



اثر کرنش بر روی زمان تونل زنی و قطبش پذیری اسپینی در ابرشبکه‌ی گرافینی

فرهاد ستاری*

گروه فیزیک، دانشکده علوم دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل

چکیده: در این مقاله با استفاده از روش ماتریس انتقال و پیوستگی فاز بطور نظری به بررسی زمان تونل زنی وابسته به اسپین و قطبش پذیری اسپینی در یک ابرشبکه‌ی تک لایه‌ی گرافینی با برهمکنش اسپین - مدار راشبا در حضور کرنش در راستای زیگزگاک و دسته‌سندلی می‌پردازیم. مشاهده می‌شود دامنه‌ی نوسان زمان تونل زنی با افزایش قدرت کرنش افزایش می‌یابد. علاوه بر این زمانی که کرنش در راستای زیگزگاک باشد، به دلیل اینکه بردار موج در راستای رشد ابرشبکه، در داخل سد می‌تواند موهومی باشد اثر هارتمن برای اسپین بالا و پایین قابل مشاهده خواهد بود. برای کرنش در راستای دسته‌سندلی قطبش پذیری اسپینی با افزایش قدرت کرنش زیاد می‌شود در حالی که قطبش پذیری اسپینی برای کرنش زیگزگاک صفر است. وقتی کرنش در راستای دسته‌سندلی باشد بر خلاف کرنش در راستای زیگزگاک زمان تونل زنی برای فرود عمود به اسپین الکترون وابسته خواهد بود. با توجه به اختلاف زمان تونل زنی بین الکترون‌ها با اسپین بالا و پایین که ناشی از برهمکنش اسپین - مدار است می‌توان الکترون‌ها با اسپین مختلف را از هم جدا کرد.

واژگان کلیدی: ابر شبکه، برهمکنش اسپین - مدار راشبا، زمان تونل زنی، قطبش پذیری اسپینی، گرافین تحت کرنش.

f_sattari@uma.ac.ir

تحت کرنش در راستای آرمیچر دیگر حامل‌های بار از معادلات ذرات نسبیتی بدون جرم تبعیت نمی‌کنند بنابر این انتظار داریم در چنین ساختاری پاراداکس کلاین برقرار نبود پس از این ساختار می‌توان برای ساخت ادوات الکترونیکی بر پایه‌ی گرافین تک لایه استفاده کرد. اولین بار در سال ۱۹۷۳ ویژگی‌های عبوری ابرشبکه‌های نیمه‌رسانا توسط ایساک و تسو مورد مطالعه قرار گرفت [۶]. ساخت ابرشبکه‌های گرافینی در آزمایشگاه [۸ و ۷] باعث شده است که این ساختارها، به صورت تجربی و نظری مورد توجه پژوهشگران زیادی قرار گیرد [۱۳-۹]. همچنین، مطالعه‌ی ویژگی‌های تراپردی اسپین یکی از زمینه‌های جالب در فیزیک گرافین است. نخستین بار راشبا [۱۴]، با به کار بردن تنها میدان الکتریکی توانست ویژگی‌های تراپردی اسپینی را مطالعه کند، بعدها داتا و داس [۱۵] از این روش، ایده‌ی ساخت ترانزیستور اثر میدان

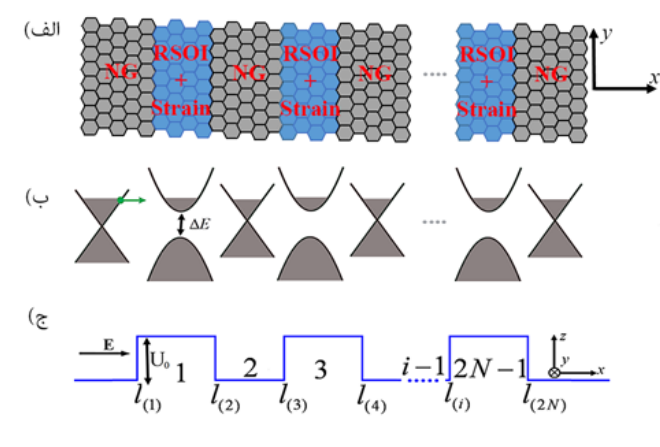
۱- مقدمه

گرافین، یک تک لایه از اتمهای کربن با ساختار لانه زنبوری است که در آن حامل‌های بار برای انرژی‌های کوچک از معادله نسبیتی شبه دیراک با جرم صفر پیروی می‌کنند [۱]. در گرافین ویژگی‌های جدید الکترونیکی و تراپردی زیادی وجود دارد، برای مثال مشاهده اثر کوانتومی نیمه صحیح هال [۲]، تحریک پذیری زیاد حامل‌ها [۳]، اثر اپتیک غیر خطی [۴] و عبور کامل برای فرود عمود از سد پتانسیل با هر ارتفاع و پهنايي که همان پاراداکس کلاین است [۵]. از نظر کاربردی پارادوکس کلاین خبر تقریباً بدی است چون مانع وجود ترانزیستورهای کربنی با تک لایه‌ی گرافین متصل به ولتاژ خارجی دریچه می‌شود. با توجه به این که در صفحه‌ی گرافینی

وابستگی زمان تونل زنی به اسپین الکترون‌ها می‌تواند با تنظیم قدرت کرنش، الکترون‌ها با اسپین بالا و پایین را از هم جدا کرد. همچنین نشان خواهیم داد قطبش پذیری اسپینی علاوه بر قدرت راشبا، توسط قدرت و راستای کرنش نیز قابل کنترل است.

