

اثر ناخالصی باردار بر رسانش الکتریکی در گرافیت دوبعدی

قاسم انصاری پور*، محمد بهرامی مقدس

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بوعلی سینا، همدان، ایران

دریافت: 1396/02/18 ویرایش نهایی: 1397/10/30 پذیرش: 1398/04/05

چکیده

در این کار پژوهشی با لحاظ ناخالصی‌های باردار به‌عنوان مراکز پراکندگی، اثر آنها را روی رسانش متناظر در یک لایه گرافیت دوبعدی مطالعه می‌کنیم. ابتدا با توجه به اهمیت اثر استتار روی ناخالصی‌ها و تابع پلاریزاسیون استاتیک، با استفاده از تقریب جرم مؤثر و معادله $k.p$ ، رسانش را برحسب چگالی حامل‌های صفحه‌ای در دماهای مختلف محاسبه و رسم می‌کنیم. نشان داده‌ایم که رسانش در دماهای پایین رفتاری فلزی و در دماهای بالا به‌صورت عایق عمل می‌کند. محاسبه و تراپرد حامل‌های بار و اثر توزیع‌های مختلف ناخالصی باردار بر رسانش را، در دو حالت توزیع ناخالصی‌ها به‌صورت تصادفی و به‌صورت خوشه‌ای محاسبه و رسم می‌کنیم. نتایج به‌دست آمده با داده‌های تجربی و نظری اخیر مطابقت دارد.

کلیدواژگان: گرافیت دوبعدی، اثر استتار، رسانش الکتریکی، توزیع تصادفی، توزیع خوشه‌ای

مقدمه

محور آن تحقیقات مربوط به‌خواص شگفت‌آور زیر است:

(الف) الکترون‌ها و حفره‌ها در گرافن دارای توزیع خطی بدون شکافی هستند که در تعارض با توزیع سایر سیستم‌های گاز الکترونی معمول است.

(ب) حامل‌ها در گرافن دارای حالت ضد تقارن آینه‌ای (Chiral) هستند که موجب بروز خواصی مانند اثر هال کوآنتومی نیمه صحیح می‌شوند [1-3].

(ج) حامل‌های باردار در یک سطح دوبعدی بدون پوشش قرار دارند که برای تحقیقات سطحی قابل دسترسی هستند [12-16].

افزازه‌های نانوساختار دوبعدی و یک‌بعدی در بین دستگاه‌های الکترونیکی و اپتو الکترونیکی پرسرعت دارای کاربردهای پشنتازانه بوده و در بیشتر کارهای پژوهشی در حال تبدیل شدن به هیجان‌انگیزترین سیستم‌ها می‌باشند [1-11]. یکی از این دستگاه‌ها، گرافیت دوبعدی (گرافن تک لایه) با شش ضلعی‌های منتظم کربنی در کنار یکدیگر صفحه‌ای را می‌سازند که در آن شش ضلعی‌ها نزدیک‌ترین اتم‌های همسایه با همبندهای قوی SP_2 به هم متصل شده‌اند [6]. تحقیقات هیجان‌انگیزی در پیرامون گرافن صورت گرفته است که

* نویسنده مسئول: gansari pour@basu.ac.ir



ناخالصی‌های باردار می‌توانند رفتار خطی مشاهده شده رسانش برحسب چگالی را توضیح دهند [21 و 1]. مرجع [22] رویکرد میدان میانگین را به منظور درک خواص گرافن در نقطه دیراک، با محاسبه چگالی ناخالصی مؤثر خودسازگار توسعه داده است. این نظریه یک پیش‌بینی کمی مبنی بر وابستگی کمینه رسانش و چگالی مؤثر حامل‌ها به تراکم ناخالصی باردار و ثابت دی‌الکتريک زیر لایه ارائه کرده و ادعا می‌کند که نمونه‌های گرافین خالص‌تر کمینه رسانش بیشتری دارند. لازم به ذکر است در مقاله حاضر آثار تداخلی کوآنتومی و یا رژیم‌های برهم‌کنش‌های قوی مورد بررسی قرار نمی‌گیرند.

