekram S, Lertsiriyothin W. Design of MIR Dispersive Spectrograph System with Uncooled Microbolometer. Sensors. 2023 Feb 15;23(4):2205..

**[2]** Kaufmann P, Chrzanowski HM, Vanselow A, Ramelow S. Mid-IR spectroscopy with NIR grating spectrometers. Optics express. 2022 Feb 14;30(4):5926-36.

**[3]** Lambrecht A, Schmitt K. Mid-infrared gas-sensing systems and applications. InMid-infrared Optoelectronics 2020 Jan 1 (pp. 661-715). Woodhead Publishing.

**[4]** Van Eerdenbrugh B, Taylor LS. Application of mid-IR spectroscopy for the characterization of pharmaceutical systems. International journal of pharmaceutics. 2011 Sep 30;417(1-2):3-16.

# تعیین توان آستانه و زمان بهینه تابش لیزر پالسی فمتوثانیه ۱۰۴۰ نانومتر به منظور همجوشی سلول‌های پرتوپلاست گیاه سنتلا

نسترن کهراریان[۱]، زینب ترکی[۲]، مسعودتوحیدفر[۲]، آتوسا سادات عربانیان[۱]، رضا مسعودی[۱]

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

دانشکده علوم و فناوری‌های زیستی، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران[۲]

**چکیده** – همجوشی پروتوپلاست یکی از روش‌های زیست فناوری برای بهبود ژنتیکی گیاهان است که برای تولید هیبریدهای ژنتیکی جدید مورد استفاده قرار می‌گیرد. مهمترین چالش فرآیند همجوشی سلولی در شرایط آزمایشگاهی، بهبود کارایی آن بدون نیاز به افزودن مواد شیمیایی می‌باشد. با پیدایش لیزرهای فمتوثانیه با قله توان بالا در محدوده‌ی مادون قرمز نزدیک، همجوشی سلولی با عوارض جانبی بسیارکم ممکن شده است. در این مقاله به بررسی تجربی امکان همجوشی سلول‌های پرتوپلاست گیاه سنتلا، توسط لیزر پالسی فمتوثانیه با طول موج ۱۰۴۰nm و تعیین توان آستانه و زمان بهینه‌ی تابش پرداخته می‌شود. نتایج تجربی نشان داد که در توان۵۴ mW، با انرژی هر پالس ۲.۳۵ nj و بازه‌ی زمانی نوردهی ۱۵-۲۰ s، فرایند همجوشی پرتوپلاستی امکان پذیر است.

**کلیدواژه**- پرتوپلاست گیاه سنتلا، توان آستانه، لیزر فمتوثانیه، همجوشی سلولی.

# Determining the threshold power and optimal time femtosecond pulsed laser radiation in 1040 nm for the Centella plant protoplast fusion

Nastaran Kahrarian[1], Zeynab Torki[2], Masoud Tohidfar[2], Atoosa Sadat Arabanian[1], Reza Massudi[1]

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran[1]

Faculty of Biological Sciences and Technologies, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran[2]

n.kahrarian@Mail.sbu.ac.ir , z_torki@sbu.ac.ir , m_tohidfar@sbu.ac.ir , a-arabanian@sbu.ac.ir , r-massudi@sbu.ac.ir

**Abstract**- Protoplast fusion technology is a biotechnological approach for plant genetic enhancement, used to create new genetic hybrids through various artificial methods. The primary challenge in the cell fusion process under laboratory conditions is enhancing its efficiency without resorting to chemical additives. With the advent of femtosecond lasers with high peak power in the near-infrared range, cell fusion has become possible with very few side effects. In this study, the experimental investigation of the possibility of Centella plant protoplast cell fusion by femtosecond pulsed laser with a wavelength of 1040 nm and the determination of the threshold power and optimal irradiation time are discussed. Experimental findings indicate that cell fusion of protoplast is achievable at 54 mW power with pulse energy of 2.35 nj, and exposure times between 15 to 20 seconds.

**Keywords**: Centella plant protoplast, threshold power, femtosecond laser, cell fusion

## مقدمه

به لطف فن‌آوری‌های لیزر فمتوثانیه، در ۲۰ سال گذشته پیشرفت‌های مهمی در زمینه‌ی دستکاری، تصویربرداری و مهندسی نمونه‌های زیستی از ملکول‌های منفرد تا بافت‌ها حاصل شده است. پالس‌های فوق کوتاه در محدوده‌ی مادون قرمز نزدیک ۷۰۰-۱۱۰۰ نانومتر، مزایای مهمی را هنگام تابش بر روی نمونه‌های زیستی، مانند جذب کم توسط آب نشان می‌دهند. اثرات ناشی از تابش باریکه‌ی لیزر فمتوثانیه به حجم محل کانون پرتو محدود بوده (به اندازه چندصد نانومتر) و نواحی اطراف سلولی در برابر آسیب فوتون‌ها محفوظ می‌مانند. در نتیجه فرایندهای زیستی با گزینش پذیری بالاتر و آسیب کمتر انجام می‌گیرند [۱]. از این رو، لیزرهای فمتوثانیه در زمینه‌های علمی بسیاری از جمله همجوشی سلول‌های زیستی مورد توجه دانشمندان واقع شده است. تا قبل از پیدایش این نوع لیزرها، همجوشی سلولی با استفاده از ویروس، مواد شیمیایی، میدان الکتریکی و لیزرهای با طول پالس بلند انجام گرفته است. فرآیند همجوشی سلولی در روش‌های ذکر شده یک فرآیند تصادفی بوده و در هر روش علاوه بر نیاز به مقدار قابل توجهی از نمونه‌ی اولیه، امکان همجوشی ناخواسته و در نتیجه، به خطر افتادن حیات سلول وجود داشته و به علاوه هیچکدام عملکرد دقیق و هدفمندی ندارند. این مشکلات را می‌توان با استفاده از ویژگی های پالس‌های لیزر فمتوثانیه با انرژی تک پالس از مرتبه چند نانوژول کاهش داد [۲].

یکی از روش های مورد استفاده در زیست فناوری برای بهبود ژنتیکی گیاهان، استفاده از همجوشی پروتوپلاست[1] است که برای تولید هیبریدهای ژنتیکی جدید مورد استفاده قرار می‌گیرد. از طرفی، به دلیل عدم اقبال عمومی در استفاده از محصولات اصلاح شده ژنتیکی، تحقیقات با استفاده از همجوشی پروتوپلاست افزایش یافته و الحاق پروتوپلاست به یک تکنیک بسیار مهم در تولید محصولات زراعی با ویژگی‌های مطلوب تبدیل شده است. اما به دلیل دارا بودن غشاء ضخیم و محکم در نمونه‌ی پرتوپلاست گیاهی(سلولی که دیواره‌ی آن توسط آنزیم حذف شده)، همواره از روش‌های غیر لیزری به منظور همجوشی پرتوپلاستی استفاده می‌شود. یکی از گیاهان بسیار مهم در تولید هیبریدهای ژنومی، گیاه سنتلا می‌باشد. از این گیاه به میزان زیادی در فرمولاسیون محصولات دارویی و مراقبت از پوست و مو استفاده می‌شود. به منظور بهبود فرایند همجوشی سلولی و تولید موثرتر هیبرید ژنومی این گیاه می‌توان از تابش باریکه‌ی لیزر فمتوثانیه بر مرز پرتوپلاست این گیاه استفاده کرد. بهره گیری از تابش باریکه‌ی لیزری بر سطح دو سلول پرتوپلاست گیاه تنباکو به منظور الحاق آنها برای اولین بار توسط لی و همکاران (۱۹۹۹) صورت گرفت[۳]. کنتوانگ۲ و همکاران (۲۰۱۵) با استفاده از لیزر پالسی نانوثانیه عمل الحاق را بین پروتوپلاست-های پیاز انجام دادند و انواع لیزرهای پالسی را در زمینه‌ی همجوشی پرتوپلاستی مقایسه کردند[۴].

در این مقاله، با برپایی یک چیدمان تجربی، همجوشی سلول‌های پرتوپلاست گیاه سنتلا به یکدیگر توسط پالس‌های لیزر فمتوثانیه مورد بررسی قرار می‌گیرد و توان و زمان نوردهی مورد نیاز برای انجام این فرایند تعیین می‌گردد.

## مبانی نظری

برای ایجاد فرآیند همجوشی سلول-سلول، لازم است که پالس-های لیزر فمتوثانیه در مرز بین دو سلول که در محیط سوسپانسیون قرار دارند، متمرکز شوند که ۹۰٪ این محیط از آب تشکیل شده است. پالس‌های لیزر فمتوثانیه با شدت بالا، توسط یک عدسی شیئی با روزنه عددی بالا برروی نمونه‌ی زیستی واقع در محیط آبی سوسپانسیون، متمرکز می‌شوند و به دلیل داشتن فوتون‌هایی با انرژی بالا، موجب فروشکست نوری در این محیط می‌گردند. اگر قله پالس بیش از $10^{12}$ $W/cm^3$ باشد، تابش این پالس باعث ایجاد جذب غیرخطی در ناحیه‌ی کانونی می‌شود. بواسطه جذب غیرخطی همزمان چندین فوتون و غلبه کردن بر انرژی شکاف باندی، الکترونهای آزاد بواسطه‌ی یونیزاسیون چندفوتونی در باند رسانش ایجاد می شود. افزایش الکترون‌های آزاد و رشد بهمنی آنها بواسطه یونیزاسیون برخوردی در محیط، منجر به تشکیل پلاسما می‌شود. فرسایش حاصل از شکستن پیوند الکترون آزاد در محیط منجر به تجزیه شیمیایی مواد زیستی شده و امکان برقراری ارتباط بین دو سلول را ایجاد

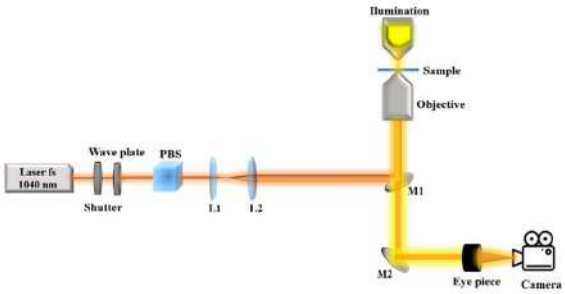
1 Protoplast Cell fusion

2 Kantawang 2

میکند. همچنین چگالی الکترون‌های آزاد ایجاد شده در انجام فرایند همجوشی موثر است. طبق مطالعات تجربی، در چگالی الکترون کمتر از $10^{18}$ $cm^{-3}$ همجوشی مشاهده نشده است. با توجه به نوع سلول و ضخامت دیواره، چگالی الکترون $10^{18}$ $cm^{-3}$ تا $10^{21}$ $cm^{-3}$ لازم است تا فرایند همجوشی اتفاق بیفتد[۵].

## چیدمان تجربی

شکل۱ طرحواره‌ای از چیدمان تجربی همجوشی سلولی را ارائه می‌دهد. در این چیدمان از یک لیزر پالسی فمتوثانیه با پهنای پالس 200fs و طول موج 1040nm با نرخ تکرار 23MHz، (Vira-fs-1040 ساخت شرکت نور آبی لیزر) استفاده شده است. چیدمان تجربی استفاده شده در این مطالعه به تفصیل در مرجع ۶ شرح داده شده است.



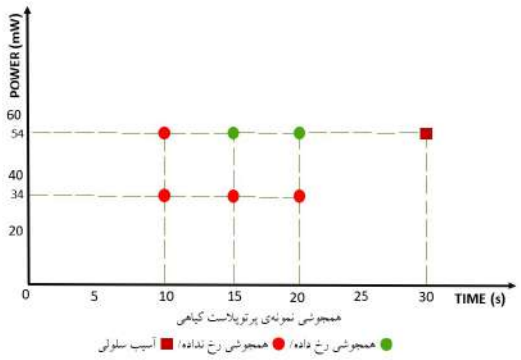

*شکل۱: چیدمان تجربی*

## آماده‌سازی نمونه سلولی گیاه سنتلا

پس از تهیه‌ی گیاه اولیه‌ی سنتلا به منظور تهیه‌ی سلول اولیه از آن، برگ جوان این گیاه از محیط کشت درون شیشه جدا شده و به مدت یک ساعت در محلول قندی مانیتول۳ ۰.۶ مولار درون دستگاه کشت سلولی پلاسمولیز۴ شد. سپس برگ به قطعات کوچکتر بریده شده و به مدت ۱۱ ساعت در محلول آنزیمی سولاز۵ و پکتینیاز۶ درون دستگاه کشت سلولی انکوبه شدند. پس از ۱۱ ساعت، مخلوط برگ و آنزیم، جهت جداسازی خوشه‌های سلولی، از فیلتر شبکه‌ای ۴۰۰ میکرونی عبور داده شدند و محلول حاصل به مدت ۶ دقیقه با دور ۱۰۰۰ (rpm) سانتریفیوژ شد. نمونه‌ی بدست آمده با یک سی سی از محلول نمکی (WP5) رقیق شده و تا زمان استفاده، روی یخ در دمای صفر درجه داخل دستگاه کشت سلولی نگهداری شد.

## نتایج تجربی

پس از آماده سازی نمونه به بررسی امکان همجوشی دو سلول پرداخته شد. به واسطه تابش پالس‌های لیزری بر سطح تماس میان دو سلول سه رویداد ممکن است رخ دهد: ۱- تابش پالس لیزری ضعیف بوده و هیچ تاثیری در روند فرآیند همجوشی ندارد. ۲- تابش باریکه‌ی لیزری منجر به همجوشی میان دو سلول شود. ۳- قدرت باریکه‌ی لیزری بیشتر از آستانه‌ی همجوشی دو سلول بوده و باعث آسیب رساندن به دو سلول می‌شود. در نتیجه به منظور مشخص شدن توانایی همجوشی سلول‌های سنتلا در دو توان ۳۴ mW و ۵۴ mW و در هر توان به مدت۲۰s و ۱۰s،۱۵s سلول‌ها تحت تابش قرار گرفتند. در هر حالت ۷ جفت سلول را تحت تابش قرار دادیم. نتیجه‌ی بررسی همجوشی سلولی مطابق نمودار شکل ۲ می باشد.

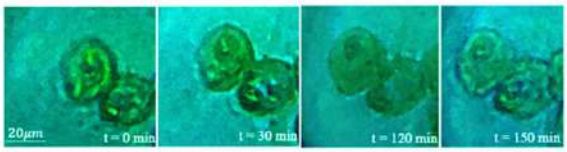



*شکل۲: بررسی امکان همجوشی سلول پرتوپلاست گیاهی در نتیجه‌ی تابش پالس لیزر فمتوثانیه*

همانطور که در نمودار شکل۲ مشخص است. در توان ۳۴ mW که انرژی هر پالس ۱.۴۷ nJ می‌باشد همجوشی بین سلول‌ها رخ نداد. نتیجه می‌شود که در این توان، نور لیزر توان لازم جهت ایجاد کانال‌های مناسب به منظور انتقال محتویات دو سلول را ندارد. در توان ۵۴ mW که انرژی هر پالس ۲.۳۵ nJ می‌باشد و تحت تابش قرار گرفتن سلول‌ها به مدت ۱۵s و ۲۰s همجوشی موفقیت آمیز بود.

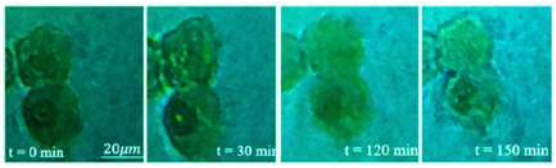
3 Mannitol
4 Plasmolysis
5 Soulaz
6 Paktiaz

شکل۳ همجوشی دو سلول پروپلاست سنتلا را در صورتی که در توان ۵۴ mW به مدت ۱۵ s تحت تابش قرار گرفتند، نشان می‌دهد. همانطور که مشخص است انتقال محتویات بین دو سلول با موفقیت انجام شد و سلول ها بعد از گذشت ۳۰ دقیقه، فرآیند همجوشی را آغاز کردند. به دلیل محکم بودن غشاء سلول گیاهی، این سلول به زمان زیادی در حدود ۱۰ساعت جهت گرد شدن کامل نیاز دارد. از طرفی به دلیل کم بودن محیط کشت در محتویات سوسپانسیون سلولی، پس از گذشت ۱۵۰ دقیقه سلول‌ها در جای خود خشک شدند.




*شکل۳: همجوشی دو سلول پروپلاست سنتلا در توان ۵۴ mW به مدت ۱۵ s*

شکل۴ روند فرایند همجوشی در توان ۵۴ mW این بار به مدت ۲۰ s تحت تابش را نشان می‌دهد. همانطور که مشخص است ارتباط بین دو سلول در این شرایط نیز موفقیت آمیز بود و سلول‌ها بعد از گذشت ۲۰ دقیقه، فرآیند همجوشی را آغاز کردند. که در این حالت به نسبت حالت قبل(۱۵ sتحت تابش)، فرآیند همجوشی۱۰ دقیقه زودتر آغاز شد. در نتیجه مشخص شد در صورتی که سلول‌ها به مدت ۲۰ ثانیه تحت تابش قرار گیرند، فرآیند همجوشی به نسبت حالتی که به مدت ۱۵ ثانیه تحت تابش بودند سریع‌تر رخ داده و کاملترانجام میشود به گونه‌ای که در این حالت انتقال هسته‌ی سلولی بین دو سلول نیز مشاهده شد.




*شکل۴: همجوشی دو سلول پروپلاست سنتلا در توان ۵۴ mW به مدت ۲۰ s*

## نتیجه‌گیری

در این مقاله به کمک پالس‌های لیزرفمتوثانیه در طول موج nm ۱۰۴۰ دو سلول پرتوپلاست گیاه سنتلا با یکدیگر ادغام شد و توان آستانه و زمان بهینه‌ی تابش جهت رخداد این فرایند تعیین گردید. مشخص شد که توان آستانه مورد نیاز ۵۴ mW بوده و زمان‌های بهینه‌ی تابش ۱۵ و ۲۰ ثانیه می‌باشد. نتایج تجربی بدست آمده ادغام موفقیت آمیز دو سلول و پایداری آنها را به خوبی نشان می دهد.

## مرجع‌ها

**[1]** E. Chen and E. Olson, “Unveiling the mechanisms of cell-cell fusion,” Science, 308 369 373 (2005).

**[2]** I. V. Ilina, A. A. Zemlyanov, and A. N. Oraevsky, "Application of femtosecond laser pulses in biomedical cell technologies," High Temperature, vol. 51, pp. 173-178, 2013.

**[3]** S.-H. Lee, D.-H. Kim, Y.-S. Hwang, and C.-S. Choi, "Variations in the morphology of rice plants regenerated from protoplasts using different culture procedures," Plant Cell, Tissue and Organ Culture, vol. 57, pp. 179-187, 1999.

**[4]** J. L. Pérez-Lloréns and O. G. Mouritsen, "Sea cucumber: a scavenger overexploited, traded and turned into food (even a gastronomic delicacy)," International Journal of Gastronomy and Food Science, 2024, Art. no. 100996.

**[5]** A. Vogel, J. Noack, G. Hüttman, and G. Paltauf, "Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues," Applied Physics B, vol. 81, pp. 1015-1047, 2005.

[۶] کهراریان، عربانیان، مسعودی، همجوشی سلول‌های میلومای نوع ب موشی توسط پالس‌های لیزری فمتوثانیه،سی‌امین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و شانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران.۱۴۰۲: دانشگاه دامغان، دامغان،ایران

# ساخت موجبرهای فوتونیکی در بستر فتورزیست مثبت با استفاده از روش تحریرمستقیم لیزری

شکوفه حشمت[۱]، خسرو معدنی پور[۱] و محمد احمدی[۲]

[۱] دانشکده مهندسی انرژی و فیزیک دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران

[۲] آزمایشگاه اندازه‌گیری اپتیکی دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران

**چکیده** - موجبرهای‌فوتونیکی را می‌توان به‌عنوان عنصر اصلی هدایت و انتقال نور تلقی نمود. ماده‌ی پلیمری با نام تجاری شیپلی (Shipley) به‌عنوان یک فوتورزیست مثبت دارای مزیت‌هایی از جمله هزینه‌ی کم، چسبندگی بالا، پوشش‌های یکنواخت بدون عیب و داشتن ساختار انعطاف‌پذیر است. در این مقاله روشی برای ایجاد موجبرهای فوتونیکی مسطح با استفاده از فوتورزیست مثبت شیپلی ارائه شده‌است. با استفاده از نرم‌افزار لومریکال و با توجه به مشخصات اپتیکی شیپلی، موجبرهایی برای انتقال نوری در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر طراحی گردید. با استفاده از یک لیزر دیودی به طول موج ۴۰۵ نانومتر و توان قابل تنظیم تا ۱۵۰ میلی وات، به شیوه‌ی تحریرمستقیم‌لیزری، موجبری با پهنای ۲ و ضخامت ۴ میکرومتر ساخته‌شده‌است که می‌توانند در حسگرهای زیستی نوری کاربرد داشته‌باشند.

