

# Terahertz Transparent Plasmonic Waveguide Nanofilter Based on Monolayer MoS<sub>2</sub> Ring Resonator

Alireza Dolatabady\*

Faculty of Engineering, Ayatollah Boroujerdi University, Boroujerd, Iran

E-mails: [alireza.dolatabady@abru.ac.ir](mailto:alireza.dolatabady@abru.ac.ir)

\*corresponding author

## Short Abstract

In this paper, the structure of a plasmonic waveguide nanofilter based on monolayer MoS<sub>2</sub> ring resonator is proposed and investigated. The structure performance is for a part of terahertz frequencies. Due to the low absorption and reflection of monolayer MoS<sub>2</sub>, considerable wave transmission and as a result, transparency, is provided. Filtering response caused by the proposed waveguide filter is resulted by the resonator which makes possible the coupling of the input and output nanoribbon waveguides. The structure operation has been simulated using the numerical method of finite difference time domain. The values of coupling efficiency, bandwidth at half of maximum, and quality factor, in operating wavelength of 1255  $\mu\text{m}$  are respectively 0.78, 162  $\mu\text{m}$ , and 7.7. The operating wavelength complies with the second resonance mode of the resonator. Also, the sensitivity of various structural indices in respect to manufacturing tolerance is investigated. The proposed structure can have extensive application as a transparent electrode in photonic integrated circuits.

## Keywords

Monolayer MoS<sub>2</sub>, Nanoribbon, Photonic Integrated Circuit, Plasmonic Waveguide, Ring Resonator, Waveguide Filter.

### 1- Short Introduction (4-5 lines)

Due to low amount of absorption and reflection in a broad spectra of terahertz regime, monolayer MoS<sub>2</sub> can provide transparent structures capable in many applications. These applications include photodetectors, transparent electrodes, and light emitting diodes. As one of the most crucial components, a transparent plasmonic waveguide nanofilter is proposed based on two nanoribbons and a coupling ring resonator. The operation of the filter is due to the coupling between the input and output nanoribbon waveguides in specific wavelengths.

### 2- Proposed Work and Methodology (including comprision, simulation/experimental results and discusion)

After investigation of monolayer MoS<sub>2</sub>, its absorption and reflection, the performance of the structure is simulated using the numerical method of finite difference time domain. The coupling wavelengths comply with the resonance wavelengths of the square ring resonator.

### 3- Conclusion (4-5 lines)

Since the width of the nanoribbons is 20 nanometers, only the edge modes are excited and propagated. The filtering response of the proposed structure is caused by the coupling of input and output nanoribbons through a ring resonator. The central wavelength of the filter is determined by the resonance wavelength of the coupling resonator. Due to the low amount of absorption and reflection of MoS<sub>2</sub> layer, the proposed structure can be extensively utilized as an element of transparent photonic integrated circuits.

### 4- References (2-3 references)

- H. Zhuang, F. Kong, K. Li, and S. Sheng, "Plasmonic bandpass filter based on graphene nanoribbon," *Appl. Opt.* vol. 54, no. 10, pp. 2558-2564, 2015.
- Z. Fei, M. Goldflam, J.S. Wu, S. Dai, M. Wagner, A. McLeod, M.K. Liu, K.W. Post, S. Zhu, and G.C.A.M. Janssen, "Edge and surface plasmons in graphene nanoribbons," *Nano Lett.* vol. 15, no. 12, pp. 8271-8276, 2015.
- X. Yan, L. Zhu, Y. Zhou, Y.E. L. Wang, and X. Xu, "Dielectric property of MoS<sub>2</sub> crystal in terahertz and visible regions," *Appl. Opt.* vol. 54, no. 22, pp. 6732-6736, 2015.

## نانوفیلتر موج‌بری پلاسمونی شفاف ترا هرترز از جنس $\text{MoS}_2$ تک‌لایه شامل تشدیدگر حلقوی

علیرضا دولت‌آبادی

استادیار، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه آیت‌الله بروجردی، بروجرد، ایران

### چکیده

در این مقاله، ساختار یک نانوفیلتر موج‌بری پلاسمونی از جنس  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه شامل یک تشدیدگر حلقوی معرفی و بررسی می‌شود. عملکرد ساختار، برای بخشی از طیف فرکانس‌های ترا هرترز است. با توجه به مقدار کم جذب و بازتاب  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه، عبور موج و در نتیجه شفافیت قابل‌ملاحظه‌ای برای ساختار مشاهده می‌شود. پاسخ فیلتری ساختار موج‌بری ارائه شده، برخاسته از تشدیدگر است که در فرکانس‌هایی خاص تزویج نانونوارهای موج‌بری ورودی و خروجی را ممکن می‌سازد. عملکرد ساختار به کمک روش عددی تفاضل محدود در حوزه زمان شبیه‌سازی شده است. مقادیر بازده تزویج، پهنای باند در نصف بیشینه، و ضریب کیفیت، در طول موج کار ۱۲۵۵ میکرومتر، به ترتیب برابر با ۰/۷۸، ۱۶۲ میکرومتر، و ۷/۷ هستند. طول موج کار متناظر با مد دوم تشدید تشدیدگر است. همچنین حساسیت شاخص‌های مختلف ساختاری نسبت به تلورانس ساخت بررسی می‌شود. ساختار معرفی شده، می‌تواند کاربرد گسترده‌ای به‌عنوان الکتروود شفاف در مدارهای مجتمع نوری داشته باشد.

### کلمات کلیدی

تشدیدگر حلقوی، فیلتر موج‌بری، مدار مجتمع نوری، موج‌بر پلاسمونی، نانونوار،  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه.

نام نویسنده مسئول: دکتر علیرضا دولت‌آبادی

ایمیل نویسنده مسئول: [alireza.dolatabady@abru.ac.ir](mailto:alireza.dolatabady@abru.ac.ir)

تاریخ ارسال مقاله: ۱۴۰۲/۰۳/۲۹

تاریخ(های) اصلاح مقاله: ۱۴۰۲/۰۵/۳۱

تاریخ پذیرش مقاله:

## ۱-مقدمه

در زمینه طراحی فیلتر، دارد. فایده دیگر به کارگیری نانونوار بر اساس مواد دُوْبعدی در افزاره‌های گوناگون، ضریب شکست مؤثر نسبتاً بیشتر مدهای لبه در مقایسه با مدهای موج‌بری، و در نتیجه، طول موج مؤثر بسیار کوچک‌تر است [۲۶]. این مطلب، امکان تحقق افزاره‌های پلاسمونی فوق فشرده را با ابعاد کوچک بر اساس نانونوارهای مبتنی بر مواد دُوْبعدی ممکن می‌سازد.