۲- مدل و روش

در این مقاله مانند شکل ۱ ابر شبکه‌ی گرافینی به طول $l(2N)$ در حضور کرنش و برهمکنش اسپین - مدار راشبا را در نظر می‌گیریم. ناحیه‌ی سد پتانسیل با قدرت برهمکنش اسپین - مدار راشبا ثابت ($\lambda_R = \text{const}$) با ناحیه‌ی چاه پتانسیل (NG) که در آن برهمکنش اسپین - مدار وجود ندارد از هم جدا می‌شود. لازم به ذکر است که، برای اعمال کرنش به ابر شبکه‌ی گرافینی می‌توان از یک زیر لایه‌ی نامتجانس استفاده کرد [۳۶].



شکل ۱: الف) نمایشی از یک ابر شبکه‌ی گرافینی تک لایه با برهمکنش اسپین - مدار راشبا و کرنش. ب) نمودار باند انرژی برای الکترون‌های بدون جرم که از یک ابر شبکه‌ی گرافینی تحت کرنش تونل زنی می‌کنند، ΔE گاف انرژی به وجود آمده توسط کرنش است. ج) ابر شبکه‌ی گرافینی با N سد پتانسیل به ارتفاع U_0 و پهنا L در حضور برهمکنش اسپین - مدار راشبا و کرنش. ناحیه‌ی سد گرافینی با ناحیه‌ی گرافین نرمال (چاه پتانسیل) که در آن کرنش و برهمکنش اسپین - مدار راشبا وجود ندارد از هم جدا می‌شود.

کرنش یکنواخت در گرافین توسط تاز سور دویعدی زیر مشخص می‌شود.

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha - \mu \sin^2 \alpha & (1 + \mu) \cos \alpha \sin \alpha \\ (1 + \mu) \cos \alpha \sin \alpha & \sin^2 \alpha - \mu \cos^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (1)$$

را مطرح کردند. دو نوع برهمکنش اسپین - مدار در گرافین وجود دارد. برهمکنش اسپین - مدار ذاتی که از تقارن شبکه‌ی لانه زنبوری سرچشمه می‌گیرد. ولی متاسفانه قدرت این برهمکنش در گرافین خیلی کم (حدود $0.001/0$ میلی‌الکترون ولت) است [۱۶]. نوع دیگر برهمکنش، برهمکنش اسپین - مدار راشبا است که با اعمال میدان الکتریکی خارجی (تولید شده توسط ولتاژ دریاچه) یا برهمکنش اتم‌های کربن با زیر لایه به وجود می‌آید [۱۷]. قدرت این برهمکنش می‌تواند به 200 میلی‌الکترون نیز برسد که به طور تجربی هم ثابت شده است [۱۸].

از طرفی محاسبه‌ی زمان تونل زنی یک ذره‌ی کوانتومی یکی از مسائل جالب در فیزیک است. جواب به این سوال جالب: چه مدت طول می‌کشد تا یک ذره از یک سد پتانسیل عبور کند؟ چندین دهه فکر فیزیک‌دانان را به خود مشغول کرده بود. مشکل پاسخ دادن به سوال بالا این است که ما بایستی بتوانیم ساعتی طراحی کنیم که بتواند این زمان را اندازه بگیرد. در سال ۱۹۳۱ کوندون مسئله‌ی زمان تونل زنی را مطرح کرد [۱۹]. یک سال بعد مک کول نشان داد که زمان تونل زنی یک بسته موج از داخل یک سد تقریباً برابر صفر است [۲۰]. در سال ۱۹۶۲ هارتمن نظریه‌ی مک کول را اصلاح کرده و نشان داد که زمان تونل زنی یک ذره از یک سد پتانسیل غیر صفر است [۲۱]. همچنین هارتمن نشان داد در صورتی که بردار موج ذره در داخل سد پتانسیل موهومی باشد در این صورت برای سد پتانسیل با پهنا l به اندازه کافی بزرگ دیگر زمان تونل زنی به ارتفاع سد بستگی نخواهد داشت [۲۲-۲۴]. این پدیده بعدها به اثر هارتمن معروف شد و به صورت تجربی نیز توسط ایندرز و نیمتر ثابت شد [۲۵]. تعریف‌های زیادی برای زمان تونل زنی وجود دارد، از بین آن‌ها زمان تاخیر گروه و زمان سکنی مهمتر از بقیه هستند. زمان تاخیر گروه را می‌توان با استفاده از پایستگی فاز به دست آورد [۲۶-۲۸]. زمان سکنی اولین بار توسط اسمیت مطرح شد و برابر با زمان متوسطی است که یک ذره در داخل سد پتانسیل می‌ماند [۲۹]. اخیراً پژوهش‌های زیادی به مطالعه‌ی زمان تونل زنی در نانو ساختارهای گرافینی پرداخته‌اند، به عنوان مثال می‌توان به مراجع [۳۰-۳۵] اشاره کرد. در این تحقیق به صورت نظری به بررسی اثر کرنش بر روی زمان تونل زنی (زمان تاخیر گروه) در یک ابر شبکه‌ی تک لایه‌ی گرافینی در حضور برهمکنش اسپین - مدار راشبا می‌پردازیم. نشان خواهیم داد با توجه به

$$\begin{cases} \Psi = a\psi_{N_s}^+ + b\psi_{N_s}^- + c\psi_{N_s}^+ + d\psi_{N_s}^- . \text{ elsewhere} \\ \Psi' = a'\psi_s^+ + b'\psi_s^- + c'\psi_s^+ + d'\psi_s^- . \text{ in barrier} \end{cases} \quad (5)$$

