

## تأثیر پارامترهای فیزیکی بر کمینه بازتاب در ساختار اتو گرافنی

وحیده محدثی<sup>1,2\*</sup>، اصغر عسگری<sup>2</sup>، وحید سیاهپوش<sup>2</sup>

<sup>1</sup> دانشگاه آزاد اسلامی، واحد سراب، سراب، ایران

<sup>2</sup> پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره‌شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

دریافت: 1396/07/24 ویرایش نهایی: 1397/07/10 پذیرش: 1398/04/16

### چکیده

در این تحقیق پاسخ نوری یک پیکربندی اتو در برگیرنده یک ورقه گرافن، در محدوده فرکانس تراهرتز (10-0/5 میلی‌الکترون‌ولت) مورد بررسی قرار می‌گیرد. در این ساختار برانگیختگی پلاریتون‌های پلاسمون سطحی بر روی گرافن موجب می‌شود که در محدوده زاویه‌های بزرگتر از زاویه بحرانی یک افت قابل توجه در ضریب بازتاب ظاهر شود و شدت نور بازتابیده به یک مقدار کمینه برسد. این پدیده دارای کاربردهای زیادی در ادوات می‌باشد. موقعیت کمینه ایجاد شده به پارامترهای فیزیکی ساختار بستگی دارد. در این تحقیق تأثیر این پارامترها از جمله ضخامت لایه هوا، ثابت دی‌الکتریک زیرلایه و مقدار پتانسیل شیمیایی گرافن مورد بررسی قرار گرفته است. بررسی‌های انجام شده می‌تواند در طراحی و بهبود ادوات پلاسمونیک پر اهمیت باشد.

**کلیدواژگان:** گرافن، پیکربندی اتو، پلاریتون پلاسمون سطحی، ضریب بازتاب

### مقدمه

داشتن طول انتشار محدود، از نقایص این مواد برای انتشار پلاسمون‌های سطحی است [6]. اخیراً گرافن با قابلیت تشکیل پلاسمون‌های سطحی با جایگزیدگی بالا و تلفاتی بسیار ناچیز در گستره مادون قرمز و تراهرتز مورد توجه قرار گرفته است. نکته قابل توجه دیگر در مورد گرافن امکان تنظیم‌پذیری آن با استفاده از عوامل خارجی مانند میدان الکتریکی اعمالی است [7-12]. مطالعات نشان می‌دهند که اندازه حرکت پلاسمون‌های سطحی تحریک شده در فلزات و همچنین در گرافن، برای یک فرکانس ثابت در مقایسه با نور فرودی زیاد است و این موجب یک عدم جورشدگی بین نور فرودی و آنها شده و برانگیختگی این امواج را با تابش مستقیم نور فرودی غیر ممکن می‌سازد. برای حل این

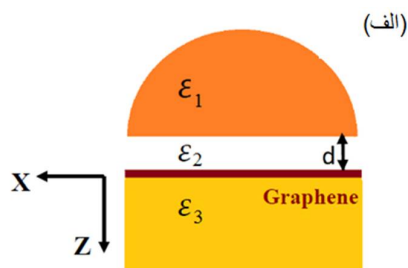
پلاریتون‌های پلاسمون سطحی امواج سطحی هستند که می‌توانند در فصل مشترک رسانا و دی‌الکتریک انتشار یابند. این امواج در راستای عمود بر فصل مشترک دو محیط محو شونده هستند بنابراین به شدت در روی سطح جایگزیده بوده و طول جایگزیدگی آنها به میزان قابل توجهی کمتر از طول موج نور اعمالی است. از این رو از این ویژگی جهت طراحی و ساخت ادوات پلاسمونیک با ابعاد کوچک استفاده می‌شود [5-1]. در سال‌های گذشته استفاده از فلزات طلا و نقره در ادوات پلاسمونیک بسیار رایج بوده اما داشتن تلفات زیاد در بخشی از گستره‌های فرکانسی و در نتیجه

