

Spin-dependent transport properties in strained silicene superlattice

Farhad Sattari*

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

Received: 14.05.2018 Final revised: 19.11.2019 Accepted: 28.12.2019

DOI: 10.22055/jrmbms.2020.15328

Abstract

Based on the transfer-matrix method, we theoretically investigate the spin-dependent transport properties in silicene superlattice with extrinsic Rashba spin-orbit interaction (RSOI) in the presence of strain. Due to the RSOI coupling, spin-inversion can be achieved. The spin resolved conductance and spin-inversion effect can be efficiently tuned by RSOI and strain strength. In addition, for particular values of RSOI strength, electrons with perfect spin-inversion transmit through the silicene superlattice. It is found that the spin conductance can be efficiently controlled by the number of barriers. As the number of barriers increases, spin conductivities decrease. The results indicate that for the armchair direction strain, unlike the zigzag direction, the spin polarization can be observed and it increases with increasing the RSOI strength. The magnitude and sign of spin polarization can be adjusted by strain strength. The spin polarization in silicene superlattice for any number of barriers reaches a maximum value at 2% strain.

Keywords: Silicene superlattice, Extrinsic Rashba spin-orbit interaction, Strain, Spin-inversion, Spin polarization

* Corresponding Author: f_sattari@uma.ac.ir

خواص تراپردی وابسته به اسپین در ابرشبکه سیلیسینی تحت کرنش

فرهاد ستاری*

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران

دریافت: 1397/02/24 ویرایش نهایی: 1398/07/28 پذیرش: 1398/10/07

DOI: 10.22055/jrmb.2020.15328

چکیده

با استفاده از روش ماتریس انتقال به صورت نظری به مطالعه خواص تراپردی اسپینی در ابرشبکه سیلیسینی در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی و کرنش می‌پردازیم. به دلیل حضور برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی، رسانش اسپینی و چرخش اسپینی را می‌توان با قدرت کرنش و برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی تنظیم کرد. برای مقادیر خاصی از قدرت اسپین-مدار راشبای خارجی الکترون‌ها فقط در صورتی که چرخش کامل اسپینی انجام دهند مجاز به عبور از ابرشبکه سیلیسینی هستند. همچنین رسانش اسپینی را می‌توان به طور مؤثر با تعداد سدهای ابرشبکه کنترل کرد، هر چه تعداد سدهای ابرشبکه افزایش پیدا می‌کند، رسانش اسپینی کاهش می‌یابد. نتایج نشان می‌دهد که با اعمال کرنش در راستای دسته‌صندلی بر خلاف کرنش در راستای زیگزاگ قطبش اسپینی مشاهده می‌شود و با افزایش قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی افزایش می‌یابد. همچنین اندازه قطبش اسپینی را می‌توان با قدرت کرنش تنظیم کرد. بیشترین مقدار قطبش اسپینی در یک ابرشبکه سیلیسینی با هر تعداد سد پتانسیل در کرنش 2% رخ می‌دهد.

کلیدواژگان: ابرشبکه سیلیسینی، برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی، کرنش، چرخش اسپینی، قطبش اسپینی

مقدمه

حامل‌های بار در سیلیسین در نقاط K و K' توسط معادله شبه‌دیراک توصیف می‌شوند. سرعت فرمی در اطراف نقاط دیراک تقریباً برابر 0.5×10^6 متر بر ثانیه است. یک فرق اساسی بین سیلیسین و گرافین، قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار ذاتی است. در گرافین این برهم‌کنش خیلی ضعیف بوده به طوری که اثر اسپین کوآنتومی هال فقط در دماهای خیلی پایین غیر واقعی رخ می‌دهد [2,3]. سیلیسین دارای برهم‌کنش قوی

سیلیسین یک ماده دوبعدی از اتم‌های سیلیکون است که شبیه گرافین شبکه بلوری لانه زنبوری دارد. اگرچه کارهای نظری و آزمایشگاهی روی سیلیسین از سال 2005 شروع شده ولی اولین مدرک آزمایشگاهی متقاعد کننده برای وجود سیلیسین توسط وگت¹ و همکاران در سال 2012 گزارش شده است [1]. حامل‌های بار در سیلیسین در غیاب برهم‌کنش اسپین-مدار، شبیه فرمیون‌های دیراک بدون جرم رفتار می‌کنند. بنابراین

* نویسنده مسئول: f_sattari@uma.ac.ir

¹ Voget

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

این مقاله تحت مجوز کپی‌رایت کامنز تخصصی 4.0 بین‌المللی می‌باشد



اولین بار در سال 1973 ایساکی و تسو² خواص تراپردی یک ابرشبه‌ک نیمه‌رسانا محدود را محاسبه کردند [13]. در سال‌های اخیر خواص الکترونیکی و اسپیترونیکی ابرشبه‌ک‌های سیلیسینی به‌طور گسترده‌ای مورد بررسی قرار گرفته و نتایج بسیار جالبی نیز به‌دست آمده است [14-25]. خوئینی و همکاران، تراپرد اسپینی در یک نانو نوار سیلیسینی ابرشبه‌ک را بررسی کرده و نشان دادند که با کنترل میدان الکتریکی خارجی و غلظت ناخالصی‌ها می‌توان رسانش اسپینی را در چنین ساختاری کنترل کرد [14]. لی³ و همکاران [15]، نشان دادند که عبور از یک ابرشبه‌ک سیلیسینی به‌خاطر ساختار نامتقارن ابرشبه‌ک به‌شدت کاهش می‌یابد. ستاری در سال 2018 نوبه شلیکی وابسته به اسپین را در یک ابرشبه‌ک سیلیسینی بررسی کرده و نشان داد که برخلاف ابرشبه‌ک گرافینی، ضریب فانو در این نوع ابرشبه‌ک می‌تواند به مقدار 1 برسد [16].