که در آن a, b, c, d و a', b', c', d' ضرایب توابع موج در داخل چاه و سد پتانسیل و $s(\hat{s}) = 1(-1)$ ویژه مقادیر اسپین است. همچنین $\psi_{N_s}^\pm$ و ψ_s^\pm به ترتیب توابع موج در ناحیه‌ی نرمال و سد پتانسیل در راستای $\pm x$ هستند که از رابطه‌ی زیر به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned} \psi_{N_s}^\pm &= ((1(0) \cdot \pm e^{\pm i\varphi}(0) \cdot 0(1) \cdot 0(\pm e^{\pm i\varphi})) \times \\ &\times e^{i(\pm k_x x + k_y y)\varphi}) / \sqrt{\cos\varphi}. \\ \psi_s^\pm &= (([1 - \lambda_x \varepsilon](\pm k_{\hat{s}(s)}) - [1 - \lambda_y \varepsilon]iq_y) \cdot \\ &\cdot (E - U_0)/\hbar v_F - i\hat{s}(s)((E - U_0)/\hbar v_F \cdot \\ &is(s)([1 - \lambda_x \varepsilon] \pm k_{\hat{s}(s)} + [1 - \lambda_y \varepsilon]iq_y)) \times \\ &\times e^{i(\pm k_{\hat{s}(s)}x + k_y y)} \times D_{\hat{s}(s)} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} D_{\hat{s}(s)} &= 1 / (\sqrt{2(|k_{\hat{s}(s)}|^2 \times (1 - \lambda_y \varepsilon)^2) + \dots} \\ &\dots \sqrt{[q_y^2 \times (1 - \lambda_x \varepsilon)^2] + ((E - U_0)/\hbar v_F)^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} k_{\hat{s}(s)} &= (\sqrt{(E - U_0)(E - U_0 - \hat{s}(s)\lambda_R)/\hbar^2 v_F^2} \dots \\ &\sqrt{\dots - (1 - \lambda_y \varepsilon)^2 q_y^2} / (1 - \lambda_x \varepsilon) \end{aligned} \quad (7)$$

در رابطه‌ی (۶)، E انرژی الکترون فرودی، $k_{\hat{s}(s)}$ و $k_x = E \cos\varphi$ به ترتیب بردار موج در راستای x در سد و چاه پتانسیل است. در حالی که $q_y = k_y - q_{Dy}$ و $q_x = E \sin\varphi$ بردار موج در راستای y می‌باشد. با استفاده از پیوستگی توابع موج در مرزها و نیز با به کار بردن روش ماتریس انتقال می‌توان t_{ss} و r_{ss} را به دست آورد که t_{ss} و r_{ss} به ترتیب ضرایب عبور و بازتاب برای شبه ذرات با اسپین \downarrow به اسپین \uparrow است. احتمال عبور T_{ss} ، و احتمال بازتاب R_{ss} را می‌توان به ترتیب از رابطه‌ی $T_{ss} = |t_{ss}|^2$ و $R_{ss} = |r_{ss}|^2$ به دست آورد. همچنین احتمال کل عبور و بازتاب برای الکترون فرودی با اسپین s به ترتیب از رابطه‌ی $T_s = T_{\uparrow s} + T_{\downarrow s}$ و $R_s = R_{\uparrow s} + R_{\downarrow s}$ محاسبه

در رابطه‌ی (۱)، ε قدرت کرنش در ناحیه‌ی سد پتانسیل است، که در بیرون سد مقدار صفر دارد. α زاویه‌ی بین محور x و جهت کرنش اعمال شده به صفحه گرافینی است، برای حالتی که $\alpha = 0$ و $\alpha = \pi/2$ باشد، کرنش به ترتیب در راستای زیگزاگ و دسته‌ی صندلی است. $\mu = 0.14$ نسبت پواسون برای گرافین است که توسط محاسبات ابتدا به ساکن به دست می‌آید [۳۷]. در تصویر الکترون تنها و برای انرژی‌های کوچک هامیلتونی سامانه را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{RSO} + V(x)\hat{I} \quad (2)$$

که در آن

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 &= \hbar v_F U^+(\alpha) [\sigma_x (1 - \lambda_x \varepsilon) q_x + \\ &+ \sigma_x (1 - \lambda_y \varepsilon) q_y] \times U(\alpha). \end{aligned} \quad (3)$$

$$\hat{H}_{RSO} = \frac{\lambda_{RSO}}{2} (\hat{\sigma} \times \hat{s}).$$

$$V(x) = \begin{cases} U_0 & \text{in barrier} \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases}$$

در رابطه‌ی (۳)، $\hat{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y)$ ماتریس پائولی، $v_F \approx 10^6 \text{ m/s}$ سرعت فرمی، بردار $s = (s_x, s_y)$ در فضای اسپین است. همچنین جمله‌ی \hat{H}_{RSO} هامیلتونی برهمکنش اسپین - مدار راشبا با قدرت λ_R در داخل سد پتانسیل است. همچنین $\lambda_x = 2(\kappa_0 - 1/2)$ با $\kappa_0 = (\frac{a}{2t})(\frac{\partial t}{\partial a}) \approx 1.6$ ، $\lambda_y = -2\mu(\kappa_0 - 1/2)$ جهت نزدیک‌ترین همسایه اول، در راستای x و y است. $U(\alpha)$ ماتریس یکانی است که توسط رابطه‌ی زیر به دست می‌آید [۳۹]:

$$U(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\alpha} \end{pmatrix} \quad (4)$$

فرض می‌کنیم که الکترون‌ها با انرژی E و تحت زاویه‌ی φ در راستای x به ابرشبه‌ی برخورد می‌کنند در این صورت مولفه‌های اسپینورهای دیراک که از حل رابطه‌ی (۱) به دست می‌آید را می‌توان به صورت رابطه‌ی (۵) نوشت.