در این مقاله، یک نانوفیلتر موج‌بری پلاسمونی شفاف ترا هرگز از جنس  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه و شامل یک تشدیدگر حلقوی، معرفی می‌شود. پاسخ فیلتری ساختار بر اساس تزویج دو بخش مختلف نانونوار ورودی و خروجی این فیلتر موج‌بری در فرکانس‌هایی منطبق بر فرکانس‌های تشدید تشدیدگر موجود در ساختار است. ابتدا، میزان شفافیت برخاسته از  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه، که برای تحقق یک الکتروُد شفاف اجتناب‌ناپذیر است، بر اساس مروری بر میزان جذب و بازتاب  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه، بررسی می‌شود. رفتار تشدید تشدیدگر ساختار تأیید می‌شود و عملکرد کل ساختار، بر اساس روش عددی تفاضل محدود در حوزه زمان شبیه‌سازی می‌شود. قبلاً، ساختارهای شفاف برای استفاده در کاربردهایی مثل سلول‌های خورشیدی [۲۷] و آشکارسازهای نوری [۲۸] بر اساس ایده‌های گوناگون مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. پیش‌تر در مطالعه‌های مدولاتورهای پلاسمونی الکترواپتیک بر اساس اکسیدهای هادی شفاف در فرکانس‌های فرسوخ نزدیک بررسی شده‌اند [۲۹]. همچنین هادی‌های شفاف پلاسمونی از جنس گرافن در طیف فرکانس‌های مرئی برای پیاده‌سازی ادوات اپتوالکترونیک لایه‌نازک مطالعه شده‌اند [۳۰]. در مطالعه‌های دیگر، ترانزیستورهای شفاف از جنس  $\text{MoS}_2$  با توانمندی تنظیم سد شاکتی در نظر گرفته شده است [۳۱]. بررسی اثر تغییر ضخامت لایه نانو ساختار  $\text{MoS}_2$  بر میزان انتقال نور در آن، به‌عنوان یک ماده شفاف، در پژوهشی دیگر انجام شده است [۳۲]. آشکارساز نوری سه‌لایه شفاف، پهن‌بند، و انعطاف‌پذیر، بر اساس نانوساختارهایی از  $\text{MoS}_2/\text{WS}_2$  نیز در زمره پژوهش‌های دیگر قرار دارد [۳۳]. در پژوهشی نیز فیلتری طول‌موج گزین و انتخاب‌کننده رنگ بر پایه فوتوترانزیستور از جنس  $\text{MoS}_2$  بررسی شده است [۳۴].

باین‌حال در مطالعات کمی تحقق قطعات کاربردی از جمله فیلتر، مورد توجه بوده است. نوآوری ساختار معرفی شده در این مقاله، تحقق یک فیلتر پلاسمونی شفاف است.

سایر بخش‌های این مقاله، چنین سازمان‌دهی شده‌اند: در بخش ۲، مروری بر میزان جذب و بازتاب یک  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه، و شفافیت مرتبط با میزان عبور موج از آن، صورت می‌گیرد. در بخش ۳، ساختار پیشنهادی فیلتر موج‌بری پلاسمونی شامل تشدیدگر حلقوی، معرفی، و در بخش ۴، نتایج شبیه‌سازی عملکرد ساختار ارائه می‌شود. در بخش ۵ نیز مقاله با ارائه نتیجه‌گیری پایان می‌یابد.

۲-مروری بر جذب و بازتاب  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه

در ادامه ابتدا مدل معرفی‌کننده  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه، به‌صورت ثابت دی‌الکتریک آن بیان می‌شود و سپس جذب، بازتاب، و در نتیجه میزان عبور موج  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه مطالعه می‌شود.

۲-۱-مدل معرفی‌کننده  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه

نتایج تجربی و آزمایشگاهی نشان می‌دهند که ثابت دی‌الکتریک  $\text{MoS}_2$  در محدوده فرکانس‌های ترا هرگز می‌تواند توسط مدل درود به صورت (۱) مشخص شود [۳۵]:

طیف فرکانسی ترا هرگز، که به‌طور نوعی فرکانس‌های بین ۰/۱ تا ۱۰ ترا هرگز را شامل می‌شود، کاربردهای متنوعی از جمله در مخابرات [۱]، طیف‌سنجی [۲]، تصویربرداری پزشکی [۳]، و آشکارسازی راداری [۴]، دارد. بسیاری از افزاره‌های مورد نیاز در چنین کاربردهایی، مانند آشکارسازهای نوری، دیودهای نور گسیل و سلول‌های خورشیدی، نیازمند به کارگیری الکترودهایی شفاف با نرخ جذب و بازتاب بسیار پایین است [۵]. تاکنون الکترودهای شفاف گوناگونی برای کاربردهای ترا هرگز، بر اساس گاز الکترونی دُوْبعدی [۶]، ژل یونی [۷]، آرایه‌های دُوْبعدی از حفره‌های مرتبی فلزی [۸] و نانومواد اکسید قلع ایندیوم (ITO) [۹]، تحقق یافته‌اند. گرافن، تک‌لایه‌ای از اتم‌های کربن، ماده‌ای دُوْبعدی است که با داشتن ضریب هدایت و نرخ عبور بالا در فرکانس‌های فرسوخ میانی، نزدیک، و مرئی، قابلیت استفاده در پیاده‌سازی یک الکتروُد شفاف را دارد [۱۰]. باین‌حال، پلاسمون‌های سطحی گرافن، به‌ویژه در مقادیر بالای غلظت حامل‌های بار، میزان جذب بسیار بالایی را در ناحیه فرکانسی ترا هرگز از خود نشان می‌دهند [۱۱]. این امر نشان دهنده این است که در طیف فرکانسی یادشده، گرافن ماده‌ای مناسب برای تحقق یک الکتروُد شفاف نیست. استفاده از ماده دُوْبعدی  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه، به‌عنوان همتایی برای گرافن، انتخاب دیگری است که می‌تواند در پیاده‌سازی یک الکتروُد شفاف به‌کار گرفته شود. این ماده، دارای ضریب تحرک بالا و ویژگی‌های مکانیکی عالی است [۱۲]. مجموع تلفات ناشی از بازتاب و جذب  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه در حدود یک سوم گرافن است [۱۳]. باین‌حال،  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه، با توجه به شکاف باند غیر صفر خود، در بازه فرکانس‌های نور مرئی جذب بالایی دارد و می‌تواند به‌عنوان یک آشکارساز فوتوالکتریک به‌کار گرفته شود. حتی به‌منظور افزایش پاسخ جذبی و رشد میدان محلی  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه، به کارگیری نانوذراتی مانند طلا در کنار آن و افزایش سطح مؤثر آن پیشنهاد شده است [۱۴، ۱۵].

