Institute for Research in Fundamental Sciences

**مقاله نامه ی بیست و ششمین کنفرانس بهاره فیزیک- ۲۲-۲۳ خرداد ماه ۱۳۹۸**

**شماره (۱۴)**

# رسانایی نیمه‌کلاسیک گرافین در حضور برهم‌کنش اسپین–مدار راشبا

**لیلا جهانی[۱]، حکیمه محمدپور[۲]**

*[۱و۲] دانشگاه شهید مدنی آذربایجان*

## چکیده

*در این مقاله، ترابرد الکترونی گرافین در حضور برهم‌کنش اسپین- مدار راشبا با استفاده از معادله بولتزمن در تقریب زمان واهلش محاسبه شده است. با در نظر گرفتن سازوکارهای پراکندگی از ناخالصی فرومغناطیسی رسانندگی را به روش نیمه کلاسیک بدست می‌آوریم. در این محاسبات نشان خواهیم داد که در حد دماهای پایین در حالت‌هایی که اسپین نوعی بالا به اسپین نوعی پایین تبدیل می‌شود و برعکس رسانندگی چگونه تغییر می‌کند.*

گرافین یک ماده کربنی دو بعدی است که با توجه به خواص الکترونیکی و مکانیکی قابل توجه آن و همچنین کاربردهای بالقوه موضوعی از فعالیت‌های پژوهشی گسترده در فیزیک، علم شیمی، مواد و مهندسی است. ساختار الکترونی گرافین توسط هامیلتونی دیراک ذرات بدون جرم توصیف می‌شود[۱و۲]. گرافین به‌عنوان یک ماده برای دستگاه‌های اسپینترونیک بررسی می‌شود. هدف اسپینترونیک برای تزریق، شناسایی و دستکاری اسپین الکترون در دستگاه‌های الکترونیکی از طریق جفت شدگی اسپین مدار است. به طور گسترده در نیمه‌رساناها و فلزات مورد بحث قرار گرفته است[۳]. در صورت عدم وجود برهم‌کنش اسپین مدار، باندهای انرژی از گرافین در انرژی‌های پایین توسط یک معادله دیراک دوبعدی با پراکندگی خطی مرکزی در گوشه و کنار شبکه لانه زنبوری شش ضلعی منطقه بریلوئن شرح داده شده [۴]. جریان‌های اسپین قطبی به‌عنوان یک نتیجه از پراکندگی الکترون توسط یک پتانسیل پراکندگی وابسته به اسپین مدار ظاهر می‌شود. برهم‌کنش اسپین مدار راشبا می‌تواند از جریان اسپین قطبی بدست آید که در حال حاضر یک مورد منحصربفرد و جذاب از انواع موادی که برای بدست آوردن آن استفاده می‌شود گرافین است[۵].

هدف ما تعیین چگونگی انتقال الکترون در گرافین با ناخالصی‌های بالیستیک است که ناخالصی بالستیک انرژی را پایسته نگه می‌دارد[۶].

پدیده ترابرد در بلورها در تقریب فرمول‌های ترابرد نیمه کلاسیکی بولتزمن مورد بررسی قرار گرفته است. درمدل نیمه کلاسیکی، با میدان‌های اعمال شده‌ی خارجی به صورت کلاسیکی رفتار می‌شود، ولی رفتار با میدان دوره‌ای یون‌ها کلاسیکی نیست. برای توصیف رسانش از معادله بولتزمن برای بدست آوردن تقریب زمان واهلش استفاده می‌شود[۷].

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} = \frac{\partial f}{\partial t} + \langle v \rangle . \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{f}{\hbar}\frac{\partial f}{\partial t} \qquad (۱)$$

جریان ترابرد نیمه کلاسیکی بصورت زیر بیان می‌شود:

$$J = ۲e^{۲}\int \frac{d^{۲}k}{۴\pi^{۲}}\big(E.v(k)\big)v(k)\frac{\tau(k)}{\hbar}\left(-\frac{\partial f}{\partial \varepsilon}\right) \qquad (۲)$$

در حد دماهای پایین:

$$\left(-\frac{\partial f}{\partial \varepsilon}\right) = \delta\big(\varepsilon_k - \varepsilon_f\big)$$

Eمیدا ن الکتریکی، $\tau(k)$ زمان واهلش، $v(k)$ سرعت بردار موج ورودی می‌باشد که در نزدیکی سطح فرمی برابر $v_f$ هستش.