۳- نتایج و بحث

در این قسمت نتایج عددی به دست آمده بر اساس معادلات قسمت قبل را نشان می‌دهیم. در کل این مقاله انرژی الکترون فرودی E ، قدرت برهمکنش اسپین - مدار راشبا λ_R ، ارتفاع سد پتانسیل U_0 ، پهنای سد پتانسیل L ، پهنای چاه پتانسیل d و تعداد سدهای ابرشبه N به ترتیب ۸۳ میلی الکترون ولت، ۲۰ میلی الکترون ولت، ۳۰۰ میلی الکترون ولت، ۲۰ نانومتر، ۵۰ نانومتر و ۵ انتخاب شده است مگر آن که به مقدار آن‌ها اشاره شود. ابتدا ما احتمال عبور کل و نسبت زمان تاخیر گروه به زمان ثابت (τ_{gs}/τ_0) برای اسپین فرودی s بر حسب تابعی از قدرت کرنش به ازای زاویه‌های الکترون فرودی مختلف را رسم می‌کنیم. همانطور که از شکل (۲الف) مشخص است به خاطر جفت شدگی بین اسپین واقعی و شبه اسپین، احتمال عبور اسپینی یک تابع نوسانی از قدرت کرنش است و نیز دامنه‌ی نوسان آن با افزایش زاویه‌ی فرود الکترون افزایش می‌یابد. از طرفی به خاطر اینکه برای زاویه‌ی فرود عمود $(\varphi = 0)$ ، $T_{l\uparrow} = T_{l\downarrow}$ است [۴۴]. بنابراین این احتمال عبور در این زاویه به حالت اسپینی بستگی نخواهد داشت. با توجه به شکل (۲ب)، τ_{gs}/τ_0 برای زاویه‌ی فرودی غیر عمود $(\varphi \neq 0)$ به اسپین الکترون وابسته و تابع نوسانی از قدرت کرنش است. همچنین دامنه‌ی نوسان τ_{gs}/τ_0 با افزایش قدرت کرنش زیاد می‌شود.

در شکل ۳ نسبت زمان تاخیر گروه کل وابسته به اسپین به زمان ثابت (τ_{gs}/τ_0) بر حسب تابعی از پهنای سد رسم شده است. در این شکل قدرت کرنش ε و انرژی الکترون فرودی E به ترتیب ۲۵۰ میلی الکترون ولت و ۰٫۱ است. همچنین جهت کرنش در شکل (۳الف) و (۳ب) به ترتیب در راستای زیگزاگ $(\alpha = 0)$ و دسته‌سندلی $(\alpha = \pi/2)$ می‌باشد. با توجه به شکل (۳الف) واضح است که برای فرود عمود، τ_{gs}/τ_0 یک رفتار نوسانی بر حسب پهنای سد دارد. چون زمانی که کرنش در راستای زیگزاگ باشد برای فرود عمود همواره بردار موج در داخل سد حقیقی است، به عبارت دیگر در داخل سد یک موج رونده وجود دارد. نتیجه‌ی جالب برای فرود غیر عمود $(\varphi \neq 0)$ اتفاق می‌افتد در این حالت مولفه‌ی x بردار موج در داخل سد یعنی $k_x(s)$ می‌تواند موهومی باشد. همچنین، پدیده‌ی هارتمن زمانی رخ می‌دهد که $k_x(s)$ موهومی

می‌شود. بعد از محاسبه‌ی احتمال عبور الکترون وابسته به اسپین از سامانه مورد نظر، رسانش سامانه را می‌توان از رابطه‌ی بوتیکر به دست آورد [۴۰]:

$$G_s = G_0 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T_s(\varphi) \cos(\varphi) d\varphi \quad (8)$$

در رابطه‌ی (۸)، G_0 برای ابرشبه‌ی تک لایه‌ی گرافینی برابر $G_0 = 2e^2 E_F L_y / v_F \hbar^2$ است که L_y پهنای صفحه‌ی گرافینی در راستای y می‌باشد.

بعد از محاسبه‌ی ضرایب عبور و بازتاب و نیز با توجه به پیوستگی فاز، می‌توان کل زمان تاخیر گروه را از رابطه‌ی زیر محاسبه کرد [۴۱ و ۴۲]:

$$\tau_{gs} = T_{\uparrow s} \tau_{gt\uparrow s} + T_{\downarrow s} \tau_{gt\downarrow s} + R_{\uparrow s} \tau_{gr\uparrow s} + R_{\downarrow s} \tau_{gr\downarrow s}. \quad (9)$$

زمان تاخیر گروه وابسته به اسپین برای عبور τ_{gts} و بازتاب τ_{grs} را می‌توان از روابط زیر تعیین کرد.

$$\begin{aligned} \tau_{gts} &= T_{\uparrow s} \tau_{gt\uparrow s} + T_{\downarrow s} \tau_{gt\downarrow s} \\ &= T_{\uparrow s} \hbar \frac{d}{dE} (k_x l_{(2N)} + \Theta_{t\uparrow s}) + \end{aligned} \quad (10)$$

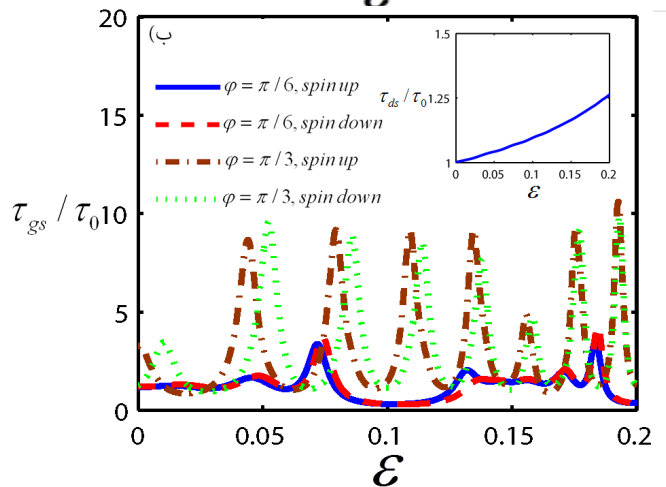
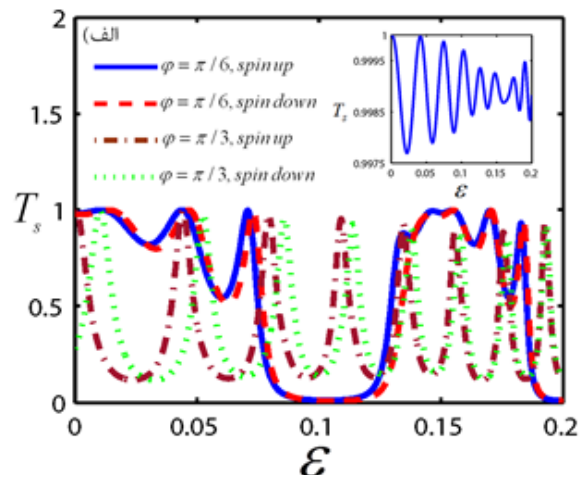
$$+ T_{\downarrow s} \hbar \frac{d}{dE} (k_x l_{(2N)} + \Theta_{t\downarrow s}).$$