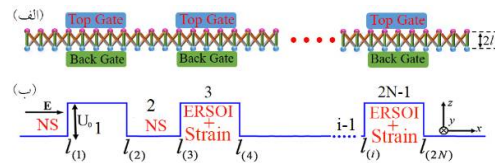
در این مقاله با استفاده از روش ماتریس انتقال به‌بررسی خواص تراپردی وابسته به اسپین در ابرشبه‌ک سیلیسینی در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی و کرنش خواهیم پرداخت. اثر قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی و کرنش را روی رسانش و چرخش اسپینی بررسی می‌کنیم. همچنین نشان می‌دهیم که با اعمال کرنش در راستای دسته صندلی می‌توان جریان قطبیده بالا به‌دست آورد و خواهیم دید که مقدار قطبش اسپینی در یک ابرشبه‌ک سیلیسینی در کرنش 2% بیشترین مقدار را خواهد داشت.

اسپین-مدار ذاتی است به‌طوری که این برهم‌کنش 1000 مرتبه بیشتر از گرافین می‌باشد [4,5]. علاوه بر این دو نوع برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا¹ در سیلیسین وجود دارد. برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی و ذاتی. برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی می‌تواند ناشی از میدان الکتریکی خارجی عمودی اعمال شده بر صفحه سیلیسین یا برهم‌کنش اتم‌های سیلیکون با زیرلایه باشد [6]. در حالی که برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای ذاتی ناشی از ساختار خمیده سیلیسین است [7]. با توجه به اینکه برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای ذاتی اثر بسیار ناچیزی در ساختار نواری سیلیسین دارد، بنابراین در بیشتر موارد می‌توان از این اثر صرف‌نظر کرد [8,9]. لازم به‌ذکر است که بعضی از خواص سیلیسین را می‌توان با اعمال کرنش تغییر داد. برای مثال گذار فلز-نیمه‌فلز در کرنش‌های بیش از 7,5% رخ می‌دهد [10]، و نیز هنگامی که کرنش در راستای دسته صندلی به‌صفحه سیلیسینی اعمال شود در کرنش 5% یک گذار گاف انرژی مستقیم-غیر مستقیم اتفاق می‌افتد [11]. همچنین نشان داده شده است که صفحه سیلیسینی می‌تواند کرنش حدود 20 الی 30 درصد را تحمل کند [12]. زمان واهلش اسپین و طول همدوسی اسپینی زیاد در سیلیسین نسبت به گرافین و همچنین گاف انرژی قابل تنظیم با میدان الکتریکی خارجی باعث شده که سیلیسین یک کاندیدای مناسبی برای کاربردهای اسپیترونیکی باشد.

³ Li¹ Rashba spin-orbit interaction² Esaki and Tsu

مدل و تئوری

در این مقاله مانند شکل 1 ابرشبه‌سیلیسینی به طول $l_{(2N)}$ در حضور کرنش و برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی (ERSOI) را در نظر می‌گیریم. نواحی سد پتانسیل با قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی ثابت ($\lambda_R = const$) توسط ناحیه چاه پتانسیل (NG) که در آن برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی وجود ندارد، از هم جدا می‌شوند.



شکل 1. الف: نمایی از یک ابرشبه‌سیلیسینی با برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی و کرنش. ب: ابرشبه‌سیلیسینی با N سد پتانسیل به ارتفاع U_0 و پهنای L در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی و کرنش. ناحیه سد سیلیسینی و سیلیسین نرمال (چاه پتانسیل) که در آن کرنش و برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی وجود ندارد، از هم جدا می‌شوند.

اثر کرنش در هامیلتونی را می‌توان توسط تانسور دو بعدی زیر نشان داد [26].

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

در رابطه 1، ϵ قدرت کرنش در نواحی سد می‌باشد و در بیرون سد دارای مقدار صفر است. α زاویه بین محور x و جهت کرنش اعمال شده به صفحه سیلیسینی است. برای حالتی که $\alpha = 0$ و $\alpha = \pi/2$ باشد به ترتیب کرنش در راستای زیگزاگ و دسته صندلی خواهد بود. نسبت پواسون برای سیلیسین $0/3$ است [27، 28]. در تصویر الکترون تنها، از برهم‌کنش

الکترون-الکترون و الکترون-فونون در دمای صفر می‌توان صرف‌نظر کرد. بنابراین هامیلتونی حامل‌های بار در سیستم مورد بررسی را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1 + \hat{H}_{IRSO} + \hat{H}_{ERSO} + V(x)\hat{I}. \quad 2$$

