

# تحلیل اثرات دمایی و میدان الکتریکی عمودی بر انتشار امواج الکتریکی عرضی در سیلیسن تک لایه

حامد امامی نژاد<sup>۱</sup> علی میر<sup>۲</sup> علی فرمانی<sup>۳</sup> رضا طالب زاده<sup>۴</sup>

۱- دانشجوی دکتری- دانشکده مهندسی برق- دانشگاه لرستان- لرستان- ایران

[hamedamami@gmail.com](mailto:hamedamami@gmail.com)

۲- استاد- دانشکده مهندسی برق- دانشگاه لرستان- لرستان- ایران

[mir.a@lu.ac.ir](mailto:mir.a@lu.ac.ir)

۳- استادیار- دانشکده مهندسی برق- دانشگاه لرستان- لرستان- ایران

[Farmani.a@lu.ac.ir](mailto:Farmani.a@lu.ac.ir)

۴- استادیار- دانشکده مهندسی برق- دانشگاه لرستان- لرستان- ایران

[Talebzadeh.r@lu.ac.ir](mailto:Talebzadeh.r@lu.ac.ir)

**چکیده:** در این مقاله ما به صورت تحلیلی اثرات دمایی و میدان الکتریکی عمود بر سطح سیلیسن را روی محدوده انتشار امواج الکتریکی عرضی، در محدوده بسامد ۱ تا ۳۰ THz مورد بررسی قرار داده ایم. ساختار اتمی تک لایه سیلیسن برخلاف گرافن، مسطح نیست و همین موضوع باعث شده، رسانایی سطحی سیلیسن علاوه بر تراز فرمی، با میدان الکتریکی عمود بر سطح سیلیسن نیز قابل تنظیم باشد. این ویژگی باعث می شود که سیلیسن نسبت به گرافن بتواند در محدوده وسیعتری، امواج الکتریکی عرضی را منتشر کند. طبق نتایج شبیه سازی بر پایه معادلات کوبو، به ازای میدان الکتریکی عمودی  $100 \text{ mV/\AA}$ ، پهنای باند انتشار امواج الکتریکی عرضی در دماهای ۵، ۱۰۰، ۲۰۰ و ۳۰۰ درجه کلوین به ترتیب برابر با ۹/۲، ۸، ۳/۱ و ۰/۹ تراهرتز است. با افزایش میدان الکتریکی عمودی به  $200 \text{ mV/\AA}$ ، پهنای باند برای دماهای مذکور به ترتیب برابر با ۲۰/۷، ۲۰/۶، ۱۶/۷ و ۱۱/۷ تراهرتز خواهد بود. در میدان الکتریکی عمودی  $300 \text{ mV/\AA}$  این مقادیر به ترتیب ذکر شده برابر با ۲۹، ۲۸/۸، ۲۶/۴ و ۲۱/۸ تراهرتز می شوند. همچنین طول حبس امواج TE در محدوده های انتشار نیز بدست آمده است که نشان می دهد با افزایش دما، طول حبس زیاد خواهد شد.

**واژه های کلیدی:** سیلیسن، امواج الکتریکی عرضی، رابطه کوبو، امواج تراهرتز، رسانایی سطحی، میدان الکتریکی عمود

**نوع مقاله:** پژوهشی

DOI: 10.52547/jiaeee.21.1.55

تاریخ ارسال مقاله: ۱۴۰۰/۱۲/۶

تاریخ پذیرش مشروط مقاله: ۱۴۰۱/۰۷/۱۶

تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۱/۱۰/۱۸

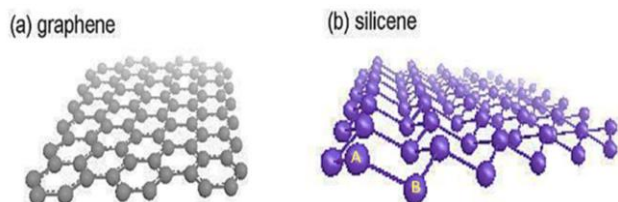
نام نویسنده ی مسئول: دکتر علی میر

نشانی نویسنده ی مسئول: ایران - لرستان - خرم آباد - دانشگاه لرستان - دانشکده ی فنی و مهندسی

## ۱- مقدمه

$MX_2$  هستند [۱۸]، که در آن M نشانگر اتم فلز انتقالی و X عناصر خانواده اکسیژن است، ایجاد کرد. از بین این مواد، سیلیسن به خاطر سازگاری با فناوری حال حاضر و همچنین خواص الکتریکی و نوری بهتر، بیشتر مورد توجه قرار گرفته است [۱۹]. اما این مواد همتای کپه‌ای لایه-لایه مانند گرافیت ندارند. سنتز مواد 2D که فاقد منبع کپه‌ای هستند نیازمند روش‌های پایین به بالا مثل رشد همبافته<sup>۱</sup> روی یک زیرلایه است [۲۰].

بلورهای 2D در شکل‌های مختلف گسترده‌ای وجود دارند، که شاید گرافن ساده‌ترین آن‌ها باشد. گرافن یک شبکه لانه زنبوری نازک با دو اتم در سلول واحد است که یک بلور 2D با تقارن بالا با ویژگی‌های فیزیکی متنوع را شکل می‌دهد. ساده‌ترین بلور بعدی که از سیلیکون شکل می‌گیرد سیلیسن است. تفاوت بین ساختار گرافن و سیلیسن در یک خمیدگی است که در شکل ۱ نشان داده شده است. زیر شبکه‌های A و B بلور در صفحه‌ای یکسانی قرار ندارند. به همین خاطر سیلیسن نسبت به گرافن دارای تقارن پایین‌تری است که این امر باعث ایجاد خصوصیات فیزیکی مهمی می‌شود.