$$\begin{aligned} \tau_{grs} &= R_{\uparrow s} \tau_{gr\uparrow s} + R_{\downarrow s} \tau_{gr\downarrow s} \\ &= R_{\uparrow s} \hbar \frac{d}{dE} (\Theta_{t\uparrow s}) + R_{\downarrow s} \hbar \frac{d}{dE} (\Theta_{t\downarrow s}) \end{aligned} \quad (11)$$

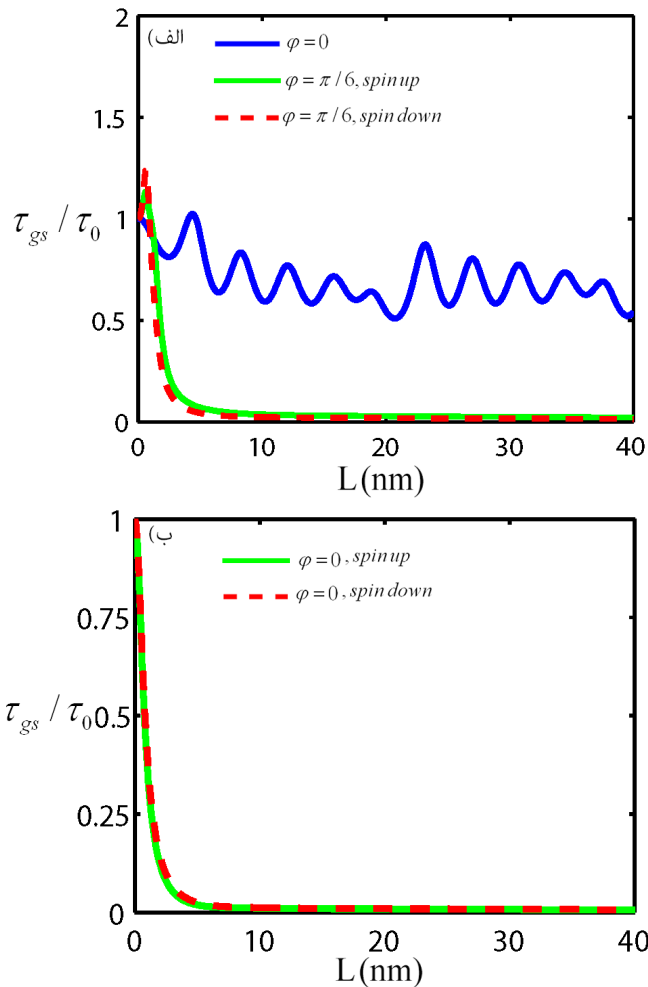
که در آن $\Theta_{t\uparrow s}$ ، $\Theta_{t\downarrow s}$ ، $\Theta_{r\uparrow s}$ و $\Theta_{r\downarrow s}$ به ترتیب آرگومان‌های $\tau_{\uparrow s}$ ، $\tau_{\downarrow s}$ ، $\tau_{\uparrow s}$ و $\tau_{\downarrow s}$ هستند. همچنین $\Gamma_{\downarrow s}$ و $\Gamma_{\uparrow s} = d/dE(\hbar k_x l_{(2N)})$ مدت زمانی را نشان می‌دهد که یک ذره در غیاب سدهای پتانسیل، فاصله‌ی $l_{(2N)}$ (مسافتی به اندازه‌ی ابرشبه) را طی می‌کند. در پایان قطبش پذیری اسپینی برای جریان خروجی را می‌توان از رابطه‌ی زیر به دست آورد [۴۳]:

$$P = \frac{G_{\uparrow\uparrow} + G_{\uparrow\downarrow} - G_{\downarrow\uparrow} - G_{\downarrow\downarrow}}{G_{\uparrow\uparrow} + G_{\uparrow\downarrow} + G_{\downarrow\uparrow} + G_{\downarrow\downarrow}} \quad (12)$$

باشد. چون موهومی بودن $k_z(s)$ متناسب با یک موج میرا است که به شکل نمایی نسبت به فاصله در داخل سد افت می‌کند. بنابراین انتگرال چگالی احتمال حضور ذره به ازای پهنای سد بزرگ، مستقل از این پهنای می‌شود. این اثر به عنوان پدیده‌ی هارتمن معرف است. بنابراین می‌توان گفت در یک ابرشبکه‌ی گرافینی تحت کرنش در راستای زیگزگاک در حضور برهمکنش اسپین - مدار راشبا برای فرود غیر عمود می‌توان اثر هارتمن را برای الکترون‌های فرودی با اسپین بالا و پایین مشاهده کرد در صورتی که برای فرود عمود این اثر قابل مشاهده نیست. نتیجه اخیر ارتباط مستقیمی با پارادکس کلاین دارد. شکل (۳ب) نشان می‌دهد زمانی که کرنش در راستای دسته‌سندلی باشد برای فرود عمود نیز می‌توان اثر هارتمن را مشاهده کرد زیرا در این حالت زمانی که شرط $|(1 - \lambda_V \epsilon)[k_y - q_{DY}] \hbar v_F| \geq 1$ باشد بردار موج در داخل سد موهومی می‌شود که متناسب با یک مد میرا است.