**کلیدواژه**- پلیمرشیپلی، تحریرمستقیم‌لیزری، فتورزیست مثبت، موجبرنوری

# Fabrication of photonic waveguides in positive photoresist substrate using direct laser writing method

Shekoofeh Heshmat[1], Khosro Madanipour[1], Mohammad Ahmadi[2]

[1]Department of Energy Engineering and Physics, Amirkabir University

[2]Optical Measurement Laboratory, Amirkabir University

shheshmat@aut.ac.ir, madanipour@aut.ac.ir, m.ahmadi369@yahoo.com

**Abstract**- Photonic waveguides can be considered as the main elements for guiding and transmitting light. The polymer material known commercially as Shipley, a positive photoresist, offers advantages such as low cost, high adhesion, defect-free uniform coatings, and a flexible structure. This article presents a method for creating planar photonic waveguides using the positive Shipley photoresist. Using Lumerical software and considering the optical properties of Shipley, waveguides were designed for optical transmission at a wavelength of 1550 nm. A waveguide with a width of 2 micrometers and a thickness of 4 micrometers was fabricated using a 405 nm wavelength diode laser with adjustable power up to 150 mW, employing the direct laser writing method. These waveguides can be used in optical biosensors.

**Keywords**: Shipley polymer, Direct Laser Writing, Positive photoresist, Optical waveguide

## مقدمه

موجبرهای فوتونیکی، افزاره‌های کلیدی برای ساخت مدارهای‌نوری یکپارچه و لیزرهای نیمه‌هادی هستند[۱].

موجبرهای فوتونیکی را می‌توان به‌طور کلی به دو دسته مسطح و غیرمسطح دسته‌بندی‌کرد[۲]. برای ساخت آن‌ها می‌توان از مواد نیمه‌هادی، الکترواپتیک و یا پلیمر استفاده‌کرد[۳].

اتلاف کم، فرایند ساخت آسان و تکرارپذیر بودن، عمر طولانی لایه‌ها و پایداری در مقابل شرایط محیطی از ویژگی‌های مهمی است که یک موجبر نوری باید دارا باشد.

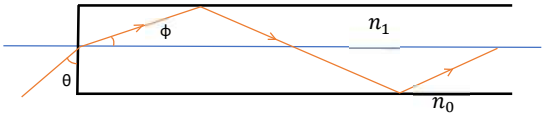
مواد پلیمری ویژگی‌های منحصر به فردی مانند ضریب عبور بالا برای طول‌موج‌های مرئی تا مادون‌قرمز دور، پایداری دمایی و زمانی کافی و اتلاف نوری ناچیز را دارند. همچنین ویژگی‌های مکانیکی مطلوب پلیمرها فرایند ساخت موجبرها را آسان و مقرون به صرفه کرده‌است[۴-۷].

پلیمرهای مختلف خواص نوری، الکتریکی و مکانیکی متفاوتی را از خود به نمایش‌می‌گذارند که از جمله مشخصه کلیدی و قابل توجه آن‌ها، می‌توان به ضریب‌شکست و تلفات نوری را اشاره کرد که هر دو تابعی از طول موج هستند[۸].

پس از بررسی‌های انجام‌شده و مزیت‌های ماده‌ی پلیمری‌شیپلی مانند در دسترس بودن، مقاومت بالا در مقابل ظهورگرها، چسبندگی زیاد بر روی شیشه، برای این فعالیت انتخاب شده‌است. مزیت مهم این کار آن است که می‌توان موجبرهایی با پهناهای دلخواه و کم ایجاد نمود.

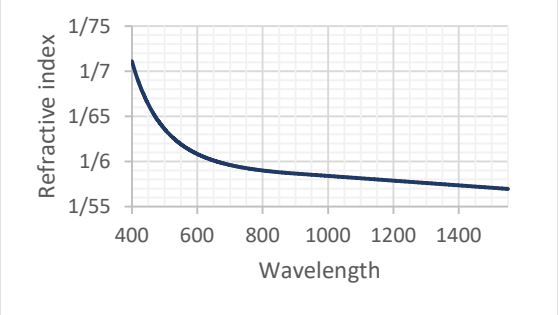
## مبانی نظری

موجبرهای‌فوتونیکی از اساسی‌ترین قطعات در اپتیک مجتمع هستند که از یک هسته که نور در آن محصور است و یک روکش یا بستر، اطراف هسته تشکیل‌شده‌اند. شکل ۱ ساختار یک موجبر نوری را نشان‌می‌دهد. ضریب شکست هسته $n_1$ بیشتر از ضریب شکست روکش $n_0$ است. بنابراین پرتوی‌نوری به وجه انتهایی موجبر می‌رسد و با بازتاب کامل داخلی در هسته محصور می‌شود[۹].




*شکل ۱: ساختار اصلی موجبر نوری و پرتو نور هدایت شده در آن [۹]*

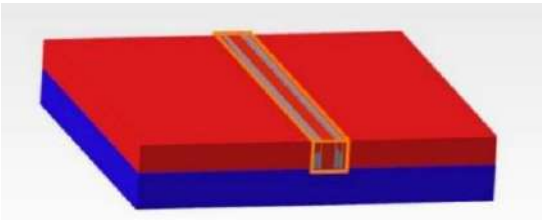
شکل ۲ با استفاده از روش بیضی سنجی (Ellipsometry) که یک روشی اپتیکی برای مطالعه ویژگی‌های لایه‌های نازک است، ضریب‌شکست ماده‌ی پلیمری شیپلی پس از پخت دوم در مرحله‌ی ساخت در طول‌موج‌های مختلف از ۴۰۰ الی ۱۵۵۰ نانومتر اندازه‌گیری شده است را نشان‌می‌دهد.




*شکل ۲: ضریب شکست ماده‌ی پلیمری شیپلی در طول موج‌های مختلف*

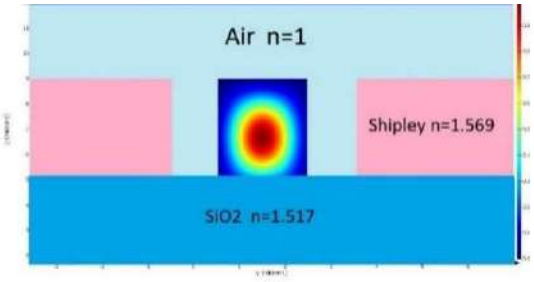
## شبیه‌سازی

برای شبیه‌سازی از نرم‌افزار لومریکال استفاده شده‌است. ضریب شکست شیپلی در طول موج ۱۵۵۰ برابر با ۱.۵۶۹ است که در طراحی مورد استفاده قرارمی‌گیرد. با توجه به محدودیت‌های ساخت موجبر در آزمایشگاه، ابعاد مختلفی مورد شبیه‌سازی قرارگرفت که نهایت موجبری با پهنای ۲ میکرومتر و ضخامت ۴ میکرومتر بهترین نتیجه طراحی را به‌دست‌آورد. شکل ۳ نمای سه بعدی از طرح موجبری در بستر پلیمرشیپلی را نشان‌می‌دهد.



*شکل ۳: طرح موجبر در بستر فتورزیست مثبت شیپلی*

برای پیدا کردن مدهای انتشار در موجبر از روش Finite Difference Eigenmode استفاده می‌شود. با توجه به پهنای‌موثر ۵.۷۶۸۶ $\mu^2$ برای مد انتشار در موجبر شبیه‌سازی شده می‌توان نتیجه‌گرفت که مد منتشر شده در موجبر، تک مد است. اگر این مقدار از $8\mu^2$ بیشتر باشد، مد انتشار مالتی‌مد خواهدبود. شکل ۴ توزیع میدان الکتریکی در موجبر پلیمری شیپلی با پهنای ۲ میکرومترو ضخامت ۴ میکرومتر با پوشش هوا به‌صورت تک مد را نشان‌می‌دهد.




*شکل ۴: توزیع میدان الکتریکی در یک موجبر شیپلی با پهنای۲میکرومتر و ضخامت ۴ میکرومتر*

## ساخت

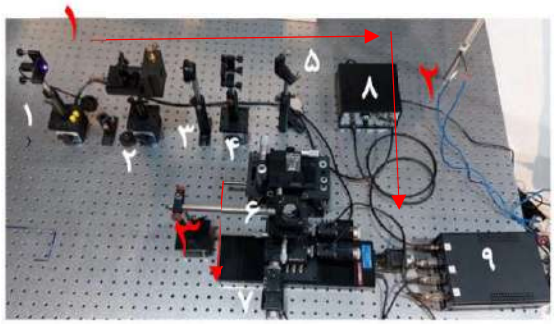
برای ساخت موجبر باید سطح زیر لایه تمیز شود. برای این کار می‌توان از دستگاه اولتراسونیک استفاده‌کرد. در مرحله‌ی بعد برای به‌دست‌آوردن لایه‌ی نازک فتورزیست مثبت شیپلی به ضخامت ۴ میکرومتر طبق برنامه دستگاه لایه‌نشانی چرخشی که در جدول ۱ نشان‌داده‌شده است، عمل کرده تا لایه‌ای یکنواخت به‌دست‌آید.

*جدول ۱: برنامه چرخش دستگاه برای ایجاد یک لایه نازک پلیمر شیپلی به ضخامت ۴ میکرومتر*

| مرحله | سرعت (RPM) | شتاب $(\frac{R}{s^2})$ | زمان چرخش (s) | توضیحات |
|---|---|---|---|---|
| ۱ | ۲۰۰ | ۵۰ | ۱۰ | پخشی |
| ۲ | ۵۰۰ | ۱۰۰ | ۱۵ | یکنواختی |
| ۳ | ۵۰۰۰ | ۱۰۰۰ | ۲۰ | لایه نازک |
| ۴ | ۲۰۰ | ۵۰ | ۱۰ | تثبیت |

برای تثبیت فتورزیست بر روی زیرلایه‌ی شیشه از دستگاه سطح‌داغ استفاده می‌شود. در مرحله پیش پخت از دستگاه با دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد به‌مدت زمان ۲ دقیقه استفاده می‌شود.

شکل ۵ تصویری از چیدمان سیستم‌جاروب‌لیزری است.



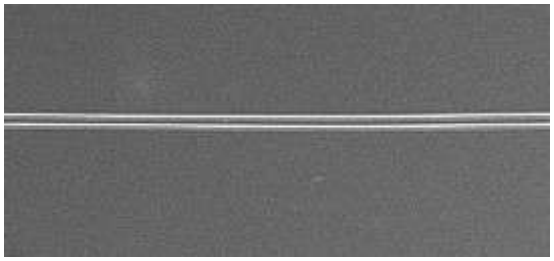

*شکل ۵: تصویری از چیدمان تحریر مستقیم لیزری ۱) لیزر دیودی ۴۰۵ نانومتری ۲) فیلتر فضایی ۳) عدسی شیء‌ی ۴) روزنه سوزنی ۵) آینه ۶) باریکه‌شکن ۷) جابه‌جاگرها ۸) کنترل‌کننده لیزر ۹) کنترل‌کننده جابه‌جاگرها*

نور لیزر۴۰۵ نانومتر با توان متغیر ۱۵۰ میلی‌وات در مسیر ۱ از یک فیلتر فضایی عبور می‌کند و یک باری که به پهنای ۱۰ میلی‌متر و با کیفیت و عاری از پیسه و نویز را برای استفاده در سیستم لیتوگرافی لیزری مهیا می‌کند. در چیدمان حکاکی‌لیزری‌مستقیم، وجود قطبش‌گر به‌عنوان یک فیلتر شدتی متغیر برای تنظیم شدت لیزر ورودی لازم است. نور پس از طی مسیر ۱ به آینه برخورد و بازتاب می‌شود. در مسیر ۲، یک آینه نور را به‌سمت سطح نمونه برای حکاکی لیزری هدایت می‌کند. در مسیر ۳ نور پس از عبور از یک عدسی شیء ای بر روی نمونه کانونی می‌شود.

نمونه بر روی نانو جابجاگرهای سه بعدی بسیار دقیق در سه راستای X, Y, Z قرار می‌گیرند که گستره جابه‌جایی آنها ۴ میلی‌متر و با دقت ۱۰ نانومتر است. برای آن‌که بتوان موجبرهایی با طول بلندتر ساخت، نانو جابجاگر سه بعدی بر روی یک جابجاگر یک بعدی با گستره‌ی جابه‌جایی ۱۵۰ میلی‌متر و دقت ۱۰۰ نانومتر قرارمی‌گیرد.

برای ایجاد طرح موجبر بر روی فتورزیست مثبت باید دو خط مستقیم و موازی با فاصله مورد نظر توسط لیزر حکاکی شود. سپس نمونه را در محلول سدیم هیدروکسید به‌مدت ۱ دقیقه

قرار داده‌می‌شود تا بخش‌هایی از فتورزیست که در معرض نور قرار گرفته‌اند و سست شده‌اند، پاک‌سازی شوند و طرح مورد نظر ظاهر شود. به‌منظور تثبیت فتورزیست پس از ظهور، نمونه را به‌مدت ۶ دقیقه در دمای ۱۰۰ درجه بر روی دستگاه سطح‌داغ قرارداده‌می‌شود، به این مرحله پس‌پخت می‌گویند.شکل ۶ تصویر موجبر با میکروسکوپ روبشی الکترونی در بستر پلیمرشیپلی را نشان‌می‌دهد.



*شکل ۶: تصویر میکروسکوپ روبشی الکترونی از دو موجبر هم‌راستا*

## نتیجه‌گیری

از جمله مزیت‌های استفاده از پلیمرمثبت شیپلی ارزان‌قیمت و در دسترس بودن، پوشش‌های یکنواخت بدون عیب و داشتن ساختار انعطاف‌پذیر، وضوح عالی، مقاومت بالا در مقابل ظهورگرها، چسبندگی زیاد بر روی شیشه است که می‌توان در انواع مختلف موجبرها با طرح‌ها و کاربردهای متنوع استفاده‌کرد.

از چیدمان تحریرمستقیم‌لیزری برای ساخت انواع موجبرها با طرح‌های مختلف در بستر پلیمری مثبت استفاده‌شد. از جمله مزایای روش جاروب‌لیزری مورد استفاده، سرعت بالای اجرای فرآیند نوردهی، امکان دستیابی به پهناهای کم و عدم استفاده از ماسک برای طراحی نمونه‌ها می‌توان اشاره کرد. با توجه به طراحی انجام‌شده، نمونه‌های اولیه موجبر با ابعاد مختلف شبیه‌سازی شد که دارای موجبر تک مُد در بستر ماده‌ی پلیمری شیپلی به‌دست‌آمد و می‌توان در زمینه‌های ساخت حسگر نوری استفاده‌کرد.

## مرجع‌ها

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

Snyder, A. W, & Love, J. D. Optical waveguide theory, (Vol. 175). London: Chapman and hall, 1983.

Kress, Bernard. Field Guide to Digital Micro-Optics. SPIE, 2014.

Pallab, Banerji, et al. Photonic Waveguide Components on Silicon Substrate Modeling and Experiments. Springer Nature, 2019.

Panusa, Giulia, et al. Fabrication of sub-micron polymer waveguides through two-photon polymerization in polydimethylsiloxane. Polymers 12.11, 2020.

Bamiedakis, Nikolaos, et al. High-speed data transmission over flexible multimode polymer waveguides under flexure. IEEE Photonics Technology Letters 30.14, 2018.

Barwicz, Tymon, et al. Advances in interfacing optical fibers to nanophotonic waveguides via mechanically compliant polymer waveguides. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 26.2, 2020.

Dangel, Roger, et al. Polymer waveguides enabling scalable low-loss adiabatic optical coupling for silicon photonics. IEEE Journal of selected topics in quantum electronics 24.4, 2018.

Marcuse, Dietrich. Theory of dielectric optical waveguides. Elsevier, 2013.

# مقایسه تله‌اندازی همدوس جمعیت در پیکربندی‌های سه ترازی لامبدا، نردبادنی و وی‌گونه از طریق تکنیک گذار بی‌دررو رامان القائی

محمّدجواد محمّدپور نشرودکلی، الهام حسینی لپاسر

دانشکده علوم‌پایه، دانشگاه گیلان، رشت، ۴۱۹۹۶۱۳۷۷۶، ایران

**چکیده**- در این مقاله تله‌اندازی همدوس جمعیت در پیکربندی‌های سه ترازی لامبدا، نردبانی و وی گونه تحت تکنیک گذار بی‌دررو رامان القائی مورد بررسی قرار گرفته است، که در آن هامیلتونین هر سیستم در نمایش SU(3) تعریف می‌شود. با افزودن ترم‌های فروریزشی به معادلات بلاخ اپتیکی از طریق رهیافت پدیده‌شناختی، برای هر کدام از الگوهای جفتشدگی ممکن در سیستم‌های سه ترازی، تحول زمانی جمعیت هر حالت گسسته انرژی را بررسی می‌کنیم. با استفاده از روش‌های عددی نشان می‌دهیم که تله‌اندازی همدوس جمعیت به صورت پایا در حضور اثرات فروریزش ناشی از پدیده گسیل خودبه‌خودی تنها زمانی ممکن خواهد بود که الگوهای جفتشدگی حالت‌ها، حالت برانگیخته را به عنوان حالت تاریک تعیین کنند. در این زمینه، گذار رامان بهینه‌ترین رویکرد را نشان می‌دهد.

**کلیدواژه**- تله‌اندازی همدوس جمعیت، حالت تاریک ، گذار بی‌دررو رامان القائی، گذار رامان، معادلات بلاخ اپتیکی

# Comparison of coherent population trapping through stimulated Raman adiabatic passage technique in lambda, ladder, and V-type three-level atomic configurations

M.Javad Mohammadpour Nashrudkoli*, Elham Hosseini Lapasar

Faculty of Sciences, University of Guilan, 4199613776, Rasht, Iran

* mj.mohammadpour99@gmail.com , elhamhosseini@guilan.ac.ir

**Abstract**- We discuss the coherent population trapping through stimulated Raman adiabatic passage technique in lambda, ladder, and V-type three-level atomic configurations, where the Hamiltonian of each system is defined in the SU(3) representation. By introducing the decay terms following the phenomenological approach to the optical Bloch equations for each coupling pattern, we investigate the temporal evolution of the population of each discrete state through numerical methods. We indicate that coherent population trapping is achieved only when the state's coupling patterns designate the excited state as the dark state. In this context, the Raman transition represents the most optimal scenario.

**Keywords**: Coherent population trapping, Dark state, Optical Bloch equations, Raman transition, Stimulated Raman adiabatic passage

## Introduction

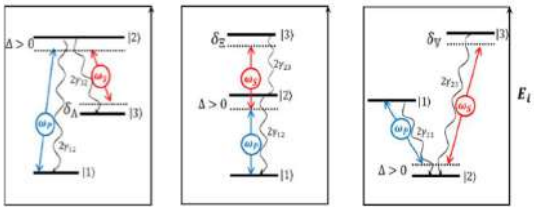
One of the phenomena caused by atomic coherence and quantum interference is coherent population trapping (CPT) in atomic and molecular systems [1]. In this phenomenon, the energy of atoms can be controlled and manipulated by using laser fields. The physical and chemical properties of the atomic and molecular systems are characterized by the distribution of the electron population at discrete energy levels. The change in the population distribution among each energy level of the discrete system must be steady. We must be able to trap the population at the desired levels depending on the application, and require proper to have enough time to exploit the system. Efficiency in changing the energy of a discrete system requires the controllability of the CPT process. One of the most powerful methods was presented by Gubatz et al. in 1990 with experimental data on the basic underlying theory, which is called induced Raman scattering for the excitation of molecular vibrations [2]. Following the discussion of the condition for adiabatic evolution, which was discussed by Kuklinski et al. in 1989 [3], the "Stimulated Raman adiabatic passage (STIRAP)" technique was introduced. STIRAP technique, which allows efficient and selective CPT, is a technique for high-efficiency population transfer between discrete quantum states [4]. A subset of the important applications of realizing CPT through STIRAP, is robust quantum gate operation without suffering loss due to spontaneous emission, can be achieved when the excited state is the dark state of the system. Most studies have focused on the lambda-type configuration [4]. In this contribution, we compare the CPT through STIRAP across these three configurations.