از سویی، بسیاری از کاربردها در مدارهای مختلف، نیازمند فیلترهایی برای جداسازی و انتخاب بخشی از فرکانس‌ها از یک طیف فرکانسی است. اغلب چنین فیلترهایی در ساختارهای پلاسمونی، بر اساس ساختارهای موج‌بری و شامل یک یا چند تشدیدگر تحقق یافته‌اند [۱۶]. این تشدیدگرهای بر اساس شکل‌ها و هندسه‌های گوناگون بوده‌اند [۱۷]. ساختارهای پلاسمونی، که بر پایه رشد فن‌آوری نانو توسعه یافته‌اند، توانسته‌اند بر محدودیت‌های ناشی از حد پراش نور در کوچک‌سازی ادوات فوتونیک، غلبه نمایند. در این ساختارها، امواج الکترومغناطیس با تقید بالا بر سطح مشخص منتشر و در راستای عمود بر این سطح، میرا می‌شوند [۱۶]. بنابراین، بررسی تحقق یک ساختار فیلتر موج‌بری پلاسمونی از جنس  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه و شامل تشدیدگر، سودمند به نظر می‌رسد.

طی دو دهه اخیر، پژوهش‌های گسترده‌ای در مورد افزاره‌های پلاسمونی مبتنی بر مواد دُوْبعدی مانند مدولاتور [۱۸]، سوئیچ [۱۹]، فیلتر [۲۰]، سیرکولاتور [۲۱] و گیت منطقی [۲۲]، صورت گرفته است. بسیاری از این ادوات بر اساس نانونوارهای ساخته شده از این مواد دُوْبعدی طراحی و ساخته شده‌اند [۲۳]. وقتی پهنای نوار ساخته شده از این گونه مواد به کمتر از چند ده نانومتر کاهش می‌یابد، مدهای موج‌بری ناپدید شده و تنها مد لبه در اطراف و گوشه‌های نانونوارها می‌توانند تحریک شوند [۲۴]. علاوه بر این، مدهای لبه هدایت شده توسط نانونوارها، شامل دو مد لبه متمایز زوج و فرد هستند [۲۵]. وقتی پهنای نانونوار در حد چند ده نانومتر است، مدهای لبه فرد ناپدید شده و تنها مدهای زوج باقی می‌مانند. این مد لبه زوج، ویژگی انتقال وسیعی، به‌ویژه

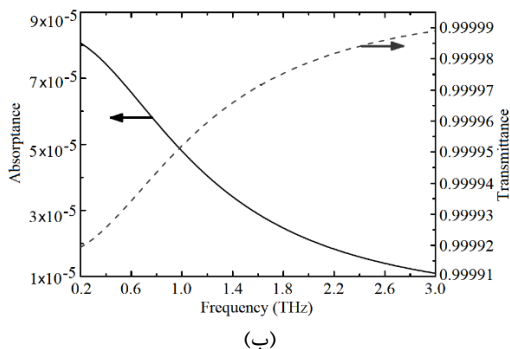
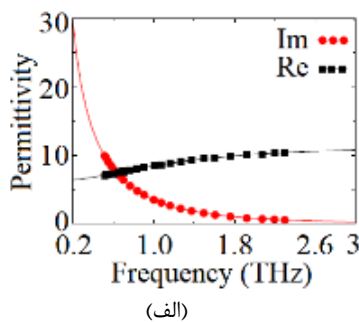
پیشنهادی در شکل ۲ نشان داده می‌شود. در شکل ۲، نانونوارهای یکسان  $\text{MoS}_2$  به‌عنوان موج‌برهای ورودی و خروجی از طریق یک تشدیدگر نانوحلقه مستطیلی از جنس  $\text{MoS}_2$  به هم تزویج می‌شوند. ابعاد پارامترهای ساختاری تعریف شده در شکل ۲، به‌صورت  $L$  طول ضلع بیرونی حلقه تشدیدگر،  $w_r$  پهناي حلقه تشدیدگر،  $w_n$  پهناي نانونوار موج‌بری، و  $d$  فاصله شکاف بین نانونوارهای موج‌بری تا تشدیدگر، به‌ترتیب برابر با ۱۰۰، ۲۰، ۲۰، و ۵ نانومتر هستند. زیرلایه انتخاب شده، گالیم آرسناید با ضریب شکست  $3/3$  است [۳۹]. حامل‌های بار در این ماده قابلیت تحرک بالایی دارند که باعث می‌شود در کاربردهای گوناگونی از جمله سلول‌های خورشیدی به‌کار گرفته شود [۴۰]. همچنین، زیرلایه گالیم آرسناید در کنار  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه، حساسیت بالایی را نسبت به قطبش سیگنال نوری قطبیده نشان می‌دهد که امکان به‌کارگیری ساختار پیشنهادی را در کاربردهای پیشرفته‌تر آشکارسازهای نوری و سلول‌های خورشیدی، فراهم می‌آورد [۴۱]. پهناي نانونوارهای به‌گونه‌ای انتخاب شده است که اطمینان از انتشار مد لبه فراهم شود. نشان داده شده است که استفاده از تشدیدگر مستطیلی، بازدهی تزویج بالاتری را نسبت به تشدیدگرهای دایروی فراهم می‌آورد [۴۲].

شرط رخداد تشدید برای نانوحلقه تشدیدگر به‌صورت (۷) بیان می‌شود [۴۳]:

$$\lambda = \frac{4L_{\text{eff}} \text{Re}(n_{\text{eff}})}{m}, m = 1, 2, 3, \dots \quad (7)$$

که در آن عدد صحیح  $m$  مرتبه مد تشدید،  $\lambda$  طول موج تشدید، و  $L_{\text{eff}}$  طول ضلع مؤثر تشدیدگر است که میانگینی از اضلاع داخلی و بیرونی تشدیدگر حلقوی مربعی است. در تحلیل عملکرد ساختار پیشنهادی، پارامتری کلیدی،  $n_{\text{eff}}$  بیان‌گر ضریب شکست مؤثر مدهای پلاسمون سطحی است که توسط نانوحلقه تشدیدگر هدایت می‌شود و می‌تواند از رابطه پاشندگی (۸)، به‌دست آید [۴۴]:

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{1 - \left( \frac{2}{\sigma_s Z_0} \right)^2} \quad (8)$$



