

Design and Simulation of a New Plasmonic Nano-Sensor to Measure the ^{87}Rb Cooled Atomic Density

Y. Shahamat^{1*}, R. Afshar²

¹ Assistant Professor, Imam Hossein (AS) University, Tehran, Iran

² Master's degree, Imam Hussein (AS) University, Tehran, Iran

ARTICLE INFO

Article history:

Article Type: Research paper

Received: 10 February 2020

Received in revised form: 27 March 2020

Accepted: 04 May 2020

Available online: 21 May 2020

Keywords: Quantum, Cold ^{87}Rb atoms, Plasmonic

ABSTRACT

In this paper a novel plasmonic sensor for measuring the density of cold ^{87}Rb atoms is proposed that it is analyzed and simulated using the Density matrix and FDTD method. The sensor detects the density of cold ^{87}Rb atoms by changes in the reflectance of the structure. The mechanism of this sensor is based on the variation of refractive index with the atomic density. The proposed structure consists of metal gold (with thickness 30nm)-indium tin oxide (with thickness 220 nm) - MgF_2 (with thickness 0 nm) and cold ^{87}Rb atomic medium. The results showed that the indium tin oxide metal oxide layer plays an important role in the sensor parameters. By optimizing the thicknesses of the metal oxide and choosing the arrangement layers, the maximum sensitivity and Figure of merit of $0.19 \times 10^{-13} \text{ degree.cm}^2$ and $1.7 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ for the GGIMA structure can be achieved, respectively. The structure proposed is able to open a new window for cooled atoms of alkali metals detection and characterization which are useful for quantum technology such as cold atomic clocks, quantum RF receivers based on cold atoms and quantum navigation systems.

Cite this article: Y. Shahamat, R. Afshar "Design and Simulation of a New Plasmonic Nano-Sensor to Measure the ^{87}Rb Cooled Atomic Density" AppliedElectromagnetics, vol. 13(1), pp. 13-20, 2020.

DOR: <https://dor.isc.ac/dor/20.1001.1.26450103.14.4.13.1.1.6>



© The Author(s).

Publisher: Imam Hossein

طراحی و شبیه‌سازی یک نانو لحسگر پلاسمونیکی به منظور اندازه‌گیری چگالی ابر اتم‌های سرد شده رویدیوم

یدالله شهامت^{۱*}، رضا افشار^۲

^۱ استادیار، دانشگاه جامع امام حسین (ع)، تهران، ایران

^۲ دانشجوی کارشناسی ارشد، دانشگاه جامع امام حسین (ع)، تهران، ایران

چکیده

در این مقاله یک حسگر پلاسمونی جدید برای اندازه‌گیری چگالی ابر اتم‌های سرد شده رویدیوم ۸۷ پیشنهاد و به کمک ماتریس چگالی مربوط به یک سیستم کوانتومی دو ترازه و روش تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) شبیه‌سازی و تحلیل شده است. این حسگر، چگالی ابر اتمی را از طریق تغییرات حاصل شده در نور انعکاسی ساختار تشخیص می‌دهد، چراکه ضریب شکست محیط گازی با تغییر در چگالی آن تغییر می‌یابد. ساختار بهینه پیشنهادی متشکل از فلز طلا (با ضخامت $35nm$) - اکسید قلع ایندیوم (با ضخامت $220nm$) - MgF_2 (با ضخامت $5nm$) و محیط اتمی متشکل از ابر اتمی سرد شده رویدیوم ۸۷ است. مشاهده شد که لایه اکسید فلزی قلع ایندیوم نقش مهمی در پارامترهای حسگر خواهد داشت. با بهینه‌سازی ضخامت این لایه و همچنین انتخاب ترتیب چینش مناسب بین لایه‌ها، حساسیت زاویه‌ای و فاکتور شایستگی بیشینه به ترتیب برابر با $10^{-13} \text{ degree. cm}^3$ و $0.19 \times 10^{-13} \text{ cm}^3$ برای ساختار GGIMA به دست آمد. ساختار پیشنهادی قادر است پنجره جدیدی برای آشکارسازی و مشخصه‌یابی ابر اتم‌های سرد شده فلزات قلیایی که در زمینه‌های مختلف مربوط به فناوری‌های کوانتومی نظیر ساعت‌های اتمی سرد، گیرنده‌های کوانتومی امواج RF مبتنی بر اتم‌های سرد و همچنین سیستم‌های ناوبری مبتنی بر اتم‌های سرد باز کند.

مشخصات مقاله

تاریخچه مقاله:

نوع مقاله: علمی پژوهشی

دریافت: ۱۴۰۳/۱۱/۲۲

بازنگری: ۱۴۰۴/۰۱/۰۷

پذیرش: ۱۴۰۴/۰۲/۱۴

ارائه آنلاین: ۱۴۰۴/۰۲/۳۱

کلید واژه‌ها:

کوانتوم، اتم‌های سرد شده، رویدیوم، پلاسمونیک.

استناد: شهامت، یدالله، افشار، رضا. طراحی و شبیه‌سازی یک نانو لحسگر پلاسمونیکی به منظور اندازه‌گیری چگالی ابر اتم‌های سرد شده رویدیوم. الکترومغناطیس کاربردی. (۱۴۰۴) ۱۳: (۱) ۲۵-۱۳.

DOR: <https://dor.isc.ac/dor/۲۰.۱۰۰۱.۱.۲۶۴۵۰۱۵۳.۱۴۰۴.۱۳.۱.۱.۶>

© نویسنده(گان) حق نشر و حقوق کامل انتشار را برای خود محفوظ می‌دارند.

ناشر: دانشگاه جام امام حسین (ع).



OPEN ACCESS

۱- مقدمه

با پدیدار شدن فناوری‌های جدید در دهه‌های اخیر و فرصت‌ها و تهدیدات مربوط به جایگزین شدن آن‌ها در صنایع دفاعی، دستیابی به این دسته از فناوری‌ها مورد توجه کشورها قرار گرفته است. یکی از فناوری‌های جدیدی که هم‌اکنون در دنیا شاهد ظهورش هستیم، فناوری‌های کوانتومی هستند. مجموعه‌ی علوم و فناوری‌های کوانتومی، نسل جدیدی از فناوری‌های مبتنی بر فیزیک کوانتوم بوده که موضوع و رویکرد آن‌ها عبارت است از شناخت، تولید، کنترل و دست‌کاری حالت‌های کوانتومی نور و ماده به منظور مهندسی برهم‌کنش بین آن‌ها به جهت بهره‌مندی از خواص آن‌ها به منظور تولید فناوری‌های نوظهور و پیشرفته‌ای که با قوانین حاکم بر فیزیک کلاسیک قابل توجه نیستند. یکی از زیر بخش‌های مربوط به این دسته از فناوری‌ها، حسگرهای کوانتومی می‌باشند. حسگری کوانتومی عبارت است از به‌کارگیری خاصیت همدوسی کوانتومی و درهم تنیدگی کوانتومی^۲ جهت اندازه‌گیری کمیت‌های فیزیکی [۱]. از جمله حسگرهای کوانتومی می‌توان به زمان‌سنج‌های کوانتومی، آشکارسازهای کوانتومی امواج RF، شتاب‌سنج‌های کوانتومی و غیره اشاره کرد [۲-۵].

در چند دهه گذشته نشان داده شده است که استفاده از فوتون‌ها جهت اندازه‌گیری کمیت‌های فیزیکی به دلیل مزایایی همچون مصونیت در برابر اثرات الکترومغناطیسی، مقاومت بالا در برابر تغییرات دمایی، دقت و سرعت پاسخ بالا، گزینه مناسبی برای کارهای حسگری بوده و بر همین اساس تاکنون حسگرهای نوری متنوعی توسط محققان طراحی و ارائه شده است [۶-۱۳]. به علاوه، در سال‌های اخیر نشان داده شده است که پلاسمون پلاریتون‌های سطحی^۱ (SPP) از جمله گزینه‌های مناسبی برای تحقق حسگرهای نور پایه هستند. پلاریتون‌های سطحی نوسانات دسته‌جمعی الکترون‌های آزاد سطح یک فلز بوده که تحت تأثیر یک موج الکترومغناطیسی با زاویه فرود و فرکانس خاصی قرار گرفته‌اند، در صورتی که بین الکترون‌ها و موج فرودی تشدید رخ دهد، موج پلاسمونی در مرز مشترک فلز و دی‌الکتریک در تماس با آن منتشر خواهد شد [۱۴]. به منظور تحریک SPPها روش‌های مختلفی وجود دارد که در میان آن‌ها، تحریک با استفاده از منشورها به علت سادگی بیشتر مورد توجه بوده و عمدتاً بر اساس دو ساختار موسوم به ساختار کریشمن^۲ و اوتو^۳ انجام می‌گردد. در ساختار کریشمن، یک لایه نازک از یک فلز مخصوص به صورت مستقیم بر روی سطح منشور لایه نشانی می‌شود، این در حالی است که در ساختار اوتو، شکافی بین سطح منشور و فلز تحریک‌کننده قرار دارد [۱۵].