ملاحظات نظری

در یک ورقه گرافیتی، نوارهای رسانش و ظرفیت در نقاط K و K' منطقه بریلوئن، محل قرارگیری سطح فرمی، از طریق اربیتال‌های π با یکدیگر همبستگی دارند. چگالی حالات برحسب انرژی $D(\varepsilon)$ به صورت زیر داده می‌شود [12]:

$$D(\varepsilon) = g_v g_s \frac{|\varepsilon|}{2\pi\gamma^2} \quad 1$$

که در آن ε انرژی متناظر، γ پارامتر نواری است. به دلیل نقاط K و K' مقادیر تبهگنی دره‌ای $g_v = 2$ و تبهگنی اسپینی $g_s = 2$ در نظر گرفته می‌شوند. اگر f_{sk} تابع توزیع فرمی باشد:

$$f_{sk} = f(\varepsilon_{sk}) = \left[\exp\left(\frac{\varepsilon_{sk} - \zeta}{k_B T}\right) + 1 \right]^{-1} \quad 2$$

همچنین تابع پلاریزاسیون به صورت زیر داده می‌شود:

$$\Pi(q) = -\frac{g_v g_s}{2\pi\gamma} \left[\int_0^\infty f^+(\varepsilon_k) dk \int_0^{\frac{q}{2}} f^+(\varepsilon_k) \sqrt{1 - \left(\frac{2k}{q}\right)^2} dk \right] \quad 3$$

به دلیل ساختار منحصربه‌فرد (پراکندگی خطی $E-k$ ، سطح فرمی نقطه‌ای شکل، طبیعت ضد تقارن آینه‌ای و وجود حفره‌ها) گرافن خواص الکترونی شگفت‌آوری را از خود نشان می‌دهد که این خواص در سیستم‌های گاز الکترونی مشاهده نمی‌شوند. اگر رسانش بولتزمان درست محاسبه شود، مستقل از انرژی پراکنده‌کننده‌هایی با وابستگی شدید به تراکم الکترون‌ها، باقی می‌ماند. این موضوع از این حقیقت نشأت می‌گیرد که وجود تناسب بین احتمال پراش و چگالی حالات، افزایش چگالی حالات را منتفی می‌کند. اما رسانش، به دلیل فقدان چگالی حالات در انرژی صفر در ماده گرافن، رفتار شگفت‌آوری را در مجاورت خود نشان می‌دهد. انجام محاسبات در یک تقریب بورن خودسازگار، سقوطی با شیب تند به مقدار جهانی $\sim \frac{e^2}{h\pi^2}$ را در رسانش، نشان می‌دهد. اگرچه مقدار واقعی کمینه رسانش بزرگ‌تر از مقدار مورد انتظار است، علاوه بر این تفاوت ناچیز در شیب رسانش، آزمایش‌ها نشان می‌دهند که رسانش هیچ اشباع و یا افزایشی را که متناسب با تراکم الکترونی باشد از خود نشان نمی‌دهد.

در این مقاله با توجه به اثر بی‌نظمی بر روی حالت پایه و خواص ترابردی گرافن نشان می‌دهیم که در گرافن ناخالصی‌های باردار (کولنی) به‌طور کیفی کاملاً متفاوت با ناخالصی‌های خنثی [17-18] رفتار کرده و در چگالی حامل‌های پایین، خواص ترابردی غالب گرافن را تشکیل می‌دهند. اهمیت طبیعت کولنی ناخالصی‌های گرافن نخستین بار توسط مرجع 19 و با محاسبه سهم درون نواری در قطبیدگی و درآشامی سهم بین نواری (الکترون-حفره) در بازه تعریف ثابت دی‌الکتريک [20] بیان شد. در مرجع 19 نشان داده شده است که

که در آن v_F سرعت دُو بُعدی فرمی، σ_x و σ_y اسپینورهای پاولی و k تکانه مربوط به نقاط دیراک است. اگر نیروی خارجی ضعیف و جابه‌جایی تابع توزیع از مقدار تعادل گرمایی کوچک باشد، می‌توانیم از تابع خطی شده بولتزمان در تقریب زمان واهلش استفاده کنیم. در این حالت تابع رسانش گرافن را می‌توان به این صورت نوشت:

$$\sigma = \frac{e^2 v_F}{2} \times \int d\varepsilon_k D(\varepsilon_k) \tau(\varepsilon_k) \left(-\frac{\partial f(\varepsilon_k)}{\partial \varepsilon_k} \right) \quad 10$$

$$f(\varepsilon_k) = \{1 + \exp[\varepsilon_k - \zeta]/k_B T\}^{-1} \quad \text{الف-10}$$

در رابطه اخیر $f(\varepsilon_k)$ همان تابع توزیع فرمی، $\tau(\varepsilon_k)$ زمان واهلش و $\zeta(T)$ پتانسیل شیمیایی دمای محدود است که به منظور حفظ تعداد کل الکترون‌ها، به صورت خودسازگار تعریف شده است. رسانش گرافن محاسبه شده شامل هر دو پراکندگی ناخالصی باردار و نواقص نقطه‌ای بازه صفر برای نسبت‌های مختلف چگالی ناخالصی پراکنده‌های نقطه‌ای n_p و چگالی ناخالصی باردار n_i است.