شکل ۲: الف) احتمال عبور کل و ب) نسبت زمان تاخیر گروه به زمان ثابت τ_0 بر حسب تابعی از قدرت کرنش برای الکترون با اسپین فرودی s. نمودار ضمیمه نتایج را برای فرود عمود نشان می‌دهد.



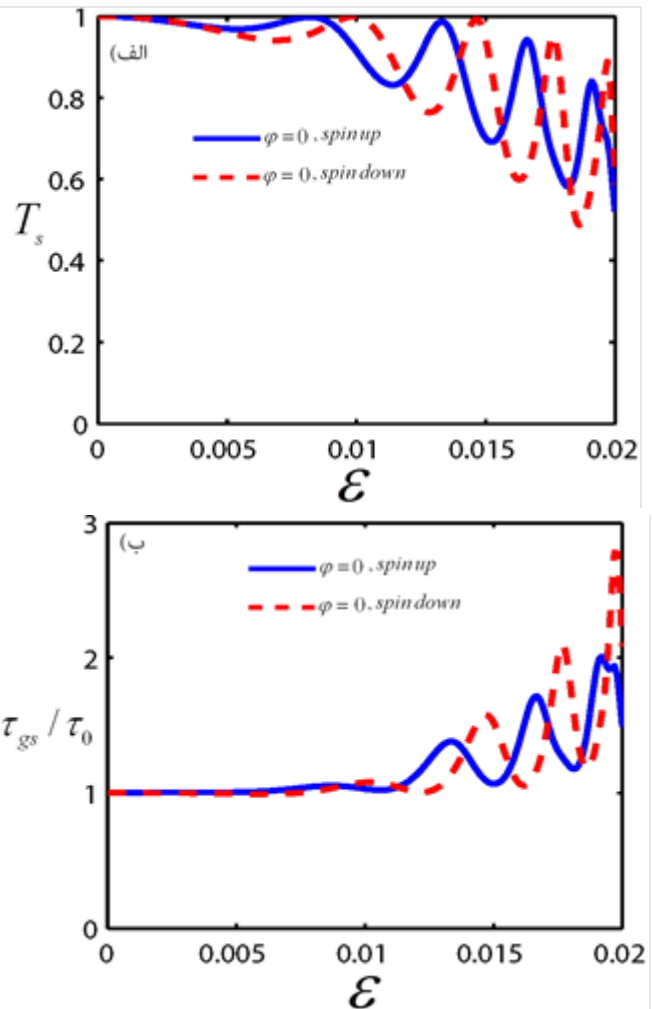
شکل ۳: نسبت زمان تاخیر گروه کل وابسته به اسپین به زمان ثابت τ_0 بر حسب تابعی از پهنای سد L. برای حالتی که کرنش الف) در راستای زیگزگاک و ب) در راستای دسته‌سندلی باشد.

شکل ۴ احتمال عبور و زمان تاخیر گروه وابسته به اسپین را بر حسب قدرت راشبا برای فرود عمود نشان می‌دهد. در این شکل کرنش اعمالی به ابرشبکه‌ی گرافینی در راستای دسته‌سندلی $(\alpha = \pi/2)$ است. همانطور که مشاهده می‌شود بر خلاف حالتی که کرنش در راستای زیگزگاک است احتمال عبور و زمان تاخیر گروه به اسپین الکترون وابسته و تابع نوسانی از قدرت کرنش اعمالی است. دلیل این پدیده به خاطر این است که، وقتی کرنش در راستای دسته‌سندلی باشد، برای فرود عمود توابع موج اسپین بالا و پایین در داخل سد و چاه پتانسیل با هم برابر نیستند، در حالی که برای کرنش زیگزگاک توابع موج اسپین بالا و پایین در داخل سد و چاه یکسان خواهد بود [۴۵].

می‌توان بزرگی قطبش پذیری اسپینی در یک ابر شبکه‌ی گرافینی را کنترل کرد.

۴- نتیجه گیری

در این مقاله به بررسی زمان تاخیر گروه و قطبش پذیری اسپینی در یک ابر شبکه‌ی گرافینی تحت کرنش یکنواخت در حضور برهمکنش اسپین - مدار راشبا پرداختیم. نشان دادیم که در حضور کرنش و برهمکنش اسپین - مدار راشبا احتمال عبور و زمان تونل زنی علاوه بر اسپین الکترون به قدرت و جهت کرنش نیز وابسته است. بنابر این با کنترل قدرت راشبا و نیز راستا و قدرت کرنش می‌توان احتمال عبور و زمان تونل زنی وابسته به اسپین را تنظیم کرد. همچنین نشان دادیم برای فرود عمود و زمانی که کرنش در راستای دسته صندلی است، الکترون‌ها با اسپین‌های مختلف زمان‌های متفاوتی در داخل ابر شبکه‌ی گرافینی می‌مانند که این نتیجه بر خلاف نتیجه‌ی به دست آمده برای حالت زیگزاگ است. با توجه به اختلاف زمان تونل زنی بین الکترون‌های فرودی با اسپین‌های مختلف می‌توان با تنظیم قدرت کرنش، الکترون‌ها با اسپین مختلف را از هم جدا کرد. همچنین به بررسی اثر هارتمن در یک ابر شبکه‌ی گرافینی تحت کرنش پرداختیم و نشان دادیم که در حضور برهمکنش اسپین - مدار راشبا در چین ساختاری اثر هارتمن را می‌توان برای الکترون‌های فرودی با اسپین بالا و پایین مشاهده کرد. علاوه بر این، بر خلاف حالت زیگزاگ زمانی که کرنش در راستای دسته صندلی باشد می‌توان اثر هارتمن را برای فرود عمود نیز مشاهده کرد. نتیجه‌ی جالب توجه دیگر این است که، بین راستای کرنش و بزرگی قطبش پذیری اسپینی ارتباط قوی وجود دارد به طوری که با تغییر راستای کرنش می‌توان جریان قطبیده ایجاد کرده و با تغییر علامت کرنش از مثبت به منفی علامت قطبش اسپینی را نیز تغییر داد. بنابر این با تنظیم راستا و قدرت کرنش می‌توان میزان جریان قطبیده اسپینی را در ابر شبکه‌های گرافینی کنترل کرد. امید است نتایج به دست آمده در این مقاله برای به دست آوردن و کنترل جریان قطبیده در ساختارهای گرافینی مفید باشد.