که در آن

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 &= \hbar v_F U^\dagger(\alpha) [\sigma_x (1 - \lambda_x \epsilon) q_x + \sigma_y (1 - \lambda_y \epsilon) q_y] \times \\ &\times U(\alpha), \end{aligned}$$

$$\hat{H}_1 = -(\eta \lambda_{SO} - \Delta_z) \tau_z, \quad 3$$

$$\hat{H}_{IRSO} = a \tau_z \lambda_{RI} (k_y \sigma_x - k_x \sigma_y),$$

$$\hat{H}_{ERSO} = \lambda_{R2} (\tau_x \sigma_y - \tau_y \sigma_x),$$

$$V(x) = \begin{cases} U_0 & \text{در داخل سد} \\ 0 & \text{در داخل چاه} \end{cases} \quad 4$$

در رابطه 3، $\hat{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y)$ ماتریس پائولی، $v_F \approx 5.5 \times 10^6 \text{ m/s}$ سرعت فرمی در سیلیسین و بردار $\hat{\tau} = (\tau_x, \tau_y, \tau_z)$ در فضای اسپین است.

$$t \cdot \kappa_0 = \left(\frac{a}{2t}\right) \left(\frac{\partial t}{\partial a}\right) \approx 1.6 \quad \text{با} \quad \lambda_x = 2(\kappa_0 - 1/2)$$

انرژی جهش نزدیک‌ترین همسایه اول، $\lambda_y = -0.31$

و \hat{I} ماتریس یکانی. q_x و q_y به ترتیب بردار موج در

راستای x و y است. η به ترتیب برای اسپین بالا و پایین

$+1$ و -1 است. علاوه بر این $U(\alpha) = \text{diag}(1, e^{-i\alpha})$

یک ماتریس یکانی است. جمله اول در \hat{H}_1 نشان دهنده

برهم‌کنش اسپین-مدار مؤثر با $\lambda_{SO} = 3.9$

9.29 meV می‌باشد. جمله سوم در معادله 2

برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای ذاتی با $\lambda_{RI} = 0.7$

meV را نشان می‌دهد. به‌خاطر اینکه اثر این جمله در

ساختار نواری سیلیسین خیلی جزئی است [30]،

بنابراین در این مقاله از این اثر صرف‌نظر می‌کنیم.

$$\psi_{s'(s)}^{\pm} = \left\{ [(\pm k_{s'(s)})(1 - \lambda_x \varepsilon) - (1 - \lambda_y \varepsilon) i q_y], \right. \\ [E - \eta \lambda_{s0} + \Delta_z - U_0] / \hbar v_F, \\ -i s'(s) [E - \eta \lambda_{s0} + \Delta_z - U_0] / \hbar v_F, \\ \left. -i s'(s) (\pm k_{s'(s)}) [(1 - \lambda_x \varepsilon) + (1 - \lambda_y \varepsilon) i q_y] \right\} \times \\ \times e^{i(\pm k_{s'(s)} x + k_y y)} D_{s'(s)}, \\ D_{s'(s)} = 1 / \sqrt{2 \left(|k_{s'(s)}|^2 \times (1 - \lambda_x \varepsilon)^2 + \dots \right.} \\ \sqrt{\dots + (q_y^2 \times (1 - \lambda_x \varepsilon)^2) + \dots} \\ \left. \sqrt{\dots + ((E - \eta \lambda_{s0} + \Delta_z - U_0) / \hbar v_F)^2} \right)$$

$$k_{s'(s)} = \sqrt{(E - \eta \lambda_{s0} + \Delta_z - U_0) \times \dots} \\ \sqrt{\dots \times (E - \eta \lambda_{s0} + \Delta_z - U_0) \times \dots} \\ \sqrt{\dots \times (E + \eta \lambda_{s0} - \Delta_z - U_0 - s'(s) \lambda_R) / \hbar^2 v_F^2 - (1 - \lambda_y \varepsilon)^2 q_y^2 \dots} \\ \sqrt{\dots - (1 - \lambda_y \varepsilon)^2 q_y^2 / (1 - \lambda_x \varepsilon)}$$

در رابطه 7، انرژی الکترون فرودی، $k_{s'(s)}$ و

$$k_x = E \cos \varphi / \hbar v_F$$

در داخل سد و داخل چاه هستند. در حالی که

$$q_y = k_y - [\kappa_0 \times \varepsilon (1 + \mu) \sin(3\alpha)] / a$$

و $k_y = E \sin \varphi / \hbar v_F$ بردار موج در راستای y است.