زمان‌سنج‌های کوانتومی، آشکارسازهای کوانتومی امواج RF مبتنی بر اتم‌های ریدبرگ و شتاب‌سنج‌های کوانتومی، عمدتاً بر اساس اتم‌های سرد قلبی نظیر روبیدیوم، سزیم و استرانسیوم می‌باشند [۲-۵]. اتم‌های سرد به مجموعه‌ای از اتم‌ها گفته می‌شود که تا دمای بسیار پایینی سرد شده‌اند. این کار عمدتاً توسط نیروی اعمالی بر اتم‌های متحرک از طریق فوتون‌های تابشی لیزرها انجام می‌گیرد [۱۶-۲۰]. اندازه‌گیری کمیت‌های فیزیکی مربوط به ابر اتم‌های سرد شده نظیر چگالی آن‌ها، دما، تعداد اتم‌ها و شکل هندسی ابر از اهمیت ویژه‌ای در فناوری‌های کوانتومی برخوردار است و ما در این مقاله تصمیم داریم تا به اندازه‌گیری چگالی ابر اتم‌های سرد شده روبیدیوم با بهره‌مندی از دو مزیت اشاره شده در خصوص به‌کارگیری فوتون‌ها و امواج SPP بپردازیم. تاکنون در این خصوص، مطالعات مختلفی جهت توصیف و مهندسی کردن خواص گازهای اتمی فلزات قلبی در بستر ساختارهای مختلف نوری به منظور کاربردهای گوناگون انجام شده است، به عنوان مثال، در سال ۲۰۱۰، استهل^۴ و همکارانش ساختاری متشکل از اتم‌های سرد روبیدیوم که در تماس با نانو ساختارهای طلا بودند، به منظور کاربردهای آتی موضوع در حوزه حسگری و اطلاعات کوانتومی ارائه و مورد مطالعه قرار دادند [۲۱]. در سال ۲۰۱۲، چوانگدو^۵ به بررسی یک پدیده کوانتومی موسوم به شفافیت القایی الکترومغناطیسی در یک ساختار پلاسمونیک متشکل از طلا پرداخت [۲۲]. یک سال بعد، لیرون استرن^۶ به همراه همکارانش، با بهره‌گیری از فناوری فوتونیک مجتمع، به بررسی اندرکنش اتم‌های روبیدیوم با نور به منظور تحقق چیپ‌های اتمی پرداختند. در ساختار پیشنهادی آن‌ها، اتم‌های روبیدیوم در تماس با یک موجر سیلیکونی قرار داشتند به گونه‌ای که هسته موجر از سیلیکون و پوسته موجر را اتم‌های روبیدیوم تشکیل می‌دادند. آن‌ها مشاهده کردند که بین مد انتشاری در موجر و اتم‌های روبیدیوم اندرکنش مؤثری وجود خواهد داشت [۲۳]. مجدداً استرن و همکارانش یک سال بعد، یعنی در سال ۲۰۱۴، ساختار دیگری متشکل از یک منشور لایه نشانی شده با طلا به منظور طراحی یک کلید تمام نوری با بهره‌گیری از اتم‌های گرم روبیدیوم ۸۵ ارائه دادند [۲۴]. در سال ۲۰۱۸، الرین تالکر^۷ و همکارانش ساختاری دیگری متشکل از لایه‌ای نازک از طلا و MgF_2 را ارائه دادند. در آن ساختار، اتم‌های روبیدیوم ۸۷ در مجاورت MgF_2 بوده و با بررسی طیف انعکاسی از ساختار، شفافیت القایی الکترومغناطیسی مورد بررسی قرار گرفته شده است [۲۵]. مصلح و همکارانش در سال ۲۰۲۰

۴- Stehle.

۵- Chunguang.

۶- Liron Stern.

۷- Talker.

۱- Surface Plasmon Polariton.

۲- Kretschmann.

۳- Otto.

ماده قرار گرفته شده در بالای سطح فلز طلا (ϵ_d) باشد، آنگاه ثابت انتشار موج پلاسمونی (β_{SPP})، بر طبق رابطه (۱) تغییر خواهد کرد. مطابق با این رابطه، ثابت انتشار موج پلاسمونی که در مرز مشترک منتشر خواهد شد به خواص اپتیکی دو محیط مرزی یعنی فلز و دی‌الکتریک بالای فلز ارتباط دارد. به عبارت دیگر با تغییر ثابت انتشار موج پلاسمونی، زاویه تشدید نیز جابه‌جا خواهد شد. با شناسایی زاویه تشدید جدید و اندازه‌گیری میزان تغییرات آن، می‌توان تغییرات ایجاد شده در چگالی ابر اتمی را تعیین کرد.

$$\beta_{SPP} = \frac{\gamma\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_{Au} \times \epsilon_d}{\epsilon_{Au} + \epsilon_d}} \quad (1)$$

در رابطه فوق، λ طول موج نور فرودی، ϵ_d گذردهی الکتريکی بالای سطح فلز و ϵ_{Au} ثابت دی‌الکتریک طلا است که بر اساس مدل درود، طبق رابطه (۲) در نظر گرفته می‌شود [۳۰].

$$\epsilon_{Au} = 1 - \frac{1394.43166}{\omega^2 + i0.70327\omega} \quad (2)$$

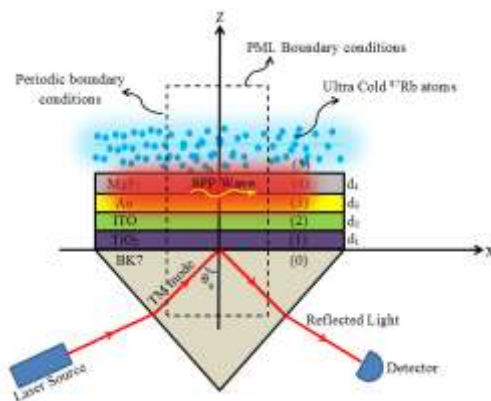
که در آن فوق ω فرکانس زاویه‌ای برحسب (rad/sec) است. زیر لایه BK۷ و لایه ITO نیز دارای ضرایب شکست زیر هستند [۳۱ و ۳۲].

$$n_{BK7} = \sqrt{1 + \frac{1.03961212\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0060069867}} \quad (3)$$

$$\sqrt{\frac{0.231792344\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0200179744} + \frac{1.01046945\lambda^2}{\lambda^2 - 103.560653}}$$

$$\epsilon_{ITO} = 3.8 - \frac{123.612492}{\omega^2 + i0.56046\omega} \quad (4)$$

که در آن λ طول موج نور در فضای آزاد برحسب میکرومتر است. منبع نور فرودی، مد TM مربوط به نور یک لیزر 780nm است که مطابق شکل (۱) از پایین‌بر ساختار تابانده می‌شود.



شکل (۱). نمایی از ساختار نانو حسگر پلاسمونی پیشنهاد شده

نیز چیدمانی به منظور مشخصه یابی اتم‌های روبیدیوم گرم را ارائه دادند [۲۶]. در سال ۲۰۲۱، میلدر^۱ و همکارانش به بررسی به دام اندازی اتم‌های سرد روبیدیوم با استفاده از تحریک امواج پلاسمونی پرداختند. آن‌ها نشان دادند که میزان به دام اندازی می‌تواند با کنترل ضخامت لایه فلزی قرار داده شده بر روی بستر دی‌الکتریک افزایش پیدا کند [۲۷]. در سال ۲۰۲۲ حمیدی و همکارانش، ساختاری دیگری متشکل از اتم‌های روبیدیوم را به منظور طراحی یک گیت منطقی ارائه دادند. ساختار پیشنهادی آن‌ها متشکل از طلا و TiO_2 بود [۲۸]. اخیراً نیز فنگ^۲ و همکارانش، یک حسگر مبتنی بر پدیده کوآنتومی شفافیت القایی الکترومغناطیسی متشکل از اتم‌های روبیدیوم را به منظور اندازه‌گیری میدان‌های الکتريکی و مغناطیسی در باند ماکروویو ارائه دادند [۲۹].

در این مقاله پنج ساختار پلاسمونیکی به نام‌های GTGV، GGVA، GTIGV و GGMA به منظور اندازه‌گیری چگالی ابر اتم‌های فوق سرد ^{87}Rb ارائه شده است. روشی که در این مقاله به آن پرداخته می‌شود، استفاده از تحریک امواج سطحی و سپس اندازه‌گیری طیف بازتاب داخلی کلی تضعیف شده در ساختار از طریق بررسی اندرکنش امواج پلاسمونیکی سطحی با اتم‌های سرد شده است. ترتیب موضوعات به این صورت است که ابتدا ساختار پایه و عناصر بکار رفته در آن معرفی و در ادامه روش تحلیلی جهت محاسبه خواص اپتیکی ابر اتم‌های سرد و ضریب انعکاس تشریح می‌شود، در انتها نیز نتایج به دست آمده از شبیه‌سازی هر کدام از ساختارهای پیشنهادی مورد بحث و بررسی قرار می‌گیرند.