$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} \quad (1)$$

که در آن  $\omega$  فرکانس و  $\omega_p$  فرکانس پلازما است که به‌صورت  $\sqrt{Ne^2/(\varepsilon_0 m^*)}$  تعریف می‌شود.  $\varepsilon_0$  ضریب گذردهی الکتریکی خلاء،  $\varepsilon_\infty$  ثابت دی‌الکتریک در فرکانس‌های بالا،  $\Gamma$  نرخ میرایی حامل‌های بار،  $N$  غلظت حامل‌ها،  $e$  بار الکترون، و  $m^*$  جرم مؤثر حامل‌ها است که مورد اخیر به‌صورت  $m^* = 0.58m_e$  بیان می‌شود که  $m_e$  نشان‌دهنده جرم مؤثر حامل‌های بار است. بنابراین، ضریب هدایت معادل  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه به‌صورت (۲) تعریف می‌شود:

$$\sigma_s = id\omega\varepsilon_0(1 - \varepsilon) \quad (2)$$

که در آن  $d$  ضخامت  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه و تقریباً برابر با  $0.65$  نانومتر است. با استفاده از مدل هدایت سطحی می‌توان از ضریب هدایت  $\text{MoS}_2$  برای محاسبه ضریب جذب استفاده نمود [۳۶].

## ۲-۲- نتایج مطالعه $\text{MoS}_2$ تک‌لایه

در این مطالعه، از روش ماتریس انتقال برای محاسبه ضریب جذب استفاده شده است. در یک ساختار چند لایه، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی مدهای به‌ترتیب الکتریکی و مغناطیسی عرضی (TE و TM)، در لایه  $l$  ام، به‌ترتیب به‌صورت (۳) و (۴) داده می‌شوند [۳۷]:

$$\mathbf{E}_l(z, y) = [A_l e^{ik_z(z-z_l)} + B_l e^{-ik_z(z-z_l)}] e^{ik_y y} \mathbf{a}_x \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_l(z, y) = [A_l e^{ik_z(z-z_l)} + B_l e^{-ik_z(z-z_l)}] e^{ik_y y} \mathbf{a}_y \quad (4)$$

که در آن  $k_l$  عدد موج نور،  $A_l$  و  $B_l$  دامنه‌های موج منتشر شونده به‌ترتیب در جهت و خلاف جهت انتشار موج، و  $Z_l$  موقعیت لایه  $l$  ام در راستای محور  $Z$  است. میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی مرتبط با به‌ترتیب دو مد ذکر شده، در لایه  $(l+1)$  ام با استفاده از ماتریس انتقال و استفاده از شرط مرزی به میدان‌های تابشی ربط داده می‌شود. با استفاده از بردار پوینتینگ  $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$  میزان جذب در لایه  $l$  ام به‌صورت (۵) به‌دست می‌آید:

$$A_l = \left[ S_{(l-1)i} + S_{(l+1)i} - S_{(l-1)o} - S_{(l+1)o} \right] / S_{0i} \quad (5)$$

که در آن  $S_{pi}$  و  $S_{po}$  ( $p = l+1, l-1$ ) بردارهای پوینتینگ امواج به‌ترتیب تابشی و عبوری در لایه  $p$  ام و  $S_{0i}$  بردار پوینتینگ تابشی در هوا هستند.

شکل ۱(الف)، بخش‌های حقیقی و موهومی ثابت دی‌الکتریک  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه را بر اساس (۱) با پارامترهای  $\omega_p = 16.77$  THz،  $\varepsilon_\infty = 11.475$  و  $N = 3.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  که برگرفته از نتایج تجربی است [۳۵]، در بازه فرکانسی بین  $0.2$  تا  $3$  تراهرتز نشان می‌دهد. شکل ۱(ب) نیز، مقدار محاسبه شده ضرایب جذب و عبور از  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه را بر اساس (۴) نشان می‌دهد. با توجه به شکل ۱(ب) می‌توان دریافت که میزان عبور بسیار زیاد است. بنابراین،  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه رفتار عبوری با نرخ بسیار بالا را در محدوده فرکانس‌های تراهرتز از خود نشان می‌دهد. بنابراین، این ماده می‌تواند نامزدی مناسب برای پیاده‌سازی الکترودهای شفاف باشد.

## ۳- ساختار پیشنهادی

### ۳-۱- فیلتر پلاسمونی

در حالت تحقق یک قطعه واقعی، لازم است تا  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه بر یک زیرلایه نشاندن شود. در این حالت مقدار عبور نسبی موج، به‌صورت (۶) اصلاح می‌شود [۳۸]:

$$T = \frac{1 + n_{\text{sub}}}{1 + n_{\text{sub}} + Z_0 \sigma_s} \quad (6)$$

که در آن  $n_{\text{sub}}$  ضریب شکست زیرلایه،  $Z_0$  امپدانس مشخصه فضای آزاد، و  $\sigma_s$  هدایت سطحی لایه نشاندن شده، هستند. نمای شماتیک ساختار فیلتر

موج ۰/۷۸ است که می‌توان آن را به‌منزله بیشینه بازده تزویج ساختار دانست. این مقدار در طول موج‌های تشدید مدهای مراتب سوم و چهارم، به‌ترتیب برابر ۰/۷۲ و ۰/۶۱ است.

در ادامه، اثر تغییر پارامترهای ساختاری  $L$ ،  $w_r$  و  $d$  بر طیف نسبت انتقال ساختار بررسی می‌شود. نتیجه این بررسی در شکل‌های ۴(الف) تا ۴(ج) ارائه می‌شوند. با توجه به این نتایج، می‌توان برای دستیابی به پاسخ مدنظر، از منظر طول موج مرکزی، پهنای باند، و مقدار بیشینه عبور، مقدار پارامترهای ساختاری را حین پیاده‌سازی عملی ساختار پیشنهادی به میزان مناسب انتخاب نمود. البته به‌عنوان یک راه‌کار برای تنظیم فعال ساختار، می‌توان از ساختارهایی شامل گرافن، در کنار  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه، برای دستیابی به ویژگی تنظیم‌پذیری فعال استفاده کرد که چنین مواردی پیش‌تر در برخی از مقالات بررسی شده‌اند [۴۵]. از سوی دیگر، نتایج شکل ۴ برای پیش‌بینی اثرات تلورانس و خطای ایجاد شده در پارامترهای ساختاری، حین فرآیند ساخت، مفید است. مطابق شکل ۴، تلورانس ساخت برای پارامترهای  $L$  و  $w_r$  بیشتر منجر به تغییر در طول موج مرکزی، و برای پارامتر  $d$  بیشتر منجر به تغییر در پهنای باند و بازده تزویج می‌شود. بر این اساس، پارامتر حساسیت به‌عنوان یک معیار کمی برای بررسی اثر تغییرات مقادیر  $L$ ،  $w_r$  و  $d$  بر شاخص‌های طول موج مرکزی، پهنای باند، و بازده تزویج، به‌صورت (۹) تعریف می‌شود:

$$S_h^F = \frac{h}{F} \frac{dF}{dh} \quad (9)$$

که در آن  $F$ ، یکی از شاخص‌های مورد مطالعه ساختار، و  $dh$  یکی از پارامترهای در حال تغییر است. مطابق نتایج شکل ۴، بیشینه حساسیت طول موج مرکزی نسبت به تغییر در پارامترهای  $L$  و  $w_r$  به‌ترتیب برابر با ۳/۳۸ و ۱/۳۵ است. این مقادیر برای بیشینه حساسیت پهنای باند و بازده تزویج، نسبت به تغییر در پارامتر  $d$  به‌ترتیب برابر با ۰/۵ و ۰/۳۳ هستند.

**جدول ۱-مقایسه بین طول موج مرکزی عبوری، پهنای باند در نصف بیشینه، و ضریب کیفیت ساختار برای سه مُد تشدید مختلف نانوحلقه تشدیدگر.**

مرتبه مُد	$\lambda_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Q
دوم	۱۲۵۵	۱۶۲	۷/۷
سوم	۶۱۲	۱۰۴	۵/۹
چهارم	۲۹۲	۷۲	۴

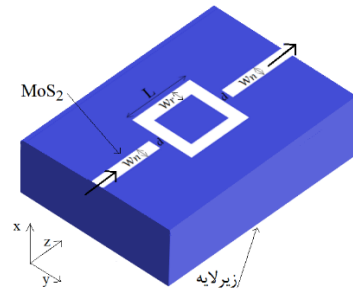
تحریک امواج پلاسمون سطحی بر سطح ساختار، با ایجاد شرط تطبیق فاز بین نور تابشی و مدهای تشدید پلاسمون سطحی رخ می‌دهد که این امر می‌تواند به طرق مختلفی صورت گیرد. استفاده از منشور یکی از راه‌کارهاست که البته برای کاربردهای مجتمع‌سازی بر یک تراشه، دارای محدودیت است. راه‌کار بهتر، به‌کارگیری پراشه تفرق است که طی آن نور تحریک کننده خارجی به پرتوهایی شکسته شده و مطابق با دوره تناوب ساخت پراشه، شرط تطبیق عدد موج را فراهم می‌آورد [۴۶].

با توجه به طول موج کار قطعه پیشنهادی می‌توان به یکی از کاربردهای عملیاتی برای این ساختار، به‌کارگیری در بخشی از طیف وسیع ترا هرتز، منطبق بر بازه موج میلی‌متری و در حوالی استاندارد IEEE 802.15.3 - WRC-19، که کاربردهای گسترده‌ای در مخابرات بی‌سیم دارد اشاره نمود [۴۷].

#### ۴-نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک ساختار فیلتر پلاسمونی بر اساس نانونوارهایی تزویج شده از طریق یک تشدیدگر حلقوی از جنس  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه ارائه شد. با توجه

شکل ۱- (الف) بخش‌های حقیقی و موهومی ثابت دی‌الکتریک  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه بر اساس (۱). (ب) میزان جذب و عبور از  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه بر اساس (۴).



شکل ۲-نمای طرح‌واره ساختار ارائه شده به‌عنوان فیلتر موج‌بری.

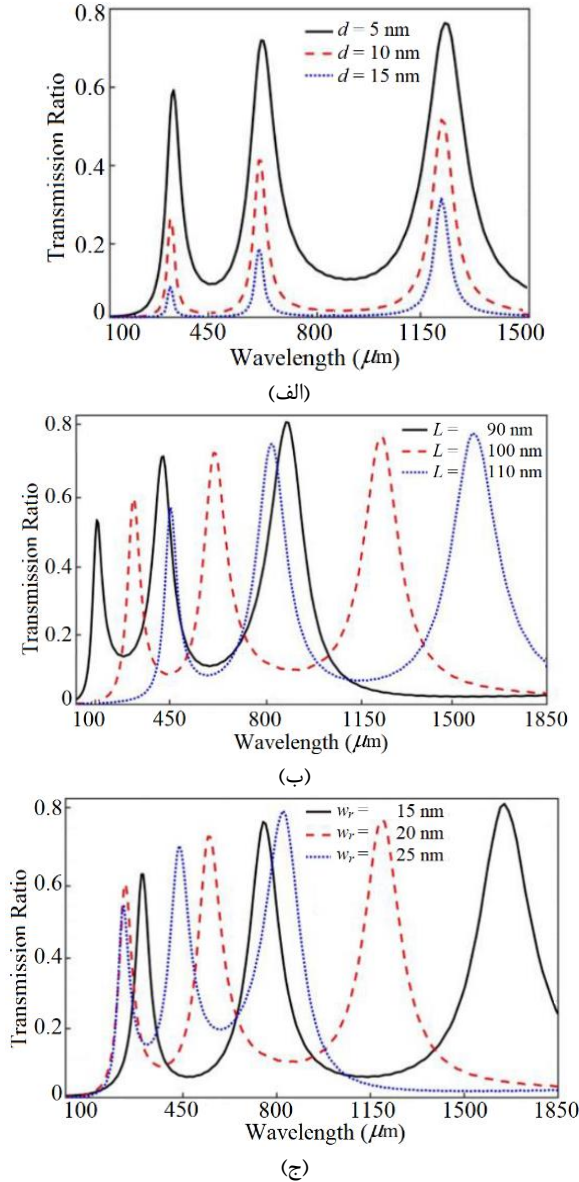
#### ۳-۲-نتایج شبیه‌سازی

برای تحلیل عملکرد نانوفیلتر میان‌گذر پلاسمونی ارائه شده، ساختار نشان داده شده در شکل ۲ شبیه‌سازی می‌شود که شامل یک نانوحلقه تشدیدگر مربعی و دو نانونوار موج‌بری به‌عنوان موج‌برهای ورودی و خروجی هستند. در شبیه‌سازی‌ها، منبع نقطه‌ای دوقطبی، امواج پلاسمون سطحی را در لبه موج‌بر نانونوار تحریک می‌کند که سرانجام به تشدیدگر نانوحلقه مربعی تزویج می‌شوند. این امواج در لبه موج‌بر نانونوار ورودی و نیز تشدیدگر نانوحلقه مربعی حرکت رفت و برگشتی انجام داده که در نتیجه منجر به ایجاد امواجی ایستا در تشدیدگر می‌شوند. بنابراین، طول موج‌های صادق در شرط تشدید (۷)، می‌توانند به میزان مؤثری به نانونوار خروجی تزویج شوند و به این موج‌بر راه یابند. بدین ترتیب، رفتار میان‌گذر فیلتر پیشنهادی رخ می‌دهد.