با استفاده از پیوستگی توابع موج در مرزها و نیز با به کار

بردن روش ماتریس انتقال می توان $r_{s's}$ و $t_{s's}$ را

به دست آورد که $r_{s's}$ و $t_{s's}$ به ترتیب ضرایب عبور و

بازتاب برای شبه ذرات با اسپین $s = \uparrow, \downarrow$ به اسپین

$s' = \uparrow, \downarrow$ است. ضریب احتمال عبور، $T_{s's}$ و ضریب

احتمال بازتاب $R_{s's}$ را می توان به ترتیب از رابطه

$$R_{s's} = |R_{s's}|^2 \quad \text{و} \quad T_{s's} = |t_{s's}|^2$$

به دست آورد. همچنین

احتمال کل عبور و بازتاب برای الکترون فرودی با

اسپین s به ترتیب از رابطه $T_s = T_{s\uparrow} + T_{s\downarrow}$ و

$R_s = R_{s\downarrow} + R_{s\uparrow}$ به دست می آید. بعد از محاسبه

\hat{H}_{ERSO} در $\lambda_{R2} = \lambda_R$ قدرت برهم کنش اسپین-مدار

راشبابی خارجی را نشان می دهد، که می توان توسط

میدان الکتريکی خارجی القا کرد. Δ_z اختلاف پتانسیل

داخلی بین زیرشبکه A و B است که می توان به وسیله

میدان الکتريکی اعمالی عمودی به صفحه سیلیسینی

تنظیم کرد. در ناحیه نرمال (چاه پتانسیل)

$\Delta_z = V(x) = 0$ را انتخاب می کنیم. ارتفاع سد

پتانسیل U_0 توسط ولتاژ دریچه کنترل می شود. فرض

می کنیم که الکترون ها با انرژی E و تحت زاویه φ

نسبت به k_x در فضای وارون به این ابر شبکه برخورد

می کنند در این صورت مؤلفه های اسپینورهای دیراک

که از حل رابطه 2 به دست می آید را می توان به صورت

زیر نوشت:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi = a\psi_{Ns}^+ + b\psi_{Ns}^- + c\psi_{Ns'}^+ + d\psi_{Ns'}^- \\ \Psi' = a'\psi_s^+ + b'\psi_s^- + c'\psi_s^+ + d'\psi_s^- \end{array} \right.$$

که در آن d, c, b, a و d', c', b', a' به ترتیب

ضرایب توابع موج در داخل چاه و سد پتانسیل است.

و $s(s') = +1(-1)$ ویژه مقادیر اسپین است. همچنین

ψ_s^{\pm} و ψ_{Ns}^{\pm} به ترتیب توابع موج در ناحیه نرمال و سد

پتانسیل در راستای $x \pm$ بوده و از رابطه زیر به دست

می آیند.

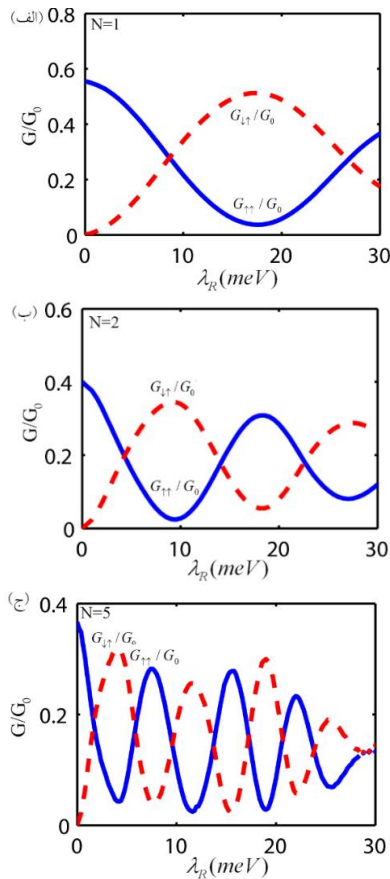
$$\psi_{N\uparrow}^{\pm} = ((\pm k_x - i k_y), (E + \eta \lambda_{s0}) / \hbar v_F, 0, 0) \times \\ \times e^{i(\pm k_x x + k_y y)} \times A,$$

$$\psi_{N\downarrow}^{\pm} = (0, 0, (E - \eta \lambda_{s0}) / \hbar v_F, (\pm k_x - i k_y)) \times \\ \times e^{i(\pm k_x x + k_y y)} \times A,$$

$$A = 1 / \sqrt{(|k_x|^2 + k_y^2 + ((E + \eta \lambda_{s0}) / \hbar v_F)^2)},$$

$$k_x = \sqrt{(E + \eta \lambda_{s0})(E - \eta \lambda_{s0}) / (\hbar v_F)^2 - k_y^2},$$

اسپین-مدار راشبای خارجی برای الکترون فرودی با اسپین بالا را به‌زای تعداد سدهای مختلف ابرشبکه $(N=1, N=2, N=5)$ سیلیسینی رسم می‌کنیم. $G_{\uparrow\uparrow}/G_0$ و $G_{\downarrow\uparrow}/G_0$ به ترتیب رسانش بدون چرخش اسپینی و با چرخش اسپینی را نشان می‌دهند. همان‌طور که در شکل 2 مشخص است، به‌خاطر جفت‌شدگی بین اسپین واقعی و شبه‌اسپین، رسانش اسپینی یک تابع نوسانی از قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی است و نیز دامنه نوسان آن با افزایش تعداد سدهای ابرشبکه کاهش می‌یابد.