درحالی‌که پراکندگی توسط ناخالصی کوتاه بازه محدود می‌شود، پراکندگی بلند بازه (مانند $n_i V_i^2 \gg n_p V_0^2$) غالب شده، دیگر وابستگی به ناخالصی باردار نداشته و به حد نهایی خود نزدیک می‌شود.

$$\mu = \frac{e (\hbar v_F)^2}{4h n} \frac{1}{n_p V_0^2} \quad 11$$

محدود بودن تراش μ فقط به تراکم طبیعی ناخالصی n_p و چگالی حامل، به این نکته اشاره دارد که برای به دست آوردن گرافنی با رسانش بالا عملاً باید گرافنی بدون نقص داشته باشیم [22].

که در آن $q = |k - k'|$ در دمای صفر مطلق $f^+(\varepsilon) = \begin{cases} 1 & (\varepsilon < \varepsilon_F) \\ 0 & (\varepsilon > \varepsilon_F) \end{cases}$ و $k_F = \frac{\varepsilon_F}{v}$ ، که در آن $\gamma = 6.46 \text{ eV} \cdot \text{\AA}$ پارامتر نواری و k_F عدد موج فرمی است.

در حد طول موج بلند، تابع دی‌الکتریک این‌گونه نوشته می‌شود:

$$\varepsilon(q) = 1 + \frac{q_s}{q} \quad 4$$

که در آن

$$q_s = \frac{2\pi e^2}{\kappa} \Pi(0) \quad 5$$

ثابت استتار است. می‌توان نشان داد [15]:

$$\Pi(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \left(-\frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right) D(\varepsilon) d\varepsilon \quad 6$$

وضعیتی را در نظر می‌گیریم که در آن سطح فرمی ε_F در نوار ظرفیت قرارگرفته باشد. پتانسیل شیمیایی ζ با شرط:

$$n_s = \frac{1}{2\pi\gamma^2} \int_0^{\infty} f^-(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_F^2}{2\pi\gamma^2} \quad 7$$

که در آن

$$f^-(\varepsilon) = f(\varepsilon) - f(\varepsilon + 2\zeta) \quad 8$$

است بیان می‌شود.

رسانش بولتزمان

هامیلتونین نوار انرژی پایین برای گرافن با رابطه دُو بُعدی ذرات بدون جرم دیراک، به خوبی تقریب زده می‌شود [23].

$$H = \hbar v_F (\sigma_x k_x + \sigma_y k_y) \quad 9$$

توزیع ناخالصی و انتقال حامل‌ها

در اینجا آثار توزیع‌های تصادفی و خوشه‌ای ناخالصی بر انتقال حامل‌ها و همچنین $\sigma(n)$ به‌عنوان تابعی از چگالی الکترون n در گرافن دارای زیرلایه بررسی می‌شود. چگالی الکترونی با تغییر سطح فرمی تغییر کرده و یک میدان الکتریکی مستقیم خارجی در سطح گرافن اعمال می‌شود. برای سطح فرمی و دمای داده‌شده، چگالی‌های الکترون و حفره در حالت توزیع خوشه‌ای به ترتیب با رابطه زیر داده می‌شود [24]:

$$n = n_i \frac{F_1(\eta)}{F_1(0)}, \quad p = n_i \frac{F_1(-\eta)}{F_1(0)} \quad 12$$

که در آن $n_i = \frac{\pi}{6} (k_B / \hbar v_F)^2$ چگالی حامل ذاتی، $\eta = E_F / k_B T$ و $F_j(\eta)$ انتگرال فرمی برای ذره j ام است. رسانش با رابطه زیر محاسبه می‌شود [26]:

$$\sigma(n) = An \left[1 - a + Ba^2 \frac{n}{n_i} \right]^{-1} \quad 13$$

که در آن $A = \frac{e^2}{h} [2n_i r_s^2 G_1(r_s)]^{-1}$ و $B = G_2(r_s) / 2 G_1(r_s)$ ، $a = \pi n_i r_0^2$ بدون بُعد $G_{1,2}(r_s)$ در [25] داده شده‌اند.