\* نویسنده مسئول: v.mohadesi@gmail.com

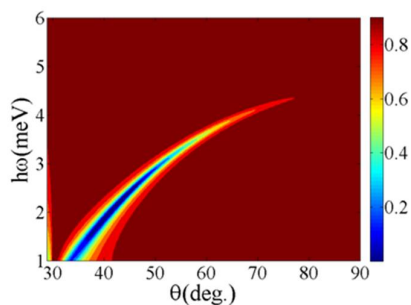


### مدل سازی و نتایج

یک پیکربندی اتو گرافنی را می توان به صورت شکل 1 الف در نظر گرفت که در آن ورقه گرافن روی یک زیرلایه قرار دارد و یک منشور با ضریب شکست بالا در فاصله  $d$  از این ورقه گرافن قرار گرفته است. ثابت دی الکتریک منشور، شکاف هوا و زیرلایه به ترتیب  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ ,  $\epsilon_3$  هستند که در شکل نشان داده شده است.



(ب)



شکل 1. الف: پیکربندی اتو گرافنی ب: ضریب بازتاب ساختار برحسب فرکانس و زاویه نور فرودی به ازای  $d = 20 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_1 = 16$ ,  $\epsilon_2 = 1$ ,  $\epsilon_3 = 4$ ,  $\mu = 0.22\text{eV}$ ,  $\tau = 10 \text{ps}$ .

پاسخ الکترومغناطیسی این ساختار با استفاده از محاسبه ضریب بازتاب به روش ماتریس انتقال و حل عددی آن انجام می شود. از آنجایی که محدوده فرکانس مورد بررسی ترهتر انتخاب شده است و در این محدوده فرکانسی گرافن قابلیت تشکیل پلاریتون های پلاسمون سطحی به ازای قطبش TM را دارد، فرض

مشکل ساختارهای مختلفی پیشنهاد شده و در این ساختارها از وسایلی مانند منشور، توری ها، موجبر و ... استفاده می شود [13]. در ساختارهای شامل گرافن رایج ترین شیوه ها استفاده از پیکر بندی اتو و استفاده از ساختارهایی با رسانایی متناوب می باشد [14-17]. پیکربندی اتو گرافنی توسط گروه های مختلف مورد بررسی قرار گرفته و کاربردهای مختلفی برای آن پیشنهاد شده است. بلودوف و همکاران در سال 2010 از این ساختار به عنوان یک سیستم کلیدزنی الکترواپتیکی استفاده کرده اند [18]. همین گروه در سال 2012 یک قطبند قابل تنظیم برای امواج مغناطیسی را با استفاده از این ساختار طراحی نمودند [19]. با توجه به مطالعات انجام شده تحت شرایطی که به زاویه و فرکانس موج فرودی و همچنین پارامترهای ساختار بستگی دارد یک افت در ضریب بازتاب این ساختار ظاهر می شود که مبنای بسیاری از کاربردهای آن می باشد. این پدیده به دلیل تداخل ویرانگر بین امواج پلاسمون سطحی نشتی گرافن و امواج بازتابیده در داخل منشور روی می دهد [20]. با توجه به تأثیر عوامل ساختاری در منحنی پاشندگی، میزان تبدیل تابشی [9] و الگوی تابش امواج نشتی [21]، مشخصات کمینه ایجاد شده در ضریب بازتاب می تواند تحت تأثیر تغییرات پارامترهای ساختار قرار بگیرد.

در این مقاله یک پیکربندی اتو گرافنی در نظر گرفته شده و پاسخ نوری آن با استفاده از روش ماتریس انتقال مورد مطالعه قرار می گیرد. با محاسبه عددی ضریب بازتاب، کمینه ایجاد شده در آن در محدوده زوایای بزرگتر از زاویه بحرانی مورد مطالعه قرار گرفته و وابستگی موقعیت دره به پارامترهای ساختاری مانند فاصله شکاف هوا، ثابت دی الکتریک زیرلایه و پتانسیل شیمیایی گرافن بررسی می شود.