ضریب احتمال عبور سیستم مورد نظر، رسانش سامانه را می‌توان از رابطه بوتیکر¹ به‌دست آورد [31]:

$$G_{s's} = G_0 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T_{s's}(\varphi) \cos(\varphi) d\varphi. \quad 9$$

در رابطه 9، $G_0 = e^2 k_F L_y / \pi \hbar$ با $k_F = \sqrt{E^2 - \eta \lambda_{SO}^2}$ است، L_y پهنای صفحه سیلیسینی در راستای y است. در نهایت قطبش‌پذیری اسپینی برای جریان خروجی از رابطه زیر به‌دست می‌آید [32].

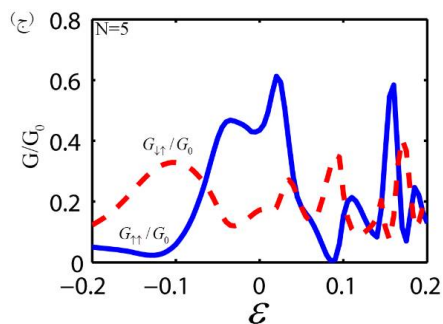
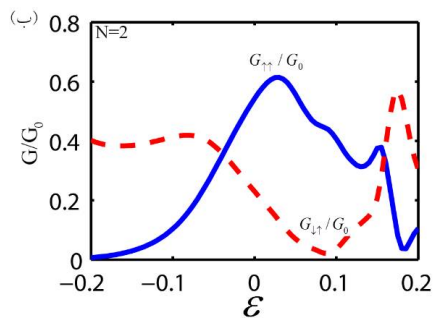
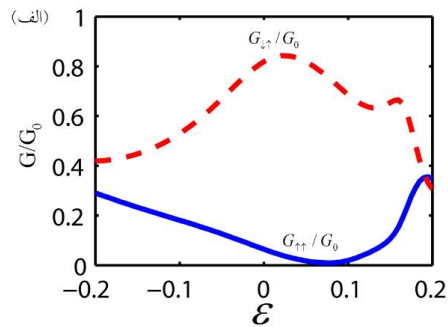
$$P = \frac{G_{\uparrow\uparrow} + G_{\uparrow\downarrow} - G_{\downarrow\uparrow} - G_{\downarrow\downarrow}}{G_{\uparrow\uparrow} + G_{\uparrow\downarrow} + G_{\downarrow\uparrow} + G_{\downarrow\downarrow}}. \quad 10$$

بحث و نتایج

در این قسمت نتایج عددی به‌دست آمده بر اساس معادلات قسمت قبل آورده شده است. در کل این مقاله انرژی الکترون فرودی E ، قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی λ_R ، ارتفاع سد پتانسیل U_0 ، اختلاف پتانسیل داخلی بین زیرشبکه A و B (Δ_Z)، قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار مؤثر λ_{SO} ، قدرت کرنش ε ، پهنای سد b و پهنای چاه w به ترتیب 50 میلی الکترون ولت، 20 میلی الکترون ولت، 100 میلی الکترون ولت، 10 میلی الکترون ولت، 3.9 میلی الکترون ولت، 0.1، 50 نانومتر و 10 نانومتر انتخاب شده است، مگر آن‌که به‌مقدار آن‌ها اشاره شود. همچنین کرنش اعمالی در شکل 2 و 3 در راستای زیگزاگ و در شکل 4 و 5 در راستای دسته‌صندلی است. ابتدا نمودار رسانش وابسته به اسپین برحسب قدرت برهم‌کنش

¹ Büttiker

ابرشبکه‌ای را نشان می‌دهد. با توجه به شکل، رسانش با افزایش تعداد سدها کاهش می‌یابد.



شکل 3. رسانش اسپینی برحسب تابعی از قدرت کرنش، بدون چرخش اسپینی ($G_{\uparrow\uparrow}/G_0$) و با چرخش اسپینی ($G_{\downarrow\uparrow}/G_0$). تعداد سدهای پتانسیل ابرشبکه‌ای سیلیسینی الف) یک، ب) دو و ج) پنج است.

همچنین رسانش اسپینی تابع نوسانی از قدرت کرنش است و به خاطر فصل مشترک سد و چاه پتانسیل در ابرشبکه، با افزایش تعداد سدهای ابرشبکه سیلیسینی،

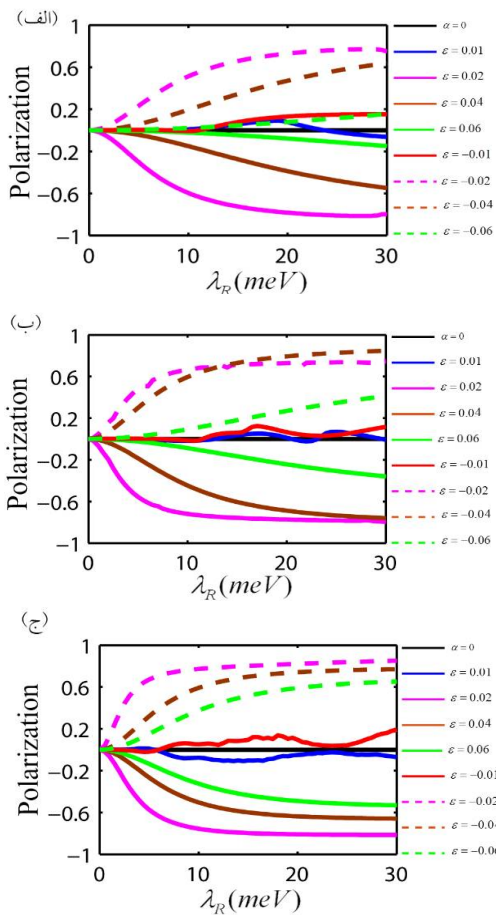
شکل 2. رسانش اسپینی برحسب تابعی از قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی، بدون چرخش اسپینی ($G_{\uparrow\uparrow}/G_0$) و با چرخش اسپینی ($G_{\downarrow\uparrow}/G_0$). تعداد سدهای پتانسیل ابرشبکه سیلیسینی الف) یک، ب) دو و ج) پنج است.