۲- معرفی ساختار پایه

شکل (۱) نمایی از ساختار پایه حسگر طراحی شده را نمایش می‌دهد. این حسگر از زیر لایه‌ای از جنس BK۷ تشکیل شده است که بر روی آن لایه‌هایی از جنس TiO_2 به ضخامت d_1 ، ITO به ضخامت d_2 ، Au به ضخامت d_3 و MgF_2 به ضخامت d_4 قرار داشته که در آن ابر اتم‌های سرد شده روبیدیوم در بالای سطح MgF_2 قرار دارند. ترتیب لایه‌ها می‌تواند متفاوت باشد که در هر بخش به آن اشاره می‌شود. در این ساختار، نور لیزر تحت زاویه θ به سیستم تابیده و بعد از عبور از ساختار فوق‌الذکر، به مرز طلا برخورد کرده و باعث تشدید SPP می‌شود. تحریک موج سطحی منجر به ظهور افت شدیدی در طیف بازتابی از حسگر برحسب زاویه تشدید پلاسمونی خواهد شد. با تغییر خواص اپتیکی گاز اتمی، ثابت انتشار موج پلاسمونی تغییر خواهد کرد. با فرض اینکه ثابت دی‌الکتریک مؤثر

۱- Mildner.

۲- Feng.

$$H = \hbar\omega_g |g\rangle\langle g| + \hbar\omega_e |e\rangle\langle e| - \frac{1}{\sqrt{2}} \hbar\Omega_R^* e^{i\Delta t} |g\rangle\langle e| - \frac{1}{\sqrt{2}} \hbar\Omega_R e^{-i\Delta t} |e\rangle\langle g| \quad (5)$$

ماتریس چگالی سیستم اتمی فوق نیز به‌صورت رابطه (۶) است [۱۷]:

$$\rho = |\psi(t)\rangle\langle\psi(t)| = |C_g|^2 |g\rangle\langle g| + |C_e|^2 |e\rangle\langle e| + C_e C_g^* |e\rangle\langle g| + C_g C_e^* |g\rangle\langle e| \quad (6)$$

درایه‌های ماتریس چگالی نیز به‌صورت (۷) تا (۱۰) حاصل می‌شوند.

$$\rho_{gg} = \langle g|\rho|g\rangle = |C_g(t)|^2 \quad (7)$$

$$\rho_{ee} = \langle e|\rho|e\rangle = |C_e(t)|^2 \quad (8)$$

$$\rho_{eg} = \langle e|\rho|g\rangle = C_e(t)C_g^*(t) \quad (9)$$

$$\rho_{ge} = \langle g|\rho|e\rangle = C_g(t)C_e^*(t) \quad (10)$$

که در آن ρ_{gg} و ρ_{ee} به ترتیب احتمال بودن سیستم در تراز پایین و بالا را نشان می‌دهند. درایه‌های غیر قطری ρ_{eg} و ρ_{ge} نیز تعیین‌کننده قطبش‌های اتمی هستند. مؤلفه‌های ماتریس چگالی برای سیستم اتمی به‌صورت (۱۱) تا (۱۴) به دست می‌آیند:

$$\dot{\rho}_{gg} = \frac{i}{\sqrt{2}} \Omega_R^* e^{i\Delta t} \rho_{eg} - \frac{i}{\sqrt{2}} \Omega_R e^{-i\Delta t} \rho_{ge} + \gamma_e \rho_{ee} \quad (11)$$

$$\dot{\rho}_{ge} = \frac{i}{\sqrt{2}} \Omega_R^* e^{i\Delta t} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) - \frac{\gamma_e}{\sqrt{2}} \rho_{ge} \quad (12)$$

$$\dot{\rho}_{eg} = \frac{i}{\sqrt{2}} \Omega_R^* e^{i\Delta t} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) - \frac{\gamma_e}{\sqrt{2}} \rho_{eg} \quad (13)$$

$$\dot{\rho}_{ee} = \frac{i}{\sqrt{2}} \Omega_R e^{-i\Delta t} \rho_{ge} - \frac{i}{\sqrt{2}} \Omega_R^* e^{i\Delta t} \rho_{eg} - \gamma_e \rho_{ee} \quad (14)$$

که در آن Ω_R فرکانس رابی بوده که از رابطه $\Omega_R = \frac{-|e|\vec{E}_0|}{\hbar} \langle e|r|g\rangle$ به دست می‌آید که در آن $|e|$ اندازه بار الکترون، $|\vec{E}_0|$ بزرگی دامنه میدان موج تخت فرودی و $\langle e|r|g\rangle$ مقدار چشمداشتی مکان الکترون بین دو حالت برانگیخته $(|e\rangle)$ و پایه $(|g\rangle)$ است. γ_e نیز نرخ گسیل الکترون از حالت برانگیخته به حالت

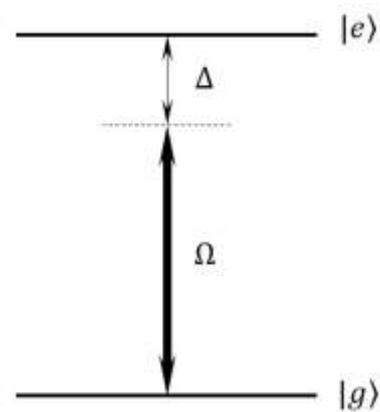
به‌منظور آنالیز رفتار نوری ساختار فوق و همچنین محاسبه پروفایل میدان‌های الکترومغناطیسی به ترتیب از ماتریس انتقال و روش عددی تفاضل محدود در حوزه زمان^۱ (FDTD) با گام‌های مکانی ($\Delta z = 1 \text{ nm}$) و گام‌های زمانی ($\Delta t = \Delta z/c$) استفاده شده است که در آن c سرعت انتشار نور در فضای آزاد است [۳۳]. نوع مش بندی به‌صورت لایه‌ای (Δz) در نظر گرفته شده است. شرایط مرزی PML برای شبیه‌سازی در امتداد محور عمود بر لایه‌ها و شرایط مرزی متناوب (پریودیک) برای شبیه‌سازی محیط در امتداد محور X ها در نظر گرفته شده است. خلاصه پارامترهای شبیه‌سازی در جدول (۱) آورده شده است.

جدول (۱). خلاصه پارامترهای مش بندی ساختار

| پارامتر | مقدار |
|--|---------------------------------|
| گام مکانی در امتداد محور Z ها | 1 nm |
| گام زمانی انتشار موج در امتداد محور Z ها | $1.6 \times 10^{-18} \text{ s}$ |
| نوع لایه جاذب در امتداد محور Z ها | PML |

۳- تحلیل عددی

سیستم اتمی مورد مطالعه در این تحقیق، اتم‌های روبیدوم ۸۷ بوده که مطابق با شکل (۲)، یک سیستم اتمی دو ترازه است. حالت چنین سیستم اتمی، ترکیب خطی از ویژه‌حالت‌های $|g\rangle$ و $|e\rangle$ بوده و به‌صورت $|\psi(t)\rangle = c_g|g\rangle + c_e|e\rangle$ بیان می‌شود که در آن $|g\rangle$ و $|e\rangle$ به ترتیب ویژه‌حالت‌های مربوط به تراز پایه و برانگیخته هستند [۳۴].



شکل (۲). ساختار ترازهای مربوط به ترازهای یک سیستم اتمی دو ترازه.

در شکل (۲)، $\Delta = \omega_{eg} - \omega$ نشان‌دهنده نامیزانی و برابر با اختلاف فرکانس گذار اتمی و تابش فرودی است. هامیلتونی کل سیستم فوق به شکل رابطه (۵) می‌باشد:

^۱ Finite Differential Time Domain

$$q_L = \frac{\sqrt{\varepsilon_L - \varepsilon} \sin^2 \theta}{\varepsilon_L} \quad (25)$$

به بیانی ساده تر برای یک سیستم دولایه ای به ضخامت های d_1 و d_2 خواهیم داشت:

$$\begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta_1 & -\frac{i}{q_1} \sin \beta_1 \\ -iq_1 \sin \beta_1 & \cos \beta_1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \beta_2 & -\frac{i}{q_2} \sin \beta_2 \\ -iq_2 \sin \beta_2 & \cos \beta_2 \end{bmatrix}$$

که در آن داریم:

$$\beta_1 = \frac{\gamma \pi}{\lambda} d_1 \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon} \sin^2 \theta$$

$$\beta_2 = \frac{\gamma \pi}{\lambda} d_2 \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon} \sin^2 \theta$$

$$q_1 = \frac{\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon} \sin^2 \theta}{\varepsilon_1}$$

$$q_2 = \frac{\sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon} \sin^2 \theta}{\varepsilon_2}$$

مطابق با رابطه های (۲۱) و (۲۴)، به منظور محاسبه ضریب انعکاس از ساختار لایه ای طراحی شده یعنی (TM)، نیاز به داشتن ضخامت لایه ها، زاویه موج فرودی به ساختار، طول موج نور فرودی و ثابت گذردهی محیطها است. ضخامت لایه ها در همه ی مراحل شبیه سازی مقادیر مشخصی دارند. زاویه فرودی نیز پارامتری است که به عنوان یک متغیر، طیف انعکاسی برحسب آن رسم می شود. طول موج نور فرودی نیز برابر با 780 nm گرفته می شود. این طول موج معادل فرکانس تشدید خط D_2 در اتم های روبیدیوم ۸۷ است. ثابت دی الکتریک تمامی محیطها نیز مقدار مشخصی دارند، فقط در مورد گذردهی ابر اتمی این نکته مهم است که اشاره کنیم که این پارامتر به واکوکی و چگالی عددی اتمها بستگی دارد، در شبیه سازی های انجام شده، مقدار واکوکی نسبی برابر با عدد ۳۰ و مقدار چگالی ابر پارامتری متغیر در نظر گرفته شده است. حساسیت زاویه ای (S_θ) و فاکتور شایستگی (FOM) از جمله ی پارامترهای مهم توصیف کننده کارایی یک حسگر می باشند که به ترتیب از روابط (۲۶) و (۲۷) قابل محاسبه اند:

$$S_\theta = \frac{d\theta_{spp}}{d\rho_{RB}} \quad (26)$$

$$Qf = \frac{S}{FWHM} \quad (27)$$

که در آنها FWHM پهنای طیف، $d\theta_{spp}$ تغییر زاویه ی تشدید هنگام تغییر در چگالی ابر اتم های سرد شده به اندازه $d\rho_{RB}$ است.