احتمالی وجود دارد که در واحد زمان یک الکترون در نوار $n$ با بردار موج $k$، در نتیجه‌ی یک برخورد به نوار $n'$ با بردار موج $k'$ با داشتن کمیت $w_{k,\acute{k}}$ (احتمال پراکندگی) پراکنده شود. که با کمیتی به نام عکس زمان واهلش تعریف می‌شود.

$$w_{k\acute{k}} = \frac{۲\pi}{\hbar}\left|\langle k|v|\acute{k}\rangle\right|^{۲}\delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{\acute{k}}) \qquad (۳)$$

$$\frac{1}{\tau(k)} = \sum_{\acute{k}} w_{k\acute{k}} \left(1 - \frac{\acute{k}.E}{k.E}\right) \quad (4)$$

یک صفحه‌ی گرافین اسپین قطبی شده توسط هامیلتونی گرافین در حضور برهم‌کنش اسپین–مدار راشبا در انرژی پایین نزدیک نقطه دیراک $\left(\acute{k}\right.$ یا $\left.k\right)$بصورت زیر می‌باشد[۸]:

$$H = \gamma(\sigma.k) + \frac{1}{2}\lambda(\sigma \times s)_z \quad (5)$$

در رابطه‌ی بالا $\gamma = \hbar v_f$ و $v_f = 10^6 \frac{m}{s}$ می‌باشند.

ویژه مقادیر را به صورت زیر خواهیم داشت:

$$E_{1,2} = \frac{-\lambda \pm \sqrt{\lambda^2 + 4\gamma^2 k^2}}{2}$$

$$E_{3,4} = \frac{\lambda \pm \sqrt{\lambda^2 + 4\gamma^2 k^2}}{2} \quad (6)$$

ویژه بردارها با استفاده از ویژه مقادیر بالا بصورت زیر بدست می‌آیند:

$$|k_1\rangle = \begin{pmatrix} ie^{-2i\varphi} \\ \frac{E_1 e^{-i\varphi}}{\gamma k} \\ \frac{-iE_1 e^{-i\varphi}}{\gamma k} \\ 1 \end{pmatrix} \quad |k_2\rangle = \begin{pmatrix} ie^{-2i\varphi} \\ \frac{E_2 e^{-i\varphi}}{\gamma k} \\ \frac{-iE_2 e^{-i\varphi}}{\gamma k} \\ 1 \end{pmatrix} \quad |k_3\rangle = \begin{pmatrix} -ie^{-2i\varphi} \\ \frac{E_3 e^{-i\varphi}}{\gamma k} \\ \frac{-iE_3 e^{-i\varphi}}{\gamma k} \\ 1 \end{pmatrix} \quad |k_4\rangle = \begin{pmatrix} -ie^{-2i\varphi} \\ \frac{E_4 e^{-i\varphi}}{\gamma k} \\ \frac{-iE_4 e^{-i\varphi}}{\gamma k} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

این ویژه بردارها دو به دو برهم عمود می‌باشند.

ابتدا حالتی را در نظر می‌گیریم که هیچ ناخالصی در سیستم وجود ندارد و زمانی که پراکندگی صورت می‌گیرد وارونی اسپین نخواهیم داشت.

برای الکترون با اسپین نوعی بالا یا پایین داریم: $E \pm h = \hbar v_f \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$

برای الکترون پراکنده شده داریم: $E \pm h = \hbar v_f \sqrt{\acute{k}_x^2 + \acute{k}_y^2}$

به دلیل پایستگی انرژی چون انرژی کل ورودی و خروجی باهم برابر می‌باشند مساوی هم قرار می‌دهیم.

$$\frac{k_x}{\cos\varphi} = \frac{\acute{k}_x}{\cos\acute{\varphi}} \quad (8)$$

بخاطر همسانگردی $\varphi = 0$ را در نظر گرفتیم. به ازای هر ورود به اندازه $k_x$ الکترون به یک $\acute{k}_x$ خاص با زاویه خاص $\acute{\varphi}$پراکنده می‌شود. و اگر $\acute{k}_x$ افزایش یابد در این صورت $\cos\acute{\varphi}$ کاهش می‌یابد.

برای بدست آوردن زمان واهلش $w_{k\acute{k}}$ را با استفاده از ویژه بردارهای موجود در معادله (۷) بدست آورده و در معادله زمان واهلش که در معادله (۴) آورده شده قرار دادیم:

$$w_{k\acute{k}} = \frac{8\pi}{\hbar} v_{im}^2 N_{im} cos^2\acute{\varphi}\,\delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{\acute{k}}) \quad (9)$$

$$\tau(k) = \frac{1}{6.28}\frac{\hbar^2 \pi v_f}{v_{im}^2 N_{im} k} \quad (10)$$

$N_{im}$مجموعه ناخالصی‌ها، $v_{im}$ پتانسیل ناخالصی‌ها می‌باشد.