همچنین با توجه به شکل مشخص است که اگر $G_{\uparrow\uparrow}/G_0$ یا $G_{\downarrow\uparrow}/G_0$ بیشترین مقدار خود را در یک λ_R خاص داشته باشد، دیگری در همان λ_R کمترین مقدار خود را خواهد داشت. زمانی که $G_{\uparrow\uparrow}/G_0$ بیشینه باشد، بیشتر الکترون‌های بدون چرخش اسپینی از ابرشبکه عبور می‌کنند. در حالی که بیشینه $G_{\downarrow\uparrow}/G_0$ نشان دهنده آن است که بیشتر الکترون فقط در صورتی مجاز به عبور از ابرشبکه سیلیسینی هستند که چرخش اسپینی در آن‌ها رخ دهد. بنابراین یک ابرشبکه سیلیسینی می‌تواند به‌عنوان وارونگر اسپینی برای الکترون‌ها یا به‌عنوان گیت² NOT اسپینی عمل کند. علاوه‌براین با توجه به شکل مشخص است که هر چه تعداد سدهای ابرشبکه افزایش می‌یابد دوره تناوب نوسان کمتر می‌شود، به عبارت دیگر $G_{\uparrow\uparrow}/G_0$ و $G_{\downarrow\uparrow}/G_0$ به‌ازای مقادیر زیادی از λ_R ‌ها به بیشترین یا کمترین مقدار می‌رسند و چرخش اسپینی کامل می‌تواند در λ_R ‌های بیشتر رخ دهد. بنابراین با تنظیم قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی که به‌راحتی توسط میدان الکتریکی خارجی انجام می‌گیرد و نیز تغییر تعداد سدهای ابرشبکه سیلیسینی می‌توان رسانش بدون چرخش و با چرخش اسپینی را کنترل کرد.

شکل 3 رسانش اسپینی $G_{\uparrow\uparrow}/G_0$ ($G_{\downarrow\uparrow}/G_0$) را برحسب قدرت کرنش به‌ازای تعداد سدهای مختلف

² Gate

کرنش تغییر داد. به عبارت دیگر می‌توان به روش مکانیکی در یک ابرشبکه سیلیسینی جریان قطبیده اسپینی ایجاد کرده و مقدار و علامت آن را نیز به طور کامل کنترل کرد.



شکل 4. قطبش‌پذیری اسپینی برحسب تابعی از قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی، در حضور کرنش دسته‌صندلی به‌ازای قدرت کرنش مختلف. تعداد سدهای پتانسیل ابرشبکه سیلیسینی الف) یک، ب) دو و ج) پنج است.

برای بررسی رفتار قطبش‌پذیری اسپینی در یک ابرشبکه سیلیسینی برحسب کرنش اعمالی، ما قطبش‌پذیری اسپینی را برحسب کرنش اعمالی در راستای دسته

تعداد بیشینه‌ها (کمینه‌ها) در نمودار رسانش افزایش می‌یابد. به عبارت دیگر با کنترل تعداد سدهای ابرشبکه سیلیسینی و قدرت کرنش که به صورت مکانیکی قابل تنظیم است، می‌توان رسانش اسپینی سیستم با چرخش و بدون چرخش اسپینی را کنترل کرده و شرایطی را به دست آورد که در آن شرایط ابرشبکه سیلیسینی فقط اسپین بالا و یا اسپین پایین را از خود عبور دهد. پس با استفاده از ابرشبکه سیلیسینی می‌توان اسپین‌ها را فیلتر کرد. در شکل 4 قطبش‌پذیری اسپینی برحسب قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی به‌ازای تعداد سدهای مختلف ابرشبکه سیلیسینی و قدرت کرنش مختلف آورده شده است. با توجه به شکل می‌توان گفت: زمانی که کرنش اعمالی صفر باشد یا وقتی که کرنش در راستای زیگزاگ باشد ($\alpha = 0$)، قطبش‌پذیری اسپینی در یک ابرشبکه سیلیسینی مشاهده نمی‌شود (خط پر سیاه). به عبارت دیگر، یکی از راه‌های تولید جریان قطبیده در یک ابرشبکه سیلیسینی، اعمال کرنش در راستای دسته‌صندلی در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی است. همچنین با توجه به شکل واضح است که با افزایش قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار راشبای خارجی، قطبش اسپینی افزایش می‌یابد. علاوه بر این در یک ابرشبکه سیلیسینی با هر تعداد سد پتاسیل، با افزایش کرنش در راستای دسته‌صندلی ابتدا قطبش‌پذیری اسپینی افزایش یافته و به مقدار بیشینه خود در کرنش 2% یا 2%- می‌رسد، در ادامه با افزایش قدرت کرنش مقدار قطبش‌پذیری اسپینی کاهش می‌یابد. نتیجه جالب دیگر این است که علامت قطبش‌پذیری اسپینی را نیز می‌توان با علامت