## The model

Here we study the evolution of a system caused by the interaction of three levels of an atom with two EM laser fields. Since the coupling of the levels occurs through the coherent light of the laser, we adopt a semiclassical approach. It is important to note that in Fig. 1, the numbering of the states is defined by their sequence in the three-state chain (1–2–3), rather than by their energy levels $E_i$. The relative ordering of energies is irrelevant when the rotating wave approximation (RWA) is applied. In the V-type configuration, the initial population is typically located in the middle of the chain, specifically in state $|2\rangle$, while in the other configurations, state $|1\rangle$ holds the initial population. The evolution of the system in the interaction representation is governed by the master equation

$$\frac{d\rho^A}{dt} = -\frac{i}{\hbar}\left[\rho^A, \tilde{H}^A\right] + \Lambda_\rho^A, \qquad (1)$$

where $A = \Lambda, \Xi, V$, and $\tilde{H}^A$ is the effective Hamiltonian matrix for the system and its interaction with the pulsed fields. Levels coupled with the applied fields have dipole-allowed transitions; so the $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ transition is forbidden for all three configurations due to parity.




(a) (b) (c)

*Fig. 1: (a) Λ-type, (b) Ξ-type, and (c)V-type configuration patterns, interacting with the two coherent Pomp- and Stokes-field at frequencies $\omega_P$ and $\omega_S$, with $\Delta_P$ and $\Delta_S$ as detuning parameters, respectively. which $\Delta \equiv \Delta_P$ and $\delta$, represent a single- and two-photon detuning. Polarization decay rates from each excited level are also shown.*

In the RWA, the effective Hamiltonian for the lambda, ladder, and V-type configurations is given by

$$\tilde{H}^\Lambda = \hbar\begin{pmatrix} 0 & -g_P & 0 \\ -g_P & \Delta & -g_S \\ 0 & -g_S & \Delta - \Delta_S \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

$$\tilde{H}^\Xi = \hbar\begin{pmatrix} 0 & -g_P & 0 \\ -g_P & \Delta & -g_S \\ 0 & -g_S & \Delta + \Delta_S \end{pmatrix}, \qquad (3)$$

$$\tilde{H}^V = \hbar\begin{pmatrix} 0 & -g_P & 0 \\ -g_P & -\Delta & -g_S \\ 0 & -g_S & \Delta_S - \Delta \end{pmatrix}, \qquad (4)$$

with $\delta_\Lambda = \Delta - \Delta_S$, $\delta_\Xi = \Delta + \Delta_S$, and $\delta_V = \Delta_S - \Delta$, respectively. $g_P$ and $g_S$ are Rabi frequencies of the driving fields P and S, respectively.

## Optical Bloch equations of the three-level atomic systems

Eq. (1), which leads to the optical Bloch equations (OBE), is based on the density matrix formalism. One of the main criteria for comparing the three possible configurations of the three-level atomic system is their robustness against spontaneous emission from the excited states, by introducing the decay terms following the phenomenological approach to the OBE, for each of them. In Eq. (1) $\Lambda_\rho^A$ is the irreversible part that describes the effects of spontaneous emission and other collisional relaxation processes, where related to the population transition rates $W_{ij}$ and polarization decay rates $\gamma_{ij}$, which follows the relation [5]

$$\gamma_{ij} = \frac{1}{2}\sum_k [W_{ik} + W_{jk}], \qquad (5)$$

for coherence terms. We have neglected thermal-excitation probability because the energy between levels is considered larger than KT.

We consider the master equation with the Hamiltonian Eq. (2) given by Eq. (1), and the corresponding decay rates in Eq. (5) through a phenomenological approach, to obtain the OBE of the lambda configuration as follows

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{11} &= ig_P(\rho_{21}-\rho_{12})+W_{21}\rho_{22}\\
\dot{\rho}_{22} &= ig_P(\rho_{12}-\rho_{21})+ig_S(\rho_{32}-\rho_{23})-(W_{21}+W_{23})\rho_{22}\\
\dot{\rho}_{33} &= ig_S(\rho_{23}-\rho_{32})+W_{23}\rho_{22}\\
\dot{\rho}_{12} &= i\Delta\rho_{12}+ig_P(\rho_{22}-\rho_{11})-ig_S\rho_{13}-\gamma_{12}\rho_{12}\\
\dot{\rho}_{32} &= i\Delta\rho_{32}-ig_P\rho_{31}+ig_S(\rho_{22}-\rho_{33})-\gamma_{32}\rho_{32}\\
\dot{\rho}_{13} &= ig_P\rho_{23}-ig_S\rho_{12}\\
\rho_{21} &= \rho_{12}^*, \qquad \rho_{23}=\rho_{32}^*, \qquad \rho_{31}=\rho_{13}^*,
\end{aligned} \tag{6}$$

according to Eq. (1) and Eq. (3), for the ladder configuration, we have

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{11} &= ig_P(\rho_{21}-\rho_{12})+W_{21}\rho_{22}\\
\dot{\rho}_{22} &= ig_P(\rho_{12}-\rho_{21})+ig_S(\rho_{32}-\rho_{23})-W_{21}\rho_{22}+W_{32}\rho_{33}\\
\dot{\rho}_{33} &= ig_S(\rho_{23}-\rho_{32})-W_{32}\rho_{33}\\
\dot{\rho}_{12} &= i\Delta\rho_{12}+ig_P(\rho_{22}-\rho_{11})-ig_S\rho_{13}-\gamma_{12}\rho_{12}\\
\dot{\rho}_{23} &= -i\Delta\rho_{23}+ig_P\rho_{13}+ig_S(\rho_{33}-\rho_{22})-\gamma_{23}\rho_{23}\\
\dot{\rho}_{13} &= ig_P\rho_{23}-ig_S\rho_{12}-\gamma_{13}\rho_{13},
\end{aligned} \tag{7}$$

and finally considering Eq. (4), to obtain the OBE for the V-type configuration as

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{11} &= ig_P(\rho_{21}-\rho_{12})-W_{12}\rho_{11}\\
\dot{\rho}_{22} &= ig_P(\rho_{12}-\rho_{21})+ig_S(\rho_{32}-\rho_{23})+W_{12}\rho_{11}+W_{32}\rho_{33}\\
\dot{\rho}_{33} &= ig_S(\rho_{23}-\rho_{32})-W_{32}\rho_{33}\\
\dot{\rho}_{21} &= i\Delta\rho_{21}-ig_P(\rho_{22}-\rho_{11})+ig_S\rho_{31}-\gamma_{21}\rho_{21}\\
\dot{\rho}_{23} &= i\Delta\rho_{23}+ig_P\rho_{13}+ig_S(\rho_{33}-\rho_{22})-\gamma_{23}\rho_{23}\\
\dot{\rho}_{13} &= ig_P\rho_{23}-ig_S\rho_{12}-\gamma_{13}\rho_{13},
\end{aligned} \tag{8}$$

where $\rho_{ii}$ represents the population of each level. We have obtained the OBEs for all three configuration patterns under two-photon resonance.

**CPT through STIRAP technique**

CPT through STIRAP technique can be achieved under specific conditions such as two-photon resonance, counterintuitive ordering P-pulse and S-pulse, and adiabatic evolution [4]. We include the two-photon resonance conditions, which have been established in the OBEs. Satisfying the counterintuitive ordering condition is also needed, which can be achieved by coupling the initially unpopulated states with the system exposed to $g_S$, prior to $g_P$. it only applies to the Λ and Ξ configuration patterns. We consider the smoothness required for the pulses to ensure the condition of adiabatic evolution. Fig. 2 shows a $\sin^2$-pulse shape that effectively implements the STIRAP technique. This pulse shape is introduced as follows

$$g_P(t) = \begin{cases} g_0 \sin^2\left(\frac{\pi(t-\Delta t)}{2\sigma}\right)^2, & \Delta t < t < \Delta t + 2\sigma \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}, \tag{9}$$

$$g_S(t) = \begin{cases} g_0 \sin^2\left(\frac{\pi t}{2\sigma}\right)^2, & 0 < t < 2\sigma \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}, \tag{10}$$

where Δt is the time delay between the two pulses, and σ represents the FWHM width of the pulses. Fig. 2(b) shows the order of pulses required to achieve CPT in a superposition of the excited states while the ground state acts as a dark state using the STIRAP technique in the V-type configuration pattern.

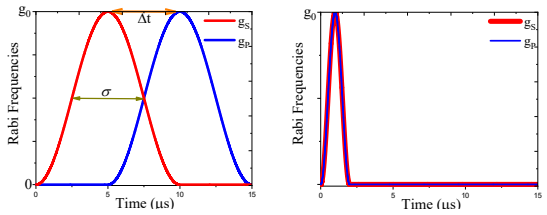



*Fig. 2: Time-dependent, counterintuitive ordering of the P-pulse and S-pulse realize CPT through the STIRAP technique, for the (a) Λ- and Ξ-type, with parameters value $g_0 = 2\pi \cdot 20\ MHz$, $\sigma = 5\ \mu s$, $\Delta t = 5\ \mu s$, and the (b) V-type, with parameters value $g_0 = 2\pi \cdot 10\ MHz$, $\sigma = 1\ \mu s$, $\Delta t = 0$.*

Fig. 3 illustrates the numerical solution of Equations (6) to (8), which are excited by P and S pulses.

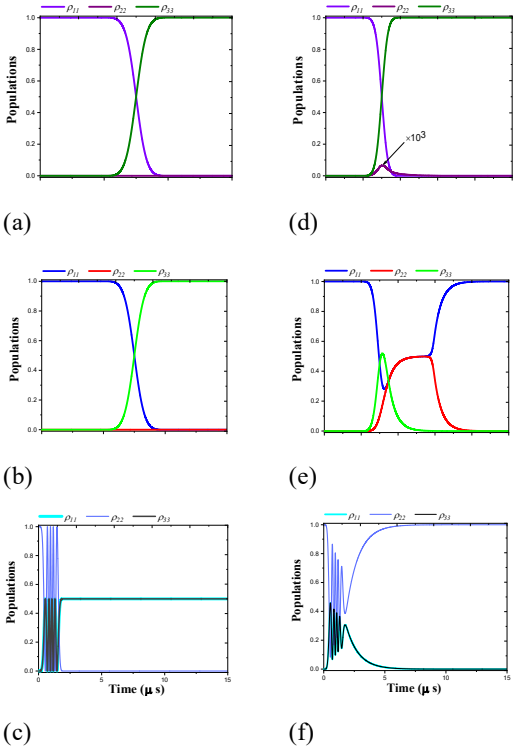



*Fig. 3: The time evolution of the populations for the three-level system's interactions in the configuration patterns; (a, d) Λ-type, and (b, e) Ξ-type with initial conditions $\rho_{11}(0) = 1, \rho_{33}(0) = \rho_{22}(0) = 0$, and (c, f) V-type with initial conditions $\rho_{22}(0) = 1$, $\rho_{11}(0) = \rho_{33}(0) = 0$, under single-photon resonance. The right column is in the absence of the population decay rate, and the left column is in the presence of the population decay rate from excited states with $W_{ij} = 2\pi \cdot 6.06\ MHz\ (i > j)$.*

The right column depicts the time evolution of the populations in the absence of the population decay rate. Which, CPT is fully realized by the STIRAP technique for Λ- and Ξ-type in state $|3\rangle$ [Fig. 3 (a, b)], and for V-type, the STIRAP process leads to CPT in the superposition of states $|1\rangle$ and $|3\rangle$ [Fig. 3(c)]. The left column shows the time evolution of the populations in the presence of the population decay rate from excited states. Fig. 3(d) which is related to the Λ system, indicates that the probability of occupying the excited state is on the order of $10^{-3}$. Thus the decay rate of this exited state does not have much effect on the STIRAP process and population trapping is done with a very high efficiency. However, for Part (e) concerning the Ξ-type, population trapping occurs in the excited state, this situation provides impossible population trapping due to the population decay rate. Lastly, Fig. 3(f) also pertains to the V-type, refer to Fig. 3(c) CPT is in the coherent superposition of excited states, in which the presence of the population decay rates prevents the realization of CPT.

## Conclusions

This paper has presented a systematic study to realize coherent population trapping through the stimulated Raman adiabatic passage technique, exhibited by the lambda, ladder, and V-type configuration patterns. Since the effects of the spontaneous emission phenomenon can be added to the dynamics of such systems by the optical Bloch equations, we calculated the OBEs for all three possible configurations. As indicated by the name of the STIRAP technique, this process has predominantly been utilized in studies focusing on the lambda configuration. By comparing the ladder and V-type configurations with the lambda configuration, we attempt to justify the motivation for this issue. We demonstrated that in real systems, where spontaneous emission effects are present, achieving trapping through the STIRAP technique is impossible in systems with ladder and V configurations, which at the excited level is not a dark state.

## Reference

[1] Gray HR, Whitley RM, Stroud CR. Coherent trapping of atomic populations. Optics letters. 1978 Dec 1;3(6):218-20.

[2] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann, and K. Bergmann, "Population transfer between molecular vibrational levels by stimulated Raman scattering with partially overlapping laser fields. A new concept and experimental results," The Journal of Chemical Physics, vol. 92, no. 9, pp. 5363-5376, 1990.

[3] J. Kuklinski, U. Gaubatz, F. T. Hioe, and K. Bergmann, "Adiabatic population transfer in a three-level system driven by delayed laser pulses," Physical Review A, vol. 40, no. 11, p. 6741, 1989.

[4] N. V. Vitanov, A. A. Rangelov, B. W. Shore, and K. Bergmann, "Stimulated Raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond," Reviews of Modern Physics, vol. 89, no. 1, p. 015006, 2017.

[5] Manka, A., et al., Spontaneous emission and absorption properties of a driven three-level system. II. The Λ and cascade models. Physical Review A, 1991. 43(7): p. 3748.

# مطالعه تجربی مشخصه‌های متمرکزکننده نوری ساخته شده از پروسکایت سه‌کاتیونی $Cs_{0.15}MA_{0.10}FA_{0.75}Pb(Br_{0.17}I_{0.83})_3$

آنیتا پاشابیگی، رباب اظهر شکوفه، نیما فتحعلیزاده، سهراب احمدی کندجانی

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

**چکیده** - با افزایش تقاضا برای دستگاه‌های اپتوالکترونیکی، متمرکز کننده‌های خورشیدی نورزا به عنوان یک راه حل امیدوارکننده برای کاهش هزینه‌ی سلول‌های خورشیدی معرفی شده‌اند. همچنین استفاده ازپروسکایت با کاتیون‌ها و هالیدهای مخلوط به‌عنوان مواد نورزا تاثیر بسزایی در افزایش پایداری پروسکایت‌ها در ادوات اپتوالکترونیکی دارد و توجه بسیاری از محققان را به خود جلب کرده است. باتوجه به اینکه تکنیک‌های متعارف پلیمریزاسیون برای ساخت متمرکز کننده خورشیدی نورزا مانند روش حرارتی و نوری روش‌های زمان بر و هزینه بری هستند، متمرکز کننده خورشیدی نورزا بر پایه اپوکسی رزین پلی آمید ارزان قیمت مبتنی بر پروسکایت سه‌کاتیونی با فرآیند ساخت آسان و بدون نیاز به شرایط محیطی خاص در ابعاد دلخواه ساخته شد که افزایش ۱۷۰ درصدی بهره نسبی را از خود نشان داد.

**کلیدواژه**- پروسکایت سه‌کاتیونی، اپوکسی رزین، متمرکز کننده خورشیدی نورزا، خواص نوری

# Experimental study on the properties of a luminescent solar concentrator fabricated with the triple cation perovskite $Cs_{0.15}MA_{0.10}FA_{0.75}Pb(Br_{0.17}I_{0.83})_3$

Anita Pashabeygi, Robab Azhar shokofeh, Nima Fathalizadeh, Sohrab Ahmadi-Kandjani

Physics of Optics & Lasers Department, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran

anitapashabeygi@gmail.com, robab.azharshokoofeh@gmail.com, fathalizadeh.n@tabrizu.ac.ir, s_ahmadi@tabrizu.ac.ir

**Abstract**- With the growing demand for optoelectronic devices, luminescent solar concentrators have emerged as a promising solution to reduce the cost of solar cells. Additionally, the use of perovskites with mixed cations and halides as luminescent materials has significantly improved the stability of perovskites in optoelectronic devices, attracting the interest of many researchers. Given that conventional polymerization techniques for fabricating luminescent solar concentrators, such as thermal and photopolymerization methods, are time-consuming and costly, a luminescent solar concentrator based on low-cost polyamide epoxy resin was fabricated using a triple-cation perovskite. This concentrator, with a simple fabrication process and no need for specific environmental conditions, was produced in customizable dimensions and demonstrated a 170% increase in relative efficiency.

**Keywords**: Triple-Cation Perovskite, Epoxy resin, Luminescent Solar Concentrator, Optical properties

## مقدمه

در سال‌های اخیر پروسکایت‌های آلی-معدنی با توجه به خواص منحصر به فردشان توجه بسیاری از محققان را به خود جلب کرده‌اند. مواد پروسکایتی دارای فرمول عمومی $ABX_3$ هستند که A یک کاتیون آلی، B کاتیون فلزی معدنی و X نشان‌دهنده یک آنیون هالوژنی است. این مواد توجه تحقیقاتی زیادی را برای کاربردهای مختلف مانند دیودهای نور گسیل، لیزرها، آشکارسازهای نوری، متمرکز کننده‌های خورشیدی نورزا و سلول‌های خورشیدی به خود جلب کرده‌اند. با وجود این مزایا، این مواد به طور قابل توجهی از ناپایداری‌های ساختاری و حرارتی رنج می‌برند. تحقیقات نشان می‌دهند که استفاده از کاتیون‌ها و هالیدهای مخلوط برای افزایش پایداری پروسکایت‌ها تاثیر بسزایی دارد. در واقع، کاتیون‌های مختلف می‌توانند مزایای اجزای تشکیل دهنده را ترکیب کنند و در عین حال از معایب آن‌ها اجتناب کنند. انتظار می‌رود با ترکیب کاتیون‌های FA، MA و Cs و همچنین آنیون‌های I و Br فیلم‌های پروسکایت پایدار با کیفیت بالا تشکیل شود[۱].

متمرکزکننده‌های خورشیدی نورزا (LSCs) یک تکنولوژی امیدوارکننده برای سیستم‌های فتوولتائیک هستند که نور را روی یک سلول خورشیدی با مساحت کوچک که در گوشه متمرکزکننده قرار دارد، متمرکز می‌کنند و بازده سلول را افزایش می‌دهند. از متمرکز کننده‌ها می‌توان به عنوان موانع صوتی خورشیدی در بزرگراه‌ها، در گلخانه‌ها برای رشد گیاهان و شیشه خودروها برای تولید انرژی استفاده کرد. LSC ها در حقیقت یک موجبر پلیمری بسیار شفاف هستند که مواد نورزا در داخل آن‌ها پخش شده است. این مواد نورزا، نور خورشید را جذب و در یک طول موج مشخصی بازگسیل می‌کنند. بخش زیادی از نور گسیلی توسط بازتاب داخلی کلی به تله می‌افتد و سپس به لبه‌ی کناری، جایی که سلول خورشیدی به آن وصل شده است، منتقل می‌شود. در میان مواد نورزا، پروسکایت‌ها به دلیل سنتز آسان، جذب و بهره کوانتومی بالا گزینه مناسبی برای به کارگیری در LSCها می‌باشند. گروه تحقیقاتی دکتر احمدی مطالعات گسترده‌ای در زمینه LSCها انجام داده است. در این مطالعه، متمرکز کننده خورشیدی نورزا بر پایه اپوکسی رزین مبتنی بر پروسکایت سه‌کاتیونی $Cs_{0.15}MA_{0.10}FA_{0.75}Pb(Br_{0.17}I_{0.83})_3$ تهیه و خواص آن مورد مطالعه قرار گرفته است.

## روش تجربی:

### (الف) سنتز پروسکایت:

در این کار پژوهشی ابتدا پروسکایت سه‌کاتیونی $Cs_{0.15}MA_{0.10}FA_{0.75}Pb(Br_{0.17}I_{0.83})_3$ با درصد وزنی ۴۳/۲۵ با موفقیت سنتز شد. بدین صورت که ابتدا غلظت معینی از FAI، $PbI_2$، MABr و $PbBr_2$ در ۱mL از محلول مخلوط DMF/DMSO (۴:۱) حل شد. همچنین ۳۹۰mg از CsI را به‌طور جداگانه در ۱mL DMSO ریخته و پس از آماده‌سازی ۷۰ میکرولیتر از این محلول به مخلوط اولیه اضافه شد و به مدت ۲ساعت در دمای ۷۵ درجه سانتی‌گراد روی هیتر استیرر هم‌زده شد [۲]. مشخصه‌یابی پروسکایت سنتز شده توسط طیف‌سنجی‌های UV-Visible وPL Spectroscopy و XRD اندازه‌گیری شد تا اطمینان حاصل شود پروسکایت به درستی سنتز شده است.