ابتدا جریان را از معادله (۲) حساب می‌کنیم.

$$j = \frac{e^2 E v_f^2}{6.28 v_{im}^2 N_{im}} \quad (11)$$

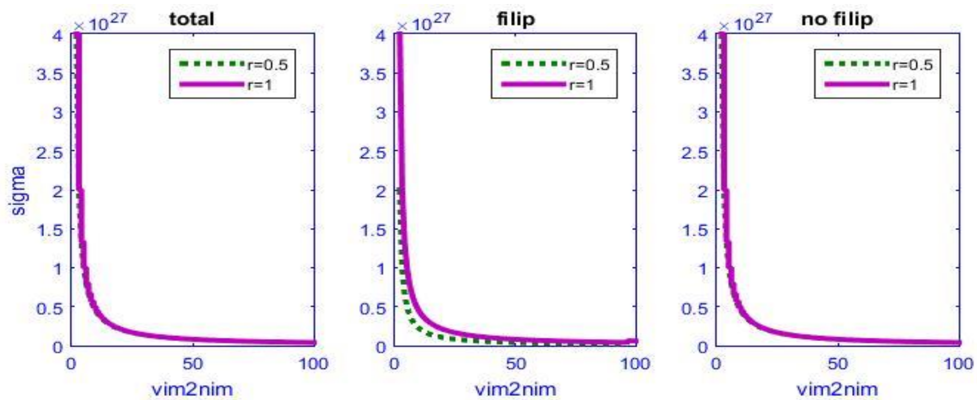
برای رسانندگی بدون وارونی اسپین شدت را به این صورت $(1-r)$ خواهیم داشت که آن را در رسانندگی وارد می‌کنیم شکل ۱–الف

$$\sigma = \frac{1}{1-r}\frac{e^{2}v_f^{2}}{6.28v_{im}^{2}N_{im}} \tag{12}$$

برای حالت دوم اگر به سیستم ناخالصی فرومغناطیس وارد کنیم که باعث وارونی اسپین شود، برای حالتی که اسپین نوعی بالا به اسپین نوعی پایین(up به down) یا اسپین نوعی پایین به اسپین نوعی بالا(down به up) تبدیل شود برای دو بردار موج به ترتیب $\frac{\acute{k}_x}{k_x} = \frac{E-h}{E+h}\cos\acute{\varphi}$، $\frac{\acute{k}_x}{k_x} = \frac{E+h}{E-h}\cos\acute{\varphi}$ داریم. برای رسانندگی با وارونی اسپین به صورت $\acute{\sigma} = \frac{1}{r}\frac{e^{2}v_f^{2}}{6.28v_{im}^{2}N_{im}}$ خواهیم داشت شکل ۱–ب.

برای رسانندگی کل بدون وارونی اسپین و با وارونی اسپین خواهیم داشت شکل ۱–ج:

$$\sigma^{*} = \frac{1}{1-r}\sigma + \frac{1}{r}\acute{\sigma} \tag{13}$$




ج ب الف

شکل ۱: در شکل الف هرچقدر r را افزایش دهیم به یک اندازه رسانندگی افزایش می‌یابد.شکل ب با افزایش r رسانندگی نیز رفته رفته افزایش می‌یابد شکل ج نیز همانند شکل الف بوده.

## نتیجه گیری

در این مقاله پراکندگی الاستیک که انرژی کل را پایسته نگه می‌دارد را بررسی کردیم و دیدیم که $k$ به $\acute{k}$ های مختلف پراکنده می شود و $\acute{k}$ هایی برای ما جواب است که انرژی‌اش با $k$ یکسان باشد. باتوجه به محاسبات انجام شده متوجه شدیم که در حضور اسپین مدار–راشبا پراکندگی گرافین بدون وارونی اسپین و با وارونی اسپین رسانندگی یکسانی را می‌دهد.

## مرجع ها

[۱] A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, and A. K. Geim Rev. Mod. Phys.۸۱, ۱۰۹ ۲۰۰۹.
[۲] A. K. Geim, Science ۳۲٤, ۱٥۳۰ ۲۰۰۹.
[۳] D. Huertas-Hernando, F. Guinea, and A. Brataas, *Spin-orbit coupling in curved graphene, fullerenes, nanotubes, and nanotube caps.*, Phys. Rev. B ۷٤،۱٥٥٤۲٦ (۲۰۰٦).
[٤] Jaroslav Fabian, Alex Matos-Abiaguea, Christian Ertlera, Peter Stano, Igor Zˇutic´,*SEMICONDUCTOR SPINTRONICS*, Acta Physica Slovaca ٥۷, ٥٦٥ (۲۰۰۷)
[٥] H. Min, J. E. Hill, N. A. Sinitsyn, B. R. Sahu, L. Kleinman, and A. H. MacDonald.,*Intrinsic and Rashba spin-orbit interactions in graphene sheets*., Phys. Rev. B ۷٤،۱٦٥۳۱۰ (۲۰۰٦).
[٦] Michael Winters, Electron Transport Studies in Epitaxial Graphene on SiC, G¨oteborg, Sweden, November ۲۰۱۳.
[۷] Min, H., Jain, P., Adam, S., & Stiles, M. D. Semiclassical Boltzmann transport theory for graphene multilayers. Physical Review B, .۸۳(۱۹)۱۹٥۱۱۷. (۲۰۱۱)
[۸] F. Delkhosh, A. Phirouznia. Rashba coupling induced spin susceptibility and magnetic phase transition of conduction electrons in monolayer graphene. Physica E ٦٦ (۲۰۱٥) ۲