

بررسی عملکرد دمای اتاق لیزر تراهرتز باند پهن گرافنی و باند باریک گرافن نواری

سالار رشیدی^۱، حسن رسولی سقایی^{۲*}

^۱ کارشناسی ارشد برق الکترونیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تبریز salarrashidi@yahoo.com

^{۲*} دانشیار گروه مهندسی برق دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تبریز h_rasooli@iaut.ac.ir

چکیده

در این مقاله ابتدا عملکرد دمایی لیزرهای تراهرتز با ناحیه فعال گرافنی مورد بررسی قرار گرفته است و نشان داده شده است که با افزایش دما عملکرد این نوع لیزرهای ضعیف می شود و حتی برای بعضی از نسبت های شدت نور ورودی به شدت نور آستانه امکان لیزینگ وجود ندارد. در ادامه، برای دستیابی به لیزرهای باند باریک، ناحیه فعال مبتنی بر گرافن نواری نیز مورد بررسی قرار گرفته است و نشان داده شده است که امکان عملکرد مناسب در دمای اتاق برای ساختارهای آرمیچری که تعداد اتمهای کناری عرض نوار در آنها مضربی از سه باشد، به خاطر افزایش یک مرتبه ای مویلیته وجود دارد و با افزایش عرض نوار وضعیت بهتری می شود.

کلیدواژه

لیزر تراهرتز گرافنی، عملکرد دمای اتاق، گرافن نواری، ساختارهای آرمیچری

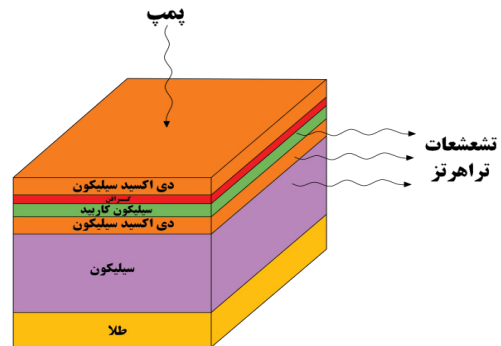
مقدمه

به عنوان فرمیون های دیراک بدون وزن عمل می کنند. تحقیقات اخیر در تولید ساختارهای متفاوتی از گرافن بر خلاف روش های متداول خواص متفاوت و استثنایی را در استفاده از گرافن در ادوات نانوالکترونیک و الکترومکانیک به ارمغان آورده است. ساختارهای گرافنی می توانند در دیگر ادوات الکترونیک نوری مانند فوتودتکتورها و مدولاتورهای نوری با طول موج بلند نیز استفاده شوند [۵]. یکی از مسائل بسیار مهم در مورد ادوات الکترونیکی و الکترونیک نوری توانایی کار این ادوات در دمای اتاق و یا به عبارتی دمای نرمال محیط اطراف می باشد و اهمیت این موضوع زمانی بیشتر می شود که امکان ایجاد محیط مناسب دمایی برای عملکرد مطلوب وسیله مورد نظر امکان پذیر نبوده یا بسیار مشکل باشد. به عنوان مثال در ادامه نشان داده می شود برای عملکرد بهینه لیزرهای تراهرتز مناسب است که دمای آن را کاهش و حتی به صفر درجه کلونین نزدیک کرد که این موضوع بسیار مشکل و عملاً امکان ناپذیر است. بنابراین این موضوع که ادوات در دمای اتاق نیز عملکرد مطلوبی داشته باشند از اهمیت بسیاری برخوردار بوده و در ادامه امکان کار لیزرهای تراهرتز باند پهن گرافنی و باند باریک گرافنی نواری در دماهای بالاتر و مخصوصاً دمای اتاق مورد ارزیابی قرار می گیرد.