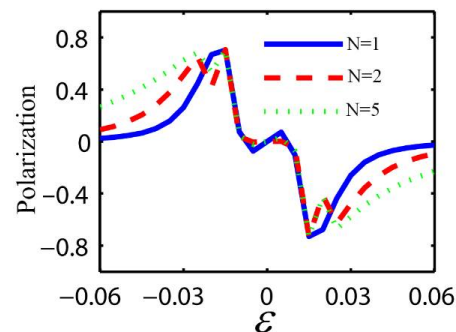
نتیجه گیری

در این مقاله با استفاده از روش ماتریس انتقال به بررسی خواص تراپردی اسپینی در حضور برهم کنش اسپین-مدار راشبای خارجی و کرنش پرداختیم. فرض شده است که برهم کنش اسپین-مدار راشبای خارجی در ناحیه‌ای که کرنش وجود دارد توسط میدان الکتریکی خارجی القا می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که رسانش بدون چرخش و با چرخش اسپینی را می‌توان با استفاده از قدرت برهم کنش اسپین-مدار راشبای خارجی و کرنش کنترل کرد. برای مقادیر خاص قدرت برهم کنش اسپین-مدار راشبای خارجی و کرنش، ابرشبکه سیلیسینی می‌تواند به‌عنوان وارونگر اسپینی عمل کند. همچنین نشان دادیم که اندازه و علامت قطبش‌پذیری را می‌توان با اعمال ولتاژ درجه و کرنش تنظیم کرد. به‌عبارت دیگر جریان قطبیده در یک ابرشبکه سیلیسینی را می‌توان به‌روش مکانیکی ایجاد و کنترل کرد. علاوه بر این نشان داده شد که با استفاده از یک ابرشبکه سیلیسینی می‌توان جریان قطبیده بالایی تولید کرد. بنابراین ساخت ابرشبکه سیلیسینی تحت کرنش می‌تواند برای کاربردهای اسپیترونیک آینده ایده‌آل باشد.

مرجع‌ها

[1] P. Vogt, P. De. Padova, C. Quaresima, J. Avila, E. Frantzeskakis, M.C. Asensio, A. Resta, B. Ealet, G. Le. Lay, Silicene: Compelling Experimental Evidence for Graphenelike Two-Dimensional Silicon, *Physical Review Letters* **108** (2012) 155501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.155501>

صندلی در شکل 5 رسم می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهد که قطبش‌پذیری یک تابع فرد ($P(\varepsilon) = -P(-\varepsilon)$) از کرنش اعمالی است. بنابراین می‌توان اندازه و علامت قطبش‌پذیری اسپینی را با کرنش اعمالی کنترل کرد. همچنین زمانی که کرنش اعمالی صفر یا در راستای زیگزاگ باشد ($\alpha = 0$) قطبش‌پذیری اسپینی صفر خواهد بود. به‌عبارت دیگر ترکیب برهم کنش اسپین-مدار راشبای خارجی با کرنش در راستای دسته صندلی باعث ایجاد جریان قطبیده در یک ابرشبکه سیلیسینی می‌شود. علاوه‌براین، بیشینه مقدار قطبش اسپینی برای یک ابرشبکه سیلیسینی با هر تعداد سد پتانسیل در کرنش 2% یا -2% رخ می‌دهد. همچنین زمانی که قدرت کرنش بیشتر از 2% یا -2% باشد با افزایش تعداد سدهای ابرشبکه، قطبش‌پذیری اسپینی افزایش می‌یابد. بنابراین یک جریان قطبیده با قطبش بالا را می‌توان با استفاده از یک ابرشبکه سیلیسینی به‌دست آورد حتی اگر جریان ورودی غیر قطبیده باشد.



شکل 5. قطبش‌پذیری اسپینی برحسب تابعی از قدرت کرنش در راستای دسته صندلی به‌ازای تعداد سدهای مختلف ابرشبکه سیلیسینی.