شکل (۱): ساختار اتمی گرافن و سیلیسن

ساختار ذاتی سیلیسن دو ویژگی جالب دارد. اولین ویژگی آن توزیع قوی اسپین-اوربیت (SOC)<sup>۲</sup> است [۲۱]، که سیلیسن را به یک عایق توپولوژیکی تبدیل می‌کند. دومین ویژگی جالب، که به خاطر ساختار خمیده آن است، این است که وقتی یک میدان الکتریکی عمود بر سیلیسن ( $E_z$ ) اعمال شود، اختلاف پتانسیلی بین دو زیر شبکه ایجاد می‌شود. این اختلاف پتانسیل باعث می‌شود که نوار ممنوع سیلیسن تغییر کند و در نتیجه می‌توان گفت که سیلیسن دارای یک نوار ممنوع قابل تنظیم با میدان الکتریکی خارجی عمود بر سطح آن است [۲۲] و [۲۳]. همیلتونی سیلیسن از تقریب تنگ‌بست به صورت معادله (۱) است [۲۴]:

$$H_0 = -t \sum_{\langle i,j \rangle} c_{is}^\dagger c_{js} + i \frac{\lambda_{SO}}{3\sqrt{3}} \sum_{i,j,s} s v_{ij} c_{is}^\dagger c_{js} - 1 \sum_{is} \mu_i E_z c_{is}^\dagger c_{js} \quad (1)$$

که در مقایسه با همیلتونی گرافن [۲۵] دارای دو جمله اضافی ناشی از SOC قویتر و ساختار خمیده سیلیسن است. جمله اول بیانگر برهمکنش‌های نزدیکترین همسایه‌ها با انرژی انتقال t است. جمله دوم اثرات SOC را لحاظ می‌کند.  $\lambda_{SO}$  نشانگر شدت SOC و برابر با ۳/۹ meV است. جمله سوم بیانگر پتانسیل بین دو زیر شبکه A و B ناشی از میدان خارجی  $E_z$  است.

تحقیق روی سیلیسن، پیشرفت مداوم و سریعی را نشان می‌دهد و ابزارهای ما را در بکارگیری مواد دو بعدی (2D) جدید با کاربردهای بالقوه در علم مواد افزایش داده است. به طور خاص بعد از سنتز آزمایشگاهی سیلیسن روی زیرلایه‌ها در سال ۲۰۱۲ علاقه زیادی به بررسی نظری و آزمایشگاهی بوجود آمد. هر روزه افراد زیادی از رشته‌های مختلف به مطالعه در این حوزه روی می‌آورند. ساختار الکترونیکی و اتمی موادی که الان به عنوان سیلیسن می‌شناسیم، برای اولین بار توسط تاکدا<sup>۱</sup> و شیرایشی<sup>۲</sup> در سال ۱۹۹۴ معرفی شد. با استفاده از نظریه تابع چگالی، هانبرگ<sup>۳</sup> و کان<sup>۴</sup> در سال ۱۹۶۴، نشان دادند که از لحاظ انرژی برای سیلیسن ساختار خمیده به جای ساختار مسطح (مانند ساختار گرافن) واقعی‌تر است. به دو دلیل، این مقاله نظری حدود یک دهه مورد توجه قرار نگرفت؛ اول اینکه یک عقیده مشترک وجود داشت که این مواد دو بعدی نمی‌توانند در واقعیت وجود داشته باشند [۱ - ۳]. دوم اینکه به سختی می‌توان باور داشت که سیلیکون قادر خواهد بود یک هیبریداسیون شبه  $sp^2$  را ایجاد کند، چون همواره هیبریداسیون  $sp^3$  را ترجیح می‌دهد [۴].

علاوه بر پایداری مواد 2D، به خاطر نوارهای متقاطع خطی در سطح فرمی، اینگونه مواد به خصوص گرافن، که اجازه می‌دهد الکترون‌های آن مانند یک ذره بدون جرم رفتار کنند، علاقه‌مندان زیادی پیدا کردند. در دهه‌های اخیر یکی از مواد 2D که با ویژگی‌های شگفت‌انگیزی کشف شد گرافن بود. نوار ظرفیت و رسانش گرافن در نقطه دیراک (نقطه K در منطقه بریلوئن) یکدیگر را اصطلاحاً لمس<sup>۵</sup> می‌کنند. در این نقطه، به خاطر کم‌بودن تعداد حالت‌های الکترونیکی، گرافن به عنوان یک نیم‌فلز<sup>۶</sup> یا یک نیم‌رسانای با نوار ممنوعه صفر شناخته می‌شود. وجود این نوار ممنوعه صفر، جذب نور را در گستره وسیعی از طیف فرورسرخ تا فرابنفش امکان‌پذیر می‌سازد [۵]. این ویژگی کاربرد گرافن را در افزاره‌های الکترو-نوری فراهم می‌کند، که می‌توان به رمزگذار الکترو-نوری بر اساس کریستال‌های فوتونیکی طراحی شده با گرافن- $Al_2O_3$  [۶]، رمزگذار پلاسمونیک مبتنی بر گرافن با استفاده از نانو شیپ‌های طلا [۷]، طراحی و شبیه‌سازی فلیپ فلاپ نوع D پلاسمونیک با بهره‌گیری از گرافن [۸]، طراحی رمزگذار پلاسمونیک گرافنی [۹] به ۲ [۹] و کلید تمام نوری فوق سریع مبتنی بر کریستال‌های فوتونیکی گرافنی [۱۰]، زیست‌حسگر پلاسمونیک گرافنی با استفاده از نانولوله‌های طلا [۱۱]، جاذب‌های پلاسمونی گرافنی برای مخابرات نوری [۱۲]، کلید تمام نوری مبتنی بر میکرو حلقه تشدید گرافنی [۱۳] و یکسوسازی با استفاده از نانو دیود گرافنی [۱۴] اشاره کرد. کشف گرافن انگیزه زیادی به تحقیقات در زمینه مواد 2D شبیه به گرافن، مانند نیتريد-بورن (h-BN) [۱۵]، سیلیسن [۱۶]، ژرمان [۱۷] (شبکه‌های شش ضلعی از سیلیکون و ژرمانیوم)، ترکیبات شیمیایی فلز انتقالی<sup>۷</sup> که دارای ساختار معمول