ساخت منابع تابش تراهرتز توان بالا و آشکارسازهای کارآمد از چالش های بزرگ محققان در سال های اخیر برای دستیابی به کاربردهای بسیار مهم نظیر تصویربرداری پزشکی و سیستم های پوششگر امنیتی در این بازه از امواج الکترومغناطیسی بوده است [۱]. تابش تراهرتز به امواج الکترومغناطیسی بین $10^9 \times 10^10$ هرتز الی $10^{12} \times 3$ هرتز اطلاق می گردد و قسمت اعظم تشعشعات یک جسم سیاه و ۹۸ درصد فوتون های کپکشان را شامل می شود [۲]. لیزرهایی که به صورت نوری پمپ می شوند و بر اساس تبدیل طول موج کار می کنند یکی از موفق ترین لیزرهای تراهرتز به شمار می روند. در این میان لیزرهای با ناحیه فعال گرافنی به دلیل پخش خطی الکترون های دیراک در گرافن و همینطور به سبب نبودن باند گپ گرافن و همچنین گپ های انرژی نسبتاً کوچک در گرافن های چند لایه و گرافن های نواری، امکان تولید لیزرهای تراهرتز باند پهن و باند نسبتاً باریک را ممکن ساخته اند [۳ و ۴]. گرافن یک ساختار دو بعدی کندو مانند تولید شده از اتم کربن می باشد. پخش الکترون ها در ساختار دو بعدی گرافن یک رابطه خطی با انرژی و مومنوم دارد، بنابراین این الکترون ها

لیزر تراهرتز باند پهن گرافنی

در این مقاله به عنوان نمونه، از ساختار زیر به عنوان لیزر تراهرتز پمپ نوری با ناحیه فعال گرافنی استفاده شده است [۴]. در این ساختار گرافن به عنوان یک موجبر نیز عمل می‌کند.



شکل ۱. طرح شماتیک از ساختار لیزر تراهرتز پمپ نوری با ناحیه فعال گرافنی

و این منجر به وارونگی جمعیت می‌شود. بنابراین مقدار حقیقی از هدایت ac خالص که متناسب با ضریب جذب تابش است می‌تواند منفی باشد و به دلیل نبود گپ در طیف انرژی هدایت ac در فرکانس تراهرتز منفی است [۷]. لیزر گرافنی یک لیزر باند پهن بوده و برای دستیابی به لیزرهای گرافنی باند باریک نیاز به ایجاد گپ در ساختار باند الکترونیکی گرافن است که برای این کار می‌توان گرافن را به صورت ریبون (نواری) بکار برد. در حالت کلی دو نوع گرافن نواری آرمیچر و زیگ زاگ مطرح است و گرافن نواری زیگ زاگ از لحاظ ساختاری محکم تر از آرمیچر است. در ادامه اثر استفاده از گرافن و همینطور هر دو نوع گرافن نواری بر عملکرد دمایی لیزر به ویژه در دمای اتاق بررسی خواهد داشت.

معادلات حاکم

تحریک نوری با انرژی فوتون $\hbar\Omega$ که فرکانس فوتون‌های

ورودی می‌باشد، انرژی به اندازه $E_0 = \hbar\Omega/2$ تولید می‌کند و

با توجه به زمان کوتاه تشعشعات فونون‌های نوری (τ_0) الکترون و حفره‌های تولید شده توسط تحریک نوری، یک آبخاری از

فونون‌های نوری که در انرژی‌هایی به اندازه $E_N = \frac{\hbar\Omega}{2} - N\hbar\omega_0$

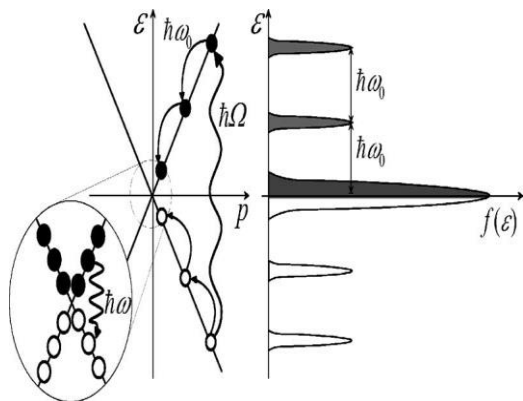
که $N = 1, 2, 3, \dots (N \leq N_{\max})$ می‌باشد را تولید می‌کنند. به محض

انتشار فونون‌های نوری، الکترون و حفره‌های تولید شده توسط

تحریک نوری نرمالیزه می‌شوند (توزیع حرارتی خود را پیدا می‌

کنند). شکل ۲ دیگرام باند گرافن و توزیع انرژی فرمی الکترون و

حفره‌های تولید شده توسط تحریک نوری را نشان می‌دهد [۸].