پایه بوده که در واقع معیاری از پهنای خط تراز برانگیخته (e) است. برای تراز D_2 روبیدیوم این پارامتر برابر با 6 MHz است. چهار معادله ی نشان داده شده، دینامیک یک سامانه ی اتمی تحت تابش میدان الکترومغناطیسی تک مد را نشان می دهند. با حل این معادلات برای حالت پایدار، خواهیم داشت:

$$\rho_{eg} = \frac{i \frac{\Omega_R}{\gamma}}{\left(\frac{\gamma_e}{\gamma} - i\Delta\right) \left(1 + \frac{\Omega_R^2}{\gamma \left(\Delta^2 + \frac{\gamma_e^2}{\gamma}\right)}\right)} \quad (19)$$

پاسخ خطی ماده از رابطه (۲۰) محاسبه خواهد شد [۳۴]:

$$\chi^{(1)} = \frac{\gamma N |\mu_{21}|^2}{\hbar \varepsilon_0 \Omega_R} \rho_{eg} \quad (20)$$

که در آن N چگالی عددی اتمها در محیط، μ_{21} گشتاور دو قطبی بین ترازهای پایه و برانگیخته که از رابطه $\mu_{21} = -\frac{\hbar \Omega_R}{|E|}$ به دست می آید، ε گذردهی خلأ و \hbar ثابت کاهیده پلانک ($1.0548972 \times 10^{-34} \text{ Js}$) است. با داشتن پذیرفتاری خطی گاز اتمی، می توان از رابطه $n = 1 + \frac{\chi^{(1)}}{\gamma} \approx \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$ ، ضریب شکست محیط گازی را حساب کرد [۳۴]. ضریب شکست هنگام محاسبه طیف انعکاسی ساختار پایه مورد نیاز است. به منظور محاسبه طیف انعکاسی، از ماتریس انتقال استفاده می شود. با در نظر گرفتن محور x مماس بر سطح جدایی لایه ها و عمود بر محور z و با در نظر گرفتن شرایط مرزی برای میدان های الکتریکی و مغناطیسی، ضریب انعکاس نور از ساختار برای مد TM (برای مد TM میدان مغناطیسی در امتداد محور y ها است.) از رابطه (۲۱) محاسبه می شود [۳۵].

$$r_{TM} = \frac{(M_{11} + M_{12} q_f) q_f - (M_{21} + M_{22} q_f)}{(M_{11} + M_{12} q_f) q_f + (M_{21} + M_{22} q_f)} \quad (21)$$

که در آن f معرف شماره محیط نهایی و ضرایب m_{ij} عناصر ماتریس انتقال M هستند. ماتریس M از رابطه (۲۲) به دست می آید.

$$M = \prod_{k=1}^n m_L = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (22)$$

که در آن n تعداد لایه ها بوده و داریم:

$$m_L = \begin{bmatrix} \cos \beta_L & -\frac{i}{q_L} \sin \beta_L \\ -iq_L \sin \beta_L & \cos \beta_L \end{bmatrix} \quad (23)$$

q_L و β_L نیز برای این مد، از روابط (۲۴) و (۲۵) به دست می آیند.

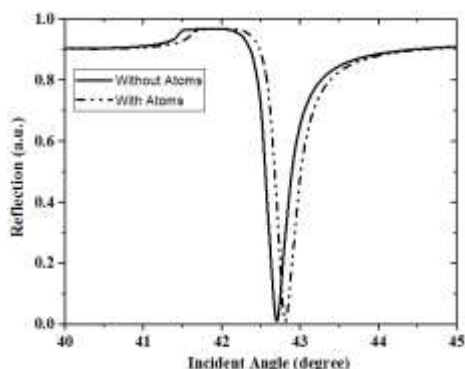
$$\beta_L = \frac{\gamma \pi}{\lambda} d_L \sqrt{\varepsilon_L - \varepsilon} \sin^2 \theta \quad (24)$$

۴- ساختار پایه GGV

در ادامه به بررسی حالتی که ابر اتمی وجود دارد می‌پردازیم. در این حالت، به فاصله 100 nm از سطح فلز طلا، ابر اتم‌های فوق سرد روبیدیوم 87 قرار می‌گیرند. شکل (۵) طیف انعکاسی ساختار را برای دو حالت بدون ابر اتمی (نمودار مشکی‌رنگ) و باوجود گاز اتمی (نمودار خط‌چین) برای چگالی 10^{13} cm^{-3} و مقدار واکوکی نسبی $\Delta = -30\%$ نشان می‌دهد.

همان‌طور که مشاهده می‌شود دره‌ای تیز در طیف انعکاسی ساختار در زاویه $42/8$ درجه برای حالتی که ابر اتم‌های سرد موجود هستند، به وجود می‌آید.

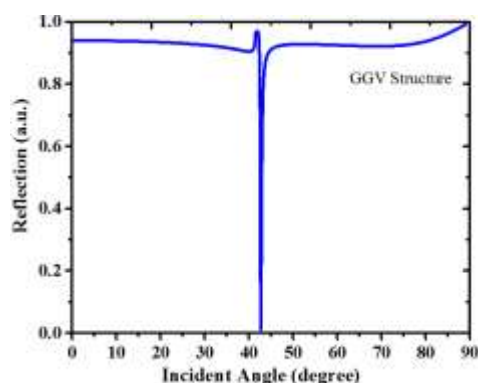
مطابق شکل، در این زاویه، میزان انعکاس از ساختار نزدیک به صفر است. مطابق با نتیجه به‌دست‌آمده، وجود یا عدم وجود ابر اتمی روبیدیوم بر طیف انعکاسی تأثیرگذار است به‌گونه‌ای که وجود اتم‌ها منجر به جابه‌جایی در طیف خواهد شد. این نتیجه می‌تواند به‌منظور چگالی سنجی ابر اتمی مورد استفاده و بهره‌برداری قرار گیرد که در ادامه به آن می‌پردازیم.



شکل (۵). طیف انعکاسی از ساختار GGVA برای حالت بدون وجود گاز سرد روبیدیوم (نمودار مشکی‌رنگ) و باوجود گاز (نمودار نقطه‌چین) برای چگالی 10^{13} cm^{-3} و واکوکی نسبی برابر با 30% ($\Delta = -30\%$). ضخامت طلا 50 nm است.

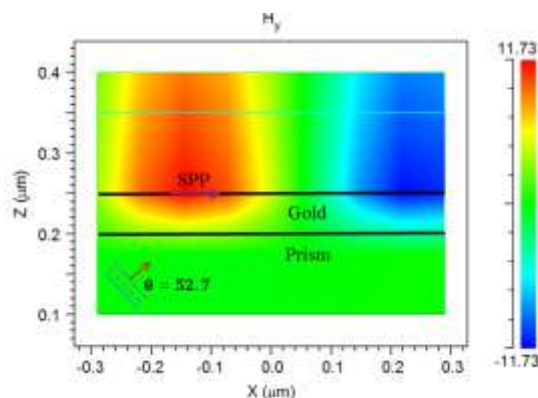
شکل (۶) طیف انعکاسی ساختار را برای چگالی‌های مختلف و واکوکی نسبی 30% نشان می‌دهد. مطابق شکل، برای چگالی‌های 10^{13} cm^{-3} ، $2 \times 10^{13}\text{ cm}^{-3}$ و $3 \times 10^{13}\text{ cm}^{-3}$ به ترتیب زاویه تشدید پلاسمونیک برابر خواهد بود با $42/8$ درجه، $42/93$ درجه، $43/06$ درجه و $43/19$ درجه. حساسیت زاویه‌ای و فاکتور شایستگی این ساختار به ترتیب برابر با $0.13 \times \text{degree} \cdot \text{cm}^{-3}$ و $10^{-13} \text{ degree} \cdot \text{cm}^{-3}$ است.