برهم کنش کولنی

پارامتر بازبهنجارش شده برهم کنش کولنی U با رابطه [19]

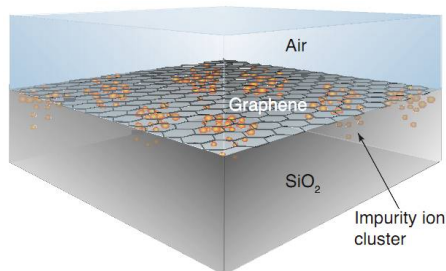
$$U = \frac{e^2}{2\pi\kappa\gamma} \quad 14$$

بیان می‌شود که در آن $\kappa = 0.6$ و γ پارامتر بین نواری است. U پلاریزاسیون بین نواری را، با فرض اینکه

سطح فرمی در نوار ظرفیت قرارگرفته باشد، بیان می‌کند.

نتایج و بحث

در شکل 1 یک گرافن تک لایه با لایه هوا در بالای آن و زیرلایه‌ای از جنس SiO_2 در قسمت زیرین آن، نشان داده شده است. یون‌های ناخالصی باردار در نزدیکی سطح بین گرافن و زیرلایه حضور دارند. گرافن تک لایه به‌صورت تک‌صفحه‌ای با نقاط شبکه‌ای و ثابت دی‌الکتریک 2/45 و نقاط بالا و پایین آن به ترتیب با ثابت‌های دی‌الکتریک 1 برای هوا و 3/9 برای SiO_2 تعریف شده‌اند. توزیع یون‌های باردار از توزیع تصادفی یکنواخت به یک توزیع خوشه‌ای قابل تمییز است.



شکل 1. یک گرافن تک لایه با لایه هوا در بالای آن و زیرلایه‌ای از جنس SiO_2 [26].

در شکل 2 منحنی تغییرات ثابت استتار را برحسب دما ترسیم شده است. با توجه به روابط شماره 5 و 6 رفتار ثابت استتار q_s در دماهای بالا به‌صورت خطی (نقطه‌چین) نسبت به دما و در دماهای پایین با توان دوم دما (خط توپر) تغییر پیدا می‌کند. در ضمن در حد دماهای بالا مقدار پتانسیل شیمیایی با مقدار تابع پلاریزاسیون طول موج بلند، برابر است. این داده‌ها در تطابق با نتایج مرجع [19] است.

می‌یابد [22]. رسانش پسماند را به پراکندگی

ناخالصی‌های باردار نسبت می‌دهند [27].

در شکل 4 رسانش گرافن در چگالی‌های ناخالصی

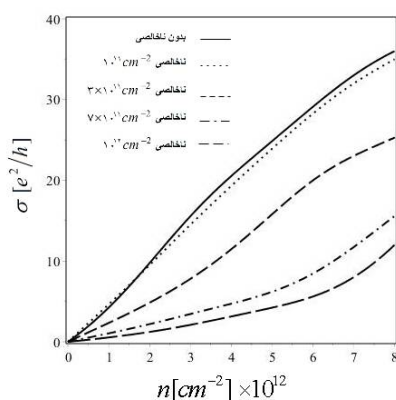
متفاوت در حالت توزیع تصادفی یکنواخت با استفاده

از رابطه 10 و در شکل 5 رسانش گرافن در چگالی‌های

ناخالصی متفاوت در حالت توزیع خوشه‌ای، با استفاده

از معادلات 12 و 13 رسم شده‌اند.

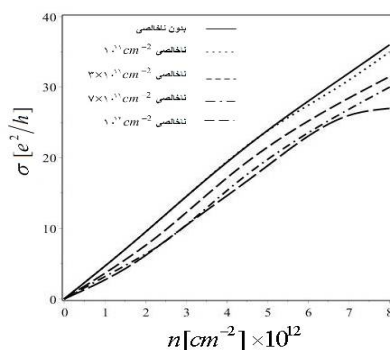
توزیع تصادفی یکنواخت



شکل 4. رسانش گرافن با زیرلایه SiO₂ در چگالی ناخالصی‌های مختلف

در حالت توزیع ناخالصی تصادفی یکنواخت [26].