شکل ۲. دیگرام باند و توزیع انرژی گرافن [۸]

در زمانی که الکترون و حفره‌ها در تعادل هستند توزیع آنها همان

توزیع انرژی فرمی است:

این ساختار شامل یک زیر لایه نازک از Si به ضخامت ۱۰-۵۰ میکرومتر با یک لایه طلا در یک طرف این زیر لایه و یک لایه SiO₂ به ضخامت ۳۰۰ نانومتر در سمت دیگرش و نیز یک لایه به ضخامت ۸۰ نانومتر از SiC بر روی آن می‌باشد. در این ساختار گرافن بین لایه SiC و یک لایه ۳۰۰ نانومتری از SiO₂ به صورت ساندویچی قرار داده شده است. SiC بیش از دوپست پلی تایپ دارد که تنها نوع مکعبی آن بر روی پایه Si رشد پیدا می‌کند. برای اینکه گرافن در روی 3C-SiC قرار بگیرد مهم است که جهت چرخش مناسبی را برای همسازی چین خوردگی شش وجهی مشابه کریستال گرافن ایجاد شود. در ساختار ارائه شده در [۴] از Si(110) به جای Si(111) استفاده شده است و این بدان دلیل است که بین Si(111) و 3C-SiC یک نا همگونی شبکه وجود دارد [۶]. در این ساختار سیلیکون کاربید به عنوان یک زیر لایه مجازی و گرافن به عنوان موجبر و سیلیکون به عنوان زیر لایه استفاده شده اند. به دلیل اینکه ساختار گرافن بدون گپ است، انرژی فرمی در ناحیه تولید نور صفر بوده بنابراین تابع توزیع الکترون و حفره در بالای باند هدایت در زیر باند ظرفیت برابر $1/2$ است:

$$f_e(0) = f_h(0) = 1/2 \quad (1)$$

این بدان معنی است که اگر کمی انرژی اعمال کنیم خواهیم داشت:

$$f_e(0) = f_h(0) > 1/2 \quad (2)$$

$$f(E) = [1 + \exp(\frac{E - E_f}{k_B T})]^{-1} \quad (4)$$

که در این رابطه داریم :

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar} \quad (9)$$

که

$$g_{\omega} = \frac{\hbar\omega}{2K_B T} + \frac{8 \ln 2}{\pi} \left(\frac{K_B T \tau}{\hbar} \right) \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (10)$$

در نتیجه هدایت ac خالص در نزدیکی آستانه که علامت عوض می شود می توان توسط رابطه زیر نشان داد [۸]:

$$\text{Re} \sigma_{\omega} = \frac{e^2 \bar{g}}{8\hbar} \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{\omega - \bar{\omega}}{\bar{\omega}} \right)^2 - \frac{I_{\Omega}}{\bar{I}_{\Omega}} \right] \quad (11)$$

که در این رابطه $\bar{\omega} = \left(\frac{32 \ln 2}{\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{K_B T \tau}{\hbar} \right)^{2/3} \frac{1}{\tau}$ می باشد

و در این روابط اخیر I_{Ω} چگالی نور ورودی و \bar{I}_{Ω} چگالی نور ورودی آستانه می باشد که توسط رابطه زیر نشان داده می شود. [۸]

$$\bar{I}_{\Omega} = 11 \left(\frac{\hbar}{K_B T \tau} \right)^{1/3} \left(\frac{K_B T}{\hbar v_f} \right)^2 \frac{\hbar \Omega}{\tau_R} \quad (12)$$

با توجه به رابطه $\text{Re}(\sigma_{\omega})$ هدایت ac در $\omega_{\min} < \omega < \omega_{\max}$ منفی است [۸]:

$$\omega_{\min} = \bar{\omega} \left[1 - \sqrt{\frac{3}{2} \frac{I_{\Omega}}{\bar{I}_{\Omega}}} - 1 \right] \quad (13)$$

$$\omega_{\max} = \bar{\omega} \left[1 + \sqrt{\frac{3}{2} \frac{I_{\Omega}}{\bar{I}_{\Omega}}} - 1 \right] \quad (14)$$

تحلیل و شبیه سازی اثر دما بر هدایت نوری لیزر

با در نظر گرفتن چهار مقدار مختلف ۰/۵ و ۱ و ۱/۵ و ۲ برای

$I = \frac{I_{\Omega}}{\bar{I}_{\Omega}}$ نتیجه شبیه سازی هدایت ac بر حسب فرکانس برای

چهار دمای ۰.۷۷، ۰.۴۲، ۰.۱۲ و ۰.۰۶ درجه کلون به ترتیب در شکل های (۳- الف) الی (۳- د) نشان داده شده است.