مدل ارائه شده در شکل ۲، با استفاده از روش تحلیل سه‌بعدی تفاضل محدود در حوزه زمان بر اساس نرم‌افزار لومریکال، ماژول FDTD Solution، با ۲۴ لایه جذب تطبیق کامل یکسان به‌عنوان شرط مرزی جاذب در اطراف ناحیه مورد بررسی، شبیه‌سازی شده است. منبع نقطه‌ای دوبعدی در موج‌بر ورودی (سمت چپ)، برای تحریک امواج پلاسمون سطحی با قطبش TM استفاده شده است. دو مانیتور توان در دو نانونوار موج‌بری ورودی و خروجی، برای اندازه‌گیری توان‌های به‌ترتیب ورودی و خروجی، به‌کار رفته است. نسبت این دو توان، به‌صورت نسبت انتقال فیلتر موج‌بری در نظر گرفته می‌شود. ابعاد مش‌های در نظر گرفته شده در شبیه‌سازی‌ها، برای بخش‌های شامل  $\text{MoS}_2$  به میزان ۰/۱ نانومتر در جهت x و ۱ نانومتر در صفحه y-z انتخاب شده است.

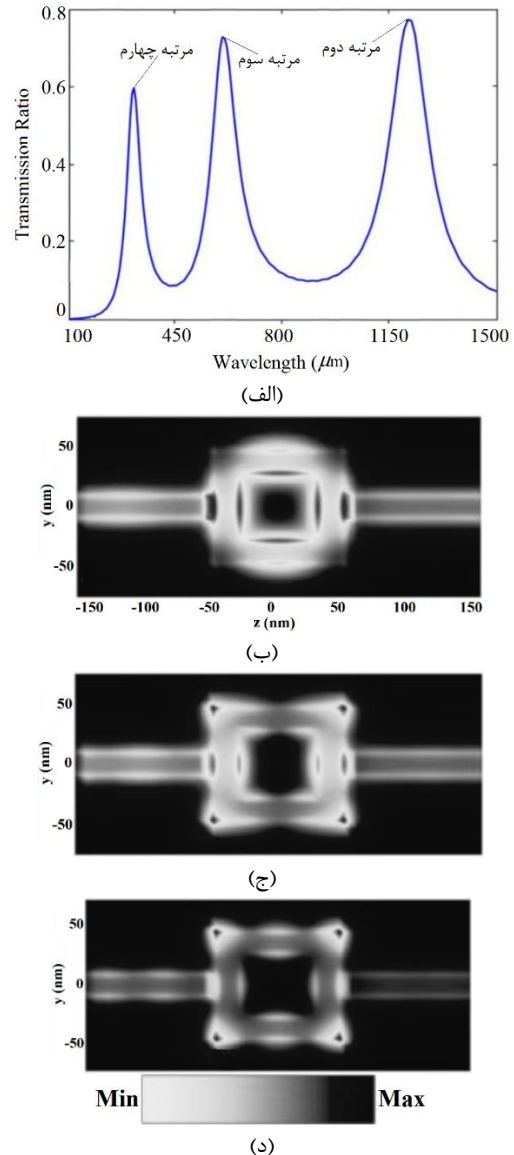
طیف نسبت انتقال ساختار مورد بررسی در شکل ۳(الف) نشان داده می‌شود. سه بیشینه انتقال در بازه طول موجی ۱۰۰ تا ۱۵۰۰ میکرومتر (معادل با بازه فرکانسی ۰/۲ تا ۳ ترا هرتز) وجود دارند که از فیلتر عبور می‌کنند. این سه طول موج، متناظر با مدهای تشدید مراتب به‌ترتیب دوم تا چهارم هستند. شکل‌های ۳(ب) تا (د)، توزیع میدان مغناطیسی  $H_x$  را برای این مدهای تشدید نمایش می‌دهند. تشدیدگر نانوحلقه به مانند یک کاواک فبری پرو رفتار می‌کند. برای ارزیابی عملکرد این فیلتر میان‌گذر، از تعریف ضریب کیفیت به‌صورت  $Q = \lambda_0 / \Delta\lambda$  استفاده می‌شود که در آن  $\lambda_0$  و  $\Delta\lambda$  به‌ترتیب طول موج مرکزی و پهنای باند در نصف بیشینه هستند. در جدول ۱، مقادیر مختلف پارامترهای  $\lambda_0$  و  $\Delta\lambda$  برای مراتب مختلف تشدید ۲ تا ۴ مقایسه شده‌اند. همان‌طوری که در جدول ۱ مشاهده می‌شود، ضریب کیفیت با افزایش فرکانس مرکزی مُد تشدید افزایش می‌یابد. بنابراین، می‌توان مصالحه‌ای بین این پارامتر و مقدار بیشینه نسبت انتقال برای انتخاب مُد تشدید موردنظر برای طراحی ساختار اندیشید. مطابق نتایج شبیه‌سازی، برای مُد دوم تشدید ساختار، در طول موج مرکزی ۱۲۵۵ میکرومتر، نسبت انتقال

فرکانس‌های ترا هرتز به کار گرفته شود. برای تحقق امکان تنظیم‌پذیری فعال ساختار می‌توان از وجود لایه گرافن به همراه تک‌لایه استفاده نمود.



شکل ۴- نتایج شبیه‌سازی برای طیف نسبت انتقال ساختار به ازای تغییر در پارامترهای الف)  $d$  ب)  $L$  و ج)  $w_r$ .

به شفافیت جالب فراهم شده توسط  $\text{MoS}_2$  تک‌لایه، می‌تواند به‌طور گسترده در الکتروادهای مورد استفاده در مدارهای مجتمع نوری و قابل کاربرد در



شکل ۳- نتایج شبیه‌سازی برای الف) طیف نسبت انتقال ساختار به همراه بیشینه‌های عبور متناظر با مدهای تشدید مراتب مختلف نانوحلقه، ب-د) توزیع میدان مغناطیسی  $H_x$  برای به ترتیب مدهای مرتبه دوم، سوم، و چهارم تشدید نانوحلقه.