- silicene and silicane under uniaxial tension, *Physical Letters A* **376** (2012) 3546.
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2012.10.024>
- [10] T. Botari, E. Perim, P.A.S. Autreto, A.C.T. van Duin, R. Paupitz, D.S. Galvao, Mechanical properties and fracture dynamics of silicene membranes, *Physical Chemistry Chemical Physics* **16** (2014) 19417.
<https://doi.org/10.1039/C4CP02902J>
- [11] R. Tsu, L. Esaki, Tunneling in a finite superlattice, *Applied Physics Letters* **22** (1973) 562.
<https://doi.org/10.1063/1.1654509>
- [12] F. Khoeini, Z. Jafarkhani, M. Khalkhali, Spin transport in a superlattice silicene nanoribbon, *Journal of Research on Many-body Systems* **7** (2017) 89.
<https://doi.org/10.22055/jrmbms.2017.17965.1197>
- [13] W. Li, W.-T. Lu, Y.-F. Li, H.-H. Han, Defect enhanced spin and valley polarizations in silicene superlattices, *Physica E* **88** (2017) 284.
<https://doi.org/10.1016/j.physe.2017.01.016>
- [14] F. Sattari, Extrinsic Rashba spin-orbit interaction effect on shot noise properties in silicene superlattice, *Superlattices Microst.* **119** (2018) 218.
<https://doi.org/10.1016/j.spmi.2018.05.001>
- [15] A. Esmailpour, M. Abdolmaleki, M. Saadat, Dc conductance of ordered and disordered silicene superlattices, *Physica E* **77** (2016) 144.
<https://doi.org/10.1016/j.physe.2015.11.006>
- [16] N. Missault, P. Vasilopoulos, V. Vargiamidis, F.M. Peeters, B. Van Duppen, Spin- and valley-dependent transport through arrays of ferromagnetic silicene junctions, *Physical Review B* **92** (2015) 195423.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.195423>
- [2] C.L. Kane, E.J. Mele, Quantum Spin Hall Effect in Graphene, *Physical Review Letters* **95** (2005) 226801.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.226801>
- [3] Y. Yao, F. Ye, X.L. Qi, S.C. Zhang, Z. Fang, Spin-orbit gap of graphene: First principles calculations, *Physical Review B* **75** (2007) 041401.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.041401>
- [4] H. Min, J.E. Hill, N.A. Sinitsyn, B.R. Sahu, L. Kleinman, A.H. MacDonald, Intrinsic and Rashba spin-orbit interactions in graphene sheets, *Physical Review B* **74** (2006) 165310.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.165310>
- [5] M. Zare, F. Parhizgar, R. Asgari, Topological phase and edge states dependence of the RKKY interaction in zigzag silicene nanoribbon, *Physical Review B* **94** (2016) 045443.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.045443>
- [6] C.-C. Liu, W. Feng, Y.G. Yao, Low-energy effective Hamiltonian involving spin-orbit coupling in silicene and two-dimensional germanium and tin, *Physical Review B* **84** (2011) 195430.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.195430>
- [7] T. Yokoyama, Controllable valley and spin transport in ferromagnetic silicene junctions, *Physical Review B* **87** (2013) 241409(R).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.241409>
- [8] M. Ezawa, Valley-Polarized Metals and Quantum Anomalous Hall Effect in Silicene, *Physical Review Letters* **109** (2012) 055502.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.055502>
- [9] H. Zhao, Strain and chirality effects on the mechanical and electronic properties of

- [23] P. Xu, Z. Yu, C. Yang, P. Lu, Y. Liu, H. Ye, T. Gao, Comparative study on the nonlinear properties of bilayer graphene and silicene under tension, *Superlattices Microst.* **75** (2014) 647.
<https://doi.org/10.1016/j.spmi.2014.08.022>
- [24] R. Qin, W. Zhu, Y. Zhang, X. Deng, Uniaxial strain-induced mechanical and electronic property modulation of silicene, *Nanoscale Research Letters* **9** (2014) 521.
<https://doi.org/10.1186/1556-276X-9-521>
- [25] M. Ezawa, Spin-valley optical selection rule and strong circular dichroism in silicene, *Physical Review B* **86** (2012) 161407(R).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.161407>
- [26] A. Mazloom, F. Parhizgar, S.H. Abedinpour, R. Asgari, Relaxation times and charge conductivity of silicene, *Physical Review B* **94** (2016) 035153.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.035153>
- [27] M. Büttiker, Four-Terminal Phase-Coherent Conductance, *Physical Review Letters* **57** (1986) 1761.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.57.1761>
- [28] A.T. Ngo, J.M. Villas-Boas, S.E. Ulloa, Spin polarization control via magnetic barriers and spin-orbit effects, *Physical Review B* **78** (2008) 245310.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.245310>
- [17] Q. Zhang, K.S. Chan, J. Li, Electrically controllable sudden reversals in spin and valley polarization in silicene, *Scientific Reports* **6** (2016) 33701.
<https://doi.org/10.1038/srep33701>
- [18] M. Farokhnezhad, M. Esmailzadeh, and Kh. Shakouri, Strain-modulated anisotropy of quantum transport properties in single-layer silicene: Spin and valley filtering, *Physical Review B* **96** (2017) 205416.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.205416>
- [19] X.Q. Den, R.Q. Sheng, Spin transport investigation of two type silicene nanoribbons heterostructure, *Physical Letters A* **383** (2019) 47.
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2018.09.003>
- [20] Y.-L. Sun, X.-B. Wang, E.-J. Ye, Spin-polarized transport induced by photoirradiation in zigzag silicene nanosystem, *Physical Letters A* **383** (2019) 63.
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2018.09.042>
- [21] L. Ming, H. Hongpei, Z.-B. Feng, Z. Zhengyin, Conductance of armchair silicene nanoribbon junctions, *Physica E* **111** (2019) 172.
<https://doi.org/10.1016/j.physe.2019.03.020>
- [22] V.M. Pereira, A.H. Castro Neto, N. M.R. Peres, Tight-binding approach to uniaxial strain in graphene, *Physical Review B* **80** (2009) 045401.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.045401>