$$f_e(E) = f_h(E) = f(E) \quad (3)$$

برای بدست آوردن هدایت نوری باید قسمت حقیقی هدایت ac ($\text{Re}(\sigma_{\omega})$) یک سیستم غیر متعادل الکترون - حفره در گرافن را اندازه بگیریم. کمیت $\text{Re}(\sigma_{\omega})$ متناسب است با ضریب جذب فوتون در فرکانس ω که این شامل سهمی از هر دو عبور درون باندی و بین باندی همراه با جذب و انتشار فوتون ها می باشد:

$$\text{Re}(\sigma_{\omega}) = \text{Re}^{\text{inter}}(\sigma_{\omega}) + \text{Re}^{\text{intra}}(\sigma_{\omega}) \quad (5)$$

هدایت درون باندی عبارت است از :

$$\text{Re}^{\text{intra}}(\sigma_{\omega}) = \frac{e^2}{4\hbar} \left[1 - f_e \left(\frac{\hbar\omega}{2} \right) - f_h \left(\frac{\hbar\omega}{2} \right) \right] \quad (6)$$

$$= \frac{e^2}{4\hbar} \left[1 - 2f \left(\frac{\hbar\omega}{2} \right) \right]$$

$$= \frac{e^2}{4\hbar} \tanh \left[\frac{\hbar\omega - 2E_f}{4K_B T} \right]$$

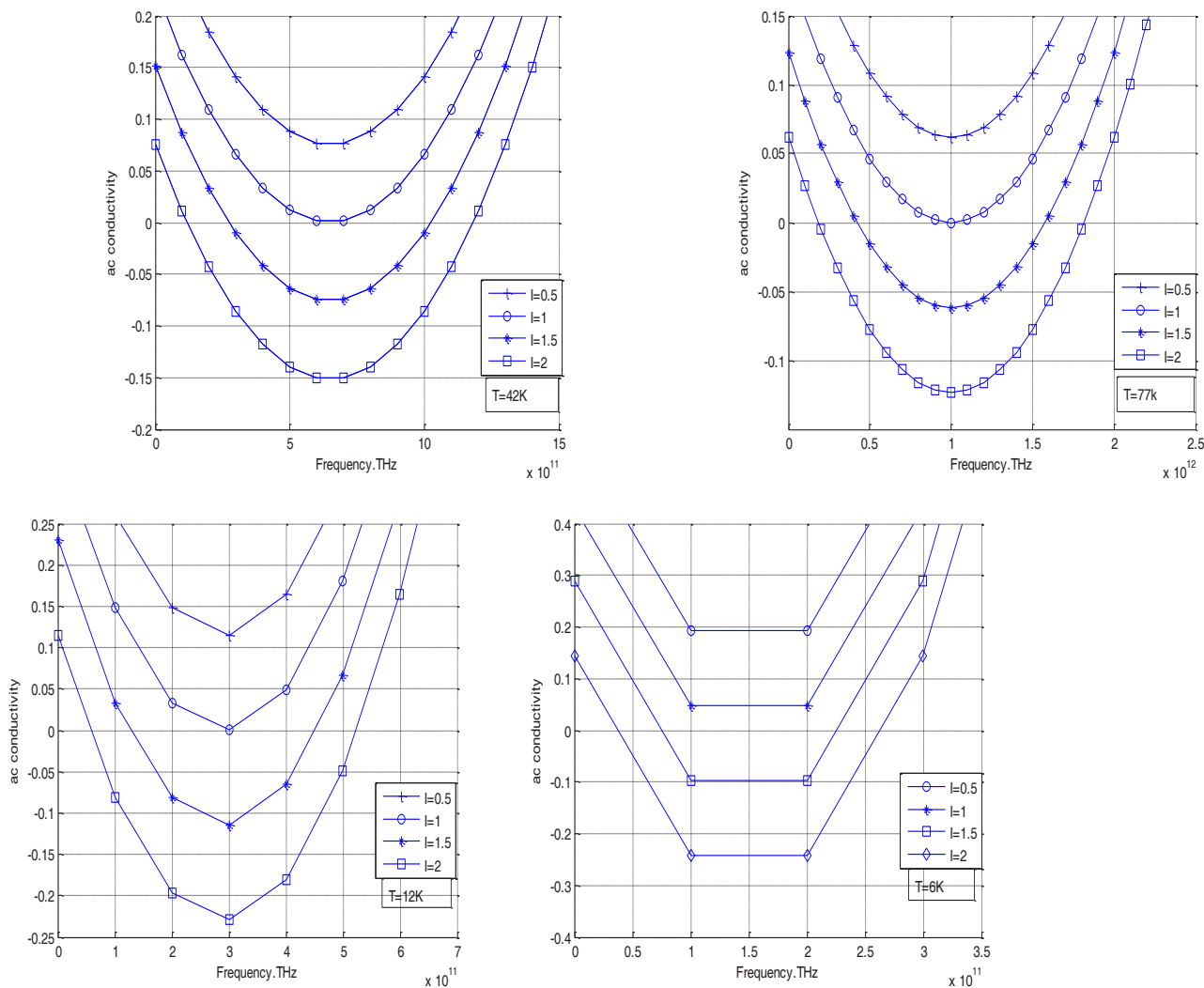
و برای هدایت بین باندی با استفاده از رابطه درود خواهیم داشت :