توزیع خوشه‌ای

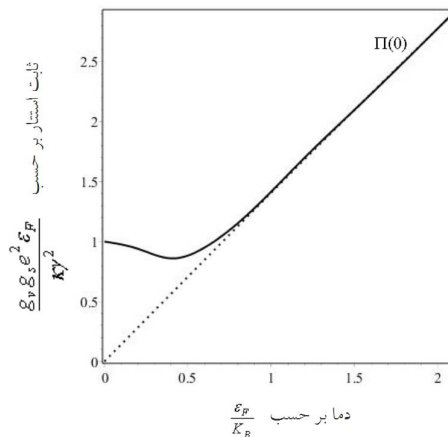


شکل 5. رسانش گرافن با زیرلایه SiO₂ در چگالی ناخالصی‌های مختلف

در حالت توزیع خوشه‌ای ناخالصی [26].

مشاهده می‌شود که در حالت توزیع تصادفی یکنواخت،

با افزایش مقدار ناخالصی به مقادیر بالاتر از $N_I =$



شکل 2. نمایش تغییرات ثابت استتار q_s بر حسب دما. نقطه چین رفتار

ثابت استتار را در دمای بالا و خط تو پر رفتار آن را در کل بازه دمایی

نشان می‌دهد.

در شکل 3 نمودار تابع رسانش بر حسب ناخالصی در

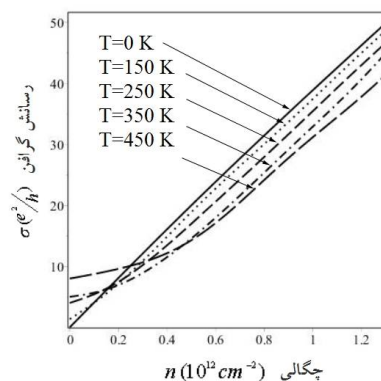
دماهای مختلف ترسیم شده است. همان‌گونه که مشاهده

می‌شود تغییرات دما، خصوصاً در چگالی‌های بالا، تأثیر

چندان قابل توجهی بر رسانش، نداشته و منحنی‌های

ترسیم شده شبیه تقریباً یکسان دارند که به نتایج منابع

[22,27] بسیار نزدیک است.



شکل 3. رسانش محاسبه شده بر حسب چگالی حامل‌ها، n با چگالی

ناخالصی $N_I = 5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ برای دماهای مختلف $T =$

0, 150, 250, 350, 450 K

در چگالی‌های بسیار پایین، با پدیده رسانش مانده‌ها

مواجه می‌شویم که مقدار آن با افزایش دما افزایش

نتیجه گیری

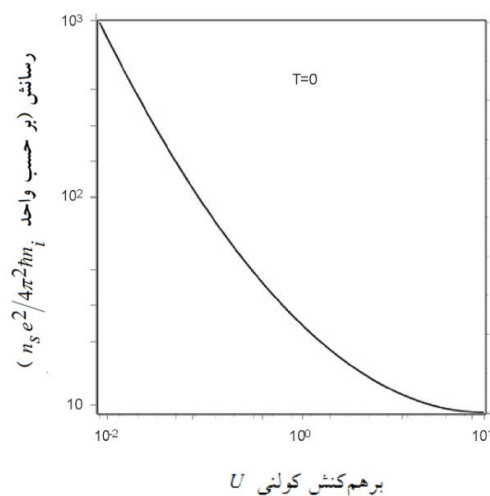
به طور خلاصه با بررسی نظریه ناخالصی های کولنی در گرافن مشاهده شد که ناخالصی های کولنی از لحاظ کیفی رفتاری متفاوت با پراکنده کننده های کوتاه برد، مانند نواقص نقطه ای و یا تهی-جاها دارند. در نقاط دورتر از نقطه دیراک، توصیف خواص فیزیکی را می توان به خوبی توسط نظریه نیمه کلاسیک بولتزمان، ادامه داد. شاخص بندی این ناهمگونی ها را می توان با نظریه خودسازگاری میدان میانگین انجام داده و سپس با کمینه کردن تابع انرژی به صورت عددی انجام داد. با استفاده از روش نظریه میانگین مؤثر می توان برای توضیح خواص تراپردی چگالی های پایین مورد استفاده قرار داد.