$$H_x = \frac{i}{\mu_0 \omega} \begin{cases} -B_1 \frac{\gamma_1}{\mu_1} e^{-\gamma_1 z} & 0 < z < \infty \\ B_2 \frac{\gamma_2}{\mu_2} e^{\gamma_2 z} & -\infty < z < 0 \end{cases} \quad (4)$$

$$H_z = \frac{i}{\mu_0 \mu_i \omega} \frac{dE_y}{dx} \quad (5)$$

که در آن  $\gamma_i = q \sqrt{q^2 - \epsilon_i \mu_i}$  است که  $q$  ثابت انتشار و  $q = \omega/c$  بردار موج در فضای آزاد است که  $\omega$  بسامد زاویه‌ای و  $c$  سرعت نور در خلاء است. برای ساختار نشان داده شده در شکل (۲) می‌توان شرایط مرزی را به صورت زیر نوشت:

$$E_{y1} = E_{y2}, H_{x1} - H_{x2} = \sigma_s E_y, B_1 = B_2 \quad (6)$$

با اعمال شرایط مرزی و حل معادلات ماکسول خواهیم داشت:

$$\frac{i}{\omega \mu_0} \left( B_1 \frac{\gamma_1}{\mu_1} + B_2 \frac{\gamma_2}{\mu_2} \right) = \sigma_s E_y \quad (7)$$

که در آن رابطه پراکندگی برای موج TE به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\frac{\gamma_1}{\mu_1} + \frac{\gamma_2}{\mu_2} = i \sigma_s \omega \mu_0 \quad (8)$$

چون  $\mu_1 = \mu_2 = 1$  و  $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$  است، معادله بالا به صورت زیر ساده می‌شود:

$$2\gamma - i \sigma_s \omega \mu_0 = 0 \quad (9)$$

در معادله بالا  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$  ثابت تراوایی خلاء و  $\sigma_s$  رسانایی سطحی سیلیسن است. معادله (۹) هنگامی اقناع می‌شود که مقادیر موهومی  $\sigma_s$  منفی باشند. در نتیجه، امواج TE هنگامی منتشر می‌شوند که بخش موهومی  $\sigma_s$  منفی باشد. برای بدست آوردن گستره انتشار امواج TE نیاز داریم که  $\sigma_s$  را بدست آوریم.  $\sigma_s$  را می‌توان از رابطه مشهور کوپو محاسبه کرد [۳۰]:

$$\sigma(\omega, \zeta, \eta) = -\frac{ie^\gamma}{4\omega\pi^\gamma} \left( \sum_s \int d^\gamma k \left( \nu_{ss}^x \right) \frac{df \left[ \epsilon_{s\zeta\eta} \right]}{d\epsilon_{s\zeta\eta}} \right) + \dots$$

$$\frac{i\omega e^\gamma}{2\pi^\gamma} \hbar^\gamma \left( \int d^\gamma k \frac{f \left[ \epsilon_{1\zeta\eta}(k) \right] - f \left[ \epsilon_{2\zeta\eta}(k) \right]}{\epsilon_{2\zeta\eta}(k) - \epsilon_{1\zeta\eta}(k)} \times \dots \right)$$

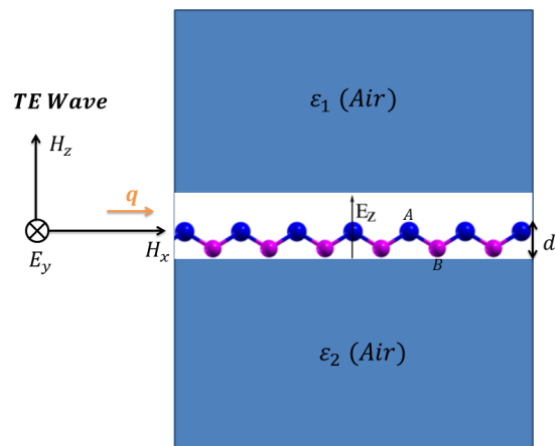
$$\frac{\nu_{12}^x \nu_{21}^x}{\hbar^\gamma \omega^\gamma - \left[ \epsilon_{2\zeta\eta}(k) - \epsilon_{1\zeta\eta}(k) \right]^\gamma} \quad (10)$$

رفتار الکترون‌ها در انرژی‌های پایین را می‌توان با مخروط‌های دیراک (نقاط  $k$  و  $k'$ ) در منطقه بریلوئن تقریب زد. همیلتونی سیلیسن در این نقاط به صورت زیر خواهد بود:

$$H_{s\eta} = \begin{pmatrix} \Delta_{s\eta} & \hbar v_F (\eta k_x - i k_y) \\ \hbar v_F (\eta k_x + i k_y) & -\Delta_{s\eta} \end{pmatrix} \quad (2)$$

که در آن  $\Delta_{s\eta} = |s\eta\lambda_{so} - eE_z d|$  دامنه نوار ممنوع را نشان می‌دهد که با  $E_z$  تغییر می‌کند. نقاط دیراک با دو مولفه  $s = \pm 1$  و  $\eta = \pm 1$  مشخص می‌شوند.  $s$  زیرنویس دره است که برای الکترون‌های با اسپین بالا<sup>۱</sup>، مثبت و برای الکترون‌های با اسپین پایین<sup>۱</sup>، منفی است. شاخص  $\eta$  زیرنویس مربوط به دره است که برای الکترون دره  $k$  مثبت و برای الکترون دره  $k'$  منفی است.