شکل ۴: الف) احتمال عبور کل و ب) زمان تاخیر گروه به زمان ثابت τ_0 برای الکترون با فرود عمود و اسپین S بر حسب تابعی از قدرت کرنش، زمانی که جهت کرنش در راستای دسته صندلی است.

شکل ۵ قطبش پذیری اسپینی را در راستای Z بر حسب قدرت کرنش به ازای مقادیر مختلف λ_R نشان می‌دهد. لازم به ذکر است که در این شکل کرنش در راستای دسته صندلی است که در این شکل اعمال شده است. با توجه به شکل می‌بینیم که در حضور تنها برهمکنش اسپین - مدار راشبا ($\varepsilon = 0$) یا زمانی که کرنش در راستای زیگزاگ ($\alpha = 0$) اعمال شود قطبش پذیری اسپینی برابر صفر است. هنگامی که کرنش در راستای دسته صندلی با برهمکنش اسپین - مدار راشبا ترکیب می‌شود جریان به شدت قطبیده به دست می‌آید، و قطبش اسپینی با افزایش میزان قدرت کرنش افزایش می‌یابد. نتیجه‌ی جالب توجه این است که علامت قطبش با تغییر علامت کرنش از منفی به مثبت تغییر می‌کند. به عبارت دیگر با تنظیم قدرت کرنش و راشبا

- [12] F. Khoeini, "Effect of uniaxial strain on electrical conductance and band gap of superlattice-graphene nanoribbons", *Superlattice. Microst.*, 81, 202-214, 2015.
- [13] T. Nemati Aram, A. Asgari, "Influence of Fermi velocity engineering on electronic and optical properties of graphene superlattices", *Phys. Lett. A*, 379, 974-978, 2015.
- [14] E. I. Rashba, "Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop", *Sov. Phys. Solid State*, 2, 1109-1122, 1960.
- [15] S. Datta, B. Das, "Electronic analog of the electro-optic modulator", *Appl. Phys. Lett.*, 56, 665-667, 1990.
- [16] J. C. Boettger, S. B. Trickey, "First-principles calculation of the spin-orbit splitting in graphene", *Phys. Rev. B*, 75, 121402-121405, 2007.
- [17] M. Kariminezhad, A. Namiranian, "Spin-polarized transport in zigzag graphene nanoribbons with Rashba spin-orbit interaction", *J. Appl. Phys.*, 110, 103702-103706, 2011.
- [18] Y. S. Dedkov, M. Fonin, U. Rüdiger, C. Laubschat, "Rashba effect in the graphene/Ni (111) system", *Phys. Rev. Lett.*, 100, 107602-107606, 2008.
- [19] E. U. Condon, "Quantum mechanics of collision processes I. scattering of particles in a definite force field", *Rev. Mod. Phys.*, 3, 43-88, 1931.
- [20] L. A. MacColl, "Note on the transmission and reflection of wave packets by potential barriers", *Phys. Rev.*, 40, 621-626, 1932.
- [21] T. E. Hartman, "Tunneling of a wave packet", *J. Appl. Phys.*, 33, 3427-3433, 1962.
- [22] J. C. Martinez, E. Polatdemir, "Origin of the Hartman effect", *Phys. Lett. A*, 351, 31-36, 2006.
- [23] J. R. Fletcher, "Time delay in tunnelling through a potential barrier", *J. Phys. C*, 18, L55-L59, 1985.
- [1] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Griegorieva, A. A. Firsov, "Electric field effect in atomically thin carbon films", *Science*, 306, 666-669, 2004.
- [2] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Griegorieva, A. A. Firsov, "Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene", *Nature (London)*, 438, 197-200, 2005.
- [3] Y. Zhang, Y. Wen Tan, H. L. Stormer, P. Kim, "Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene", *Nature*, 438, 201-204, 2005.
- [4] A. R. Wright, X. G. Xu, J. C. Cao, C. Zhang, "Strong nonlinear optical response of graphene in the terahertz regime", *Appl. Phys. Lett.*, 95, 072101-072104, 2009.
- [5] M. I. Katsnelson, K. S. Nososelov, A. K. Geim, "Chiral tunnelling and the Klein paradox in graphene", *Nat. phys.*, 2, 620-625, 2006.
- [6] R. Tsu, L. Esaki, "Tunneling in a finite superlattice", *Appl. Phys. Lett.*, 22, 562-564, 1973.
- [7] J. C. Meyer, C. O. Girit, M. F. Crommie, A. Zettl, "Hydrocarbon lithography on graphene membranes", *Appl. Phys. Lett.*, 92, 123110-123113, 2008.
- [8] S. Marchini, S. Günther, J. Winterlin, "Scanning tunneling microscopy of graphene on Ru(0001)", *Phys. Rev. B*, 76, 075429-075437, 2007.
- [9] C. Bai, X. Zhang, "Klein paradox and resonant tunneling in a graphene superlattice", *Phys. Rev. B*, 76, 075430-075437, 2007.
- [10] E. Faizabadi, M. Esmaeilzadeh, F. Sattari. "Spin filtering in a ferromagnetic graphene superlattice", *Eur. Phys. J. B*, 85, 30073-30077, 2012.
- [11] F. Sattari, E. Faizabadi, "Transport in magnetic graphene superlattice with Rashba spin-orbit interaction", *Eur. Phys. J. B*, 86, 40275-40280, 2013.