$$\text{Re} \sigma_{\omega}^{\text{intra}} = \frac{2e \mu n}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (7)$$

که در این رابطه K_B ثابت بولتزمن و \hbar ثابت پلانک کاهش یافته و T دما و ω فرکانس و e بار الکترون و μ موبیلیته الکترون و τ زمان آرامش الکترون و حفره و n نیز چگالی الکترون ها در باند ظرفیت می باشد.

که با توجه به روابط فوق در نهایت خواهیم داشت در این صورت خواهیم داشت [۸]

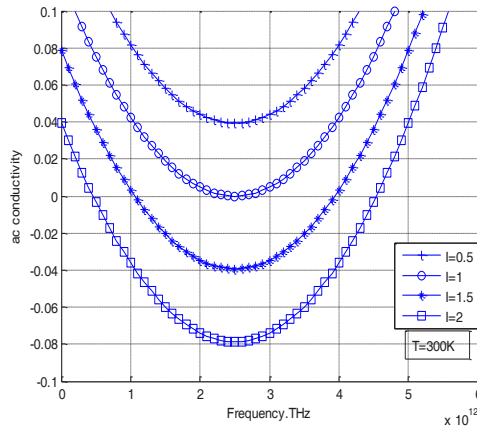
$$\text{Re} \sigma_{\omega} \approx \frac{e^2}{8\hbar} \left[g_{\omega} - 12\alpha \left(\frac{\hbar v_f}{K_B T} \right)^2 \frac{\tau_R I_{\Omega}}{\hbar \Omega} \right] \quad (8)$$



شکل ۳. هدایت ac بر حسب فرکانس (الف) (۷۷)، ب (۴۲)، ج (۱۲)، د (۶) درجه کلوین

پیدا کرده و برای بعضی از نسبت‌های شدت نور ورودی به شدت نور آستانه امکان لیزینگ وجود ندارد و با توجه به این موضوع و اینکه جهت افزایش هدایت منفی یا باید دما را کاهش داد یا موبیلیته را افزایش داد و همچنین با در نظر گرفتن این موضوع ک تمایل به استفاده از لیزر در دمای اتاق می باشد لذا تمام پارامترها و روابطی که جهت افزایش موبیلیته در نظر گرفته شده است همگی در دمای اتاق می باشند.

با توجه به این نمودارها می توان نتیجه گرفت که کاهش دما موجب افزایش هدایت منفی می گردد و سپس در دمای ۶ درجه کلوین شرایط مناسب تری ایجاد می شود که همچنین موجب بیشینه هدایت منفی در بازه وسیعی از فرکانس ها می شود ولی در عمل رسیدن به این دمای پایین دشوار می باشد هرچند نظر ما بر این است که لیزر تراهرتز در دماهای بالاتر بخصوص در دمای اتاق نیز عملکرد قابل قبولی نشان دهد. اگر دما از دمای اتاق یعنی ۳۰۰ درجه کلوین در نظر بگیریم، منحنی شکل (۴) بدست می آید. همانطوری که مشاهده می شود، عملکرد لیزر بسیار افت



شکل ۴. هدایت ac بر حسب فرکانس به ازای دمای ۳۰۰ درجه کلوین

می آید که این نیز وابسته به تغییر طولی وابسته به جابجایی کناره می باشد و نشان دهنده برخورد های الکترون ها و حفره ها با فونون های صوتی است. به طور کلی و با توجه به روابط حاکم رابطه بین عرض و موبیلیته و با توجه به نتایج به دست آمده به طور تجربی در [۹] و استفاده از این نتایج و با توجه به روابط نسبتی بین کمیت ها در حالت کلی رابطه بین عرض نوار و موبیلیته در جدول (۱) نشان داده شده است.