با توجه به تنظیم‌پذیری نوار ممنوع سیلیسن با اعمال میدان خارجی در گستره  $0 < E_z < 2.6 \text{ V/\AA}$  [۲۲]، سیلیسن قادر است امواج الکتریکی عرضی (TE) را در پهنه گسترده‌تری نسبت به گرافن منتشر کند [۲۶]. پهنه انتشار امواج TE در گرافن آلائیده برابر با  $\hbar\omega < 2E_F < 1/667E_F$  است که در آن  $E_F$  تراز فرمی، قابل کنترل با ناخالصی و پتانسیل الکتریکی است [۲۷-۲۹]. برای بررسی انتشار امواج TE در سیلیسن، ما ساختار شکل (۲) را در نظر گرفته‌ایم که یک سیلیسن تک‌لایه بین دو لایه هوا ( $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$ ) است.



شکل (۲): تک‌لایه سیلیسن با  $d = 0.46 \text{ \AA}$  بین دو لایه از هوا

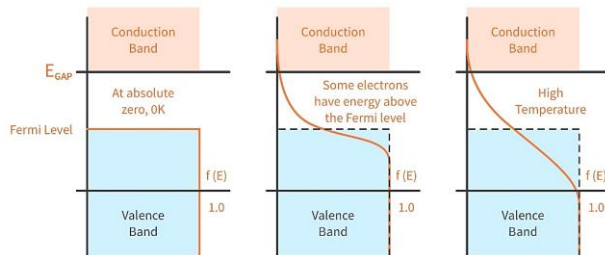
مؤلفه‌های میدان الکتریکی و میدان مغناطیسی برای امواج TE به صورت  $E = (0, E_y, 0)$  و  $H = (H_x, 0, H_z)$  بیان می‌شوند، که در نتیجه خواهیم داشت [۲۹]:

$$E_y = \begin{cases} A e^{-\gamma_1 z} & 0 < z < \infty \\ A_2 e^{\gamma_2 z} & -\infty < z < 0 \end{cases} \quad (3)$$

دما را روی گستره انتشار امواج TE در سیلیسن مورد بررسی قرار می‌دهیم که نتایج در قسمت بعد مورد بررسی قرار می‌گیرند. نتایج شبیه‌سازی به صورت تحلیلی و با استفاده از نرم‌افزار Wolfram Mathematica انجام گرفته است. ویژگی بارز این نرم‌افزار، اجرای دستورات به صورت موازی و همچنین فرمول‌نویسی گسترده آن است که در نتیجه سرعت و کدنویسی را راحت‌تر از نرم‌افزارهای مشابه مانند MATLAB می‌سازد. تمامی معادلات و نتایج در حوزه بسامد و در محدوده ۱ تا ۳۰ تراهرتز بررسی، و گام بسامد برابر با ۱ گیگاهرتز در نظر گرفته شده است.

## ۲- نتایج

افزایش دما، سبب پهن شدگی تابع توزیع فرمی،  $f(\epsilon)$  می‌شود و اثری روی پهنای نوار ممنوع سیلیسن،  $E_g$  ندارد (نوار ممنوع سیلیسن مطابق رابطه (۲) تنها با  $E_z$  قابل تنظیم است). در دماهای خیلی پایین تمامی جایگاه‌ها در نوار ظرفیت، پر، و در نوار رسانایی، خالی هستند. با افزایش دما الکترون‌ها انرژی بیشتری دریافت کرده و در نتیجه سطوح بالاتری از سطح فرمی را نیز اشغال می‌کنند، که این امر باعث می‌شود انتقال‌های بین نواری در حضور فوتون تابشی کمتر شود و در نهایت دامنه رسانایی نوری سیلیسن کم شود (شکل (۳) را ببینید [۳۱]).



شکل (۳): پهن شدگی تابع توزیع فرمی با افزایش دما [۲۷]

شکل (۴)  $\sigma_s$  را به ازای  $E_z = 100 \text{ mVÅ}^{-1}$  و دماهای مختلف نشان می‌دهد. بخش حقیقی  $\sigma_s$  با خطوط نقطه‌چین و بخش موهومی با خطوط پر نشان داده شده است. بخش‌هایی که در آن  $\text{Re}(\sigma_s)$  صفر و  $\text{Im}(\sigma_s)$  منفی است، امواج TE میرا نخواهند شد در نتیجه ما توجه خود را به این بخش معطوف خواهیم ساخت. برای  $T=5 \text{ K}$ ، دماهای خیلی پایین، نزدیک صفر مطلق،  $\text{Im}(\sigma_s)$  در تمامی بازه یک تا ۳۰ تراهرتز منفی است، ولی  $\text{Re}(\sigma_s)$  فقط در بازه ۱ تا ۱۰/۲ تراهرتز صفر است. در نتیجه بازه انتشار امواج TE در این حالت  $1 \text{ THz} < f < 10.2 \text{ THz}$  خواهد بود. با افزایش دما گستره‌ای که در آن  $\text{Re}(\sigma_s)$  صفر است تغییری نمی‌کند ولی گستره‌ای که  $\text{Im}(\sigma_s)$  منفی است کوچکتر می‌شود. برای دماهای ۱۰۰، ۲۰۰ و ۳۰۰ درجه کلوین بازه انتشار به ترتیب برابر با  $1.7 \text{ THz} < f < 10.2 \text{ THz}$ ،  $0.8 \text{ THz} < f < 10.2 \text{ THz}$  و  $0.9 \text{ THz} < f < 10.2 \text{ THz}$  خواهد بود.