### (ب) ساخت متمرکزکننده خورشیدی نورزا:

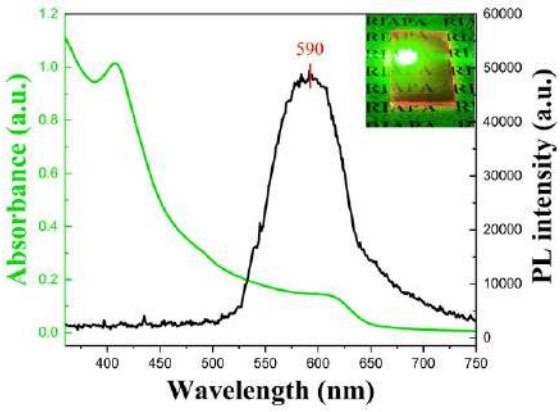
اپوکسی رزین پلی آمید ارزان قیمت با دو جز A (اپوکسی رزین) و B (هاردنر) از تولیدکنندگان محلی تهیه شد. برای ساخت LSC جز A:B به نسبت ۷:۳ با هم مخلوط شده‌اند. بدین صورت که ابتدا جز A و پروسکایت سه‌کاتیونی سنتز شده با درصد وزنی ۴۳/۲۵%wt در دمای ۵۰°C به مدت ۱۵ دقیقه روی هیتر استیرر هم‌زده شدند. سپس جز B به داخل محلول اضافه شد. پس از رسیدن دمای محلول به دمای اتاق، آن را در قالب سیلیکونی که از قبل طراحی و ساخته شد، ریخته و به منظور گاززدایی برای از بین رفتن حباب‌های هوای محبوس شده تحت خلا قرار گرفت. سپس به مدت ۲۴ ساعت در دمای اتاق خشک شد. پس از اتمام این فرآیند، متمرکز کننده ساخته شده توسط برش لیزری با ابعاد $۴\times۵\times۰/۱۵\ cm^3$ بدست آمد که در شکل ۱ نشان داده شده است. به‌منظور مشخصه‌یابی سلول خورشیدی متصل به لبه LSC نگه‌دارنده‌ای طراحی شد که یک سلول خورشیدی سیلیکونی به ابعاد $5\times0.5cm^2$ در انتهای دیواره به آن متصل شده است. همچنین به منظور جلوگیری از ورود نور مستقیم به داخل سلول خورشیدی، مناطق دیگر به غیر از جایی که لبه متمرکزکننده قرار گرفته است توسط چسب لنت مشکی پوشانده شد.



شکل۱: تصویر متمرکزکننده ساخته شده با پروسکایت سه‌کاتیونی در روشنایی روز و تحت تابش لیزر با طول موج ۵۳۲ نانومتر.

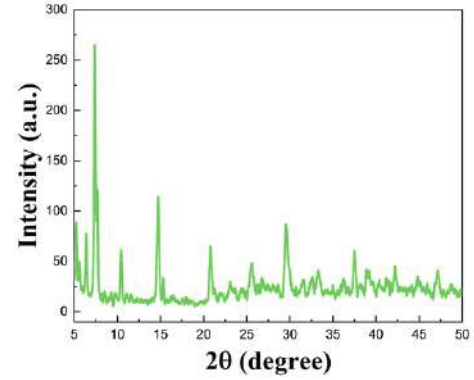
## نتایج و بحث

مطابق شکل ۲، گسیل نور برای پروسکایت سه‌کاتیونی $Cs_{0.15}MA_{0.10}FA_{0.75}Pb(Br_{0.17}I_{0.83})_3$ در طول موج ۵۹۰ nm واقع شده است که نورزایی آن به رنگ قرمز نزدیک است. همچنین طیف جذب دارای دو قله در طول موج‌های ۴۰۹ nm و ۶۰۵ nm است.

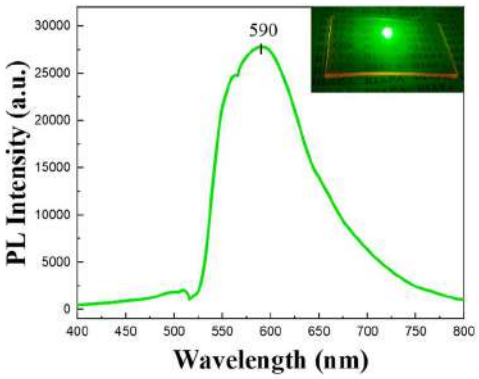



شکل۲: طیف گسیل و جذب پروسکایت سه‌کاتیونی. شکل داخل صفحه پروسکایت لایه‌نشانی شده روی زیرلایه شیشه‌ای تحت تابش لیزر با طول موج ۵۳۲ نانومتر را نشان می‌دهد.

طرح پراش اشعه ایکس پروسکایت سه‌کاتیونی در شکل ۳ نشان داده شده است که قله‌های موجود در تطابق کامل با نمونه پروسکایتی مشابه است [۳]. شکل ۴ طیف گسیلی متمرکزکننده خورشیدی نورزا مبتنی بر پروسکایت سه‌کاتیونی را نشان می‌دهد که گسیل نور دارای قله در طول موج ۵۹۰ نانومتر و نورزایی آن به رنگ قرمز می‌باشد.

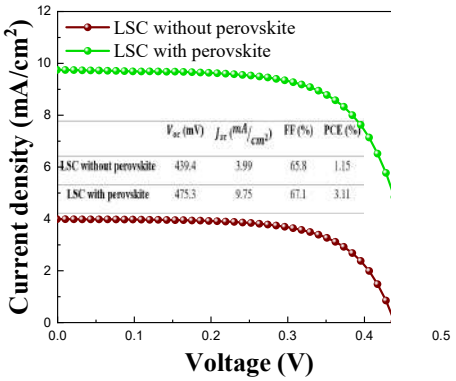



شکل۳: طیف طرح پراش اشعه ایکس پروسکایت سه‌کاتیونی.



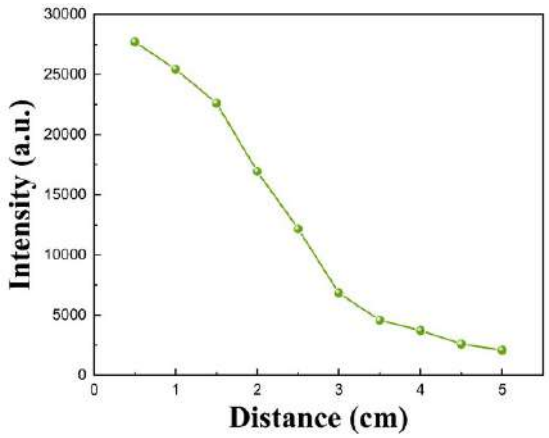

شکل۴: طیف گسیلی LSC و تصویر آن تحت تابش لیزر ۵۳۲nm.

مطابق شکل۵، LSC پروسکایتی بر پایه اپوکسی رزین افزایش ۱۷۰درصدی بهره نسبی را از خود نشان داد. افزایش جریان اتصال کوتاه به‌دلیل نورزایی مواد پروسکایتی داخل متمرکزکننده در ناحیه مرئی تحت تابش نور خورشید است.




شکل۵: منحنی مشخصه جریان برحسب ولتاژ سلول خورشیدی.

شکل ۶ نشان دهنده اتلاف بازجذب در متمرکزکننده خورشیدی برپایه اپوکسی رزین مبتنی بر پروسکایت سه‌کاتیونی است که به دلیل بازجذب و مخروط فرار، شدت نور رسیده به لبه متمرکزکننده با افزایش مسیر، کاهش می‌یابد.




*شکل۶ : نمودار بازجذب متمرکزکننده مبتنی بر پروسکایت.*

## نتیجه‌گیری

پروسکایت سه‌کاتیونی به دلیل پایداری بالا با موفقیت سنتزشد. مطالعه خواص نوری پروسکایت نشان دهنده وجود طیف جذب و گسیل مناسب برای استفاده در متمرکزکننده خورشیدی نورزا است. همچنین با بررسی خواص نوری متمرکزکننده، افزایش ۱۷۰ درصدی بهره نسبی ملاحظه گردید. همچنین این متمرکزکننده شفافیت نوری، سبکی و همگنی بالایی دارد که مناسب بودن آن برای کاربردهای اپتوالکترونیکی را تایید می‌کند. بنابراین از این مواد می‌توان به عنوان ماده نورزا با پایداری بالا در LSCها بهره گرفت.

## مرجع‌ها

[1] K. Kranthiraja, M. Parashar, R. K. Mehta, S. Aryal, M. Temsal, and A. B. Kaul, "Stability and degradation in triple cation and methyl ammonium lead iodide perovskite solar cells mediated via Au and Ag electrodes," Scientific Reports, vol. 12, no. 1, p. 18574, 2022.

[2] A. G. Boldyreva et al., "γ-ray-induced degradation in the triple-cation perovskite solar cells," The journal of physical chemistry letters, vol. 10, no. 4, pp. 813-818, 2019.

[3] S. Vafaei, M. H. Hekmatshoar, and F. Abbasi, "Poly (3-dodecylthiophene)-grafted multi-walled carbon nanotubes: an additive for improving charge transport properties of triple cation perovskite solar cells," Journal of Materials Science: Materials in Electronics, vol. 34, no. 12, p. 1050, 2023.

# بررسی اثرات تلاطم جوی شبیه‌سازی شده در آزمایشگاه روی باریکه‌های لاگرگاوسی و ترکیب آنها

رضا آزموده سرودی[۱و۲]، علی باکویی [۱]، محمد رضا رشیدیان وزیری[۳و۴]، محمد جعفری[۲]، جلیل جعفری[۲و۵] و سجاد شهابی نژاد[۲]

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

۲- مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، هشتگرد، ایران.

۳- پژوهشکده‌ی فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران، ایران.

۴- مرکز تحقیقات فیزیک پزشکی، دانشگاه علوم پزشکی، مشهد، ایران

۵- - گروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم پایه، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز، ایران.

**چکیده** - در این تحقیق، شاخص سوسوزنی باریکه‌های ترکیبی دوگانه لاگر-گاوسی که از طریق جو آشفته عبور می‌کنند، با استفاده از محفظه آزمایشگاهی شبیه‌سازی تلاطم بررسی شده است. هدف اصلی مطالعه، تحلیل اثرات آشفتگی جوی بر نوسانات شدت باریکه‌های نوری و ارزیابی پایداری آن‌ها در سیستم‌های ارتباطات نوری آزاد بوده است. نتایج نشان می‌دهند که باریکه‌های دوگانه لاگر-گاوسی در مقایسه با تک باریکه‌های لاگر-گاوسی مقاومت بیشتری در برابر نوسانات ناشی از تلاطم جوی از خود نشان می‌دهند؛ به همین دلیل، برای استفاده در ارتباطات نوری در جو، به ویژه در شرایط آب و هوایی نامساعد، گزینه مناسب‌تری محسوب می‌شوند.

**کلیدواژه**- پرتوهای لاگر گاوسی، جو متلاطم، ضریب سوسوزنی

# Study of the impact of laboratory-simulated atmospheric turbulence on Laguerre-Gaussian beams and their combination

Reza Azmoodeh Sorodi [1,2*], Ali Bakoee, Mohammad Reza Rashidian Vaziri[3,4], Mohammad Jafari[2], Jalil Jafari[2,5] and Sajad Shahabi nezhad[2]

1- Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran

2- Iranian National Center for Laser Science and Technology, Hashtgerd, Iran

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

4- Medical Physics Research Center, Mashhad University of Medical Sciences, Mashhad, Iran

5- - Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz 5375171379, Iran

* reza.azmoodeh@modares.ac.ir

**Abstract** - In this study, the scintillation index of double Laguerre-Gaussian beams passing through turbulent atmospheric conditions was investigated using a laboratory turbulence simulation chamber. The primary aim of this research is to analyze the effects of atmospheric turbulence on the intensity fluctuations of optical beams and to assess their stability in free-space optical communication systems. The results show that double Laguerre-Gaussian beams exhibit greater resistance to turbulence-induced fluctuations compared to single Laguerre-Gaussian beams, making them a more suitable option for atmospheric optical communication, particularly under adverse weather conditions.

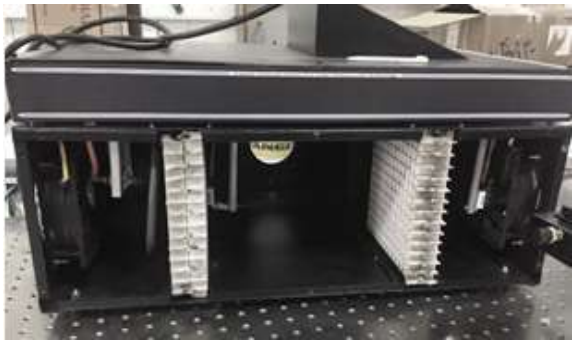
**Keywords**: Laguerre-Gaussian beams, turbulent atmosphere, scintillation index

## مقدمه

انتشار پرتوهای لیزر در شرایط تلاطم جوی یکی از حوزه‌های پژوهشی مهم با کاربردهای عملی گسترده‌ای مانند ارتباطات نوری فضای آزاد، سلاح‌های لیزری، رادارهای لیزری و سنجش جوی است[1]. تلاطم به اثراتی مانند اعوجاج پرتو، سوسوزنی (نوسانات شدت) و انحراف پرتو در حین عبور نور از جو منجر می‌شود. شاخص سوسوزنی در حوزه اپتیک جوی به منظور توصیف اثرات تلاطم بر پراکندگی امواج نوری مانند پرتوهای لیزر یا نور ستارگان به کار می‌رود. ویژگی‌های سوسوزنی برای انواع مختلفی از پرتوهای لیزر از جمله پرتوهای گاوسی، پرتوهای حلقوی، پرتوهای با همدوسی جزئی، پرتوهای گردابی و پرتوهای گاوسی بیضوی مورد بررسی قرار گرفته‌اند .پرتوهای لاگر-گاوسی (LG)که به عنوان جوابهایی از معادله موج پاراکسیال در مختصات استوانه‌ای هستند، به عنوان مثالی از پرتوهای گردابی دارای تکانه زاویه‌ای به شمار می‌روند و به دلیل خاصیت تعامد، هنگام انتشار با یکدیگر تداخل نمی‌کنند[2]. تأثیر تلاطم جوی بر ویژگی‌های این پرتوها نسبت به پرتوهای گاوسی کمتر است[3]. در این مطالعه، ما ضریب سوسوزنی پرتوهای دوگانه لاگرگاوسی با بارهای توپولوژیکی مختلف را در تلاطم جوی در مقایسه با لاگر گاوسی بررسی خواهیم کرد. پرتوهای لاگر-گاوسی را با تاباندن یک پرتو لیزری گاوسی به یک هولوگرام دیجیتال تولید می‌کنیم، به‌طوری‌که فاز پرتو گاوسی توسط یک شبکه چنگالی شکل با فاصله $\ell$ به یک پرتو LG با مرتبه روش تولید آشفتگی نوری کنترل‌شده شامل تنظیم سرعت فن‌ها و دستکاری دماها برای جریان هوای گرم و سرد به داخل محفظه است. هدف ما بررسی این است که آیا استفاده از پرتوهای گردابی دوگانه لاگرگاوسی در ارتباطات نوری جوی می‌تواند از نظر کاهش سوسوزنی مزایایی به همراه داشته باشد.

## روش تجربی

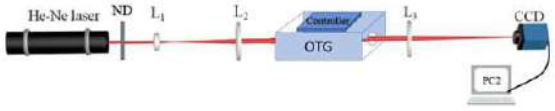
در این مطالعه، به منظور شبیه‌سازی انتشار پرتوهای گردابی در تلاطم، یک محفظه تلاطم جوی (OTG) شبیه‌ساز در آزمایشگاه ساخته شد که نمای جانبی آن در شکل ۱ نشان داده شده است. این دستگاه هوای گرم و سرد را در یک فضای محدود ترکیب می‌کند تا شرایط واقعی جو را شبیه‌سازی کند. شدت تلاطم OTG ساخته شده با تغییر پارامترهایی چون تغییرات دما، سرعت فن و قطر پرتو ورودی قابل تنظیم است.



*شکل ۱. نمای جانبی OTG ساخته شده در آزمایشگاه*

دستگاه از فن‌های محوری DC برای ایجاد گرادیان فشار و تسهیل جریان هوا استفاده می‌کند. ابعاد محفظه ۲۰۰ ×۴۰۰× ۶۰۰ میلی‌متر است و از صفحات ساختار لانه زنبوری برای تقسیم ناحیه داخلی به دو کانال مجزا (برای عبور جریان هوای گرم و سرد) بهره می‌برد. این کانال‌ها ابعاد ۱۵۰ × ۱۵۰ میلی‌متر دارند و شامل صفحاتی با سوراخ‌های یکنواخت به قطر ۳ میلی‌متر و ضخامت ۲۰ میلی‌متر هستند که جریان هوا را بهینه می‌کنند. فرکانس قطع محفظه به‌طور تجربی حدود ۱۰ کیلوهرتز تعیین شده است.

برای شناسایی ویژگی‌های OTG ، از یک مجموعه تجربی بر اساس پیکربندی نشان داده شده در شکل ۲ استفاده شد.

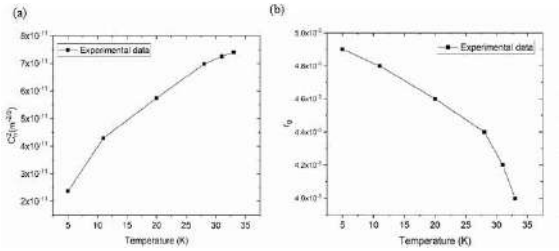



*شکل۲. نقشه شماتیک چیدمان آزمایشگاهی برای شناسایی OTG*

یک پرتو لیزر He-Ne با توان ۲ میلی‌وات توسط دو لنز L1 (با فاصله کانونی ۲.۵ سانتی‌متر) و L2 (با فاصله کانونی ۱۰ سانتی‌متر) پهن و موازی شد و به سمت OTG هدایت گردید. قطر پرتو موازی شده ۵ میلی‌متر بدست آمد. پرتو موازی شده از محفظه تلاطم شبیه‌سازی شده عبور داده شده و با استفاده از یک لنز L3 (با فاصله کانونی ۱۰ سانتی‌متر) به سمت یک دوربین (CCD) که در فاصله کانونی لنز لنز قرار گرفته است هدایت شد. CCD مورد استفاده Basler مدل acA1300-60gmNIRl با وضوح ۱۲۸۰ × ۱۰۲۴ پیکسل است. شدت میدان تلاطمی توسط CCD شناسایی و ثبت شد. یک تضعیف‌کننده نور (ND) برای جلوگیری از اشباع شدن دوربین استفاده شد. داده‌ها برای مدت ۲۰ ثانیه (۵۰۰ فریم در ثانیه) برای هر تفاوت دمایی ذخیره

شدند. نتایج نشان می‌دهد که OTG ساخته شده از طیف آماری کولموگروف پیروی کرد.

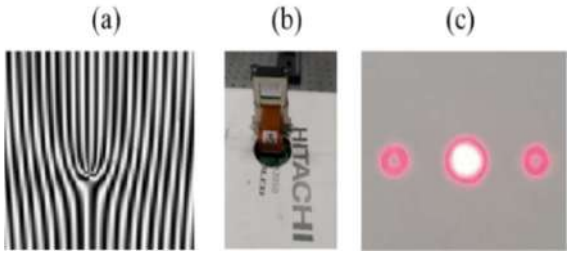
همان‌طور که در نمودارهای شکل ۳ ارائه شده است، پارامتر فرید با استفاده از روش زاویه‌ی ورود (AOA) تعیین شد[4]، که شامل تحلیل حداکثر شدت و محاسبه‌ی شیب جابجایی برای اختلاف دماهای است. با توجه به نمودارهای شکل ۳، شدت تلاطم اپتیکی $C_n^2$ برای اختلاف دماهای مختلف در محدوده‌ی $2\times 10^{-11}\ m^{-2/3}$ و $7\times 10^{-11}\ m^{-2/3}$ تعیین شد.