در این بخش ابتدا به بررسی ساختار Glass-Gold-Vacume یا به‌اختصار، ساختار GGV می‌پردازیم. این ساختار از زیر لایه‌ای از جنس BK7 تشکیل شده که لایه‌ای از جنس طلا با ضخامت 50 nm بر روی آن قرار دارد. ابر اتم‌های سرد روبیدیوم به خاطر پتانسیل کازمیر که مربوط به وجود فلز طلا است، در فاصله‌ای 100 nm از سطح طلا قرار دارند [۳۶]. ثابت دی‌الکتریک شیشه و طلا در طول موج 780 nm (متناظر با خط گذار D_2 اتم‌های روبیدیوم) به ترتیب 2.51 و $1.42i + 22.91$ در نظر گرفته شده‌اند. ضخامت لایه طلا 50 nm در نظر گرفته شده است. شکل (۳) طیف انعکاسی ساختار را برای مد TM برای حالتی که گاز اتمی وجود ندارد نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود دره‌ای تیز با پهنای $0/2$ درجه در زاویه $42/7$ درجه که در توافق خوبی با زاویه تشدید گزارش شده در مرجع [۲۱] ($42/7$ درجه زاویه تشدید SPP برای ضخامت 50 نانومتر طلا روی منشور) دارد، در طیف پدیدار شده که در واقع معرف تشدید پلاسمون‌های سطحی است.

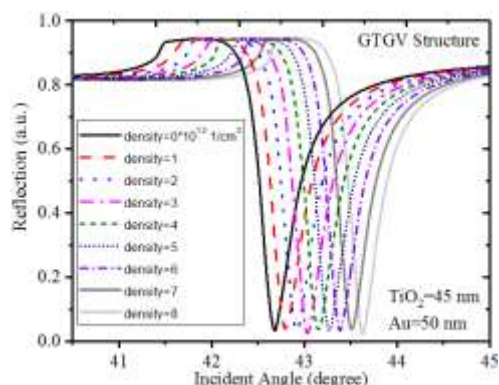


شکل (۳). طیف انعکاسی از ساختار GGV. ضخامت طلا 50 نانومتر است.

شکل (۴) نیز پروفایل میدان مغناطیسی ساختار فوق را در زاویه تشدید $42/7$ درجه برای مد TM نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌کنیم در این زاویه موج SPP در مرز طلا تحریک شده است.



شکل (۴). پروفایل میدان مغناطیسی در زاویه تشدید $42/7$ درجه برای ساختار GGV و حالتی که گاز اتمی وجود ندارد. ضخامت طلا 50 nm است.

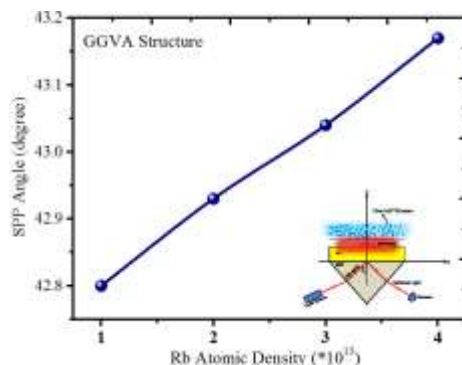


شکل (۸). طیف انعکاسی از ساختار GTGV برای چگالی‌های مختلف ابر اتمی شامل چگالی صفر، 10^{13}cm^{-3} ، $2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $4 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $6 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $7 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ و $8 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ضخامت $\Delta = -30\Gamma$. ضخامت TiO_2 و Au به ترتیب ۴۵ و ۵۰ نانومتر در نظر گرفته شده‌اند.

مطابق با شکل (۸)، با افزایش چگالی ابر اتمی، زاویه تشدید به سمت مقادیر بیشتر جابه‌جا می‌شود. برای چگالی‌های برابر با صفر، 10^{13}cm^{-3} ، $2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $4 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $6 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $7 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ و $8 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ به ترتیب زاویه تشدید پلاسمونیک ساختار برابر خواهد بود با $42/6$ درجه، $42/8$ درجه، $42/9$ درجه، $43/02$ درجه، $43/15$ درجه، $43/27$ درجه، $43/38$ درجه، $43/5$ درجه و $43/63$ درجه. همان‌طور که مشاهده می‌شوند، نتایج حاصل شده از ساختار GTGV نزدیک به نتایج مربوط به ساختار قبلی است. این اتفاق به این موضوع برمی‌گردد که لایه TiO_2 بر روی منشور و قبل از لایه طلا قرار دارد که در واقع می‌توان این چنین گفت که TiO_2 با منشور تولید یک لایه با یک ثابت دی‌الکتریک مؤثر می‌کند.

۶- ساختار GTIGV

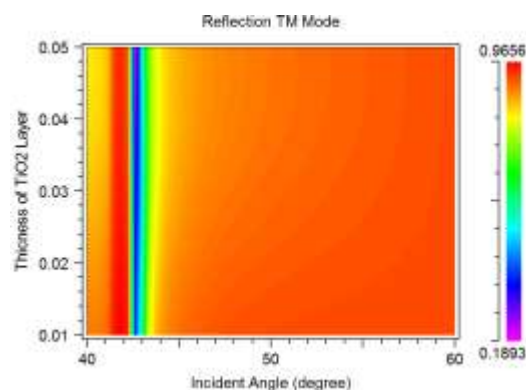
در این ساختار لایه‌های ITO و TiO_2 را به ساختار اضافه کرده و تأثیر آن‌ها را بر مشخصات حسگر مورد بررسی قرار می‌دهیم. اصطلاحاً به این ساختار، GTIGV می‌گوییم که مخفف ساختاری متشکل از Glass-TiO₂-ITO-Gold-Vacume است. شکل (۹)، طیف انعکاسی ساختار را برای چگالی صفر و برای ضخامت‌های مختلف ITO و TiO_2 به ترتیب از ۱۰ تا ۵۵ نانومتر و ۲۰ تا ۶۰ نانومتر نشان می‌دهد. مطابق با نمودار، برای ضخامت ۴۲nm برای لایه TiO_2 و ۱۲nm برای لایه ITO می‌توان دره پلاسمونیک مناسبی برای این ساختار به دست آورد. بر همین اساس در ادامه ضخامت این لایه‌ها را برابر با این مقادیر در نظر خواهیم گرفت.



شکل (۶). زاویه تشدید موج پلاسمونیک برای ساختار GGVA و چگالی‌های مختلف گاز اتمی برابر با: 10^{13}cm^{-3} ، $2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ و $4 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ واکوکی نسبی -30Γ ($\Delta = -30\Gamma$) و ضخامت طلا ۵۰nm در نظر گرفته شده است.

۵- ساختار GTGV

در این بخش لایه‌ای از جنس TiO_2 به ضخامت d به ساختار قبل (لایه بر روی منشور و قبل از لایه طلا قرار گرفته است) افزوده شده که اصطلاحاً به آن، ساختار GTGV می‌گوییم که مخفف ساختار Glass-TiO₂-Gold-Vacume است. شکل (۷) پروفایل طیف انعکاسی ساختار را برای مد TM برای حالتی که فعلاً گاز رویدیدم وجود ندارد، نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود برای ضخامت‌های بالاتر از ۴۵nm برای TiO_2 ، دره تشدید پلاسمونیک در زوایای حدود $42/6$ درجه وجود دارد. در این شکل، ضخامت لایه طلا ۵۰nm در نظر گرفته شده است.

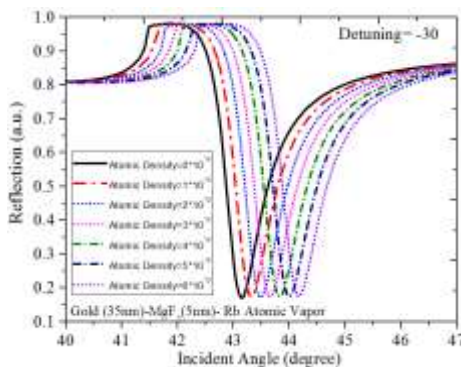


شکل (۷). طیف انعکاسی از ساختار GTGV برای حالت بدون گاز رویدیدم. ضخامت طلا ۵۰nm است.

شکل (۸) طیف انعکاسی ساختار GTGV را برای ضخامت ۴۵ نانومتر TiO_2 در حضور ابر اتمی با چگالی‌های مختلف برابر با صفر، 10^{13}cm^{-3} ، $2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $4 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $6 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ، $7 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ و $8 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ برای میزان واکوکی $\Delta = -30\Gamma$ نشان می‌دهد. ضخامت لایه طلا ۵۰nm در نظر گرفته شده است.