جدول ۱: مقدار موبیلیته به ازای مقادیر مختلف الکترون در عرض نانو نوری

$\mu(cm^2/Vs)$	N
1.5×10^4	10
2×10^4	11
125×10^4	12
2.5×10^4	13
2.6×10^4	14
140×10^4	15
2.7×10^4	16
2.8×10^4	17
180×10^4	36
210×10^4	39
230×10^4	42

با توجه به نتایج بدست آمده و با توجه به نسبت بندی بین کمیت ها می توان تعداد اتم های کناری عرض گرافن در ارتباط با موبیلیته گرافن بدست آورد و با توجه به ثابت شبکه گرافن که برابر $1.42A^\circ$ است، می توان عرض نوار گرافن را با توجه به ساختار آن (آرمیچر-AGNR) محاسبه و بدست آورد (جدول ۲ الی ۴).

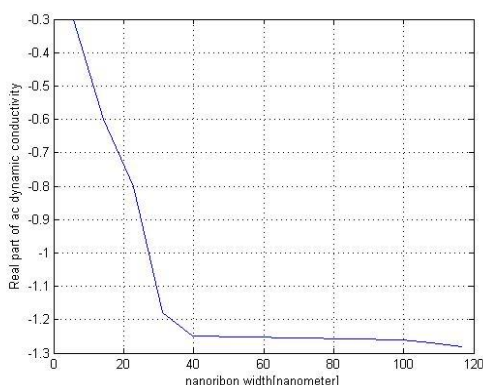
لیزر تراهرتز باند باریک گرافنی نواری

با توجه به کاربردهایی که لیزر های باند باریک در پزشکی دارند تمایل بسیار زیادی برای ایجاد لیزر های باند باریک وجود دارد. برای دستیابی به این لیزرها، ناحیه فعال بصورت گرافن نواری از نوع ساختار آرمیچر و یا زیگ زاگ در نظر گرفته می شود. در ادامه اثر دمایی این نوع از لیزر های گرافنی نواری مورد بررسی قرار گرفته است که نتایج بدست آمده از تحلیل دمایی لیزر های گرافنی نشان می دهد، برای اینکه لیزر های باند باریک بتوانند در دماهای بالاتر و حتی در دمای اتاق کار کنند، می بایست به طریقی موبیلیته را افزایش دهیم تا به حداکثر هدایت منفی برسیم. گرافن نانو نواری می تواند موبیلیته تا 250000 در دمای اتاق را داشته باشد که این موبیلیته را با مهندسی عرض نوار می توان افزایش داد و این بستگی به نحوه و کیفیت برش و عرض نوار بریده شده دارد. در یک نیمه هادی مثل Si طول هم فازی الکترون نزدیک به طول موج فونون صوتی است که این خودش خیلی بزرگتر از طول زنجیر است. بنابراین با توجه به اصل باردن - شاکلی، پراکنش حرارتی الکترون ها و حفره ها خیلی بیشتر از پراکنش فونون های صوتی می شود. انتظار داریم همین حالت را برای گرافن نیز داشته باشیم [۷]. انرژی گرمایی الکترون نزدیک به انرژی فونون صوتی است و با توجه به مکانیزم برخورد الکترون-فونون صوتی باردن و شاکلی به یک رابطه برای موبیلیته می رسیم [۹]:

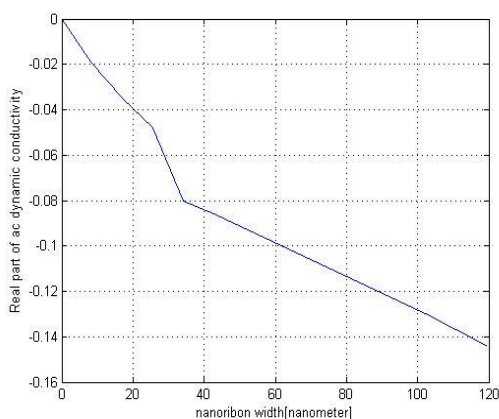
$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} = \frac{e\hbar^2 c}{(2\pi k_B T)^2 |m^*|^2 E_1^2} \quad (15)$$