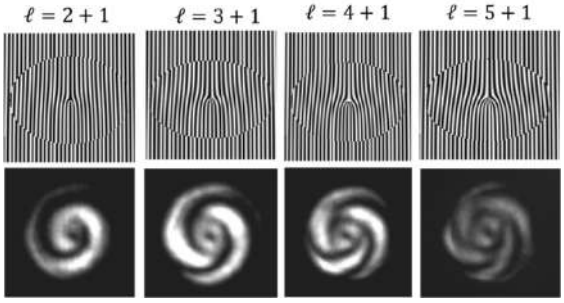

*شکل۳. (a) ضرایب تلاطم به دست آمده با تغیرات دمایی .(b)پارامتر فرید متناسب با تغییرات دمایی*

در این کار برای تولید پرتوهای لاگرگاوسی، از توری چنگالی‌شکل با الگوی تداخلی خاص استفاده شد که یکی از روش های بهینه برای تولید باریکه لاگر_گاوسی به شمار می رود (شکل۴) [5] . در این کار ما از یک SLM استخراج شده از یک پروژکتور ویدئویی شرکت Hitachi برای تولید توری‌های چنگالی شکل استفاده کردیم. این توری دارای رزولوشن ۱۰۲۴ × ۷۶۸ با گام ۴.۵ میکرومتر است و باید به صورت گسسته و دودویی در امتداد جهت‌های x و y بر روی پیکسل‌های SLM قرار گیرد. توری دودویی که توسط CGH با استفاده از نرم‌افزار MATLAB تولید شده، به شکل چنگال است. الگوی پراش ناشی از عبور پرتو لیزر از SLM در شکل۴ نشان داده شده است.

همچنین برای تولید پرتوهای LG ترکیبی مطابق توضیحات، از hybrid Binary Fork Grating در نرم‌افزار MATLAB استفاده کردیم [6]. هنگامی که پرتو لیزر به SLM تابیده می‌شود، تحت پراش قرار گرفته و منجر به ایجاد پرتو LG ترکیبی در مرتبه اول، مطابق شکل ۵ می‌شود. این شکل ترکیب باریکه های لاگر گاوسی را برای پرتوهای با بار توپولوژیکی متفاوت نشان می دهد.



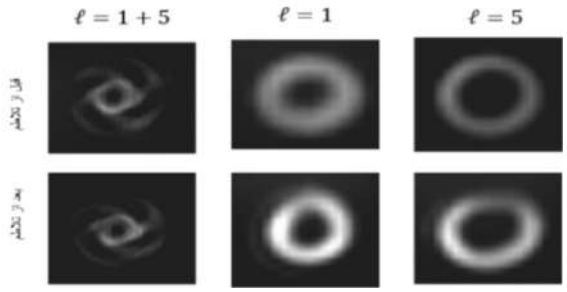

*شکل ۴. (a) .طراحی هولوگرام توری شانه‌ای، SLM (b)استخراج شده از یک پروژکتور ویدئویی استفاده‌شده Hitachi ، و (c) مرتبه‌های پراش پس از تابش لیزر He-Ne به توری شانه‌ای.*




*شکل ۵. BFGs(ردیف اول) بر روی SLM بارگذاری شدند، که منجر به تولید پرتوهای LG همپوشان (ردیف دوم) شد.*

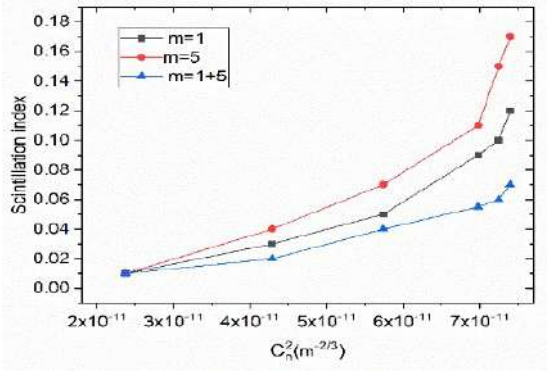
## نتایج وبحث

شکل ۶ تصاویر ثبت شده در دوربین برای باریکه لاگرگوسی با بار توپولوژیکی ۱، ۵ و ترکیب ۱+۵ قبل وبعد از عبور ازتوربولاتور رانشان می دهد.




*شکل ۶. پروفایل باریکهه لاگر گاوسی برای 1+5 , l=1,5 قبل و بعد از عبور از تلاطم*

اندازه گیری ضریب سوسوزنی برای هر سه باریکه در دماهای مختلف و متناسب با آن در ضرایب تلاطم مختلف انجام شداست. ضریب سوسوزنی($\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2\rangle - \langle I\rangle^2}{\langle I\rangle^2}$)که به منظور اندازه گیری آن ۵۰ بار میانگین گیری برای ۲۰ثانیه (۵۰۰ فریم در ثانیه) انجام شده است. همانطور که در شکل ۷ مشاهده میشود، در ضرایب تلاطم پایین‌تر، ضریب سوسوزنی برای باریکه های مرتبه ۱،۵ و ترکیب ۱+۵ تقریبا برابر است. ولی با افزایش ضریب تلاطم مقدار ضرایب سوسوزنی برای ترکیب باریکه نسبت به باریکه های تک لاگرگاوسی کمتر افزایش می یابد. دلیل این امر جبران‌سازی ناشی از تداخل بین گرداب درونی و بیرونی در پرتوهای دوگردابی است. تداخل بین گرداب درونی و بیرونی در پرتو ترکیبی منجر به ایجاد اثر خودجبران‌سازی[1] و در نتیجه، ضریب سوسوزنی محوری پایدار باقی می‌ماند.




*شکل۷. تغییرات ضرایب سوسوزنی بر اساس ضرایب تلاطم برای باریکه های لاگرگاوسی و ترکیب آنها*

## نتیجه‌گیری

در این تحقیق، اثر تلاطم جوی بر نوسانات شدت باریکه‌های نوری برای باریکه لاگر گاوسی و ترکیبی آنها بررسی شده است. محفظه آزمایشگاهی برای شبیه‌سازی تلاطم جو و تنظیم شدت آن با تغییرات دمایی استفاده شد. نتایج نشان داد که باریکه‌های دوگانه لاگر-گاوسی نسبت به باریکه‌های تک لاگر-گاوسی مقاومت بیشتری در برابر تلاطم جوی دارند.

## مرجع‌ها

**[1]** Atmospheric turbulence effects on the phase of laser beams. Applied Optics,1974

**[2]** Scintillation index analysis of generalized Bessel-Laguerre-Gaussian beam. Optical and quantum electronic,2022

**[3]** Scintillation index of double vortex beams in turbulent atmosphere, optik - International Journal for Light and Electron Optics 181 (2019) 571–574

**[4]** Optical angle-of-arrival (AoA) sensor for the motion analysis of knee joints. Electronics Letters, 53(17), 1180–1182.

**[5]** Fraunhofer diffraction of a Laguerre-Gaussian laser beam by fork-shaped grating. arXiv: Optics.2010

**[6]** Single-shot generation of composite optical vortex beams using hybrid binary fork gratings. Optics Express, 2021. 29(21): p. 33703-33715

[1] self-compensation

# طراحی، ساخت و مشخصه‌یابی توری‌های پراش نوری چنگالی‌شکل

ابوالفضل حسینی[۱]، محمدرضا رشیدیان وزیری[۲و ۳*]، ابراهیم غلامی حاتم[۱]، رضا آزموده سرودی[۴و۵]

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

۲. پژوهشکده‌ی فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران، ایران.

۳. مرکز تحقیقات فیزیک پزشکی، دانشگاه علوم پزشکی، مشهد، ایران.

۴. دانشکدهٔ علوم پایه، بخش فیزیک، گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشگاه تربیت مدرس ایران، تهران، ایران.

۵. مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، هشتگرد، ایران

**چکیده** - در این کار توری‌های پراش چنگالی شکل با بارهای توپولوژیکی مختلف ساخته شده‌اند. با بهینه‌سازی فاصله بین خطوط توری‌ها از طریق انجام آزمایش‌های تجربی، فاصله خط برابر با ۱۷۵ میکرومتر به عنوان فاصله خط بهینه برای ساخت توری‌ها انتخاب شده است. نتایج بیانگر تولید مطلوب این نوع از باریکه‌ها با روش ساده ارائه شده برای ساخت توری‌ها بوده است. در ادامه با برپایی یک چیدمان تداخل‌سنجی ماخ-زندر، بار توپولوژیک این توری‌ها اندازه‌گیری شده است.

**کلیدواژه**- توری پراش نوری، تمام‌نگاری رایانه‌ای، تکانه زاویه‌ای مداری، ارتباطات کوانتومی.

## Design, preparation and characterization of optical fork-shaped diffraction gratings

Abolfazl Hosseini[1], Mohammad Reza Rashidian Vaziri[2*], Ebrahim Gholami Hatam[1], Reza Azmoodeh Sorodi[3]

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

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

3. Medical Physics Research Center, Mashhad University of Medical Sciences, Mashhad, Iran

4. Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran

5. Iranian National Center for Laser Science and Technology, Hashtgerd, Iran

* rashidianvaziri@um.ac.ir

**Abstract**- In this work, fork-shaped diffraction gratings with different topological charges are made. By optimizing the distance between the lines of the gratings through experimental tests, the line distance equal to 175 micrometers has been chosen as the optimal line distance for making the gratings. The results show the desired production of this type of beams with the simple method presented for making the gratings. In the following, by setting up a Mach-Zehnder interferometric setup, the topological charge of the gratings was also measured.

**Keywords**: Optical diffraction, computer-generated holography, orbital angular momentum, quantum communications.

## مقدمه

در سالیان اخیر استفاده از باریکه‌های لیزری با توزیع شدت عرضی غیرگاؤسی در کانون توجهات قرار گرفته است. باریکه‌هایی با توزیع شدت تاپ هت، بسل-گاؤسی، لاگر-گاؤسی و هرمیت-گاؤسی در این حیطه مورد توجه بسیار هستند. در بین باریکه-های با شدت غیرگاؤسی، باریکه‌های لاگر-گاؤسی حامل تکانه زاویه‌ای مداری هستند که افزایش پهنای باند انتقال اطلاعات در صورت استفاده از آن‌ها را در پی دارد [۱]. برای تولید باریکه‌های لاگر-گاؤسی تاکنون از ابزارهای مختلفی استفاده شده است. تمام‌نگاری رایانه‌ای یکی از روش‌های مورد استفاده برای تولید باریکه‌های لاگر-گاؤسی حامل تکانه زاویه‌ای مداری فراهم می-آورد [۲]. اگر تداخل یک باریکه مارپیچی مایل را با یک باریکه مرجع موج تخت ایجاد کنیم، طرح تداخلی حاصل یک تمام-نگاشت چنگالی شکل نامیده می‌شود. می‌توان از این تمام‌نگاشت برای تولید باریکه حامل تکانه زاویه‌ای مداری استفاده کرد.

در این مقاله به طراحی، ساخت و مشخصه‌یابی توری‌های پراش چنگالی شکل با بارهای چرخشی فاز مختلف پرداخته شده است. توری‌ها به روشی ساده و تکرارپذیر با استفاده از فرآیند تمام-نگاری رایانه‌ای تهیه شده و فاصله بین خطوط توری‌ها بهینه-سازی شده است. در ادامه قابلیت عملکردی توری‌های ساخته شده با استفاده از چیدمان‌های اپتیکی بررسی شده است. با استفاده از شبیه‌سازی‌های رایانه‌ای نیز نتایج تجربی بدست آمده در این کار مورد بررسی و آزمون قرار گرفته‌اند.

## روش‌ها

در این کار، تمام‌نگاشت‌های رایانه‌ای با محاسبه و رسم توزیع شدت نقش‌های تداخلی حاصل از برهم‌نهش یک موج تخت زاویه‌دار شده و امواج لاگر-گاؤسی بدست آمده است.

$$H = 1 + |E_0|^2 + 2|E_0|\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} r\cos\theta - l\theta\right) \qquad (۱)$$

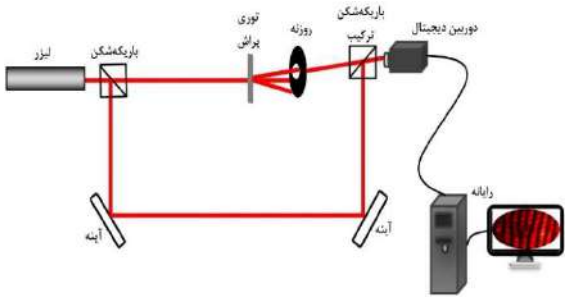
رابطه (۱) نشاندهنده یک تمام‌نگاشت دامنه‌ای است. جمله تداخلی کسینوسی شکل‌دهنده طرح نوارهای تداخلی است و می‌توان از جملات و ضرایب ثابت آن صرف نظر کرد تا به شکل ساده‌تر زیر تبدیل شود:

$$H = \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} r\cos\theta - l\theta\right) \qquad (۲)$$

که $\Lambda$ فاصله بین خطوط طرح تداخلی (دوره تناوب فضایی طرح) شکل گرفته است.

تولید تصاویر تمام‌نگاشت‌های رایانه‌ای و سپس دودویی کردن آن‌ها در محیط متلب به انجام رسیده است. برای اینکه بتوان اینگونه تصاویر دیجیتال را بر روی سطح محیط‌های مادی منتقل کرد، باید ابتدا آن‌ها را بر روی رایانه ذخیره‌سازی کرد. از آنجایی که در فرآیند انتقال گاهی نیاز به بزرگ‌نمایی تصاویر خواهد بود، به منظور اجتناب از بدنمایی معمول تصاویر پیکسلی در حین بزرگ‌نمایی، تصاویر با استفاده از کد export_fig به صورت برداری در رایانه ذخیره شده‌اند [۳]. برای انتقال تصویرهای دودویی ذخیره شده به شکل برداری بر روی طلق‌های شفاف از پرینتر سابلمیشن استفاده شده است.

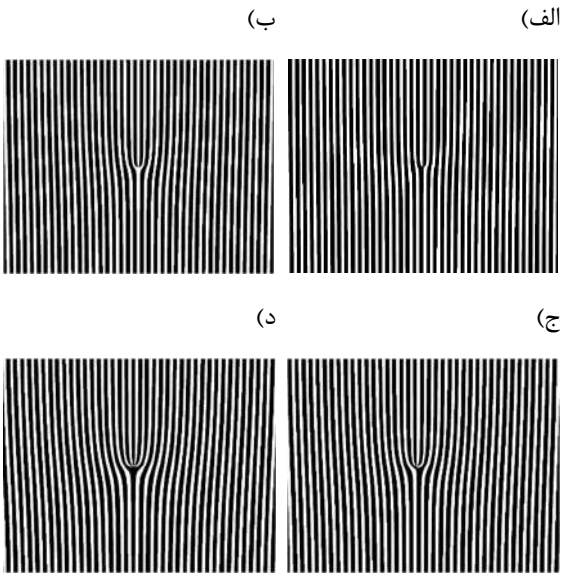
روشی که به طور معمول برای اندازه‌گیری بزرگی بار توپولوژیک یک باریکه لاگر-گاؤسی پیشنهاد می‌شود، روش تداخل‌سنجی است. در صورت تداخل دادن این باریکه لاگر-گاؤسی با یک باریکه موج تخت و با شمردن تعداد شاخه‌های چنگال شکل گرفته در طرح نوارهای تداخلی حاصل می‌توان به سادگی بزرگی بار چرخشی فاز باریکه لاگر-گاؤسی را تعیین کرد. در این کار از چیدمان تداخل‌سنجی تجربی که طرح آن در شکل ۱ نشان داده شده برای اندازه‌گیری بزرگی بار چرخشی فاز باریکه‌های لاگر-گاؤسی تولیدی استفاده شده است.




*شکل ۱. چیدمان تداخل‌سنجی ماخ-زندر مورد استفاده برای اندازه-گیری بار چرخشی فاز باریکه‌های لاگر-گاؤسی.*

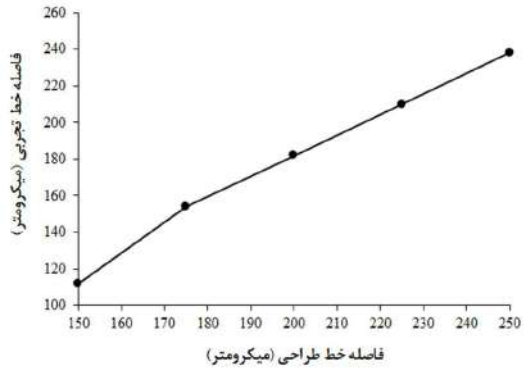
## نتایج

در شکل ۲ طرح توری‌های پراش چنگالی شکل تولید شده به روش تمام‌نگاری رایانه‌ای به ازای مقادیر مختلف بار چرخشی فاز برابر با ۱ تا ۴ نشان داده شده است. باید دقت داشت که در هر مورد، تعداد شاخه‌های چنگال شکل گرفته برابر است با بار توپولوژیک باریکه لاگر-گاؤسی که در ساخت تمام‌نگاشت مورد استفاده قرار گرفته است.

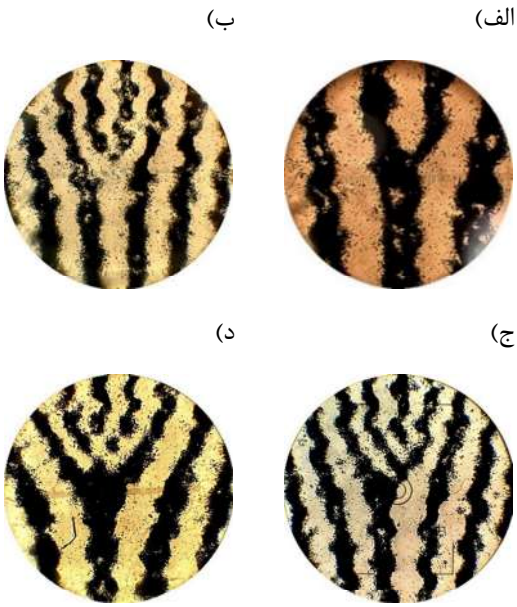



*شکل ۲. طرح توری‌های پراش چنگالی شکل دودویی شده به ازای مقادیر مختلف بار چرخشی فاز برابر با الف) ۱، ب) ۲، ج) ۳ و د) ۴.*

در این کار برای بدست آوردن توری‌های مطلوبی که کمترین فاصله بین خطوط را دارا باشند، ابتدا تنها توری‌های با بار چرخشی فاز برابر با یکی که فاصله خطوط متفاوتی با یکدیگر داشته باشند تهیه شده‌اند. بدین طریق فاصله بین خطوط این توری‌ها از ۱۵۰ میکرومتر تا ۲۵۰ میکرومتر با گام‌های ۲۵ میکرومتری در طراحی‌ها متغیر در نظر گرفته شده است. پس از پرینت و جداسازی توری‌ها، تصاویر سطح آن‌ها توسط میکروسکوپ نوری مورد بررسی قرار گرفته است. برای بررسی میزان انطباق فاصله خطوط بدست آمده در فاز ساخت توری‌ها با فاصله خطوط در نظر گرفته شده اولیه در طراحی‌ها، فاصله خطوط تجربی با استفاده از تصاویر میکروسکوپ نوری استخراج شده است. شکل ۴ تصاویر میکروسکوپ نوری توری‌های چنگالی‌شکل تهیه شده را نشان می‌دهد.



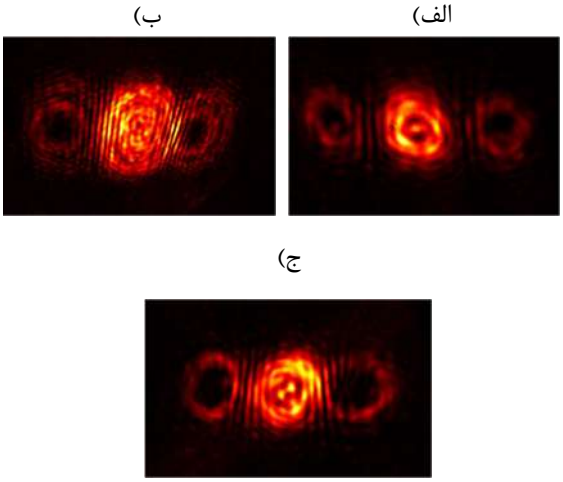

*شکل ۳. فاصله خط تجربی اندازه‌گیری شده برای توری‌های ساخته شده با بار توپولوژیک برابر با یک بر حسب فاصله خط در نظر گرفته شده برای توری‌ها در فاز طراحی و پیش از ساخت.*



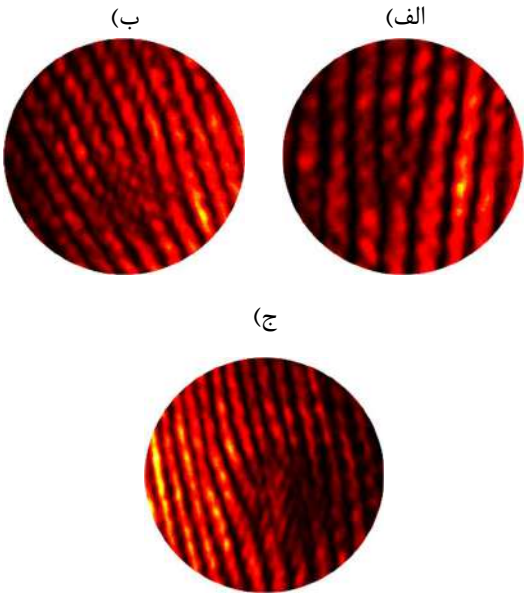

*شکل ۴. تصاویر میکروسکوپ نوری توری‌های چنگالی با فاصله خط ۱۷۵ میکرومتر و با بار توپولوژیک برابر با الف)۱، ب) ۲، ج) ۳ و د) ۴.*

شکل ۵ تصویر مراتب پراش ثبت شده از توری‌های چنگالی شکل را نشان می‌دهد که توسط دوربین ثبت شده‌اند. دایره پر شدت مرکزی در شکل‌ها، حاصل از پراش مرتبه صفر است.