، جواب معادلات ماکسول برای محیط‌های دی‌الکتریک  
به صورت معادله 1 در نظر گرفته می‌شود:

$$\begin{aligned} H_y^1(x, z) &= \exp(ik_x x) \{H_i e^{ik_{1z}z} + H_r e^{-ik_{1z}z}\}, & z < 0 \\ H_y^2(x, z) &= \exp(ik_x x) \{H_{2+} e^{ik_{1z}z} + H_{2-} e^{-ik_{1z}z}\}, & 0 < z < d \\ H_y^3(x, z) &= \exp(ik_x x) \{H_t e^{ik_{3z}(z-d)}\} & z > d \end{aligned} \quad 1$$

به برخورد حاملین با ناخالصی‌ها و غیره. با اعمال شرایط مرزی در جواب‌های معادلات ماکسول می‌توان ماتریس انتقال را برای دو فصل مشترک محاسبه و با استفاده از آن ضریب بازتاب را به دست آورد.

$$\begin{bmatrix} H_{2+} \\ H_{2-} \end{bmatrix} = M^{2 \rightarrow 1} \begin{bmatrix} H_i \\ H_r \end{bmatrix} \quad 4$$

$$M^{2 \rightarrow 1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{\varepsilon_2 k_{1z}}{\varepsilon_1 k_{2z}} & 1 - \frac{\varepsilon_2 k_{1z}}{\varepsilon_1 k_{2z}} \\ 1 - \frac{\varepsilon_2 k_{1z}}{\varepsilon_1 k_{2z}} & 1 + \frac{\varepsilon_2 k_{1z}}{\varepsilon_1 k_{2z}} \end{bmatrix} \quad 5$$

$$\begin{bmatrix} H_t \\ 0 \end{bmatrix} = M^{3 \rightarrow 2} \begin{bmatrix} H_{2+} \\ H_{2-} \end{bmatrix} \quad 6$$

$$M^{3 \rightarrow 2} = \frac{1}{2} \times \quad 7$$

$$\begin{bmatrix} e^{ik_{2z}d} \left[ 1 + \frac{\varepsilon_3 k_{2z}}{\varepsilon_2 k_{3z}} - \frac{k_{2z}\sigma}{\omega \varepsilon_2 \varepsilon_0} \right] & e^{-ik_{2z}d} \left[ 1 - \frac{\varepsilon_3 k_{2z}}{\varepsilon_2 k_{3z}} + \frac{k_{2z}\sigma}{\omega \varepsilon_2 \varepsilon_0} \right] \\ e^{ik_{2z}d} \left[ 1 - \frac{\varepsilon_3 k_{2z}}{\varepsilon_2 k_{3z}} - \frac{k_{2z}\sigma}{\omega \varepsilon_2 \varepsilon_0} \right] & e^{-ik_{2z}d} \left[ 1 + \frac{\varepsilon_3 k_{2z}}{\varepsilon_2 k_{3z}} + \frac{k_{2z}\sigma}{\omega \varepsilon_2 \varepsilon_0} \right] \end{bmatrix}$$

که ماتریس نهایی به صورت زیر تعریف می‌شود.

8

$$\begin{bmatrix} H_t \\ 0 \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} H_i \\ H_r \end{bmatrix};$$

$$M = M^{3 \rightarrow 2} M^{2 \rightarrow 1} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}$$

و ضریب بازتاب با استفاده از مؤلفه‌های این ماتریس به صورت زیر قابل محاسبه است:

$$\begin{aligned} r &= \frac{H_r}{H_i} = -\frac{M_{21}}{M_{22}}; & 9 \\ R &= |r|^2 \end{aligned}$$

می‌کنیم که موج فرودی با قطبش TM به منشور تابیده می‌شود. با فرض وابستگی زمانی  $\vec{E}, \vec{H} \sim \exp(-i\omega t)$

که در آن  $k_{mz}^2 = q^2 - \varepsilon_m k_0^2$  و  $m = 1, 2, 3$  به ترتیب به محیط‌های منشور، شکاف و زیرلایه دلالت می‌کنند.