که در این رابطه τ زمان Relaxation و m^* جرم مؤثر و همچنین C به عنوان ضریب درازشدگی به سبب حرکت طولی فونون صوتی در طول نوار می باشد. با افزایش عرض سختی گرافن نواری افزایش می یابد و مهمترین عنصر عرض از E_1 بدست

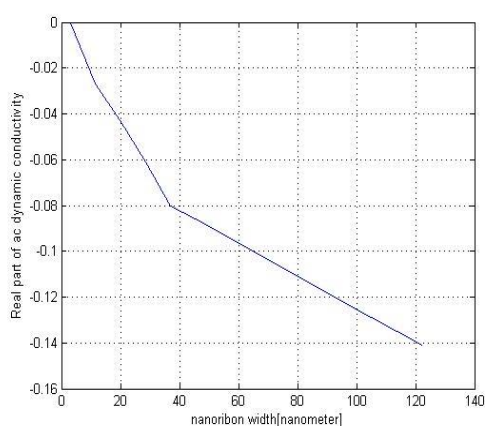
صورت آرمیچر برای تعداد اتم های در عرض $3N$ تا $3N+2$ به ترتیب در (شکل ۵-الف تا ۵-ج) بدست آورد.



شکل ۵-الف.



شکل ۵-ب.



شکل ۵-ج.

شکل ۵. نمودار قسمت حقیقی هدایت دینامیکی منفی به ترتیب برای

(الف $3N$ ، ب $3N+1$ و ج $3N+2$)

جدول ۲: مقدار موبیلیته و عرض نوار به ازای مقادیر مختلف الکترون در عرض نانو نوار آرمیچر در تعداد اتم های $3N$

W(nm)	N	$Re \sigma_{\omega}$	$\mu(cm^2/V_s)$
5.68	3	-0.3	2×10^3
14.2	6	-0.6	2×10^4
22.72	9	-0.8	2×10^5
31.24	12	-1.18	12.5×10^5
39.76	15	-1.25	14×10^5
99.4	36	-1.26	18×10^5
107.92	39	-1.27	21×10^5
116.44	42	-1.28	23×10^5

جدول ۳: مقدار موبیلیته و عرض نوار به ازای مقادیر مختلف الکترون در عرض نانو نوار آرمیچر در تعداد اتم های $3N+1$

W(nm)	N	$Re \sigma_{\omega}$	$\mu(cm^2/V_s)$
8.25	4	-0.019	0.6×10^4
17.4	7	-0.035	1.1×10^4
25.56	10	-0.048	1.5×10^4
34.08	13	-0.08	2.5×10^4
42.6	16	-0.086	2.7×10^4
102.24	19	-0.13	4.1×10^4
110.76	40	-0.137	4.3×10^4
119.28	43	-0.144	4.5×10^4

جدول ۴: مقدار موبیلیته و عرض نوار به ازای مقادیر مختلف الکترون در عرض نانو نوار آرمیچر در تعداد اتم های $3N+2$

W(nm)	N	$Re \sigma_{\omega}$	$\mu(cm^2/V_s)$
2.84	2	0	1500
11.36	5	-0.027	0.9×10^4
19.88	8	-0.043	1.4×10^4
28.4	11	-0.061	2×10^4
39.92	14	-0.08	2.6×10^4
45.44	17	-0.086	2.8×10^4
105.08	20	-0.129	4.2×10^4
113.6	41	-0.135	4.4×10^4
۱۲۲,۱۲	44	-0.141	4.6×10^4

با توجه به نتایج این جداول می توان نمودار قسمت حقیقی هدایت دینامیکی منفی را برای گرافن نانو نواری در حالتی که به