در شکل ۶ طرح نوارهای تداخلی ثبت شده برای باریکه‌های لاگر-گاؤسی مختلف نشان داده شده است. همانطور که اشاره شد، با شمارش تعداد شاخه‌های چنگال شکل گرفته در هر طرح می‌توان بزرگی بار توپولوژیک باریکه لاگر-گاؤسی مربوط به آن را بدست آورد.




*شکل ۵. طرح‌های پراش ثبت شده برای توری‌های با بار توپولوژیک برابر با الف) ۱، ب) ۲ و ج) ۳.*




*شکل ۶. طرح نوارهای تداخلی بدست آمده برای باریکه‌های لاگر-گاؤسی با بار فضایی برابر با الف) ۱، ب) ۲ و ج) ۳.*

## نتیجه‌گیری

در این مقاله روشی ساده، کم‌هزینه و تکرارپذیر برای ساخت توری‌های پراش چنگالی شکل ارائه شده است. تولید باریکه‌های لاگر-گاؤسی با استفاده از توری‌های ساخته شده نیز مورد تأیید قرار گرفته است. با توجه به موفقیت‌آمیز بودن روش ارائه شده، در ادامه می‌توان برای بهینه‌سازی روش و کمتر کردن فاصله بین خطوط از طریق بکارگیری روش‌های دیگر چاپ برنامه‌ریزی کرد.

## مرجع‌ها

**[1]** Willner, A.E., et al., Optical communications using orbital angular momentum beams. Advances in optics and photonics, 2015. 7(1): p. 66-106.

**[2]** Bazhenov, V.Y., M. Soskin, and M. Vasnetsov, Screw dislocations in light wavefronts. Journal of Modern Optics, 1992. 39(5): p. 985-990.

**[3]** Yair Altman (2022). export_fig (https://github.com/altmany/export_fig/releases/tag/v3.27), GitHub. Retrieved June 14, 2022

.

# تولید و کنترل حالات درهم‌تنیده توسط زنجیره‌ای فشرده از اتم‌های دوترازی در یک کاواک غیرخطی تک‌مدی

فرزانه، لطفی، محمد مهدی گلشن

گروه اپتیک و لیزر، بخش فیزیک، دانشکده‌ی علوم، دانشگاه شیراز، شیراز

**چکیده** - در مقاله‌ی حاضر، دینامیک درهم‌تنیدگی‌های حاصل از قرار دادن زنجیره‌ای فشرده از اتم‌های دوترازی برانگیخته در یک کاواک غیرخطی تک‌مدی بررسی می‌شود. به کمک دو بسته ی QuantumOptics.jl و CollectiveSpins.jl در زبان برنامه نویسی جولیا سامانه‌ی مدنظر شبیه‌سازی شده و حل عددی معادله‌ی اصلی سامانه محاسبه می‌گردد. با استناد به دو سنجه آنتروپی فون- نیومن و منفیّت تأثیر ساختار زنجیره‌ی اتمی (باز و بسته بودن زنجیره) بر رفتار درهم‌تنیدگی‌های بین اجزای مختلف سامانه و نقش کنترلی ضریب جفت‌شدگی غیرخطی بر این فرآیند مورد مطالعه قرار می‌گیرد.

**کلیدواژه**- اپتیک کوانتومی، برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی، درهم‌تنیدگی، زنجیره‌ی اتمی، کاواک غیرخطی.

## Generation and control of entangled states by a compact chain of two-level atoms in a single-mode nonlinear cavity

Farzaneh Lotfi, Mohammad Mehdi Golshan

Optics and Laser Group, Physics Department, Faculty of Science, Shiraz University, Shiraz

f.lotfi65@hafez.shirazu.ac.ir, m.golshan@saadi.shirazu.ac.ir

**Abstract**- In this paper, we investigate the dynamics of entanglement generated by placing a compact chain of excited two-level atoms in a single-mode nonlinear cavity. The system is simulated using the QuantumOptics.jl and CollectiveSpins.jl packages in the Julia programming language, and the master equation of the system is solved numerically. The influence of the atomic chain structure (open versus closed chain) and the controlling role of the nonlinear coupling coefficient on the entanglement between different components of the system are examined based on two measures: von Neumann entropy and negativity.

**Keywords**: Atomic chain, Dipole-dipole interaction, Entanglement, Nonlinear cavity, Quantum optics.

## مقدمه

درهم‌تنیدگی به‌علّت کاربردهای گسترده در توسعه‌ی فناوری‌های نوینی همچون ارتباطات [۱]، محاسبات [۲] و اطلاعات کوانتومی[۳] در دهه‌های اخیر بسیار مورد توجه بوده است. در این راستا، آرایه‌های اتمی به‌دلیل قابلیت‌های منحصربه فردشان در ایجاد و کنترل حالت‌های درهم‌تنیده، اهمیت ویژه‌ای می‌یابند [۴و۵]. از این رو، مقاله‌ی حاضر، با استفاده از ابزارهای شبیه‌سازی در زبان برنامه‌نویسی جولیا، دینامیک درهم‌تنیدگی‌های حاصل از چینش‌های متفاوت اتم‌ها در یک زنجیره‌ی فشرده از اتم‌های دوترازی جایگزیده در یک کاواک تک‌مدی را مورد مطالعه قرار می‌دهد. ازآنجا که فرآیندهای غیرخطی در تولید، تقویت و حفظ پایداری حالت‌های درهم‌تنیده نقش بسزایی دارند[۶]، ماده‌ی درون کاواک یک ماده‌ی غیرخطی مرتبه‌ی دوم انتخاب شده است. بنابراین، به نقش ضریب جفت‌شدگی غیرخطی به‌عنوان یک پارامتر کنترلی بر رفتار درهم‌تنیدگی‌ها نیز خواهیم پرداخت. پس از حل عددی معادله‌ی اصلی، دینامیک درهم‌تنیدگی‌ها از طریق دو سنجه‌ی آنتروپی فون-نیومن و منفیّت استخراج می‌شوند. نتایج حاصل نشان‌دهنده‌ی این است که نحوه‌ی چینش اتم‌ها و تغییر در پارامترهای کنترلی سامانه (عواملی که می‌توان در یک آزمایش واقعی تنظیم کرد)، می‌تواند دینامیک درهم‌تنیدگی‌ها را به‌طور معناداری تحت تأثیر قرار دهد.

## دینامیک سامانه

شش اتم دوترازی کاملاً یکسان در موقعیت‌های ثابت و نزدیک به‌هم در یک آرایش زنجیره‌ای درون یک کاواک تک‌مدی جایگزیده شده‌اند. فرکانس کاواک، $\omega_c$، در حالت رزونانس با فرکانس گذار تک اتم دوترازی، $\omega_0$، است. کاواک از یک ماده‌ی غیرخطی مرتبه‌ی دوم پر شده است و توسط یک میدان کلاسیکی قوی، که فرکانس مرکزی‌اش، $\omega_p$، از فرکانس گذار اتمی دور است، پمپ می‌شود. هر اتم (تابشگر)، دارای عملگر گشتاور دوقطبی‌الکتریکی $\hat{\boldsymbol{d}}_i = \mu_i(\hat{\sigma}_i^+ + \hat{\sigma}_i^-)$ ( $\hat{\sigma}_i^\pm$ عملگرهای نردبانی اتمی می‌باشند)، با میدان تابشی سایر اتم‌ها، $\hat{\boldsymbol{E}}^\pm(\boldsymbol{r}_i) = \mu_0\omega_0^2\sum_{j=1}^{N}\mathbf{G}^\pm(\boldsymbol{r}_i,\boldsymbol{r}_j,\omega_0)\cdot\hat{\boldsymbol{d}}_j$ ، برهم‌کنش دوقطبی -دوقطبی انجام می‌دهد. در تعریفِ میدانِ هر تابشگر $\mathbf{G}^\pm(\boldsymbol{r}_i,\boldsymbol{r}_j,\omega_0)$ تانسور گرین معادله‌ی موج ناهمگن است. غیرخطی بودن ماده‌ی درون کاواک موجب برهم‌کنش میدان کلاسیکی با فوتون‌های کاواک شده و منجر به هامیلتونی $H_{pc} = g(\hat{a}^2 + \hat{a}^{\dagger 2})$ ، که در آن $\hat{a}$ ( $\hat{a}^\dagger$ ) عملگر نابودی (خلق) فوتونی است، می‌گردد. این هامیلتونی در چارچوب چرخانی با فرکانس $\omega_p/2$ نوشته شده است و $g$ که ضریب جفت‌شدگی غیرخطی پمپ-فوتون است به شدتِ پمپ کلاسیکی وابسته است. معادله‌ی اصلی این سامانه به صورت زیر داده می‌شود:

$$\dot{\hat{\rho}}(t) = -i[\mathrm{H}, \hat{\rho}(t)] + \mathrm{L}[\hat{\rho}(t)], \quad (۱)$$

که در آن هامیلتونی و عملگر لیندبلد روابط زیر را دارند،

$$\begin{aligned}\mathrm{H} = {} & \Delta_c \hat{a}^\dagger\hat{a} + \Delta_A\sum_{i=1}^{N}\hat{\sigma}_i^+\hat{\sigma}_i^- \\ & + \sum_{i=1}^{N}\lambda(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_i^- + \hat{\sigma}_i^+\hat{a}) \\ & + \sum_{\substack{i,j=1\\ j\neq i}}^{N}\Omega_{ij}\hat{\sigma}_i^+\hat{\sigma}_j^- + g(\hat{a}^2 + \hat{a}^{\dagger 2}),\end{aligned} \quad (۲)$$

$$\begin{aligned}\mathrm{L}[\hat{\rho}(t)] = \sum_{i,j=1}^{N}\frac{\Gamma_{ij}}{2}\Big(& 2\hat{\sigma}_j^-\hat{\rho}(t)\hat{\sigma}_i^+ \\ & - \hat{\rho}(t)\hat{\sigma}_i^+\hat{\sigma}_j^- - \hat{\sigma}_i^+\hat{\sigma}_j^-\hat{\rho}(t)\Big),\end{aligned} \quad (۳)$$

در روابط بالا، $\Omega_{ij}$ و $\Gamma_{ij}$ به ترتیب متناسب با قسمت‌های حقیقی و موهومی تانسور گرین هستند:

$$\Omega_{ij} = -\frac{3\Gamma_0}{4}\boldsymbol{\mu}_i\cdot\mathrm{Re}\big[\mathbf{G}(\mathbf{r}_{ij},k_0)\big]\cdot\boldsymbol{\mu}_j, \quad (۴)$$

$$\Gamma_{ij} = \frac{3\Gamma_0}{2}\boldsymbol{\mu}_i\cdot\mathrm{Im}\big[\mathbf{G}(\mathbf{r}_{ij},k_0)\big]\cdot\boldsymbol{\mu}_j. \quad (۵)$$

که نرخ گسیل خودبه‌خودی تک‌اتم دوترازی با $\Gamma_0 = \omega_0^3|\boldsymbol{\mu}|^2/3\pi\varepsilon_0 c^3\hbar$ نام‌گذاری شده است. در معادله‌ی (۲) دو عبارت اول هامیلتونی‌های آزاد فوتون و اتم‌ها هستند و

پارامترها به صورت $\Delta_A = \omega_0 - \omega_p/2$ و $\Delta_c = \omega_c - \omega_p/2$ تعریف می‌شوند. عبارت سوم، هامیلتونی برهم‌کنش اتم-فوتون در تقریب موج چرخان با ثابت جفت‌شدگی $\lambda$ است. از آنجا که حل تحلیلی معادله‌ی(۲) امکان‌پذیر نیست، ما به کمک دو بسته‌ی برنامه‌نویسی QuantumOptics.jl و CollectiveSpins.jl در زبان برنامه‌نویسی جولیا، حل عددی عملگر چگالی را در زمان‌های مختلف به‌دست می‌آوریم و از آن برای محاسبه‌ی دینامیک دو سنجه‌ی درهم‌تنیدگی آنتروپی فون-نیومن و منفیّت بهره می‌بریم. برای انجام محاسبات عددی خود، حالت اولیه سامانه را یک حالت جداپذیر به صورت زیر در نظر گرفته‌ایم،

(۶)

$$\rho_{t=0} = |1\rangle \otimes |e_1\rangle \otimes \cdots \otimes |e_N\rangle\langle 1| \otimes \langle e_1| \otimes \cdots \otimes \langle e_N|$$

که در آن $|e_i\rangle$ حالت برانگیخته‌ی اتم $i$-ام و تعداد فوتون‌ها در ابتدا یک است.

## دینامیک درهم‌تنیدگی‌ها

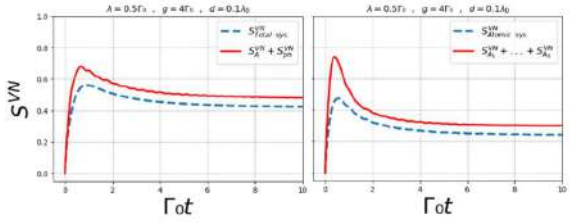
آنتروپی فون-نیومن برای هر زیرسامانه‌ی $k$ از رابطه‌ی زیر به‌دست می‌آید:

$$S^{VN}(\rho_k) = -\mathrm{Tr}(\rho_k \log(\rho_k)), \quad (۷)$$

درصورت وجود هرنوع درهم‌تنیدگی در سامانه، بین آنتروپی سامانه‌ی کل و زیرسامانه‌ها رابطه‌ی زیر برقرار است:

$$S^{VN}(\rho_{Total}) < \sum_k S^{VN}(\rho_k) \quad . \quad (۸)$$

شکل ۱ برای شناسایی درهم‌تنیدگی‌های بین اتمی (سمت راست) و بین سامانه‌ی‌اتمی و فوتون‌ها (سمت چپ) ارائه شده است. همان‌طور که از شکل ۱ مشخص است، رابطه‌ی (۸) برای هر دو مورد ذکرشده برقرار است و این یعنی در سامانه درهم‌تنیدگی وجود دارد.

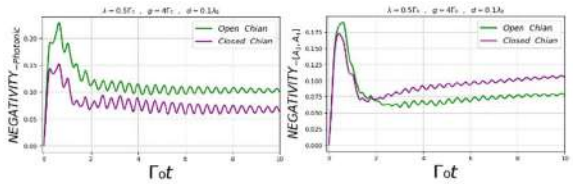



*شکل۱: تحول زمانی آنتروپی فون-نیومن. منحنی‌ها برای یک زنجیره‌ی شش اتمی رسم شده‌اند. جهت گشتاور دوقطبی‌الکتریکی اتم‌ها عمود بر راستای زنجیره انتخاب و مقادیر سایر پارامترهای محاسبات عددی در شکل قید شده‌است. محور افقی زمان مقیاس‌شده با نرخ گسیل خودبه‌خودی تک‌اتم دوترازی است.*

اکنون به‌منظور کمّی‌سازی درهم‌تنیدگی و بررسی اثر باز (زنجیره) و بسته (حلقه) بودن زنجیره‌ی اتمی بر دینامیک درهم‌تنیدگی از سنجه‌ی منفیّت استفاده می‌کنیم که با رابطه‌ی زیر داده می‌شود [۱۰]،

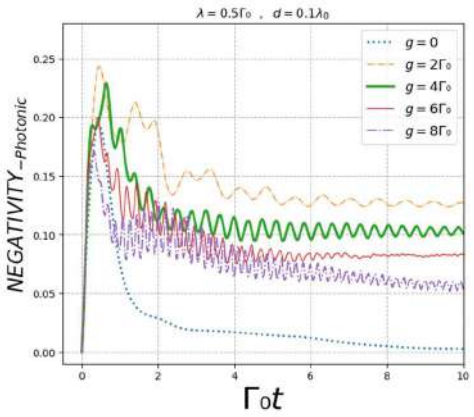
$$N(\rho) = \frac{\|\rho^{PT}\| - 1}{2} \quad . \quad (۹)$$

شکل ۲، تغییرات سنجه‌ی منفیّت را برحسب زمانِ مقیاس‌شده برای دو عملگرچگالی زیرسامانه‌ی فوتونی و زیرسامانه‌ی تشکیل‌یافته از اتم سوم و چهارم آرایه نشان می‌دهد. هر دو قسمت شکل ۲ به‌خوبی نشان می‌دهند که سنجه‌ی منفیّت با گذشت زمان از مقدار صفر، مربوط به حالت جداپذیر اولیه، به‌طور ناگهانی افزایش چشمگیری می‌یابد. پس از آن رفته‌رفته از مقدار درهم تنیدگی‌ها کاسته شده اما به صفر نمی‌گراید و این نشان از پایدارماندن حالت‌های درهم‌تنیده‌ی تولیدشده دارد. نوسان‌های منحنی‌ها بیانگر جابه‌جایی درهم‌تنیدگی‌ها بین اجزای مختلف سامانه در طول زمان است.




*شکل۲: تحول زمانی سنجه‌ی منفیّت برای زیرسامانه‌ی فوتونی (سمت چپ) و زیرسامانه‌ی دواتمی (سمت راست). منحنی سبزرنگ برای زنجیره‌ی بازِ اتمی و منحنی بنفش‌رنگ برای زنجیره‌ی بسته (حلقه)ی اتمی رسم شده است.*

نتایج شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهد که، برای سامانه‌ی مورد بررسی با شرایط اولیه معادله (۶) و پارامترهای تعیین شده، در لحظات اولیه بین زیرسامانه‌های زنجیره‌ی باز اتمی نسبت به زنجیره‌ی بسته درهم‌تنیدگی بیشتری تولید می‌شود و این برتری برای زیرسامانه‌ی فوتونی با گذشت زمان همچنان باقی می‌ماند اما برای زیرسامانه‌ی دواتمی شرایط عوض می‌شود. بنابراین، انتخاب بین این دو آرایه بسته به نوع نیاز ما به تولید درهم‌تنیدگی فوتونی یا اتمی متفاوت خواهد بود. برای مهندسیِ دینامیک درهم‌تنیدگی‌های ایجاد شده در آرایه‌های اتمی معین ضریب جفت‌شدگی غیرخطی پمپ-کاواک، به خوبی عمل می‌کند. به عبارت دیگر، می‌توان از بیرون و بدون دست زدن به چیدمان آرایه، تنها با تنظیم شدت پمپ درهم‌تنیدگی‌ها را کنترل کرد. نتایج شبیه‌سازی‌های مربوطه در شکل ۳ ارائه شده است.




*شکل۳: دینامیک سنجه‌ی منفّیت برای زیرسامانه‌ی فوتونی برحسب مقادیر مختلف ضریب جفت‌شدگی غیرخطی $g$ .*

در شکل ۳ می‌بینیم که در غیاب برهمکنش غیرخطی یعنی به‌ازای $g = 0$، درهم‌تنیدگی ایجادشده با گذشت زمان از بین می‌رود. اما برای مقادیر غیرصفر $g$ یک پایداری نسبی دیده می‌شود. این بیانگر یکی دیگر از مزایای استفاده از کاواک غیرخطی برای تولید درهم‌تنیدگی است. همچنین، به نظر می‌رسد که برای سامانه‌ای با پارامترهای معین $\lambda$ و $d$، یک محدوده‌ی بهینه برای g وجود داشته باشد که به‌ازای آن درهم‌تنیدگی قوی تر و پایدارتری تولید می‌شود.

## نتیجه‌گیری

در این کار پژوهشی نشان داده شد که با استفاده از زنجیره‌ای باز یا بسته از اتم‌های دو ترازی جایگزیده در یک کاواک تک‌مدی غیرخطی می‌توان حالت‌های مختلف درهم‌تنیده‌ای تولید کرد که با گذشت زمان پایدار بمانند. شدت درهم‌تنیدگی‌ها و پایداری آن‌ها را می‌توان با تنظیم شدت پمپ کنترل کرد. امید است که نتایج این مقاله بتواند در درک عمیق‌تر رفتار آرایه‌های اتمی و استفاده از آن‌ها در تکنولوژی‌های نوین اپتیک کوانتومی مثمرثمر واقع شود.