همچنین وابستگی دمایی رسانش برحسب چگالی برای دماهای مختلف محاسبه و نشان داده ایم که در چگالی بالا رسانش با افزایش دما کاهش می یابد در حالی که در چگالی پایین در دمای معین دارای یک کمینه موضعی است و با افزایش دما افزایش می یابد. نشان داده ایم که در چگالی های بالا رسانش تقریباً دارای رفتار یکنواخت و در چگالی های پایین نایکنواخت است. این نایکنواختی رسانش ناشی از وابستگی دمایی استار است.

علاوه بر این، در این مقاله ترابرد حامل ها در گرافن را با لحاظ ناخالصی های باردار، با تأکید بر ناخالصی خوشه ای، ناخالصی تصادفی یکنواخت و برهم کنش کولنی که همان برهم کنش حامل-یون و حامل-حامل است مورد مطالعه قرار داده ایم. همچنین نشان داده ایم که در چگالی ناخالصی نسبتاً بالا، رسانش گرافن در دماهای پایین افزایش یافته و گرافن مشخصاً رفتاری فلزی و در دماهای بالا رسانش کاهش یافته و رفتاری شبیه به مواد عایق از خود نشان می دهد. علاوه بر این رسانش پسماند مورد بحث در این مقاله گرافن را به عنوان ماده ای که در شرایط خاص دارای رسانش

10^{11}cm^{-2} ، شیب منحنی های رسانش به سرعت افت می کند اما در توزیع خوشه ای، تغییرات رسانش در برابر تغییر چگالی نسبتاً هموار بوده و منحنی ها دارای شیبی تقریباً یکسان هستند. نتایج شکل های 4 و 5 با داده های مراجع [25، 26، 28] هماهنگ هستند.

در شکل 6 نمودار رسانش برحسب پارامتر برهم کنش کولنی محاسبه و رسم شده است. این شکل نشان می دهد که افزایش پارامتر برهم کنش کولنی U در اندازه های کوچک و در دمای صفر، موجب کاهش مقدار رسانش به نسبت U^{-2} شده و برای مقادیر بزرگ U به مقدار ثابتی نزدیک می شود که این با مرجع [19] مطابقت دارد. این نمودار وابستگی رسانش را به میزان برهم کنش های کولنی که خود متأثر از میزان ناخالصی است را به صراحت نشان می دهد.



شکل 6. نمودار تابع رسانش برحسب پارامتر برهم کنش کولنی در دمای صفر.

[6] G. Ansaripour, Z. Bagheri, Investigation of thermal properties of polycrystalline graphene, *Al-Zahra University Journal Applied Physics* **2** (2015) 23-39.

[7] G. Ansaripour, The effect of hot phonons on the hole drift velocity in a p-type Si/SiGe modulation doped heterostructure, *Thin Solid Films* **517** 21 (2009) 6105-6108.

[8] G. Ansaripour, "Mobility of holes in a Si/SiGe metal oxide semiconductor field effect transistor," *Thin Solid Films* **518** 19 (2010) 5599-5603.

[9] S. Kaya, Y-P Zhao, J.R. Watling, A. Asenov, J.R. Barker, G. Ansaripour, G. Braithwaite, T.E. Whall, E.H.C. Parker, Indication of velocity overshoot in strained SiGe p-channel MOSFETs, *Semiconductor Science Technology* **5** (2000) 573-578.

[10] G. Ansaripour, G. Braithwaite, M. Myronov, O.A. Mironov, E.H.C. Parker, T.E. Whall, Energy loss rates of two-dimensional hole gases in inverted Si/SiGe heterostructures, *Applied Physics Letters* **76** (2000) 1140-1142.

[11] R. Anicic, Z.L. Miskovic, Effects of the structure of charged impurities and dielectric environment on conductivity of graphene, *Physical Review B* **88** (2013) 205412.

[12] S. Wu, R. Yang, M. Cheng, W. Yang, G. Xie, P. Chen, D. Shi and G. Zhang, Defect-enhanced coupling between graphene and SiO₂ substrate, *Applied Physics Letters* **105** (2014) 063113-063115.

[13] E. Stolyarova, K.T. Rim, S. Ryu, J. Maultzsch, P. Kim, L.E. Brus, T.F. Heinz, M.S. Hybertsen and G.W. Flynn, Observation of graphene bubbles and effective mass transport under graphene films, *Nano Letters* **9** (2009) 332-337.

[14] Y. Li, N. Mason, Tunneling spectroscopy of graphene using planar Pb probes, *Applied Physics Letters* **102** (2013) 023102-023104.