۷- ساختار GGMA

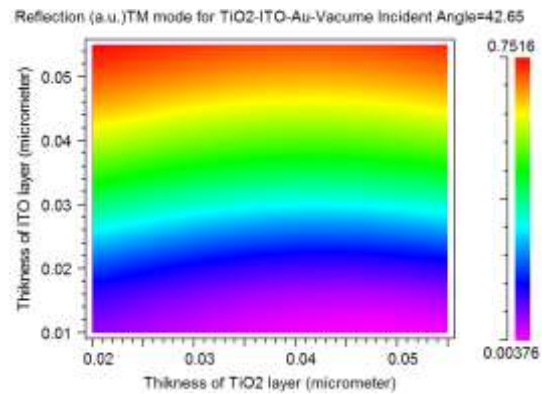
ساختار دیگری که در این بخش مورد بررسی قرار داده‌ایم متشکل از لایه‌ای از طلا بوده که بر روی آن ۵ نانومتر MgF_2 لایه نشانی شده است. گاز اتمی در تماس با این لایه قرار دارد. اصطلاحاً به این ساختار، ساختار GGMA می‌گوییم. شکل (۱۱) طیف انعکاسی ساختار را برای چگالی‌های مختلف ابر اتمی، برای $\Delta = -30^\circ$ نشان می‌دهد. ضخامت لایه طلا ۳۵ نانومتر در نظر گرفته شده است. زاویه تشدید پلاسمونیک ساختار برای چگالی‌های مختلف ابر اتمی برابر با صفر، $1.0^{13} cm^{-3}$ ، $2 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $3 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $4 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $5 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $6 \times 10^{13} cm^{-3}$ و $7 \times 10^{13} cm^{-3}$ به ترتیب برابر بود با $43/15$ درجه، $43/31$ درجه، $43/47$ درجه، $43/63$ درجه، $43/79$ درجه، $43/95$ درجه و $44/11$ درجه. حساسیت زاویه‌ای و فاکتور شایستگی این ساختار به ترتیب برابر با $0.16 \times 10^{-13} degree \cdot cm^3$ و $0.47 \times 10^{-13} cm^3$ به دست آمدند.



شکل (۱۱). طیف انعکاسی از ساختار GGMA برای چگالی‌های مختلف ابر اتمی. ضخامت لایه طلا ۳۵ نانومتر در نظر گرفته شده است

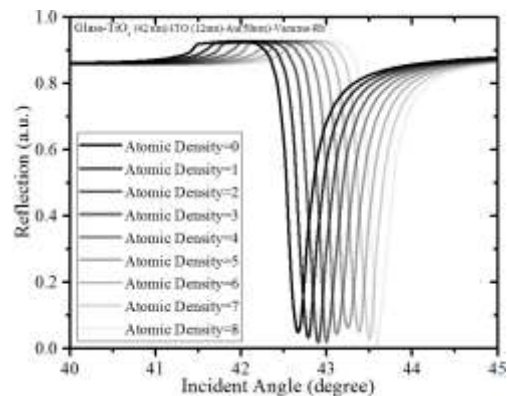
۸- ساختار GGIMA

ساختار نهایی که در این بخش مورد بررسی قرار داده‌ایم متشکل از لایه‌ای از جنس طلا به ضخامت ۳۵ نانومتر، لایه‌ای از جنس ITO به ضخامت‌های ۱۸۰ نانومتر، ۲۰۰ نانومتر، ۲۲۰ نانومتر، ۲۴۰ نانومتر و ۲۶۰ نانومتر که بر روی آن‌ها لایه‌ای از جنس MgF_2 به ضخامت ۵ نانومتر قرار داده شده‌اند. اصطلاحاً به این ساختار، ساختار GGIMA می‌گوییم. شکل (۱۲) طیف انعکاسی را برای ضخامت‌های مختلف فوق‌الذکر برای ITO نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌کنیم، برای ضخامت ۱۸۰ نانومتر، دره پلاسمونیک در طیف انعکاسی وجود ندارد. با افزایش ضخامت از ۱۸۰ تا ۲۲۰ نانومتر، دره پلاسمونیک ظاهر و به مقدار مناسبی رسیده و از آن به بعد (ضخامت‌های بالاتر از ۲۲۰ نانومتر)، شاهد پهن‌تر شدن دره هستیم (نمودارهای صورتی و سبز را مشاهده کنید). بر همین اساس، در ادامه،



شکل (۹). طیف انعکاسی از ساختار GTIGV برای چگالی صفر و ضخامت‌های مختلف ITO و TiO_2 .

شکل (۱۰) طیف انعکاسی ساختار GTIGV را برای چگالی‌های مختلف ابر اتمی برابر با صفر، $1.0^{13} cm^{-3}$ ، $2 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $3 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $4 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $5 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $6 \times 10^{13} cm^{-3}$ و $7 \times 10^{13} cm^{-3}$ برای میزان واوکوی برابر با $\Delta = -30^\circ$ نشان می‌دهد. ضخامت لایه‌های TiO_2 و ITO به ترتیب برابر با ۴۲ نانومتر و ۱۲ نانومتر در نظر گرفته شده‌اند. همان‌طور که مشاهده می‌شود این بار نیز همانند موارد قبلی، با افزایش چگالی ابر اتمی، زاویه تشدید به سمت مقادیر بیشتر جابه‌جا می‌شود. برای چگالی‌های صفر، $2 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $3 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $4 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $5 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $6 \times 10^{13} cm^{-3}$ و $7 \times 10^{13} cm^{-3}$ به ترتیب زاویه تشدید پلاسمونیک برابر با $42/64$ درجه، $42/77$ درجه، $42/9$ درجه، $42/26$ درجه، $43/13$ درجه، $43/31$ درجه، $43/47$ درجه، $43/63$ درجه، $43/79$ درجه، $43/95$ درجه و $44/11$ درجه است. حساسیت زاویه‌ای و فاکتور شایستگی این ساختار به ترتیب برابر با $0.13 \times 10^{-13} degree \cdot cm^3$ و $0.68 \times 10^{-13} cm^3$ به دست آمد.



شکل (۱۰). طیف انعکاسی از ساختار GIGV برای چگالی‌های مختلف

صفر، $1.0^{13} cm^{-3}$ ، $2 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $3 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $4 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $5 \times 10^{13} cm^{-3}$ ، $6 \times 10^{13} cm^{-3}$ و $7 \times 10^{13} cm^{-3}$ $\Delta = -30^\circ$ و $8 \times 10^{13} cm^{-3}$

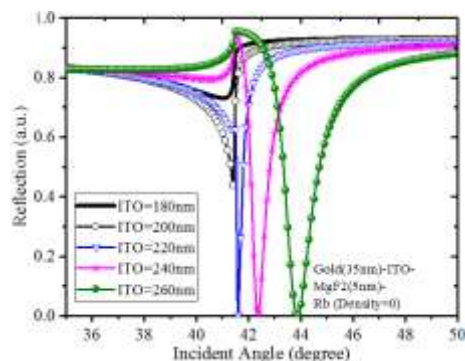
به کارگیری امواج پلاسمونیک در مشخصه یابی ابر اتم‌های سرد شده بوده است که نتایج این مقاله بر تحقق این امکان‌پذیری دلالت دارد. در واقع تحقق این امکان، باعث خواهد شد که گامی جهت کوچک‌سازی سامانه‌های کوانتومی از حالت‌های بزرگ و فضای آزاد کنونی به اندازه‌های کوچک برداشته شود چراکه امواج پلاسمونیک با عبور کردن از حد پراش، یکی از گزینه‌های بسیار ارزشمند جهت ساخت چیپ‌ها می‌باشند.

جدول ۲. مقایسه حساسیت و فاکتور کیفیت ساختارهای قبلی با ساختارهای ارائه‌شده در این مقاله.

| مرجع | سال | حساسیت (nm/RIU) | فاکتور کیفیت |
|--------------|------|-----------------|--------------|
| [۳۷] | ۲۰۱۶ | ۲۷۲/۴۳ | ۳۰۰۰ |
| [۳۸] | ۲۰۱۸ | ۷۲۰ | ۲۵-۳۰ |
| [۳۹] | ۲۰۱۹ | ۳۰۰ | ۴۱۸ |
| ساختار GGv | * | ۴۳/۳۳ | ۲۱۶/۶۵ |
| ساختار GTIGv | * | ۴۳/۳۳ | ۲۲۸/۶۰۵ |
| ساختار GGMA | * | ۵۳/۳۳ | ۱۵۶/۱۸۶ |
| ساختار GGIMA | * | ۶۳/۳۳ | ۵۷۰/۵۷ |

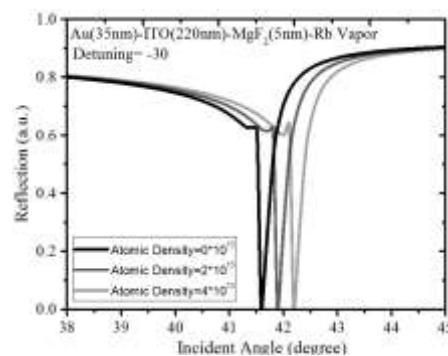
در انتها لازم به ذکر است که پیاده‌سازی چیدمان‌های اشاره‌شده در مقاله، در صورت وجود برخی تجهیزات امکان‌پذیر است. به بیانی دقیق‌تر، در قسمت لایه نشانی، ظرفیت کشور جهت لایه نشانی مواد اشاره‌شده کافی است، به‌عنوان مثال، به راحتی می‌توان طلا با ضخامت ۵۰ نانومتر را بر روی منشورهای اپتیکی لایه نشانی کرد. اما چالشی که در پیاده‌سازی این چیدمان‌ها وجود دارد، لزوم نیاز به لیزرهایی با طول موج ۷۸۰ نانومتر به‌منظور تحریک امواج پلاسمونیک است که با توجه به خاص بودن طول موج این لیزر و همچنین قیمت بالای آن، در حال حاضر پیاده‌سازی این دسته از چیدمان‌ها برای مجموعه‌های تحقیقاتی کمی مشکل است. البته با توجه به ورود کشور جهت دستیابی به فناوری‌های کوانتومی، در سال‌های آتی می‌توان شاهد ساخت این لیزرها در بخش‌های تحقیقاتی دانش‌بنیان باشیم. همچنین باید اشاره کنیم که برای پیاده‌سازی حسگر پیشنهادشده لازم است به فناوری سردسازی اتم‌های قبلی دست پیدا کنیم. برای تحقق سردسازی، مجدداً نیاز به لیزرهایی است که بتوانند در طول موج‌های خاصی در ترازهای اتمی رویدیوم قفل شوند. در حال حاضر، در داخل کشور، سردسازی اتمی محقق نشده است. این در صورتی است که در خارج، دستیابی به ابر اتم‌های سرد انجام گشته و هم‌اکنون تحقیقات آزمایشگاهی مختلفی در این حوزه در حال انجام است. در صورت خریداری لیزرها و تحقق سیستم خلا UHV

ضخامت ITO برابر با ۲۲۰ نانومتر در نظر گرفته خواهد شد.