## مرجع‌ها

**[1]** Y.-C. Liu, et al., “Quantum integrated sensing and communication via entanglement”, Phys. Rev. Applied, Vol. 22, pp. 034051, 2024.

**[2]** S .Chen, et al., “Heralded three photon entanglement from a single-photon source on a photonic Chip”, Phys. Rev. Lett. Vol. 132, pp. 130603, 2024.

**[3]** Z. Zhang, et al., “Entanglement-based quantum information technology: a tutorial”, Adv. Opt. Photon. ,Vol. 16, Issue 1, pp. 60-162, 2024.

**[4]** F. Shah, et al., “Quantum computing with subwavelength atomic arrays”, Phys. Rev. A, Vol. 109, pp. 012613, 2024.

**[5]** X.-F .Shi and Y .Lu, “Fast nuclear-spin entangling gates compatible with large-scale atomic arrays”, Phys. Rev. A, Vol. 110, pp. 012610, 2024.

**[6]** D. R. Kenigoule Massembele, et al., “Quantum entanglement assisted via Duffing nonlinearity”, Phys. Rev. A, Vol. 110, pp. 043502, 2024.

# میکروسکوپ فاز کمی سه طول موجی و مسیر مشترک با استفاده از دو منشور فرنل

هلیا عبدالرضایی و محمدرضا جعفرفرد

**چکیده** - هدف این مقاله ارائه روش میکروسکوپ فاز سه طول موجی است. از این روش برای اندازه‌گیری تک شات پاشندگی یک فیبر نوری تک حالته به منظور بررسی قابلیت آن استفاده شده است. برای رسیدن به این هدف، هر طول موج با استفاده از دو منشور فرنل به دو پرتو تقسیم شد و در نهایت شش پرتو در یک دوربین CCD با یکدیگر تداخل کرده و یک الگوی تداخل ایجاد می‌کنند. تصویر نهایی حاوی اطلاعات فاز فیبر نوری مربوط به هر سه طول موج مدوله شده در بسامدهای مختلف است. با پردازش تصویر نهایی در نرم‌افزار متلب با استفاده از مالتی پلکس فوریه و اعمال پالایه‌های فضایی بهینه، اختلاف فاز بین فیبر و محیط اطراف به دست آمده است. در نهایت با اطلاعات فاز به دست آمده و محاسبات انجام شده، پاشندگی فیبر نوری برای هر طول موج تعیین شد.

**کلیدواژه**- میکروسکوپ فاز، فیبر نوری، پراکندگی، مالتی پلکس.

# Three-wavelength and Common-path Quantitative Phase Microscopy using a Fresnel bi-prism

Helia Abdolrezaei and Mohammad Reza Jafarfard

abdolrezaei.helia@gmail.com , mrjafarfard@iust.ac.ir

**Abstract**- This paper aims to present a three-wavelength phase microscopy method for single-shot measurement of the dispersion of a single-mode optical fiber. To achieve this purpose, each wavelength was divided into two beams using Fresnel bi-prism and finally six beams interfere with each other in a CCD camera and create an interference pattern. The final image contains phase information of the optical fiber related to all three wavelengths modulated at different frequency. By processing the final image in MATLAB software using Fourier multiplexing and applying optimum spatial filters, the phase difference between the fiber and the surrounding medium has been obtained. Finally, with the acquired phase information and the performed calculations, the index profile of the optical fiber for each wavelength was determined.

**Keywords**: Phase Microscopy, Optical Fiber, Holography, Dispersion, Multiplexing.

## مقدمه

اندازه‌گیری ضریب شکست اجسام شفاف مانند فیبرهای نوری، سلول‌های بیولوژیکی و ذرات میکرونی می‌تواند اطلاعات ارزشمندی در مورد خواص آنها ارائه دهد [۴-۱]. کاربردهای متعددی در زمینه‌های مختلف از جمله پزشکی، علوم زیستی و صنعت دارد. با این حال، اکثر این سامانه‌های اندازه‌گیری با محدودیت‌هایی مانند سرعت کم، دقت اندازه‌گیری کم یا میدان دید محدود در طول تصویربرداری مواجه بودند. در دهه‌های اخیر تحقیقات گسترده‌ای برای بهبود این اندازه‌گیری‌ها انجام شده است. سامانه‌های میکروسکوپی فاز کمی می‌توانند تمام مزایای مورد نیاز از جمله سرعت، دقت بالا و غیر مخرب بودن را برای اندازه‌گیری ضریب شکست فراهم کنند. در دهه‌های اخیر مطالعات پیشرفته‌ای در مورد این نوع اندازه‌گیری انجام شده است. بهبود دقت، سرعت، میدان دید و افزایش تعداد باریکه‌های نور طول موج هدف دانشمندان در این مطالعات بود.

استفاده از چندین طول موج در میکروسکوپ فاز کمی اطلاعات بیشتری را در مورد نمونه‌ها فراهم می‌کند. اندازه‌گیری ضریب شکست نمونه‌ها در طول موج‌های مختلف (پاشندگی) اطلاعات مهمی را در اختیار ما قرار می‌دهد که به ما کمک می‌کند تا در مورد مواد نمونه‌ها بیشتر بدانیم.

در بسیاری از تحقیقات، تجزیه و تحلیل طیف‌سنجی و اندازه‌گیری ضریب شکست به عنوان تابعی از طول موج می‌تواند اطلاعات ارزشمندی در مورد نمونه ارائه دهد. ضریب شکست هم به ساختار شیمیایی و هم به طول موج منبع بستگی دارد. بنابراین، تغییر ضریب شکست به عنوان تابعی از طول موج، که به بسامد نوسان‌ساز مولکول‌ها مربوط می‌شود، عامل مهمی در توصیف خواص بیوشیمیایی نمونه‌ها است [۵ و ۶].

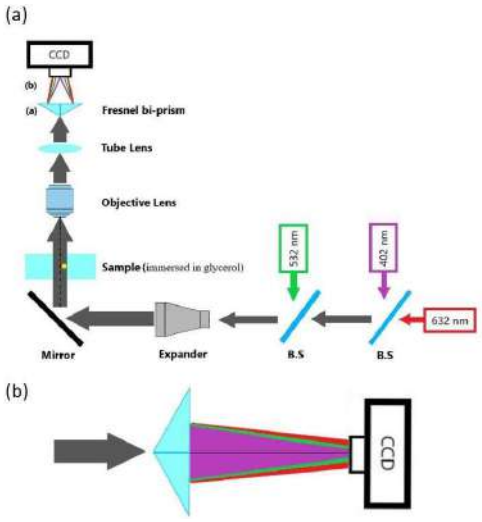
انواع مختلفی از سامانه‌های میکروسکوپی فاز چند طول موجی پیشنهاد شده‌اند که دقت و وضوح بالایی را برای تصویربرداری ارائه می‌دهند. از آنجایی

که این تکنیک از تکنیک تصویربرداری تداخل‌سنجی پیروی می‌کند، غیر مخرب است و هیچ آسیبی به نمونه وارد نمی‌کند [7-22].

در این مقاله، ما یک سامانه میکروسکوپ فاز مسیر مشترک با توانایی ارائه تصاویر سه فاز مربوط به طول موج‌های مختلف در اندازه‌گیری تک شات ارائه می‌دهیم. مزیت تک شات بودن، اندازه‌گیری سه اندازه‌گیری در میلی‌ثانیه را برای ما فراهم می‌کند. این سرعت به بررسی پدیده‌های دینامیکی سریع با گرفتن ویدئو کمک می‌کند [۲۷-۲۳]. از سوی دیگر، ویژگی مسیر مشترک سامانه ما باعث می‌شود که نسبت به نوفه ارتعاشی محیط کمتر حساس باشد و در نتیجه دقت بهتری را ارائه می‌دهد [28,29]. یک فیبر تک مد بدون روکش به عنوان نمونه برای اندازه‌گیری پاشندگی استفاده شد. تصویر نهایی گرفته شده در محیط نرم‌افزار MATLAB پردازش و اختلاف فاز فیبر با محیط با استفاده از روش مالتی‌پلکس فضایی فوریه و ترکیب اطلاعات هر طول موج به دست آمد. در نهایت با استفاده از معادلات و محاسبات به دست آمده، اطلاعات مربوط به پاشندگی فیبر نوری استخراج شده است.

**روش تهیه مقاله**

در شکل ۱، طرحواره چیدمان آزمایشگاهی برای سامانه میکروسکوپ فاز سه طول موجی ارائه شده است.




*شکل ۱: (الف) طرحواره سامانه میکروسکوپ فاز سه طول موجی. (ب) نمودار پرتوی قبل و بعد از دو منشور فرنل.*

منابع نوری انتخاب شده برای این سامانه سه لیزر بودند: لیزر هلیوم-نئون با طول موج ۶۳۲ نانومتر و دو لیزر دیود که باریکه‌های نور با طول موج ۴۰۲ نانومتر و ۵۳۲ نانومتر تولید می‌کنند. این سه لیزر از دو تقسیم کننده پرتو عبور داده شده و در یک پرتو واحد ترکیب شدند. نیمی از پرتو منبسط شده که با نمونه برهمکنش نداشت، به عنوان یک پرتو مرجع مستقیم عمل کرد. از یک دو منشور فرنل عبور کرد و سپس بدون برخورد با نمونه به سمت دوربین هدایت شد. نیمه دیگر پرتو با نمونه برهمکنش داشت و به عنوان پرتو شیء در نظر گرفته شد. پس از عبور از یک عدسی شیئی آکروماتیک و یک عدسی لوله‌ای، تصویری از نمونه را در صفحه تصویر میکروسکوپ تشکیل داد. به دلیل ماهیت دوگانه پراکندگی دو منشور فرنل، باریکه‌های نور در محدوده رنگی قرمز، بنفش و سبز پس از عبور از آن در زوایای مختلف از یکدیگر جدا شدند. هر طول موج با خروج از دو منشور فرنل به دو پرتو با زوایای مختلف تقسیم شد. در نهایت، شش پرتو با یکدیگر تداخل کردند و یک طرح تداخلی ایجاد کردند که حاوی اطلاعاتی از سه طول موج بود. ما از یک عدسی شیئی آکروماتیک با بزرگنمایی ۲۰ برابر استفاده کردیم. زاویه رأس دو منشور ۱.۵ درجه است. فاصله کانونی عدسی لوله‌ای تقریباً ۳۰ میلی‌متر است. صفحه تصویر بعد از دو منشور فرنل قرار دارد. طول کل چیدمان ۱ متر است. اندازه تصویر خروجی از CCD (TUCSEN TCH-1.4CLICE) 1352*1016 پیکسل و اندازه پیکسل ۴.۶۵*۴.۶۵ میکرومتر است.

به دلیل تفاوت در ضریب شکست محیط a و b، هر طول موج با زاویه متفاوتی شکست می‌شود. دو منشور از شیشه سیلیکا ساخته شده و ضریب شکست آن برای باریکه نور در محدوده رنگی بنفش ۱.۴۶۹، برای باریکه نور در محدوده رنگی سبز ۱.۴۶۰ و برای باریکه نور در محدوده رنگی قرمز ۱.۴۵۷ است. به عبارت دیگر با افزایش طول موج، ضریب شکست کاهش می یابد و در عمل پرتو با زاویه کمتری شکسته می‌شود. زاویه شکست هر طول موج پس از عبور از دو منشور فرنل از طریق قانون اسنل به دست می آید:

$$\frac{\sin(\theta_a)}{\sin(\theta_b)} = \frac{n_b}{n_a} \qquad (۱)$$

که $\theta_a$ زاویه تابش پرتو در محیط اول با ضریب شکست $n_a$ و $\theta_b$ زاویه شکست پرتو در محیط دوم با ضریب شکست $n_b$ است. محیط a و b در شکل ۱(الف) مشخص شده است. a محیط اول (دو منشور فرنل) و b محیط دوم (هوا) است.

از آنجایی که رنگ‌های مختلف در زوایای مختلف شکسته می‌شوند، این پرتوها بسامدهای فضایی متفاوتی را برای هر طول موج در الگوی تداخل از طریق عبارت زیر ایجاد می‌کنند [13]:

$$q = \sin(\theta)/\lambda \qquad (۲)$$

که $\theta$ زاویه بین پرتوهای تداخلی در دوربین است. تصویر نهایی گرفته شده در محیط آزمایشگاه شامل سه طرح تداخلی مربوط به هر طول موج است.

از آنجایی که طول موج‌های مختلف با یکدیگر همدوس نیستند، تداخل نمی‌کنند. شدت حاصل از سه طول موج تولید شده روی دوربین را می‌توان از معادله زیر بدست آورد:

$$I = I_{red} + I_{violet} + I_{green} = |E + E_R|^2_{red} + |E + E_R|^2_{violet} + |E + E_R|^2_{green} \qquad (۳)$$

با توجه به تفاوت زوایای پرتوهای تداخل‌کننده سه طول موج بر روی دوربین، بسامد فضایی الگوی تداخل برای هر رنگ متفاوت است. بنابراین، اطلاعات نمونه برای هر طول موج بر روی یک بسامد فضایی گسسته در دامنه فوریه از طریق معادله زیر مدوله می‌شود [۱۴]:

$$I_{red} = |E + E_R|^2_{red} = |E|^2 + |E_R|^2 + 2|E||E_R|\cos(qx + \varphi) \qquad (۴)$$

برای استخراج پارامتر φ (فاز حاصل از شیء) از رابطه ۳، ابتدا تبدیل فوریه معادله داده شده محاسبه شد. این منجر به یک عبارت به شکل زیر شد:

$$FT\left[I_{red}(k)\right]=\delta(k)+\delta(k-q)\otimes FT\left(e^{i\varphi}\right)+\delta(k+q)\otimes FT\left(e^{-i\varphi}\right) \quad (۵)$$

که δ و k به ترتیب تابع دلتای ریاضی و بسامد فضایی هستند.

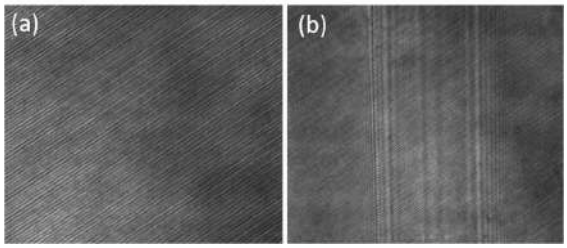
معادلات و مراحل مشابه برای باریکه‌های نور در محدوده رنگی بنفش و سبز نیز انجام شد.

با استفاده از پالایه فضایی مناسب و انجام تبدیل فوریه معکوس، فاز حاصل از شیء به دست آمده است. در نهایت با استفاده از رابطه زیر، مقادیر پاشندگی برای سه طول موج محاسبه شد:

$$\varphi(x,y)=\frac{2\pi}{\lambda}(n_{sample}-n_{environment})T \quad (۶)$$

در معادله بالا، φ(x,y) حداکثر اختلاف فاز بین نمونه و محیط اطراف، T ضخامت فیبر، λ طول موج، $n_{environment}$ پاشندگی محیط اطراف و $n_{sample}$ پاشندگی فیبر است.

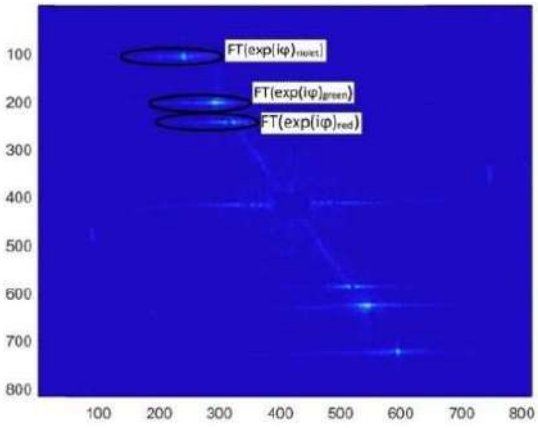
شکل ۲ تصویر ثبت شده از طرح تداخلی و فیبر نوری تک حالته بدون روکش را نشان می‌دهد که توسط میکروسکوپ فاز سه طول موجی گرفته شده است.



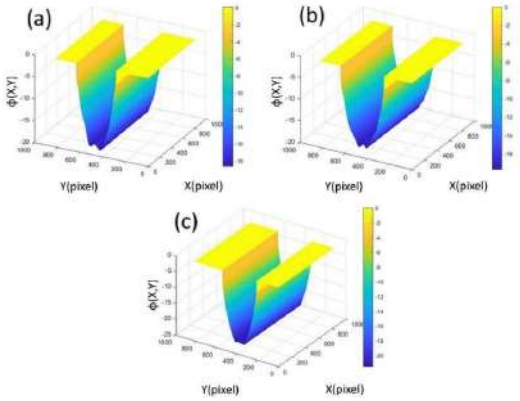

*شکل ۲. تصویر ثبت شده (الف) طرح تداخلی بدون نمونه (ب) طرح تداخلی با نمونه (نمونه یک فیبر نوری تک حالته بدون روکش است).*

مقیاس لگاریتمی توزیع شدت دو بعدی تبدیل فوریه تصویر نهایی در شکل ۳ نشان داده شده است. می‌توان مشاهده کرد که سه جفت پیک در موقعیت‌های مختلف در دامنه بسامد وجود دارد. پنجره های پالایه در شکل ۳ نشان داده شده است.

شکل ۴ تصاویر فاز بدست آمده را برای سه طول موج نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود حداکثر فاز برای باریکه نور در محدوده رنگی بنفش تقریباً ۲۱.۴۹- رادیان، برای باریکه نور در محدوده رنگی قرمز ۱۸.۶۳- رادیان و برای باریکه نور در محدوده رنگی سبز ۱۷.۷۰- رادیان است.




*شکل ۳. تبدیل فوریه شکل ۲.*




*شکل ۴. تصاویر فاز کمی استخراج شده از قسمت بدون روکش فیبر نوری برای الف $\lambda_1=632nm$ ب $\lambda_2=532nm$ ج $\lambda_3=402nm$.*

به منظور جلوگیری از مشکل پیچش فاز [۱۰]، فیبر نوری در گلیسرول غوطه ور شد. از آنجایی که ضریب شکست بین فیبر و گلیسرول کم است، اختلاف فاز کاهش می‌یابد و می‌توان فاز نهایی را بدون نگرانی در مورد مشکل پیچش 2π بدست آورد. ضریب شکست ثبت شده برای گلیسرول برای باریکه نور در محدوده رنگی قرمز ۱.۴۷۱، برای باریکه نور در محدوده رنگی بنفش ۱.۴۸۰ و برای باریکه نور در محدوده رنگی سبز ۱.۴۷۳ است [۳۰]. علاوه بر این، ضخامت فیبر نوری تک حالته بدون روکش ۱۲۵ میکرومتر است. با این داده‌ها و با استفاده از رابطه ۶، مقادیر پاشندگی فیبر نوری برای سه طول موج به دست آمد. این مقادیر برای باریکه‌های نور در محدوده رنگی قرمز، بنفش و سبز به ترتیب ۱.۴۵۶، ۱.۴۶۹ و ۱.۴۶۱ بود.

جهت‌گیری شش پرتو بعد از دو منشور فرنل قابل کنترل نبود. زیرا زاویه پرتوها توسط منشور تعیین می‌شد. این محدودیت عمده سامانه پیشنهادی است. حساسیت سامانه با رویکرد مشابه مرجع [۹] محاسبه شد. ۱۰۰۰ تصویر در ۱۰ ثانیه ثبت شد و پس‌زمینه مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت. ما دریافتیم که انحراف استاندارد فضایی طول مسیر برای کل میدان دید دارای میانگین زمانی ۰.۹۷ نانومتر و انحراف استاندارد زمانی ۰.۰۶ نانومتر است که بسیار نزدیک به سامانه‌های مسیر مشترک قبلی است.

## نتیجه‌گیری

این مطالعه توانایی تکنیک میکروسکوپ فاز سه طول موجی را در بدست‌آوردن اطلاعات دقیق، مانند پاشندگی نمونه‌های شفاف نشان داد. این سامانه از یک میکروسکوپ مسیر مشترک استفاده می‌کند که می‌تواند سه فاز را در یک تصویر ثبت کند. با استفاده از یک دو منشور فرنل، سه طول موج به شش پرتو تقسیم شدند و با بسامدهای فضایی متفاوت در دوربین تداخل کردند. از طریق تبدیل فوریه و پالایه مناسب، تصاویر فاز مربوط به هر طول موج به دست آمد. با پردازش تصاویر فاز در نرم‌افزار متلب، اختلاف فاز بین نمونه و محیط اطراف استخراج شد. در نهایت از طریق محاسبات انجام شده، مقادیر پاشندگی فیبر نوری برای هر سه طول موج بدست آمد. این نتایج با مقادیر مورد انتظار مطابقت خوبی دارند. نتایج تجربی به‌دست‌آمده از تصویربرداری از یک فیبر نوری تک حالته نازک، توانایی روش را برای اندازه‌گیری همزمان اطلاعات فاز در طول‌موج‌های مختلف با دقت، سرعت و وضوح بالا نشان داد.