شرایط مرزی حاکم بر امواج الکترومغناطیسی در عبور از مرزهای بین لایه‌های ساختار به صورت زیر می‌باشد:

$$\begin{aligned} z = 0, \\ E_x^1(x, 0) = E_x^2(x, 0), \\ H_y^1(x, 0) = H_y^2(x, 0) \end{aligned} \quad 2$$

$$\begin{aligned} z = d, \\ E_x^2(x, d) = E_x^3(x, d), \\ H_y^2(x, d) = H_y^3(x, d) \\ = \sigma E_x^2(x, d) \end{aligned}$$

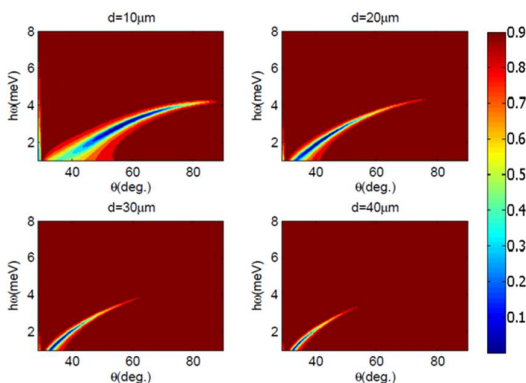
به دلیل ضخامت بسیار کم، سهم گرافن به صورت یک صفحه رسانا با رسانندگی  $\sigma$  در فصل مشترک دو محیط 2 و 3 در شرایط مرزی لحاظ می‌شود. رسانندگی گرافن با استفاده از فرمول کوپو به دست می‌آید که مجموع دو جمله مربوط به سهم گذارهای درون بانندی و بین بانندی است [22]. در محدوده فرکانس تراهرتز مورد بررسی، سهم درون بانندی در رسانندگی غالب است که به صورت زیر است:

$$\sigma(\omega, \mu, \Gamma, T) \approx -\frac{j(e^2 k_B T)}{\pi \hbar^2 (\omega - j\tau^{-1})} \times \quad 3$$

$$\left( \frac{\mu}{k_B T} + 2 \ln \left( e^{-\frac{\mu}{k_B T}} + 1 \right) \right)$$

که در آن  $\omega$ ،  $\mu$  و  $\tau$  به ترتیب عبارتند از: دما، فرکانس، پتانسیل شیمیایی گرافن و زمان واهلش مربوط

مشاهده کمینه محدودتر شده و ثانیاً افت ایجاد شده در بازتاب از نظر فرکانسی و زاویه‌ای در محدوده بسیار باریکی روی می‌دهد.



شکل 2. اثر تغییرات فاصله شکاف هوا بر ضریب بازتاب و موقعیت کمینه بازتاب. (سایر کمیت‌ها مطابق شکل 1 در نظر گرفته شده‌اند.)