نتیجه گیری

نتایج و تحلیل‌ها نشان داد که با کاهش دما مقدار هدایت منفی در لیزر‌ها و باند پهن گرافنی افزایش می‌یابد و عملکرد لیزر مطلوب‌تر می‌شود. اما با توجه به اینکه عملاً رسیدن به دماهای بسیار پائین از لحاظ تکنیکی پیچیده بوده و عملکرد قابل قبول قطعات الکترونیک نوری در دمای اتاق، بسیار حائز اهمیت است، عملکرد این لیزر در دمای اتاق مورد ارزیابی قرار گرفت. نتایج شبیه‌سازی نشان داد که در دمای اتاق عملکرد لیزر افت شدید داشته و حتی برای بعضی از نسبت‌های شدت نور ورودی به شدت نور آستانه امکان لیزینگ وجود ندارد. با توجه به نتایج بدست آمده از تحلیل دمایی لیزرهای گرافنی، به این نتیجه رسیدیم، برای عملکرد لیزرهای باند باریک گرافنی نوری در دماهای بالاتر و حتی در دمای اتاق کار کند، باید با تمهیداتی موبیلیته را افزایش داد تا به حداکثر هدایت منفی برسد. در لیزرهای ترانزیتور باند باریک گرافنی نوری با ساختار آرمیچر که تعداد اتم‌های کناری عرض نوار مضرری از سه باشد، به خاطر افزایش یک مرتبه‌ای موبیلیته می‌توان انتظار عملکرد مناسب در دمای اتاق را داشت. البته در این حالت با افزایش عرض نوار موبیلیته و در نتیجه هدایت دینامیکی نیز افزایش پیدا خواهد کرد که مطلوب‌تر است و همچنین می‌توان نتیجه گرفت که در مورد لیزرهای باند باریک گرافنی نوری با ساختار زیگ‌زاگ به دلیل اینکه رابطه موبیلیته با عرض نوار از الگوی خاصی پیروی نمی‌کند نمی‌توان تحلیل کلی ارائه کرد.

همانطور که مشاهده شد با افزایش دما بیشینه هدایت کم می‌شود که این عملی مطلوب نیست و تنها راه رسیدن به عملکرد مطلوب در دمای اتاق افزایش موبیلیته می‌باشد. در لیزرهای باند باریک که در آن‌ها از گرافن‌های نواری آرمیچر استفاده شده، نشان داده شده است که اگر در شرایط خاصی که در آن تعداد اتم‌های کناری عرض نوار به تعداد $3N$ باشد، یعنی مضرری از سه باشد، در این صورت موبیلیته می‌تواند حدود یک مرتبه افزایش داشته باشد و هدایت دینامیکی نیز به طبع آن افزایش پیدا می‌کند. پس لیزرهای ترانزیتور باند باریک گرافنی نوری که حائز این شرایط هستند، قابلیت کار در دمای اتاق را دارند و در این شرایط با افزایش عرض نوار مقدار موبیلیته و همراه با آن هدایت منفی نیز افزایش خواهد داشت.

در مورد GNR هایی که به صورت زیگ‌زاگ یا ZGNR تهیه شده‌اند، در این حالت گرافن از لحاظ مقاومت مکانیک استحکام بیشتری پیدا می‌کند و باندهای هدایت و ظرفیت به صورت کاملاً مسطح در نزدیک سطح فرمی به هم پیوسته‌اند. ولی چون در این حالت موبیلیته با افزایش و یا کاهش عرض نوار از الگوی خاصی پیروی نمی‌کند، یعنی گاهی با افزایش عرض، موبیلیته نیز کاهش پیدا می‌کند، پس بررسی ریبون گرافن‌های زیگ‌زاگ بصورت کلی عملاً امکان‌پذیر نیست.

مراجع

- [5] Geim, A. K. &Novoselov, K. S. The rise of Graphene . Nature Mater. 6,2007,183-191
- [6] M. Suemitsu, Y. Miamoto, H. Konada and A. Konno, Proc. 14th Int. Conf. on Solid Films and surfaces (ICSF-14), Dublin, 2008
- [7] Victor Ryzhii, Maxim Ryzhii and Taiichi Otsuji. Population inversion of photoexcited electrons and holes in graphene and its negative terahertz conductivity, 2008
- [8] V. Ryzhii and M. Ryzhii, T. Otsuji. Negative dynamic conductivity of graphene with optical pumping
- [9] Meng-Qiu Long, Ling Tang, Dong Wang, Linjun Wang and Zhigang Shuai 'Theoretical Predictions of Size-Dependent Carrier Mobility and Polarity in Graphene' j. Am. Chem. Soc. 2009, 17728-17729
- [1] A. Rostami, H. Rasooli, H. Baghban, Terahertz Technology, Fundamentals and Applications. Springer (2011)
- [2] P. H. Siegel, Terahertz Technology, IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES, 2002, 50, 910-928
- [3] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan & A. C. Ferrari, Graphene photonics and optoelectronics, Nature Photonics. 2010. 611-622
- [4] V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. Ryzhii, Terahertz laser based on optically pumped graphene: model and feasibility of realization (2007)