$$f(\epsilon) = \frac{1}{(1 + e^{\frac{\epsilon - \mu_c}{k_b T}})} \quad (11)$$

در رابطه بالا،  $f(\epsilon)$  تابع توزیع فرمی است که در آن  $\mu_c$  پتانسیل شیمیایی،  $\epsilon$  انرژی،  $k_b$  ثابت بولتزمن و  $T$  دما بر حسب کلوین است. عنصر ماتریس سرعت که از رابطه  $v = U^{-1} \partial H_{sq} / \partial \hbar k$  محاسبه می‌شود که در آن  $U$  ماتریس واحد  $H_{sq}$  است. در نهایت، رسانایی سیلیسن بصورت  $\sigma_s = \sigma_{intra} + \sigma_{inter}$  محاسبه می‌شود:

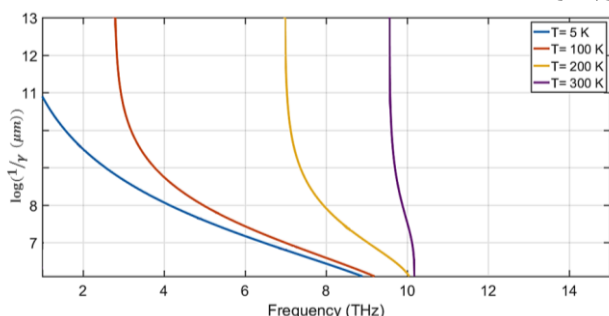
$$\begin{aligned} \sigma_{intra} = & \int \frac{ie^\gamma e^{\frac{1}{\epsilon}((\mu_c + \frac{kT}{\epsilon})^\gamma - \frac{1}{4}\Delta[\xi, \eta]^\gamma)} }{\epsilon^\gamma \pi \hbar^\gamma (1 + e^{\frac{1}{\epsilon}((\mu_c + \frac{kT}{\epsilon})^\gamma - \frac{1}{4}\Delta[\xi, \eta]^\gamma)} ) (\omega + \frac{i\Gamma}{\hbar})} + \\ & \frac{ie^\gamma e^{\frac{1}{\epsilon}(\frac{\mu_c}{kT}((\mu_c + \frac{kT}{\epsilon})^\gamma - \frac{1}{4}\Delta[\xi, \eta]^\gamma))}}{\epsilon^\gamma \pi \hbar^\gamma (1 + e^{\frac{1}{\epsilon}(\frac{\mu_c}{kT}((\mu_c + \frac{kT}{\epsilon})^\gamma - \frac{1}{4}\Delta[\xi, \eta]^\gamma))}) (\omega + \frac{i\Gamma}{\hbar})} d\epsilon \\ \sigma_{inter} = & \int \frac{ie^\gamma \omega (\frac{\text{Sinh}[\frac{1}{\epsilon}]}{\text{Cosh}[\frac{1}{\epsilon}] + \text{Cosh}[\frac{\mu_c}{kT}]} )}{\epsilon^\gamma \pi k T (-\frac{\epsilon^\gamma T^\gamma}{\epsilon^\gamma} + \omega^\gamma \hbar^\gamma)} - \\ & \frac{\text{Sinh}[\frac{\omega \hbar}{\epsilon^\gamma k T}]}{\text{Cosh}[\frac{\mu_c}{kT}] + \text{Cosh}[\frac{\omega \hbar}{\epsilon^\gamma k T}]} (\frac{\epsilon^\gamma T^\gamma}{\epsilon^\gamma} + \Delta[\xi, \eta]^\gamma) d\epsilon \\ & + \frac{e^\gamma \theta[\omega, \xi, \eta] \text{Sinh}[\frac{\omega \hbar}{\epsilon^\gamma k T}] (1 + \frac{\Delta[\xi, \eta]^\gamma}{\omega^\gamma \hbar^\gamma})}{\epsilon^\gamma \hbar (\text{Cosh}[\frac{\mu_c}{kT}] + \text{Cosh}[\frac{\omega \hbar}{\epsilon^\gamma k T}])} + \\ & \frac{ie^\gamma \text{Sinh}[\frac{\omega \hbar}{\epsilon^\gamma k T}]}{\epsilon^\gamma \hbar \text{Cosh}[\frac{\mu_c}{kT}] + \text{Cosh}[\frac{\omega \hbar}{\epsilon^\gamma k T}]} (\Delta[\xi, \eta]^\gamma - \omega \pi \hbar) \\ & \frac{\text{Log}[\text{Abs}[\frac{\omega \hbar + \Delta[\xi, \eta]^\gamma}{\omega \hbar - \Delta[\xi, \eta]^\gamma}]] (1 + \frac{\Delta[\xi, \eta]^\gamma}{\omega^\gamma \hbar^\gamma})}{\epsilon^\gamma \pi} \end{aligned} \quad (12)$$

در معادلات بالا  $\Gamma = 10^{-5} \text{ eV}$ ، نرخ پراکندگی پدیدار شناختی و  $\theta[\omega, \xi, \eta]$  تابع هیوی‌ساید است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