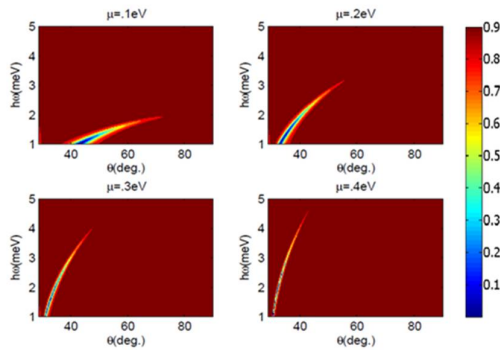
### اثر زیرلایه گرافن

زیرلایه گرافن می‌تواند ویژگی‌های پلاریتون پلاسمون سطحی در آنرا تحت تأثیر قرار دهد. در شکل 3 تغییرات ضریب بازتاب به‌ازای ضرایب دی‌الکتریک متفاوت برای زیرلایه رسم شده است. افزایش ثابت دی‌الکتریک زیرلایه از 1 تا 4 ضمن اینکه تغییرات قابل توجهی را در منحنی پاشندگی نشان می‌دهد، مقدار کمینه و پهنای آنرا نیز تغییر می‌دهد. در واقع افزایش ثابت دی‌الکتریک زیرلایه موجب می‌شود که کمینه ایجاد شده در بازتاب دارای پهنای باریکی از نظر زاویه و فرکانس باشد. دلیل این تغییر در ضریب بازتاب به‌تغییرات ایجاد شده در جواب‌های معادله پاشندگی امواج پلاسمون سطحی نشی وابسته است [21].

در چنین ساختاری، نور با زاویه  $\theta$  به‌فصل مشترک منشور و شکاف هوا می‌تابد. زاویه بحرانی این ساختار برابر با  $\theta_c = \sin^{-1}\left(\frac{\sqrt{\max(\epsilon_2, \epsilon_3)}}{\epsilon_1}\right)$  می‌باشد. به‌ازای یک فرکانس ثابت، اگر  $\theta > \theta_c$  باشد بازتاب داخلی روی می‌دهد و پرتو به‌داخل منشور باز می‌گردد، با وجود این امواج محو شونده ناشی از بازتاب داخلی، در شکاف هوا باعث تحریک پلاسمون‌های سطح گرافن می‌شوند. برانگیختگی پلاریتون‌های پلاسمون سطحی گرافن منجر به‌ایجاد یک مقدار کمینه در شدت بازتاب در این ناحیه می‌شود. در شکل 1 تغییرات ضریب بازتاب به‌ازای تغییرات فرکانس و زاویه رسم شده است و موقعیت کمینه آن در شکل به‌وضوح دیده می‌شود. مقدار کمیت‌های در نظر گرفته شده در محاسبات مربوط به‌شکل 1 عبارتند از:  $d = 20 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_1 = 16$ ,  $\epsilon_2 = 1$ ,  $\epsilon_3 = 4$ ,  $\mu = 0.22\text{eV}$ ,  $\tau = 10 \text{ ps}$ . مکان هندسی این کمینه به‌ازای فرکانس‌های مختلف در واقع معیاری از منحنی پاشندگی پلاریتون‌های پلاسمون سطحی گرافن است و در بسیاری از ادوات کاربرد دارد. موقعیت این کمینه به پارامترهای ساختاری بستگی دارد که در اینجا به‌بررسی این وابستگی می‌پردازیم.

### اثر ضخامت شکاف هوا

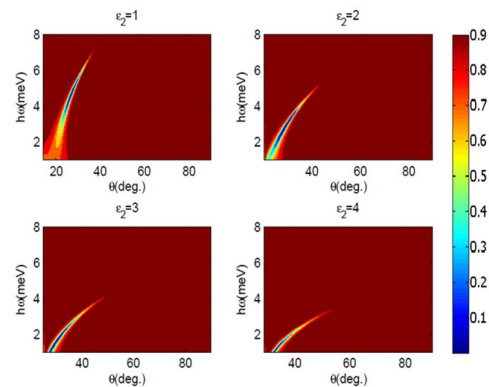
فاصله بین منشور و ورقه گرافن،  $d$  موقعیت کمینه بازتاب را تحت تأثیر قرار می‌دهد. در واقع با تغییر این فاصله، مکان هندسی کمینه تغییرات نسبتاً کمی دارد، اما مقدار کمینه و همچنین گستره فرکانسی و زاویه‌ای آن تغییر می‌کند. به‌این ترتیب با افزایش فاصله، اولاً بازه فرکانسی و زاویه‌ای برای



شکل 4. اثر تغییرات پتانسیل شیمیایی گرافن بر ضریب بازتاب و موقعیت کمینه بازتاب. (سایر کمیت‌ها مطابق شکل 1 در نظر گرفته شده‌اند).