[15] T.S. Li, M.F. Lin., Electronic properties of bilayer bernal graphene in modulated magnetic field, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **348** (2013) 61-67.

[16] M.S. Foster and I.L. Aleiner, Graphene via large N: A renormalization group study, *Physical Review B* **77** (2008) 195413.

دائمی (مشابه آنچه که در مواد مغناطیسی می‌توان در مورد میدان مغناطیسی گفت) است. نتایج فوق در طراحی و ساخت افزارهای الکترونیکی و اپتوالکترونیکی بر پایه گرافن حایز اهمیت است.

مرجع‌ها

[1] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov, Modifying electronic transport properties of graphene by electron beam irradiation, *Science* **306** 666 (2004) 666-669.

[2] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, M.I. Katsnelson, V. Grigorieva, S.V. Dubonos, A.A. Firsov, Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in grapheme, *Nature* **438** (2005) 197-200.

[3] X.-Y. Fang et al., Temperature and thickness-dependent of electrical conductivity of few-layer graphene and graphene nanosheets, *Physics Letters A* **379** (2015) 224-2251.

[4] ق. انصاری‌پور، ب. شایقی، استتار کوانتومی گاز الکترونی یک بعدی در نانوسیم‌های ZnO و InAs در محیط دی‌الکتریک، *مجله پژوهش سیستم‌های بس‌ذره‌ای* **5** 10 (1395)، 6-1.

[4] G. Ansaripour, B. Shayeghy, Quantum screening of one dimensional electron gas of ZnO and InAs nanowires in dielectric environment, *Journal Research of Many Body Particle Systems*, **10** (2016) 1-6.

[5] ق. انصاری‌پور، محاسبه پتانسیل سطحی و جریان زیر آستانه در ماسفت‌های کانال کوتاه، *مجله پژوهش سیستم‌های بس‌ذره‌ای* **1** 1 (1390)، 8-1.

[5] G. Ansaripour, Calculation of surface potential and sub-threshold current in short channel MOSFETs, *Journal Research of Many Body Particle Systems*, **1**, (2011) 1-8.

[6] ق. انصاری‌پور، زهرا باقری، بررسی خواص گرمایی گرافن چند بلوری، *مجله فیزیک کاربردی دانشگاه الزهراء (س)* **2** (1394)، 39-23.

- [17] S. Adam, P.W. Brower, Crossover from quantum to Boltzmann transport in graphene, *Physical Review B* **79** (2009) 201404.
- [18] A. Altland, Magnetotransport in disordered graphene: exposed to zone: from weak to strong localization, *Physical Review B* **81** (2010) 205445.
- [19] T. Ando, Screening Effect and Impurity Scattering in Monolayer Graphene, *Journal Physics Society of Japan*. **75** (2006) 074716.
- [20] J. Gonzalez, F. Guinea, V.A.M. Vozmediano, Quantum critical transport in clean graphene, *Nuclear Physics B* **424** (1994) 595
- [21] Y.-W. Tan, Y. Zhang, K. Bolotin, Y. Zhao, S. Adam, E.H. Hwang, S. Das Sarma, H.L. Stormer, and P. Kim, Measurement of scattering rate and minimum conductivity in graphene, *Physical Review Letters* **99** (2007) 246803.
- [22] S. Adam, E.H. Hwang, E. Rossi, S. Das Sarma, Theory of charged impurity scattering in two dimensional graphene, *Solid State Communication* **149** (2009) 1072-1079.
- [23] S. Das Sarma, E.H. Hwang, Plasmons in Coupled Bilayer Structures, *Physical Review Letters* **83** (1999) 164.
- [24] T. Fang, A. Konar, H. Xing, D. Jena, *Applied Physics Letters* **91** (2007) 092109-092111
- [25] Q. Li, E.H. Hwang, E. Rossi, S. Das Sarma, *Physical Review Letters* **107** (2011) 156601.
- [26] N. Sule, S.C. Hagness, I. Knezevic, Clustered impurities and carrier transport in supported graphene, *Physical Review B* **89** (2014) 165402.
- [27] S. Adam, E.H. Hwang, V.M. Galitski, S. Das Sarma, A self-consistent theory for graphene transport, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **104** (2007) 18392-18397.
- [28] E. Rossi, S. Das Sarma, Ground state of graphene in the presence of random charged impurities, *Physical Review Letters* **101** (2008) 166803.