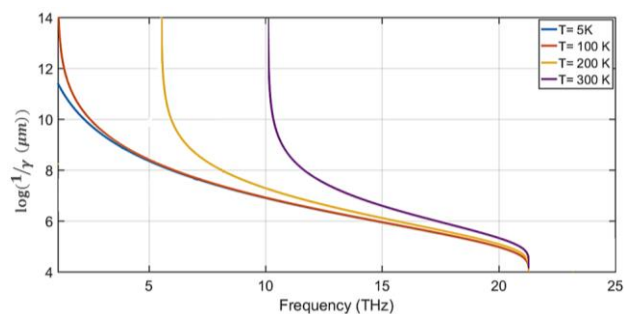
$$\theta[\omega, \xi, \eta] = \begin{cases} 0 & \text{if } \hbar \omega < \Delta[\xi, \eta] \\ 1 & \text{else} \end{cases} \quad (14)$$

در [۲۶] گستره انتشار امواج TE در سیلیسن در دمای صفر مطلق بررسی شده است و اثرات دمایی بررسی نشده‌اند. در این مقاله ما اثرات

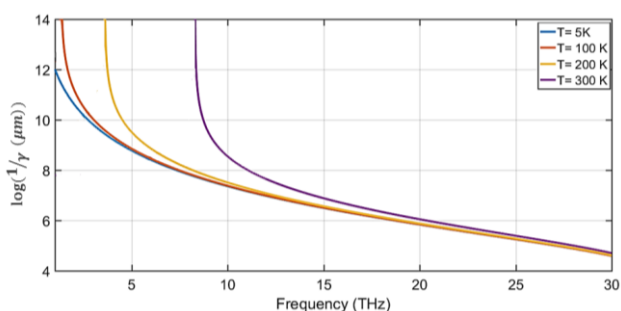
طول حبس<sup>۱۲</sup> از رابطه  $\gamma = 2/i\sigma_s\omega\mu_0$  برای امواج TE بدست می-آید. این مقدار هر چه کوچکتر باشد امواج TE بهتر می-توانند منتشر شوند. شکل (۷) طول حبس را به ازای  $E_z = 100 \text{ mV}\text{\AA}^{-1}$  در گستره انتشار امواج TE در دماهای مختلف نشان می-دهد. همانطور که ملاحظه می-شود در دماهای پایین تر طول حبس کوچکتر است و در نتیجه امواج TE در دماهای پایین بهتر منتشر می-شوند. در واقع هر چه دامنه منفی  $\text{Im}(\sigma_s)$  بزرگتر باشد، طول حبس کوچکتر می-شود. پس می-توان نتیجه گرفت که در حوالی قله‌های منفی  $\text{Im}(\sigma_s)$  (شکل‌های ۴، ۵ و ۶) ما بهترین شرایط را برای انتشار امواج TE خواهیم داشت. شکل‌های (۸) و (۹) طول حبس را برای مقادیر  $E_z = 200 \text{ mV}\text{\AA}^{-1}$  و  $E_z = 300 \text{ mV}\text{\AA}^{-1}$  نشان می-دهد. با افزایش  $E_z$  مقادیر طول حبس در گستره بسامد وسیعتری دارای مقادیر کوچکتری است.



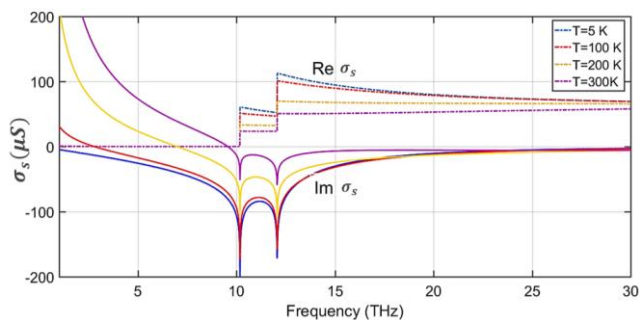
شکل (۷): طول حبس به ازای  $E_z = 100 \text{ mV}\text{\AA}^{-1}$



شکل (۸): طول حبس به ازای  $E_z = 200 \text{ mV}\text{\AA}^{-1}$

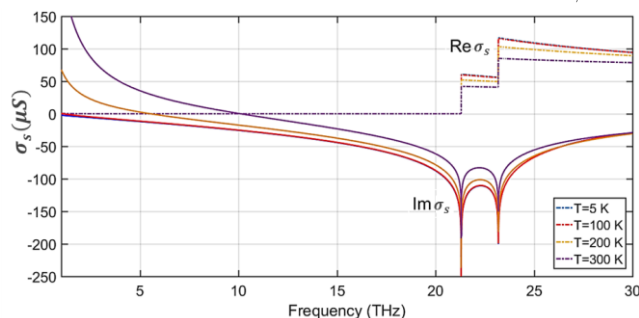


شکل (۹): طول حبس به ازای  $E_z = 300 \text{ mV}\text{\AA}^{-1}$



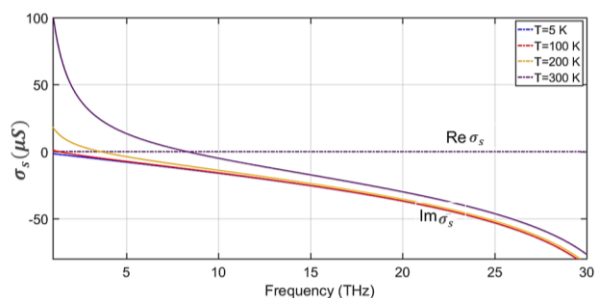
شکل (۴):  $\sigma_s$  به ازای  $E_z = 100 \text{ mV}\text{\AA}^{-1}$  خطوط نقطه‌چین مقادیر

شکل (۵)  $\sigma_s$  را به ازای  $E_z = 200 \text{ mV}\text{\AA}^{-1}$  نشان می-دهد. در این حالت نیز با افزایش دما بازه انتشار امواج TE کوچکتر می-شود ولی پهنای نوار نسبت به  $E_z = 100 \text{ mV}\text{\AA}^{-1}$  وسیع‌تر شده است. به طوری که برای دماهای ۵، ۱۰۰، ۲۰۰ و ۳۰۰ درجه کلوین بازه انتشار امواج TE به ترتیب برابر خواهد بود با  $1.7 \text{ THz} < f < 21.7 \text{ THz}$ ،  $1.7 \text{ THz} < f < 21.7 \text{ THz}$ ،  $1.7 \text{ THz} < f < 21.7 \text{ THz}$  و  $1.7 \text{ THz} < f < 21.7 \text{ THz}$ .