### بحث و نتیجه‌گیری

برانگیختگی پلاریتون پلاسمون سطحی در گرافن در یک ساختار اتو گرافنی منجر به ایجاد یک افت در ضریب بازتاب در محدوده زوایای مربوط به بازتاب داخلی می‌شود. در واقع در این محدوده با وجود اینکه انتظار می‌رود اندازه ضریب بازتاب به‌زای زوایای بیشتر از زاویه بحرانی واحد باشد، در اثر تحریک پلاسمون‌های گرافن این مقدار واحد به‌زای فرکانس و زاویه خاص به‌مقدار خیلی کم و گاهی مقدار نزدیک به صفر افت می‌کند. موقعیت این کمینه در ضریب بازتاب که دارای کاربردهای متعددی در زمینه ادوات پلاسمونیک می‌باشد، به‌شدت به‌عوامل ساختاری از جمله فاصله منشور تا گرافن و همچنین جنس زیرلایه و پتانسیل شیمیایی گرافن وابسته است. در این تحقیق این وابستگی مورد بررسی قرار گرفته و نشان داده شد که با تغییر هرکدام از این کمیت‌ها مقدار کمینه و پهنای دره بازتاب و موقعیت آن از نظر زاویه و فرکانس تغییر می‌کند.



شکل 3. اثر تغییرات ثابت دی الکتریک زیرلایه گرافن بر ضریب بازتاب و موقعیت کمینه بازتاب. (سایر کمیت‌ها مطابق شکل 1 در نظر گرفته شده‌اند).

### اثر پتانسیل شیمیایی گرافن

از ویژگی‌های مهم گرافن تنظیم‌پذیری خواص اپتیکی آن است که با استفاده از تغییر پتانسیل شیمیایی آن امکان‌پذیر است. پتانسیل شیمیایی در گرافن با استفاده از روش‌های مختلف از جمله اعمال میدان الکتریکی خارجی قابل تغییر است. شکل 4 تغییرات ضریب بازتاب را برای مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی گرافن نشان می‌دهد. چنانچه در این شکل دیده می‌شود، با افزایش پتانسیل شیمیایی گرافن، برانگیختگی پلاسمون‌های پلاریتون سطحی به‌زای انرژی‌های بالا امکان‌پذیر می‌شود. همچنین با افزایش پتانسیل شیمیایی دره بازتاب به‌شدت باریک می‌شود.