مراجع

[1] حامد محمدی نعمت آباد، احسان زارعیان جهرمی، و راحله بصیری، «طراحی و استخراج مدل مداری یک فیلتر پهن باند بر پایه سطح انتخابگر فرکانس برای کاربردهای ترا هرتز»، مجله مهندسی برق تبریز، جلد ۵۰، شماره ۲، صفحات ۸۶۵-۸۷۳، ۱۳۹۹.

[2] سجاد راستی، سامیه مطلوب، و علی رستمی، «مدل‌سازی و امکان‌سنجی شناسایی ریزگردهای آلاینده هوا مبتنی بر طیف‌سنجی ترا هرتز در حوزه زمان»، مجله مهندسی برق تبریز، جلد ۴۷، شماره ۴، صفحات ۱۴۲۱-۱۴۳۰، ۱۳۹۶.

[3] X. Yang, X. Zhao, K. Yang, Y. Liu, Y. Liu, W. Fu, Y. Luo, "Biomedical applications of terahertz spectroscopy and imaging", Trends in Biotechnology, vol. 34, no. 10, pp. 810-824, 2016.

[4] H. Matsumoto, I. Watanabe, A. Kasamatsu, Y. Monnai, "Integrated terahertz radar based on leaky-wave coherence tomography", Nature Electronics, vol. 3, pp. 122-129, 2020.

[5] X.Y. Deng, X.H. Deng, F.H. Su, N.H. Liu, J.T. Liu, "Broadband ultra-high transmission of terahertz radiation through monolayer  $\text{MoS}_2$ ", Journal of Applied Physics, vol. 118, no. 224304, pp. 1-5, 2015.

[6] R. Singh, H. Kang, H. Shin, J.Y. Park, H. Seo, "Highly transparent conducting two-dimensional electron gas channel in ultrathin heterostructures for flexible optoelectronic device applications", Applied Surface Science, vol. 580, p. 152266, 2022.

[7] H. Wang, Z. Wang, J. Yang, C. Xu, Q. Zhang, Z. Peng, "Ionic gels and their applications in stretchable electronics", Macromolecular Rapid Communications, vol. 39, no. 1800246, pp. 1-17, 2018.

[8] S. Qiu, L.Y.M. Tobing, J. Tong, Y. Xie, Z. Xu, P.N. Ni, D.H. Zhang, "Two-dimensional metallic square-hole array for enhancement of mid-wavelength infrared photodetection", Optical and Quantum Electronics, vol. 43, no. 203, 2016.