شکل (۵):  $\sigma_s$  به ازای  $E_z = 200 \text{ mV}\text{\AA}^{-1}$  خطوط نقطه‌چین مقادیر حقیقی و خطوط پر مقادیر موهومی را نشان می-دهند

در نهایت با افزایش  $E_z$  به  $300 \text{ mV}\text{\AA}^{-1}$  بازه انتشار امواج TE از ۱ THz تا ۳۰ THz در دمای ۵ K خواهد بود که در شکل (۶) نشان داده شده است. با افزایش دما این گستره کوچکتر می-شود، طوری که به ازای دماهای ۱۰۰ K، ۲۰۰ K و ۳۰۰ K بازه انتشار امواج TE به ترتیب برابر با  $1.7 \text{ THz} < f < 21.7 \text{ THz}$ ،  $1.7 \text{ THz} < f < 21.7 \text{ THz}$  و  $1.7 \text{ THz} < f < 21.7 \text{ THz}$  است.



شکل (۶):  $\sigma_s$  به ازای  $E_z = 300 \text{ mV}\text{\AA}^{-1}$  خطوط نقطه‌چین مقادیر حقیقی و خطوط پر مقادیر موهومی را نشان می-دهد



- Katsnelson, IVa Grigorieva, SVb Dubonos, and AA Firsov. "Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene." *nature* 438, no. 7065 (2005): 197-200.
- [6] F. Haddadan, M. Soroosh, and N. Alaei-Sheini, "Designing an electro-optical encoder based on photonic crystals using the graphene-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> stacks," *Appl. Opt.* 59, 2179-2185 (2020).
- [7] F. Haddadan, M. Soroosh, and N. Alaei-Sheini, "Cross-talk reduction in a graphene-based ultra-compact plasmonic encoder using an Au nano-ridge on a silicon substrate," *Appl. Opt.* 61, 3209-3217 (2022).
- [8] Bagheri, F., et al. "Design and simulation of a compact graphene-based plasmonic D flip-flop." *Optics & Laser Technology* 155 (2022): 108436.
- [9] Haddadan, F., and M. Soroosh. "Design and simulation of a subwavelength 4-to-2 graphene-based plasmonic priority encoder." *Optics & Laser Technology* 157 (2023): 108680.
- [10] Jalali Azizpour, M.R.; Soroosh, M.; Dalvand, N.; Seifi-Kavian, Y. All-Optical Ultra-Fast Graphene-Photonic Crystal Switch. *Crystals*, 9, 461, (2019).
- [11] Darvari S M, Khatir M. Plasmonic biosensor using gold nanorods based on graphene. *Journal of Iranian Association of Electrical and Electronics Engineers* 2022; 19 (3) :105-112
- [12] Yousefi S, Pourmahyabadi M, Rostami A. Design of a Dual Band Graphene-Plasmonic Absorber for Optical Communication Devices. *Journal of Iranian Association of Electrical and Electronics Engineers* 2022; 19 (2) :55-63
- [13] Afroozeh A. The role of grating and electro-optical to adjustment of optical switches with voltage to graphene layer in increasing bandwidth. *Journal of Iranian Association of Electrical and Electronics Engineers* 2021; 18 (3) :65-71
- [14] ghaziasadi H, nayeby P. Rectification in Graphene Self-Switching Nanodiode Using Side Gates Doping. *Journal of Iranian Association of Electrical and Electronics Engineers* 2021; 18 (1) :9-16
- [15] Li, Lin, Ye Zhang, Ziyi Han, Huanli Dong, Gui Yu, Dechao Geng, and Hui Ying Yang. "A mini review on chemical vapor deposition growth of wafer-scale h-BN single crystals." *Nanoscale* (2021).
- [16] Kharadi, Mubashir A., Gul Faroz A. Malik, Farooq A. Khanday, Khurshed A. Shah, Sparsh Mittal, and Brajesh Kumar Kaushik. "Silicene: From material to device applications." *ECS Journal of Solid-State Science and Technology* 9, no. 11 (2020): 115031.
- [17] Liu, Yundan, Dan Mu, and Jincheng Zhuang. "Group IVA of 2D Xenes materials (Silicene, Germanene, Stanene, Plumbene)." In *2D Monoelemental Materials (Xenes) and Related Technologies*, pp. 39-66. CRC Press, 2022.
- [18] Zhang, Xiaoli, Xiaoyi Zhang, and Yu Yang. "The process for preparing MX<sub>2</sub> (M= Mo, W; X= Se, S) single crystal." In *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 2079, no. 1, p. 012014. IOP Publishing, 2021.
- [19] Molle, Alessandro, Carlo Grazianetti, Li Tao, Deepyanti Taneja, Md Hasibul Alam, and Deji Akinwande. "Silicene, silicene derivatives, and their device applications." *Chemical Society Reviews* 47, no. 16 (2018): 6370-6387.
- [20] Lalmi, Boubekour, Hamid Oughaddou, Hanna Enriquez, Abdelkader Kara, Sébastien Vizzini, Bénédicte Ealet, and Bernard Aufray. "Epitaxial growth of a silicene sheet." *Applied Physics Letters* 97, no. 22 (2010): 223109.