## مرجع‌ها

- [10] س. بهزاد، ر. چگل، بررسی خواص الکتریکی و اپتیکی گرافن با زیر لایه BC3 پژوهش سیستم‌های بس‌ذره‌ای **8** 16 (1397) 21-27.
- [10] S. Behzad, R. Chegel, Investigation of the electro-optical properties of graphene with BC3 substrate, *Journal of Research on Many-body Systems* **8** (2018) 21-27.
- [11] س. س. توسلمند، م. هاشمی، طراحی فرامواد گرافینی با قابلیت تنظیم خواص اپتیکی، پژوهش سیستم‌های بس‌ذره‌ای **6** ویژه نامه شماره 1 (1395) 134-127.
- [11] S.S. Tavasolmand, M. Hashemi, Designing Graphene-based Metamaterials with Tunable Optical Properties, *Journal of Research on Many-body Systems* **6** (2016) 127-134.
- [12] ف. مرادیانی، م. صیفوری و ک. عابدی، تحلیل و طراحی سوئیچ پلاسمونیک با استفاده از نانونوارهای گرافنی در طول موج های مادون قرمز میانی، پژوهش سیستم‌های بس‌ذره‌ای **8** 16 (1397) 105-101.
- [12] F. Moradiani, M. Seifouri, K. Abedi, Design and Analysis of Plasmonic Switch at mid-IR Wavelengths with Graphene Nano-Ribbons, *Journal of Research on Many-body Systems* **8** 16 (2018) 101-105.
- [13] J. Zhang, L. Zhang, W. Xu, Surface plasmon polaritons: physics and applications, *Journal of Physics D: Applied Physics* **45** (2012) 113001-19.
- [14] L. Jiang, J. Guo, Q. Wang, X. Dai, Y. Xiang, Perfect Terahertz Absorption with Graphene Surface Plasmons in the Modified Otto Configuration, *Plasmonics* (2016) 1-7.
- [15] F. Ramos-Mendieta, J. Hernández-López, M. Palomino-Ovando, Transverse magnetic surface plasmons and complete absorption supported by doped graphene in Otto configuration, *AIP Advances* **4** (2014) 067125-13.
- [1] W.L. Barnes, Surface plasmon-polariton length scales: a route to sub-wavelength optics, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **8** (2006) 87-93.
- [2] W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen, Surface plasmon subwavelength optics, *Nature* **424** (2003) 824-830.
- [3] S.I. Bozhevolnyi, J. Erland, K. Leosson, P.M. Skovgaard, J.M. Hvam, Waveguiding in surface plasmon polariton band gap structures, *Physical review letters* **86** (2001) 3008-3011.
- [4] T. Søndergaard, V. Siahpoush, J. Jung, Coupling light into and out from the surface plasmon polaritons of a nanometer-thin metal film with a metal nanostrip, *Physical Review B* **86** (2012) 085455.
- [5] M. Tahmasebpour, M. Bahrami, A. Asgari, Investigation of subwavelength grating structure for enhanced surface plasmon resonance detection, *Applied optics* **53** (2014) 6307-6316.
- [6] F. Rana, Graphene terahertz plasmon oscillators, *Nanotechnology, IEEE Transactions on* **7** (2008) 91-99.
- [7] M. Jablan, M. Soljagic, H. Buljan, Plasmons in graphene: Fundamental properties and potential applications, *Proceedings of the IEEE* **101** (2013) 1689-1704.
- [8] I.-T. Lin, Y.-P. Lai, K.-H. Wu, J.-M. Liu, Terahertz Optoelectronic Property of Graphene: Substrate-Induced Effects on Plasmonic Characteristics, *Applied Sciences* **4** (2014) 28-41.
- [9] V. Mohadesi, V. Siahpoush, A. Asgari, Investigation of leaky and bound modes of graphene surface plasmons, *Journal of Applied Physics* **122** (2017) 133113-6.

- [22] G.W. Hanson, Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene, *Journal of Applied Physics* **103** (2008) 064302.
- [16] C. Sorger, S. Preu, J. Schmidt, S. Winnerl, Y.V. Bludov, N.M. Peres, *et al.*, Terahertz response of patterned epitaxial graphene, *New Journal of Physics* **17** (2015) 053045.
- [17] W. Gao, G. Shi, Z. Jin, J. Shu, Q. Zhang, R. Vajtai, *et al.*, Excitation and active control of propagating surface plasmon polaritons in graphene, *Nano letters* **13** (2013) 3698-3702.
- [18] Y.V. Bludov, M. Vasilevskiy, N. Peres, "Mechanism for graphene-based optoelectronic switches by tuning surface plasmon-polaritons in monolayer graphene, *Europhysics Letters* **92** (2010) 68001.
- [19] Y.V. Bludov, M.I. Vasilevskiy, N.M. Peres, Tunable graphene-based polarizer, *Journal of Applied Physics* **112** (2012) 084320.
- [20] S.A. Maier, Plasmonics: fundamentals and applications, Springer Science & Business Media (2007).
- [21] V. Mohadesi, A. Asgari, V. Siahpoush, Radiation characteristics of Leaky Surface Plasmon polaritons of graphene, *Superlattices and Microstructures* **119** (2018) 40-45.