شکل (۱۲). طیف انعکاسی از ساختار GGIMA برای ضخامت‌های مختلف ITO برابر با ۱۸۰ نانومتر، ۲۰۰ نانومتر، ۲۲۰ نانومتر، ۲۴۰ نانومتر و ۲۶۰ نانومتر.

شکل (۱۳) نیز طیف انعکاسی ساختار را برای چگالی‌های مختلف ابر اتمی برابر با صفر، $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ و $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ نشان می‌دهد. ضخامت لایه طلا ۳۵ نانومتر، ITO برابر ۲۲۰ نانومتر و MgF_2 برابر ۵ نانومتر در نظر گرفته شده‌اند. مطابق با نتایج به دست آمده، برای چگالی صفر، $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ و $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ به ترتیب زاویه تشدید پلاسمونیک در ساختار برابر خواهد بود با $41/52$ درجه، $41/9$ درجه و $42/25$ درجه. حساسیت زاویه‌ای و فاکتور شایستگی این ساختار به ترتیب برابر با $1.7 \times 10^{-13} \text{ degree. cm}^3$ و $0.19 \times 10^{-13} \text{ cm}^3$ به دست آمد که نسبت به ساختارهای قبلی بهبود پیدا کرده است.



شکل (۱۳). طیف انعکاسی از ساختار GGIMA برای چگالی‌های مختلف.

در جدول (۲) مقایسه‌ای بین نتایج حاصل از پارامترهای حسگر حسگر پیشنهادی در این مقاله با ساختارهای قبلی انجام شده است. همان‌طور که مشاهده می‌کنیم در ساختار بهبود شده GGIMA، اگرچه از حساسیت کمتری برخوردار است اما این ساختار از فاکتور شایستگی به نسبت بهتری نسبت به مراجع [۳۸] و [۳۹] برخوردار است. در ادامه لازم است به این موضوع اشاره کنیم که تمرکز این مقاله بر امکان‌سنجی

communication,” IEEE Transactions on Antennas and Propagation., vol. 69, no. 5, pp. 2450-2462, 2020. DOI: 10.1109/TAP.2020.2987112

- [5] A. Fregosi, C. Gabbanini, S. Gozzini, L. Lenci, C. Marinelli and A. Fioretti, “Magnetic induction imaging with a cold-atom radio frequency magnetometer,” Applied Physics Letters., vol. 117, no. 14, 2020. <https://doi.org/10.1063/1.5104150>
- [6] K. N. Shushama, M.M. Rana, R. Inum, and M.B. Hossain, “Graphene Coated Fiber Optic Surface Plasmon Resonance Biosensor for the DNA Hybridization Detection: Simulation Analysis,” Optics Communications., vol. 383, pp. 186-190, 2017. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.09.015>.
- [7] Y. Luo, R. Fan, Y. Zhang, Q. Wu, Z. Ren, and B. Peng, “Novel Optical Fiber Refractive Sensor Fabricated with an Alcohol-Filled Photonic Crystal Fiber Based on a Mach-Zehnder Interferometer,” OPT FIBER TECHNOL., vol. 48, pp. 278-282, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2019.01.003>
- [8] Y. Shahamat, and M. Vahedi, “Mid-Infrared Plasmonically Induced Absorption and Transparency in a Si-Based Structure for Temperature Sensing and Switching Applications,” OPT COMMUN., vol. 430, pp. 227-233, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2018.08.047>
- [9] A. Riahi, and et al, “Simulation and Fabrication of Tapered Fiber Optics Hydrogen Sensor,” Journal of Applied Electromagnetic, vol. 6, no. 16, p. 15-21, in persian, 2018. DOI: [10.1016/j.jae.2018.12.003](https://doi.org/10.1016/j.jae.2018.12.003)
- [10] M. Karimi, “Theoretical Study of Hole Structure and Core Size on the Gap-Map of Hollow-Core Photonic Crystal Fiber,” Journal of Applied Electromagnetic, vol. 11, no. 26, p. 95-105, in persian, 2022. DOI: [10.1016/j.jae.2022.06.003](https://doi.org/10.1016/j.jae.2022.06.003)
- [11] M. Vahedi, and A. Riahi, “Theoretical Study of the Effect of the Layer Thickness on the Sensitivity of Tapered Fiber Optic Sensors,” Journal of Applied Electromagnetic., vol. 11, no. 1, p. 87-93, in persian, 2022. DOI: [10.1016/j.jae.2022.01.004](https://doi.org/10.1016/j.jae.2022.01.004)
- [12] A. Riahi, F. Bashiri and H. Moradi, “Designing and Manufacturing of the Laboratory Optical Fiber Sensor for Detection of the Gas Pressure by Fabry-Perot Method and the Investigation of the Effect of the Polymer Material on its Sensitivity,” Journal of Applied Electromagnetic., vol. 11, no. 2, p. 119-125, in persian, 2023. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jae.2023.02.011>
- [13] M. Mansoursamaei, A. Malakzadeh and R. Pashaie, “Measurement of Environmental Parameters of Temperature and Strain at the Same Time With a Uniform Fiber Bragg grating,” Journal of Applied Electromagnetic., vol. 11, no. 2, p. 11-16, in persian, 2023. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jae.2023.02.011>
- [14] Y. Shahamat, and M. Vahedi, “Pump-Tuned Plasmon-Induced Transparency for Sensing and Switching Applications,” OPT COMMUN., vol. 401,

می‌توان چیدمان‌های اشاره‌شده در مقاله را به راحتی پیاده‌سازی کرد.

۹- نتیجه‌گیری

هدف از این تحقیق، بررسی عملکرد یک حسگر پلاسمونیک مبتنی بر اندازه‌گیری زوایای تشدید SPP جهت اندازه‌گیری چگالی ابر اتم‌های سرد شده روبیدیوم ۸۷ بود. با حل معادلات حرکت از ماتریس چگالی در سیستم اتمی دو ترازه مورد نظر، ثابت دی‌الکتریک ابر اتمی محاسبه شد. نتایج نشان دادند که ساختار GGIMA بهترین عملکرد را برای اندازه‌گیری چگالی ابر اتم‌های سرد شده روبیدیوم نسبت به بقیه ساختارهای ارائه‌شده دارا هست. حساسیت زوایه‌ای و فاکتور شایستگی این ساختار به ترتیب برابر با $0.19 \times 10^{-13} \text{ degree. cm}^2$ و $1.7 \times 10^{-13} \text{ cm}^3$ به دست آمد. حسگر پیشنهادی قابلیت استفاده در کاربردهای مختلف فناوری‌های کوانتومی مبتنی بر اتم‌های سرد نظر گرانش سنجی کوانتومی، ژيروسکوپ‌های کوانتومی مبتنی بر اتم‌های روبیدیوم، ساعت‌های اتمی سرد، گیرنده‌های کوانتومی امواج RF مبتنی بر اتم‌های سرد و غیره را دارد. در ژيروسکوپ‌های کوانتومی مبتنی بر اتم‌های سرد، یکی از پارامترهایی که در رسیدن به دقت‌های بالاتر بایستی مدنظر قرار گرفته شود، تعداد اتم‌های به دام افتاده است. در واقع با قرار دادن یک سلول اتمی حاوی اتم‌های سرد شده در مجاورت منشور لایه نشانی شده‌ای که در این مقاله ارائه‌شده است، می‌توان به یک نمونه آزمایشگاهی از یک ژيروسکوپ کوانتومی دست‌یافت. در این ساختار، کافی است بخشی از دیواره شیشه‌ای سلول را جدا کرده (به اندازه سطح مقطع منشور) و سپس به جای آن منشور را در آن قسمت به شیشه متصل کنیم و در ادامه با تزریق اتم‌های روبیدیوم و سردسازی آن‌ها در سلول، حسگر پیشنهادی قابلیت پیاده‌سازی را خواهد داشت. در واقع در این چیدمان، ابر اتم‌های سرد شده‌ای را داریم که در تماس با سطح بالایی یک منشور هستند و با تاباندن لیزر به منشور و گرفتن طیف انعکاسی، امکان اندرکنش نور با محیط ابر را برآورده خواهیم کرد. در این چیدمان، ضمن به کارگیری فن‌های اشاره‌شده جهت اندازه‌گیری چگالی ابر اتمی، با توسعه ساختار می‌توان به ژيروسکوپ اتمی نیز دست‌یافت.