- molybdenum disulfide plasmonic photodetector using split bull eye structure”, *Advanced Optical Materials*, vol. 6, no. 20, p. 1800461, 2018.
- [29] V.E. Babicheva, A. Boltasseva, A.V. Lavrinenko, “Transparent conducting oxides for electro-optical plasmonic modulators”, *Nanophotonics*, vol. 4, pp. 165-185, 2015.
- [30] G. Xu, J. Liu, Q. Wang, R. Hui, Z. Chen, V.A. Maroni, J. Wu, “Plasmonic graphene transparent conductors”, *Advanced Optical Materials*, vol. 24, pp. 71-76, 2012.
- [31] Y.K. Hong, G. Yoo, J. Kwon, S. Hong, W.G. Song, N. Liu, I. Omkaram, B. Yoo, S. Ju, S. Kim, M.S. Oh, “High performance and transparent multilayer MoS<sub>2</sub> transistors: Tuning Schottky barrier characteristics”, *AIP Advances*, vol. 6, p. 055026, 2016.
- [32] P.S. Sachidanand, M.M. Sreelal, R. Sreedharan, G. Viswan, M. Mohan, S. Gautam, R.K. Singh, K. Bhattacharjee, “MoS<sub>2</sub> nanostructures as transparent material: Optical transmittance measurements”, *Materials Today: Proceedings*, vol. 26, pp. 104-107, 2020.
- [33] M. Sharma, P. Aggarwal, A. Singh, S. Kaushik, R. Singh, “Flexible, transparent, and broadband trilayer photodetectors based on MoS<sub>2</sub>/Ws<sub>2</sub> nanostructures”, *ACS Applied Nano Materials*, vol. 5, no. 9, pp. 13637-13648, 2022.
- [34] G. Yoo, S.L. Choi, S.J. Park, K.T. Lee, S. Lee, M.S. Oh, J. Heo, H.J. Park, “Flexible and wavelength-selective MoS<sub>2</sub> phototransistors with monolithically integrated transmission color filters”, *Scientific Reports*, vol. 7, no. 40945, pp. 1-7, 2017.
- [35] X. Yan, L. Zhu, Y. Zhou, Y.E. L. Wang, X. Xu, “Dielectric property of MoS<sub>2</sub> crystal in terahertz and visible regions”, *Applied Optics*, vol. 54, no. 22, pp. 6732-6736, 2015.
- [36] M.A.K. Othman, C. Guclu, F. Capolino, “Graphene-based tunable hyperbolic metamaterials and enhanced near-field absorption”, *Optics Express*, vol. 21, no. 6, pp. 7614-7632, 2013.
- [37] J.T. Liu, N.H. Liu, L. Wang, X.H. Deng, F.H. Su, “Gate-tunable nearly total absorption in graphene with resonant metal back reflector”, *Europhysics Letters*, vol. 104, p. 57002, 2013.
- [38] N.A. Kabir, Y. Yoon, J.R. Knab, J.Y. Chen, A.G. Markelz, J.L. Reno, Y. Sadofyev, S. Johnson, Y.H. Zhang, J.P. Bird, “Terahertz transmission characteristics of high-mobility GaAs and InAs two-dimensional-electron-gas systems”, *Applied Physics Letters*, vol. 89, p. 132109, 2006.
- [39] O. Madelung, “Semiconductors: Basic Data”, 2<sup>nd</sup> Ed. Springer, Berlin, pp. 109-117, 1996.
- [40] Z. Xu, S. Lin, X. Li, S. Zhang, Z. Wu, W. Xu, Y. Lu, S. Xu, “Monolayer MoS<sub>2</sub>/GaAs heterostructure self-driven photodetector with extremely high detectivity”, *Nano Energy*, vol. 23, pp. 89-96, 2016.
- [41] C. Jia, D. Wu, E. Wu, J. Guo, Z. Zhao, Z. Shi, T. Xu, X. Huang, Y. Tian, X. Li, “A self-powered high-performance photodetector based on a MoS<sub>2</sub>/GaAs heterojunction with high polarization sensitivity”, *Journal of Materials Chemistry C*, vol. 7, pp. 3817-3821, 2019.
- [42] S. Reza Khan, G.S. Choi, “Analysis and optimization of four-coil planar magnetically coupled printed spiral resonators”, *Sensors*, vol. 16, no. 1219, pp. 1-24, 2016.
- [43] Y. Feng, Y. Liu, Y. Shi, X. Wang, D. Dong, “An ultra-compact tunable intersection structure based on graphene nanoribbon”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 50, no. 18, p. 185101, 2017.
- [44] B. Wang, X. Zhang, X. Yuan, J. Teng, “Optical coupling of surface plasmons between graphene sheets”, *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 13, p. 131111, 2012.
- [45] A. Ebnonnasir, B. Narayanan, S. Kodambaka, C.V. Ciobanu, “Tunable MoS<sub>2</sub> bandgap in MoS<sub>2</sub>-graphene heterostructures”, *Applied Physics Letters*, vol. 105, p. 031603, 2014.
- [46] W.O.F. Carvalho, J.R. Mejia-Salazar, “Plasmonics for telecommunications applications”, *Sensors*, vol. 20, no. 2488, pp. 1-20, 2020.
- [47] M. Fujishima, “Future of 300 GHz band wireless communications and their enabler, CMOS transceiver technologies”, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 60, no. SB0803, pp. 1-9, 2021.
- [9] E.N. Dattoli, W.D. Lu, “ITO nanowires and nanoparticles for transparent films”, *MRS Bulletin*, vol. 36, no. 10, pp. 782-788, 2011.
- [10] Y. Chen, Y.Y. Yue, S.R. Wang, N. Zhang, J. Feng, H.B. Sun, “Graphene as transparent and conductive electrode for organic optoelectronic devices”, *Advanced Electronic Materials*, vol. 5, no. 10, p. 1900247, 2019.
- [11] L. Ju, B. Geng, J. Horng, C. Girit, M. Martin, Z. Hao, H.A. Bechtel, X. Liang, A. Zettl, Y.R. Shen, F. Wang, “Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials”, *Nature Nanotechnology*, vol. 6, pp. 630-634, 2011.
- [12] C.H. Lui, A.J. Frenzel, D.V. Pilon, Y.H. Lee, X. Ling, G.M. Akselrod, J. Kong, N. Gedik, “Trion-induced negative photoconductivity in monolayer MoS<sub>2</sub>”, *Physical Review Letters*, vol. 113, no. 16, p. 166801, 2014.
- [13] W. Zhu, F. Xiao, M. Kang, D. Sikdar, X. Liang, J. Geng, M. Premaratne, R. Jin, “MoS<sub>2</sub> broadband coherent perfect absorber for terahertz waves”, *IEEE Photonics Journal*, vol. 8, no. 6, p. 5502207, 2016.
- [14] M.G. Lee, S.J. Yoo, T.H. Kim, Q.H. Park, “Large-area plasmon enhanced two-dimensional MoS<sub>2</sub>”, *Nanoscale*, vol. 9, pp. 16244-16248, 2017.
- [15] D. Li, H. Lu, Y. Li, S. Shi, Z. Yue, J. Zhao, “Plasmon-enhanced photoluminescence from MoS<sub>2</sub> monolayer with topological insulator nanoparticle”, *Nanophotonics*, vol. 11, no. 5, pp. 995-1001, 2022.
- [16] H. Zhuang, F. Kong, K. Li, S. Sheng, “Plasmonic bandpass filter based on graphene nanoribbon”, *Applied Optics*, vol. 54, no. 10, pp. 2558-2564, 2015.
- [17] H. Deng, Y. Yan, Y. Xu, “Tunable flat-top bandpass filter based on coupled resonators on a graphene sheet”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, no. 11, pp. 1161-1164, 2015.
- [18] M. Liu, X. Yin, E. Ulin-Avila, B. Geng, T. Zentgraf, L. Ju, F. Wang, X. Zhang, “A graphene-based broadband optical modulator”, *Nature*, vol. 474, pp. 64-67, 2011.
- [19] S. Nakamura, K. Sekiya, S. Matano, Y. Shimura, Y. Nakade, K. Nakagawa, Y. Monnai, H. Maki, “High-speed and on-chip optical switch based on a graphene microheater”, *ACS Nano*, vol. 16, no. 2, pp. 2690-2698, 2022.
- [20] D. Correias-Serrano, J.S. Gomez-Diaz, J. Perruisseau-Carrier, A. Alvarez-Melcon, “Graphene based plasmonic tunable low-pass filters in the terahertz band”, *IEEE Transactions on Nanotechnology*, vol. 13, no. 6, pp. 1145-1153, 2014.
- [21] A. Dolatabady, N. Granpayeh, “Graphene based far-infrared junction circulator”, *IEEE Transactions on Nanotechnology*, vol. 18, pp. 200-207, 2019.
- [22] A. Dolatabady, N. Granpayeh, M. Abedini, “Frequency-tunable logic gates in graphene nano-waveguides”, *Photonic Network Communications*, vol. 39, no. 3, pp. 187-194, 2020.
- [23] H.S. Chu, C.H. Gan, “Active plasmonic switching at mid-infrared wavelengths with graphene ribbon arrays”, *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 23, p. 231107, 2013.
- [24] S. He, X. Zhang, Y. He, “Graphene nano-ribbon waveguides of record-small mode area and ultra-high effective refractive indices for future VLSI”, *Optics Express*, vol. 21, no. 25, pp. 30664-30673, 2013.
- [25] A. Nikitin, P. Alonso-Gonzalez, S. Velez, S. Mastel, A. Centeno, A. Pesquera, A. Zurutuza, F. Casanova, L.E. Hueso, F.H.L. Koppens, “Real-space mapping of tailored sheet and edge plasmons in graphene nanoresonators”, *Nature Photonics*, vol. 10, no. 4, pp. 239-243, 2016.
- [26] Z. Fei, M. Goldflam, J.S. Wu, S. Dai, M. Wagner, A. McLeod, M.K. Liu, K.W. Post, S. Zhu, G.C.A.M. Janssen, “Edge and surface plasmons in graphene nanoribbons”, *Nano Letters*, vol. 15, no. 12, pp. 8271-8276, 2015.
- [27] B. Robert, N. Dissanayake, P.C. Ku, “Plasmonic nanostructures for transparent photovoltaic facades”, 37<sup>th</sup> IEEE Photovoltaic Specialists Conferences, Seattle, WA, USA, 2011.
- [28] A. Sourav, Z. Li, Z. Huang, V.D. Botcha, C. Hu, J.P. Ao, Y. Peng, H.C. Kuo, J. Wu, X. Liu, K.W. Ang, “Large-scale transparent