جدول ۱ به طور خلاصه مقایسه‌ای از گستره‌های انتشار امواج TE در دماها و  $E_z$  های مختلف نشان می‌دهد.

جدول (۱): مقایسه محدوده انتشار امواج TE

$E_z$ (mVÅ <sup>-1</sup> )	T (K)	گستره انتشار TE (THz)	پهنای باند (THz)
۱۰۰	۵	$۱ < f < ۱۰٫۲$	۹٫۲
	۱۰۰	$۲٫۲ < f < ۱۰٫۲$	۸
	۲۰۰	$۷٫۱ < f < ۱۰٫۲$	۳٫۱
	۳۰۰	$۹٫۳ < f < ۱۰٫۲$	۰٫۹
۲۰۰	۵	$۱ < f < ۲۱٫۷$	۲۰٫۷
	۱۰۰	$۱٫۱ < f < ۲۱٫۷$	۲۰٫۶
	۲۰۰	$۵ < f < ۲۱٫۷$	۱۶٫۷
	۳۰۰	$۱۰ < f < ۲۱٫۷$	۱۱٫۷
۳۰۰	۵	$۱ < f < ۳۰$	۲۹
	۱۰۰	$۱٫۲ < f < ۳۰$	۲۸٫۸
	۲۰۰	$۳٫۶ < f < ۳۰$	۲۶٫۴
	۳۰۰	$۸٫۲ < f < ۳۰$	۲۱٫۸

### ۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله به صورت تحلیلی با استفاده از رابطه کوبو، محدوده انتشار امواج TE را به ازای دماها و  $E_z$  های مختلف در سیلیسن مورد بررسی قرار دادیم. نتایج نشان می‌دهد با افزایش دمای محیط، محدوده‌ای که امواج TE می‌توانند از طریق یک سیلیسن تک‌لایه انتشار پیدا کنند کوچکتر می‌شوند، در حالی که با افزایش  $E_z$  محدوده انتشار امواج TE گسترش می‌یابد. همچنین مشخص شد با افزایش دما، یا کاهش  $E_z$  طول حبس امواج بزرگتر می‌شود که در واقع باعث انتشار کمتر امواج خواهد شد.

### مراجع

- [1] Landau, Lev Davidovich. "On the theory of phase transitions. I." *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 11 (1937): 19.
- [2] Mermin, N. David. "Crystalline order in two dimensions." *Physical Review* 176, no. 1 (1968): 250.
- [3] Peierls, R. E. "Bemerkungen über umwandlungstemperaturen." *Helv. Phys. Acta* 7, no. 2 (1934): 81.
- [4] Fagan, Solange B., R. J. Baierle, R. Mota, Antonio JR da Silva, and A. Fazzio. "Ab initio calculations for a hypothetical material: Silicon nanotubes." *Physical Review B* 61, no. 15 (2000): 9994.
- [5] Novoselov, Kostya S., Andre K. Geim, Sergei Vladimirovich Morozov, Dingde Jiang, Michail I.

- [21] Wu, Chen-Huan. "Tight-binding model and ab initio calculation of silicene with strong spin-orbit coupling in low-energy limit." arXiv preprint arXiv:1804.01695 (2018).
- [22] Drummond, N. D., Viktor Zolyomi, and V. I. Fal'Ko. "Electrically tunable band gap in silicene." *Physical Review B* 85, no. 7 (2012): 075423
- [23] de Vargas, Douglas D., Mateus H. Köhler, and Rogério J. Baierle. "Electrically tunable band gap in strained h-BN/silicene van der Waals heterostructures." *Physical Chemistry Chemical Physics* 23, no. 31 (2021): 17033-17040.
- [24] Ezawa, Motohiko. "A topological insulator and helical zero mode in silicene under an inhomogeneous electric field." *New Journal of Physics* 14, no. 3 (2012): 033003.
- [25] "R. Saito, G. Dresselhaus and MS Dresselhaus, *Physical Properties of Carbon Nanotubes*, Imperial College Press, London, 1998, xii+ 259p., 22× 15.5 cm.,\10,560 54, no. 10 (1999): 832-833.
- [26] Ukhtary, M. Shoufie, Ahmad RT Nugraha, Eddwi H. Hasdeo, and Riichiro Saito. "Broadband transverse electric surface wave in silicene." *Applied Physics Letters* 109, no. 6 (2016): 063103.
- [27] Menabde, Sergey G., Daniel R. Mason, Evgeny E. Kornev, Changhee Lee, and Namkyoo Park. "Direct optical probing of transverse electric mode in graphene." *Scientific reports* 6, no. 1 (2016): 1-6.
- [28] He, Xiao Yong, and Rui Li. "Comparison of graphene-based transverse magnetic and electric surface plasmon modes." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 20, no. 1 (2013): 62-67.
- [29] Mikhailov, Sergey A., and Klaus Ziegler. "New electromagnetic mode in graphene." *Physical review letters* 99, no. 1 (2007): 016803.
- [30] Falkovsky, L. A., and A. A. Varlamov. "Space-time dispersion of graphene conductivity." *The European Physical Journal B* 56, no. 4 (2007): 281-284.
- [31] Simpson, Robert Edmund. *Introductory electronics for scientists and engineers*. Allyn & Bacon, 1974.

<sup>1</sup> Takeda

<sup>2</sup> Shiraishi

<sup>3</sup> Hohenberg

<sup>4</sup> kohn

<sup>5</sup> Touching

<sup>6</sup> Semi-metal

<sup>7</sup> Transition metal dichalcogenides

<sup>8</sup> Epitaxial

<sup>9</sup> Spin-orbit coupling

<sup>10</sup> Spin up

<sup>11</sup> Spin down

<sup>12</sup> Confinement Length