## مرجع‌ها

**[1]** Y Park, T Yamauchi, W Choi, R Dasari, MS Feld, Optics letters, 34(23):3668-70, 2009.

**[2]** Y Park, G Popescu, K Badizadegan, RR Dasari, MS Feld, Optics express, 14(18):8263-8, 2006.

**[3]** B Rappaz, P Marquet, E Cuche, Y Emery, C Depeursinge, PJ Magistretti, Optics express, 13(23):9361-73, 2005.

**[4]** NT Shaked, MT Rinehart, A Wax, Optics letters, 34(6):767-9, 2009.

**[5]** J Wang, X Wang, Z Dong, H Wang, Q Zhu, G Men, Y Gao, W Wang, Frontiers in Physics, 10:822714, 2022.

**[6]** J Gass, A Dakoff, MK Kim, Optics letters, 28(13):1141-3, 2003.

**[7]** E Cuche, F Bevilacqua, C Depeursinge, Optics letters, 24(5):291-3, 1999.

**[8]** M Pluta Vol. 6, Advances in Optical and Electron Microscopy, 1975.

**[9]** MR Jafarfard, MH Daemi, S Kazemi, JOSA B, 36(10):2884-8, 2019.

**[10]** MR Jafarfard, B Tayebi, DY Kim, Interferometry XVII: Techniques and Analysis, Vol. 9203, pp. 226-229, 2014.

**[11]** MR Jafarfard, B Tayebi, RJ Nasab, DY Kim, Holography, Diffractive Optics, and Applications, VI Vol. 9271, pp. 184-187, 2014.

**[12]** MR Jafarfard, MH Mahdieh, Optik, 168:619-24, 2018.

**[13]** MR Jafarfard, B Tayebi, S Lee, YS Bae, DY Kim, JOSA A, 31(11):2429-36, 2014.

**[14]** B Tayebi, MR Jafarfard, F Sharif, YS Song, D Har, DY Kim, Optics Express, 4;23(9):11264-71, 2015.

**[15]** MR Jafarfard, S Moon, B Tayebi, DY Kim, Optics letters, 39(10):2908-11, 2014.

**[16]** T Ikeda, G Popescu, RR Dasari, MS Feld, Optics letters, 30(10):1165-7, 2005.

**[17]** B Tayebi, F Sharif, MR Jafarfard, DY Kim, Opt. Express, 23, 26825-26833, 2015.

**[18]** MR Jafarfard, Opt. Continuum, 1, 1413-1417, 2022.

**[19]** V Singh, R Joshi, S Tayal, DS Mehta, Laser Physics Letters, 8;16(2):025601, 2019.

**[20]** M Joglekar, V Trivedi, V Chhaniwal, D Claus, B Javidi, A Anand, Optics express, 1;30(16):29234-45, 2022.

**[21]** S Farasatzadeh, H Abdolrezaei, MR Jafarfard, Signal, Image and Video Processing, 12:1-6, 2024.

**[22]** B Tayebi, MR Jafarfard, F Sharif, YS Bae, SH Shokuh, DY Kim, Optics letters, 1;39(19):5740-3, 2014.

**[23]** B Tayebi, MR Jafarfard, F Sharif, DY Kim, Holography, Diffractive Optics, and Applications, VI Vol. 9271, pp. 305-310, 2014.

**[24]** P Marquet, B Rappaz, PJ Magistretti, E Cuche, Y Emery, T Colomb, C Depeursinge, Optics letters, 30(5):468-70, 2005.

**[25]** B Tayebi, F Sharif, MR Jafarfard, DY Kim, Interferometry XVII: Techniques and Analysis, Vol. 9203, pp. 36-41, 2014.

**[26]** CJ Mann, L Yu, CM Lo, MK Kim, Optics Express, 31;13(22):8693-8, 2005.

**[27]** KJ Chalut, WJ Brown, A Wax, Optics express, 15(6):3047-52, 2007.

**[28]** Běhal J, Scientific Reports, 9(1):9801, 2019.

**[29]** NT Shaked, Optics letters, 37(11):2016-8, 2012.

**[30]** G Lan, Y Gao, X Zhang, Sensing and bio-sensing research, 16:32-6, 2017.

# شناسایی مولکول زیستی DNA به صورت بدون برچسب و در مقیاس تک-مولکول با استفاده از نانوحسگر اپتوپلاسمونی زیستی فوق حساس مبتنی برSERS

امین صفایی[۱]، مرجان جعفری[۲]، حمید نادگران[۳]

بخش فیریک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

آزمایشگاه مرکزی مطالعات پیشرفته، پردیس ارم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

**چکیده**- پیشرفت‌های فناوری نانو پلاسمونی امکان شناسایی مولکول‌های زیستی بدون برچسب و با حساسیت تک‌مولکولی را فراهم کرده است. در این پژوهش، یک نانوحسگر زیستی مبتنی بر SERS برای شناسایی DNA طراحی شد. این حسگر با لایه‌نشانی نانوذرات نقره روی بستر شیشه‌ای زبر ساخته شد و توانست سیگنال‌های رامان را تقویت کند. طیف رامان DNA استخراج‌شده از محصولات PCR ثبت و امضاهای مولکولی شناسایی شد. فعالیت پلاسمونی حسگر با مولکول رودامین B بررسی شد و نشان‌دهنده یک فاکتور تقویتی قابل توجه در حدود $۱۰^{۷}$ مرتبه بوده است. تحلیل AFM و DLS نیز یکنواختی و اندازه نانوذرات را تأیید نموده‌اند. این پژوهش نشان می‌دهد که نانوحسگرهای زیستی پلاسمونی مبتنی بر SERS توانایی شناسایی DNA به صورت بدون برچسب و در مقیاس تک مولکول را دارند و امکان کاربردهای گسترده در تشخیص مولکولی و شناسایی عوامل بیماری‌زا را فراهم می‌نمایند.

**کلیدواژه**- نانوحسگر زیستی اپتوپلاسمونی، SERS، آشکارسازی تک-مولکول و بدون برچسب، آشکارسازی DNA

# Label-Free Single Molecule Detection of DNA using Ultra-Sensitive Plasmonic SERS-Based NanobioSensor

Amin safaie[1], Marjan Jafari[2], Hamid Nadgaran[3]

Physics Department, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran

Central Lab of Advanced Studies, Eram Paradise, Shiraz University, Shiraz, Iran

[1] Amin.safaie@shirazu.ac.ir, [2] Marjan.jafari@shirazu.ac.ir, [3] Nadgaran@shirazu.ac.ir

**Abstract**-. Advancements in plasmonic nanotechnology enable label-free single-molecule detection, transforming molecular diagnostics. This study introduces a cost-effective, environmentally sustainable SERS-based plasmonic nano-biosensor for DNA detection. Silver nanoparticles were deposited on a roughened glass substrate, amplifying weak Raman signals to achieve single-molecule sensitivity. DNA extracted from PCR products was analyzed, with Raman spectra recorded in the 300–2000 $cm^{-1}$ range, highlighting characteristic DNA vibrational modes. Rhodamine B validation confirmed significant enhancement factors, about $10^{7}$-fold, demonstrating the sensor's sensitivity. AFM and DLS characterized nanoparticle size and uniformity, ensuring optimal performance. These findings highlight the potential of SERS nano-biosensors in molecular diagnostics and pathogen detection.

**Keywords**: SERS, Plasmonic Nano Biosensor, Label-Free Single Molecule Detection, DNA Detection

## 1. Introduction

Raman spectroscopy is an optical powerful, non-destructive analytical technique that provides detailed information about a material's chemical structure and molecular interactions by measuring how light scatters inelastically upon interaction with its molecular vibrations. When a monochromatic laser illuminates a sample, most photons scatter elastically (Rayleigh scattering) without any energy change. However, a small fraction undergoes inelastic scattering (Raman scattering), resulting in a shift in the photon's frequency due to the vibrational energy levels of the molecules. This frequency shift ($\Delta\nu$) is given by [1]:

$$\Delta\nu = \nu_{\text{incident}} - \nu_{\text{scattered}} \qquad (1)$$

where $\nu_{\text{incident}}$ is the laser frequency and $\nu_{\text{scattered}}$ is the frequency of the scattered light. The intensity of the Raman signal is inherently weak [1]. This weak scattering signal, especially in complex biological samples like DNA, can also be obscured by fluorescence, making conventional Raman techniques insufficiently sensitive for detecting low concentrations of biomolecules [2].

To enhance detection sensitivity, Surface-Enhanced Raman Scattering (SERS) utilizes the electromagnetic field generated by localized surface plasmon resonances (LSPR) on metallic nanostructures, such as gold or silver nanoparticles. When light excites these nanostructures, it induces strong electromagnetic fields that significantly amplify the Raman signal from molecules adsorbed on their hotspots. The enhancement factor is primarily due to electromagnetic enhancement and is expressed as [2,3]:

$$I_{\text{SERS}} \propto |E_{\text{LSPR}}|^4 \qquad (2)$$

Where $E_{\text{LSPR}}$ represents the electric field generated by the plasmonic resonance. This optical enhancement is particularly beneficial for detecting low-abundance biomolecules like DNA without the need for labels, making SERS a powerful tool for high-sensitivity, label-free molecular diagnostics at the single-molecule level.

DNA serves as a fundamental biomarker in disease diagnostics and genetic research, offering insights into genetic mutations, hereditary disorders, and pathogen detection [2,4]. However, traditional detection methods such as PCR and fluorescence-based techniques often require extensive sample preparation and chemical labelling [2,3], which can be time-consuming and may lack the sensitivity needed for detecting low-abundance targets.

In this research, we fabricated a cost effective, sustainable, and environmentally friendly plasmonic nano-biosensor by depositing silver nanoparticles onto a glass substrate engineered with optimized roughness to facilitate the trapping of adsorbed molecules. This design allows for highly sensitive and label-free detection of extremely low concentrations of biomolecules, reaching single-molecule sensitivity for targets like DNA. To assess its practical application and validate the sensor, we tested DNA of a specific Leishmania species extracted from PCR product. Comprehensive characterization of the sensor was conducted using Atomic Force Microscopy (AFM) to examine surface topography, Dynamic Light Scattering (DLS) for nanoparticle size analysis, and Raman spectroscopy for spectral evaluation. Furthermore, the electromagnetic enhancement factor was quantified by measuring the Raman intensity of a characteristic peak of Rhodamine B, confirming the sensor's efficacy in amplifying weak molecular signals for precise detection.

## 2. Material and Methods

### 2.1. Ag-NPs Synthesis for plasmonic SERS-based nano biosensor

Silver nanoparticles were synthesized using an adapted version of the Tollens' method involved mixing a 0.5 M silver nitrate ($AgNO_3$) solution with a 0.5 M potassium hydroxide (KOH) solution under continuous stirring, followed by the addition of a 0.7 M sucrose solution as a reducing agent. The synthesized nanoparticles, with an average diameter of approximately 27 nm, were then deposited onto a pre-cleaned glass substrate to prepare them for subsequent SERS measurements.

### 2.2. DNA Extraction and Sample Preparation

The DNA target samples were obtained from the Veterinary Medicine Clinic at Shiraz University, Iran. However, samples were collected from dogs infected with a specific Leishmania species and were subsequently analysed using the PCR method to amplify the target DNA. The DNA was extracted from the resulting PCR products, and a volume of 15 microliters was used to validate the sensitivity of the SERS measurements with the fabricated nano-biosensor.

### 2.3. Raman Micro-spectrometer Instrument

In this study, SERS measurements were conducted using a HORIBA micro-Raman spectrometer (LabRAM HR Evolution). A 633 nm He-Ne laser (17 mW) was used, with 5-second integrations averaged over five measurements. To optimize conditions, a 10% ND filter and a ×100 objective lens was employed, and a 70 µm pinhole minimized fluorescence, ensuring high-resolution and reliable spectral data.

## 3. Results and Discussion

### 3.1. Topography and Size Characterization of the Fabricated Plasmonic SERS-Based Nano Biosensor

The SERS nano-biosensor was characterized using Dynamic Light Scattering (DLS) and Atomic Force Microscopy, as shown in Figure 1. DLS confirmed an average nanoparticle size of approximately 27 nm, while AFM analysis revealed a surface roughness of around 64 nm on the glass substrate, which is crucial for enhancing the SERS effect. The 2D and 3D AFM topography images demonstrated the spherical shape and uniform distribution of the nanoparticles, crucial for enhancing the sensor's optimal and efficient performance.

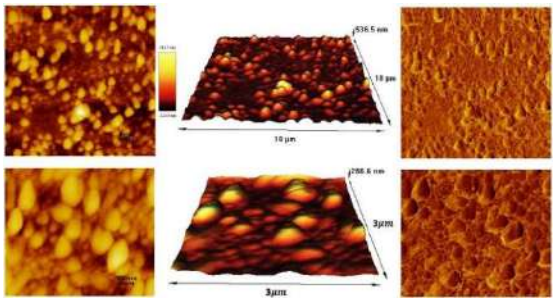


*Fig. 1: AFM 2D and 3D topography of the SERS nano-biosensor, illustrating spherical silver nanoparticles on a glass substrate with an average surface roughness of approximately 64 nm.*

### 3.2. SERS Activity of the Silver Plasmonic Nano Biosensor

The SERS activity of the fabricated substrate was evaluated using Rhodamine B (RhB) as a standard and well-known probe molecule. Raman spectra were obtained for a $10^{-5}$ M solution of RhB under two different conditions: without the SERS substrate (normal Raman) and with the SERS-active substrate. In the absence of the substrate, the normal Raman spectrum (red curve in Figure 2) exhibited extremely weak signals, reflecting the inherent limitations of Raman scattering for detecting low-concentration analytes and and the interference caused by the high fluorescence of the analyte. In contrast, the SERS spectrum (blue curve) showed a dramatic enhancement in signal intensity, with distinct and well-defined peaks. Among these, the peak at 1640 $cm^{-1}$, corresponding to the aromatic C=C stretching mode of RhB, was chosen as the reference for quantifying the electromagnetic enhancement factor (EF). Based on the spectral data, the EF was calculated to be approximately $3 \times 10^7$, indicating a substantial enhancement in Raman signal due to the plasmonic activity of the substrate. This result demonstrates the high sensitivity of the plasmonic SERS-active substrate and its capability to detect trace levels of RhB, underscoring its potential for applications in molecular sensing.

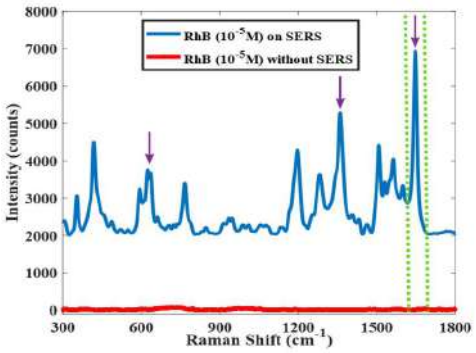



*Fig. 2: Comparison of Normal Raman and SERS Spectra of RhB ($10^{-5}$ M)*

### 3.3. Label-Free DNA Molecule Detection

Ten microliters of the DNA sample, as the target analyte for single molecule detection, were precisely deposited onto the SERS-based nano biosensors for spectral acquisition. Spectra were measured at five locations randomly, averaged to reduce variability, and pre-processed using Labspec 6 for baseline correction, normalization, and smoothing. Final data processing was performed in MATLAB to ensure consistency and accuracy. The normalized average SERS spectrum of the low concentration Leishmania DNA sample is depicted in Figure 3, illustrating the mean Raman signals across the 300–2000 $cm^{-1}$ range.

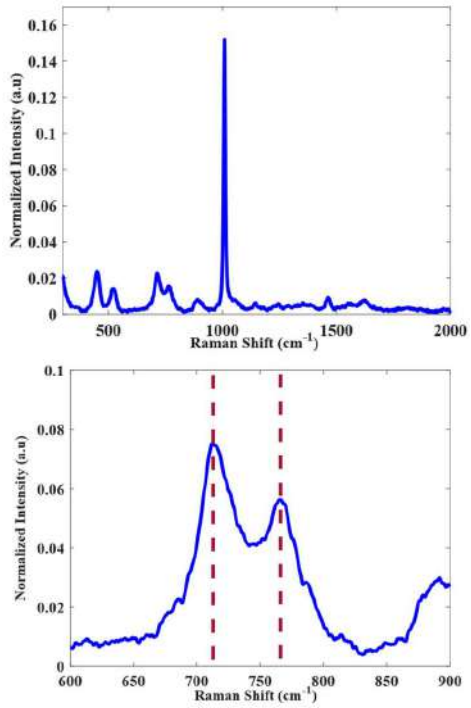



*Fig. 3: Normalized mean SERS spectra of Leishmania DNA within the 300-2000 $cm^{-1}$ range and an enlarged view of the most critical DNA Raman spectral regions 600-900 $cm^{-1}$.*

This spectrum emphasizes the characteristic vibrational modes associated with the molecular structures of DNA. Additionally, Figure 3 includes an enlarged view of the key Raman spectral regions between 600 $cm^{-1}$ and 900 $cm^{-1}$, providing a detailed examination of the specific molecular signatures unique to DNA.

A comprehensive summary of the distinct Raman peaks reflecting the DNA's molecular structure and biochemical properties is presented in Table 1. This focused analysis is essential for detecting subtle variations in the spectral features, corresponding to different DNA structural components, thereby enabling a more accurate molecular characterization.

*Table 1: Characteristic Raman Peaks and Their Assignments for DNA Molecular Structure and Biochemical Properties [2, 3, 4]*

| Peak Position ($cm^{-1}$) | Assignment |
|---|---|
| 677 | $C_2$'-endo/anti dG , $C_3$'- endo/anti dG |
| 727 | Adenine (A) ring breathing, $C_2$'-endo/anti dA |
| 749 | $C_2$'-endo/anti dT |
| 785 | O-P-O (backbone stretch), Cytosine ring breathing |
| 830-840 | O-P-O (phosphodiester stretch) |
| 1093 | Phosphate symmetric stretch ($PO_2^-$) |
| 1256 | Thymine(T) /Cytosine ring breathing, $C_2$'-endo/anti dC , $C_3$'-endo/anti dC |
| 1340 | Adenine (A), Guanine (G) ring breathing |
| 1375 | Thymine (T), Adenine (A) ring breathing (N7 position), Guanine (G) |
| 1420, 1457 | $dCH_2/dCH_3$ deformation |
| 1487 | Guanine (G), Adenine (A) |
| 1570-1578 | Guanine (G), Adenine (A) ring stretching |
| 1661 | C=O, Amide I (protein/DNA backbone) |

## 4. Conclusion

This study successfully demonstrated the fabrication and application of a plasmonic SERS-based nano-biosensor for label-free, single-molecule detection of DNA, offering significant advantages over traditional methods. By leveraging the enhanced Raman scattering effect of silver nanoparticles on a roughened glass substrate, the sensor achieved an electromagnetic enhancement factor of approximately $10^7$, enabling the detection of DNA at extremely low concentrations without the need for chemical labels or amplification. This advanced optical approach enables highly sensitive detection of biomolecules at the single-molecule level, and direct analysis of intrinsic molecular vibrational modes, surpassing the specificity and efficiency of conventional techniques. Validation with Rhodamine B confirmed the sensor's efficacy, and structural characterization through AFM and DLS ensured the substrate's optimal performance. SERS spectra of Leishmania DNA highlighted distinct vibrational features, facilitating precise molecular identification. These results underscore the potential of this cost-effective and scalable sensor for advanced molecular diagnostics and pathogen detection.

## References

**[1]** . P. Rostron, S. Gaber, and D. Gaber, "Raman Spectroscopy, Review," 0869(1), 50–64 (2016).

**[2]** S. Zangana and A. Bony, "Surface-Enhanced Raman Spectroscopy (SERS)-Based Sensors for Deoxyribonucleic Acid (DNA) Detection," (2024).

**[3]** K. Kneipp, H. Kneipp, I. Itzkan, R. R. Dasari, and M. S. Feld, "Surface-enhanced Raman scattering and biophysics," J. Phys. Condens. Matter 14(18), 597–624 (2002)

**[4]** J. Kim, H. J. Park, J. H. Kim, B. Chang, and H. K. Park, "Label-free detection for a DNA methylation assay using Raman spectroscopy," Chin. Med. J. (Engl). 130(16), 1961–1967 (2017)