- [37] M. Farjam, H. Rafei-Tabar, “Comment on band structure engineering of graphene by strain: First-principles calculations”, *Phys. Rev. B*, 80, 167401-167404, 2009.
- [38] F. M. D. Pellegrino, G. G. N. Angilella, R. Pucci, “Transport properties of graphene across strain-induced nonuniform velocity profiles”, *Phys. Rev. B*, 84, 195404-195415, 2011.
- [39] F. M. D. Pellegrino, G. G. N. Angilella, R. Pucci, “Resonant modes in strain-induced graphene superlattices”, *Phys. Rev. B*, 85, 195409-19513, 2012.
- [40] M. Büttiker, “Four-terminal phase-coherent conductance”, *Phys. Rev. Lett.*, 57, 1761-1764, 1986.
- [41] Z. Wu, K. Chang, J. T. Liu, X. J. Li, K. S. Chan, “The Hartman effect in graphene”, *J. Appl. Phys.*, 105, 043702-043707, 2009.
- [42] Y. Gong, Y. Guo, “Dwell time in graphene-based magnetic barrier nanostructures”, *J. Appl. Phys.*, 106, 064317-064323, 2009.
- [43] A. T. Ngo, J. M. Villas-Boas, S. E. Ulloa, “Spin polarization control via magnetic barriers and spin-orbit effects”, *Phys. Rev. B*, 78, 245310-245315, 2008.
- [44] D. Bercioux, A. De Martino, “Spin-resolved scattering through spin-orbit nanostructures in graphene”, *Phys. Rev. B*, 81, 165410-165415, 2010.
- [45] E. Faizabadi, F. Sattari, “Rashba spin-orbit effect on tunneling time in graphene superlattice”, *J. Appl. Phys.*, 111, 093724-093729, 2012.
- [24] E. H. Hauge, J. A. Støvneng, “Tunneling times: a critical review”, *Rev. Mod. Phys.*, 61, 917-936, 1989.
- [25] A. Enders, G. Nimtz, “On superluminal barrier traversal”, *J. Phys. I*, 2, 1693-1698, 1992.
- [26] H. G. Winful, “Delay time and the Hartman effect in quantum tunneling”, *Phys. Rev. Lett.*, 91, 260401-260404, 2003.
- [27] H. G. Winful, “Tunneling time, the Hartman effect, and superluminality: A proposed resolution of an old paradox”, *Phys. Rep.*, 436, 1-69, 2006.
- [28] C. R. Leavens, G. C. Aers, “Dwell time and phase times for transmission and reflection”, *Phys. Rev. B*, 39, 1202-1206, 1989.
- [29] F. T. Smith, “Lifetime matrix in collision theory”, *Phys. Rev.*, 118, 349-356, 1960.
- [30] X. Chen, Z-Yong Deng, Y. Ban, “Delay time and Hartman effect in strain engineered graphene”, *J. Appl. Phys.*, 115, 173703-173708, 2014.
- [31] Y. Ban, L.-J. Wang, X. Chen, “Tunable delay time and Hartman effect in graphene magnetic barriers”, *J. Appl. Phys.*, 117, 164307-164313, 2015.
- [32] Z. J. Li, H. Zhao, Y.-H. Nie, J.-Q. Liang, “Barrier tunneling time of an electron in graphene”, *J. Appl. Phys.*, 113, 043714-043722, 2013.
- [33] F. Sattari, “Rashba spin-orbit effect on dwell time in graphene asymmetrical barrier”, *Appl Phys A*, 117, 1963-1969, 2014.
- [34] C. S. Park, “Chiral tunneling, tunneling times, and Hartman effect in bilayer graphene”, *Phys. Rev. B*, 89, 115423-115435, 2014.
- [35] D. Jahani, “Note on Hartman effect in gapped graphene”, *Physica B*, 423, 10-15, 2013.
- [36] V. Pereira, A. Castro Neto, “Strain engineering of graphene’s electronic structure”, *Phys. Rev. Lett.*, 103, 046801-046804, 2009.



Effects of Strain on the Tunneling Time and Spin Polarization in Graphene Superlattice

F. Sattari*

Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil

Abstract: In this paper, based on the transfer-matrix and stationary phase methods, we theoretically investigate spin-dependent tunneling time and spin polarization through monolayer graphene superlattice with Rashba spin-orbit interaction in the presence of zigzag and armchair direction strain. It is found that the oscillation amplitude of the tunneling time increases by increasing the strain strength. In addition, for the zigzag direction strain the Hartman effect can be observed for the both spin-up and spin-down electrons, because the x component (the growth direction of superlattice) of the electron wave vector inside the barriers can be imaginary. When the armchair direction strain is applied to a monolayer graphene the spin polarization increases with increasing the strain strength, whereas for the zigzag direction strain it is zero. In this case, unlike the zigzag direction strain tunneling time for the normal incident angle depends on the spin state of electron. According to the difference of the tunneling time between spin-up and spin-down electrons arise from the Rashba spin-orbit coupling, it is possible to make the spin-up and spin-down electrons separate in time domain via tuning the Rashba spin-orbit interaction and strain strength.

Keywords: Superlattice, Rashba spin-orbit interaction, Tunneling time, Spin polarization, Strained graphene