۹- مراجع

- [1] C. L. Degen, F. Reinhard, and P. Cappellaro, “Quantum Sensing,” Reviews of modern physics., vol. 89, no. 3, p. 035002, 2017. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.035002>
- [2] W. Ren, T. Li, Q. Qu, B. Wang, L. Li, D. Lü, W. Chen and L. Liu, “Development of a space cold atom clock,” National Science Review., vol. 7, no. 12, pp. 1828-1836, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.09.015>.
- [3] Y. Wright, M. J. Anastassiou, L. Mishra, C. Davies, J. M. Phillips, A. M. Maskell, and J. F. Ralph, “Cold atom inertial sensors for navigation applications,” Frontiers in Physics., vol. 10, p. 994450, 2022. DOI: [10.1093/nsr/nwaa215](https://doi.org/10.1093/nsr/nwaa215)
- [4] D. A. Anderson, R. E. Sapiro and G. Raithel, “An atomic receiver for AM and FM radio

- ۵۱, ۲۰۱۸. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1801.10371>
- [۲۸] M. Mosleh, S.M. Hamidi, and M. Ranjbaran, "Multifunctional Logic Gates Based On Resonant Transmission at Atomic-Plasmonic Structure," Scientific Reports., vol. ۱۲, no. ۱, p. ۱۰۷۳۴, ۲۰۲۲. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-10084-y>.
- [۲۹] Zh. Feng, and et al, "Atom-based sensing technique of microwave electric and magnetic fields via a single rubidium vapor cell," Optics Express., vol. ۳۱, no. ۲, p. ۱۶۹۲-۱۷۰۴, ۲۰۲۳. <https://doi.org/10.1364/OE.478064>
- [۳۰] A. K. Mishra, S. K. Mishra, and B. D. Gupta, "SPR Based Fiber Optic Sensor for Refractive Index Sensing with Enhanced Detection Accuracy and Figure of Merit in Visible Region," OPT COMMUN., vol. ۳۴۴, pp. ۸۶-۹۱, ۲۰۱۵. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2015.11.043>.
- [۳۱] E. Wijaya, C. Lenaerts, S. Maricot, J. Hastanin, S. Habraken, JP. Vilcot, R. Boukherroub, and S. Szunerits, "Surface Plasmon Resonance-Based Biosensors: From the Development of Different SPR Structures to Novel Surface Functionalization Strategies," CURR OPIN SOLID ST M., vol. ۱۵, no. ۵, pp. ۲۰۸-۲۲۴, ۲۰۱۱. <https://doi.org/10.1016/j.cossms.2011.05.001>.
- [۳۲] N. K. Sharma, M. Rani, and V. Sajal, "Surface Plasmon Resonance Based Fiber Optic Sensor With Double Resonance Dips," Sensors and Actuators B: Chemical., vol. ۱۸۸, pp. ۳۲۶-۳۳۳, ۲۰۱۳. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2013.07.007>.
- [۳۳] A. Taflove, A. Oskooi, and S. G. Johnson, "Advances in FDTD Computational Electrodynamics: Photonics and Nanotechnology," Artech house., ۲۰۱۳. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.09.015>.
- [۳۴] K. Blum, "Density Matrix Theory and Applications," Springer Science & Business Media., Vol. ۶۴, ۲۰۱۲. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.vol.2016.09.015>.
- [۳۵] T. Huang, S. Zeng, X. Zhao, Z. Cheng, and P.P. Shum, "Fano Resonance Enhanced Surface Plasmon Resonance Sensors Operating In Near-Infrared," In Photonics. MDPI., vol. ۵, no. ۳, p. ۲۳, ۲۰۱۸. <https://doi.org/10.3390/photonics5030023>.
- [۳۶] H. Bender, P. Courteille, C. Zimmermann, and S. Slama, "Towards Surface Quantum Optics With Bose-Einstein Condensates In Evanescent Waves," Applied Physics B., vol. ۹۶, pp. ۲۷۵-۲۷۹, ۲۰۰۹. <https://doi.org/10.1007/s00340-009-3564-2>
- [۳۷] S. Olyaei, S. Mahmood, and H. Mohsenirad, "Label-free detection of glycosylated haemoglobin in human blood using silicon-based photonic crystal nanocavity biosensor"; Journal of Modern Optics. vol. ۶۳, no. ۱۳, p. ۱۲۷۴-۱۲۷۹, ۲۰۱۶. <https://doi.org/10.1080/09500340.2016.1140841>
- [۳۸] M. Danaei, B. Kiani, "Design of a label-free photonic crystal refractive index sensor for biomedical applications"; Photonic, Nanostruct, vol. ۳۱, p. ۸۹-۹۸, pp. ۴۰-۴۵, ۲۰۱۷. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2017.05.016>
- [۱۵] A. M. R. Zanganeh, A. Farmani, M. H. Mozaffari and A. Mir, "Design optimization and fabrication of graphene/j-aggregate kretschmann-Raether devices for refractive index sensing using plasmon-induced transparency phenomena," Plasmonics., vol. ۱۷, no. ۲, pp. ۸۱۱-۸۲۱, ۲۰۲۲. <https://doi.org/10.1007/s11468-021-01091-y>
- [۱۶] D. J. Wineland and W. M. Itano, "Laser Cooling of Atoms," Physical Review A., vol. ۲۰, no. ۴, pp. ۱۵۲۱, ۱۹۹۷. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.20.1521>
- [۱۷] N. J. Fitch, and M. R. Tarbutt, "Laser-cooled molecules," Advances in atomic, molecular, and optical Physics., vol. ۷۰, p. ۱۵۷-۲۶۲, ۲۰۲۱. <https://doi.org/10.1016/bs.aamop.2021.04.003>
- [۱۸] C. J. Baker, and et al, "Laser cooling of antihydrogen atoms," Nature., vol. ۵۹۲, no. ۷۸۵۲, p. ۳۵-۴۲, ۲۰۲۱. <https://doi.org/10.1038/s41586-021-03289-6>
- [۱۹] S. Eustice, and et al, "Laser Cooling of Transition Metal Atoms," Physical Review A., vol. ۱۰۲, no. ۵, p. ۰۵۳۳۲۷, ۲۰۲۰. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.102.053327>
- [۲۰] V. Vuletic, and S. Chu, "Laser Cooling of Atoms, Ions, or Molecules by Coherent Scattering," Physical Review Letters., vol. ۸۴, no. ۱۷, p. ۳۷۸۷, ۲۰۰۰. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.3787>
- [۲۱] C. Stehle, and et al, "Ad- and Desorption of Rb Atoms on a Gold Nanofilm Measured by Surface Plasmon Polaritons," Journal of Physics., vol. ۱۲, no. ۸, p. ۰۸۳۰۶۶, ۲۰۱۰. DOI 10.1088/1367-2630/12/8/083066.
- [۲۲] C. Du, "Quantum Surface Plasmon Resonance System Based on Electromagnetically Induced Transparency," Applied Physics A., vol. ۱۰۹, pp. ۷۹۷-۸۰۳, ۲۰۱۲. <https://doi.org/10.1007/s00339-012-7347-y>
- [۲۳] L. Stern, and et al, "Nanoscale light-matter interactions in atomic cladding waveguides," Nature communications., vol. ۴, no. ۱, p. ۱۵۴۸, ۲۰۱۳. DOI: 10.1038/ncomms2004
- [۲۴] L. Stern, M. Grajower, and U. Levy, "Fano Resonances and All-Optical Switching in a Resonantly Coupled Plasmonic-Atomic System," Nature communications., vol. ۵, no. ۱, p. ۴۸۶۵, ۲۰۱۴. <https://doi.org/10.1038/ncomms08160>
- [۲۵] E. Talker, P. Arora, Y. Barash, L. Stern, and U. Levy, "Plasmonic Enhanced EIT and Velocity Selective Optical Pumping Measurements With Atomic Vapor," ACS Photonics., vol. ۵, no. ۷, pp. ۲۶۰۹-۲۶۱۶, ۲۰۱۸. <https://doi.org/10.1038/CLEO-AT.2018.JTh2A.4>
- [۲۶] M. Mosleh, S.M. Hamidi, and M. Ranjbaran, "Ellipsometric spectroscopy of rubidium vapor cell at near-normal incidence," Scientific Reports., vol. ۱۲, no. ۱, p. ۱۰۷۳۴, ۲۰۲۱. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-10084-y>
- [۲۷] M. Mildner, and et al, "Plasmonic surface traps with arbitrary shape for cold atoms," J. Phys. B., vol.

۲۰۱۸.

<https://doi.org/10.1016/j.photonics.2018.06.004>

- [۳۹] F. Rahman, H. Kaatuzian, M. Danaie, "Hybrid Photonic Crystal Cavity as a Sensitive Label-Free Biosensor," ۲۷th Iranian Conference on Electrical Engineering (ICEE), p. ۱۸-۲۲, ۲۰۱۹. DOI: [10.1109/IranianCEE.2019.8786436](https://doi.org/10.1109/IranianCEE.2019.8786436)

