

ORIGINAL ARTICLE

Generation of Spin Polarization Current by Polarized Light in Unbiased Graphene

Simin Mahnia^{1*}, Arash Phirouznia²

1 Ph.D. Student in Physics, Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz, Iran.

2 Professor, Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz, Iran.

Correspondence

Simin Mahnia

Email: Simin.mahnia@gmail.com

How to cite

Mahnia, S., Phirouznia, A. (2023). Generation of spin polarization current by polarized light in unbiased graphene, *Optoelectronic*, 5(2), 45-52.

ABSTRACT

In this paper, we have modeled and studied a graphene-based system connected to two semi-infinite channels where light (with linear and circular polarizations) shines vertically into the system. Assuming the existence of adjustable Rashba Spin-Orbit Coupling caused by the presence of gate voltage, electron and spin transport in the system was investigated. Non-equilibrium Green's function method and tight-binding model have been used for quantum transport calculations. According to the results the spin response for linearly polarized light is different in the X and Y directions, while the two circular polarizations, right-handed and left-handed, have completely identical behavior in the generation of spin polarization. Also at zero bias voltage, the amount of electric current generated by light is very low, while the generated spin polarization is significantly high. The difference in the spin current generated by different polarizations in the system increases with the increase of Rashba Spin-Orbit interaction. Considering the different signs of the spin current for linear polarizations of light in X and Y directions, it can be used as a spin detector of linear polarization of light. It was also observed that the Rashba interaction has no significant effect on the electric current generated by light. At zero bias, the light can generate a weak electric current, the direction of which completely depends on the polarization of the incident light.

KEYWORDS

Graphene, Non Equilibrium Green Function, Electron Photon Interaction, Spintronics.

دوفصلنامه علمی
اپتوالکترونیک

«مقاله پژوهشی»

تولید جریان قطبش اسپینی توسط نور قطبیده در گرافین بدون بایاس

سیمین مهنیا^{1*}، آرش فیروزنیا²

1 دانشجوی دکتری، گروه فیزیک، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز، ایران.
2 استاد، گروه فیزیک، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز، ایران.

چکیده

در این مقاله، یک سیستم گرافینی متصل به دو کانال نیمه بی نهایت را مدل سازی کرده و مورد مطالعه قرار داده ایم. نور (یا قطبش های خطی و دایروی) به طور عمودی به سیستم می تابد. با فرض وجود جفت شدگی قابل تنظیم اسپین مدار راشبا، ناشی از حضور ولتاژ گیت، ترابرد الکترونی و اسپینی در سیستم مورد بررسی قرار گرفت. برای محاسبات ترابرد کوانتومی از رهیافت تابع گرین غیرتعادلی و مدل تنگ بست استفاده شده است. با توجه به نتایج مشاهده شد که پاسخ اسپینی برای نور با قطبش خطی در راستای X و Y متفاوت است؛ در حالی که دو قطبش دایروی راست گرد و چپ گرد در تولید قطبش اسپینی رفتاری کاملاً منطبق بر هم دارند. همچنین در بایاس صفر، مقدار جریان الکتریکی ایجاد شده توسط نور کم بوده و قطبش اسپینی مقداری قابل ملاحظه دارد. نابرابری جریان اسپینی ایجاد شده در سیستم، با افزایش برهمکنش اسپین - مدار راشبا افزایش پیدا می کند. با توجه به علامت متفاوت جریان اسپینی برای قطبش های خطی نور در راستای X و Y می توان از آن به عنوان آشکارساز اسپینی قطبش نور خطی استفاده کرد. همچنین مشاهده شد برهمکنش راشبا تاثیر قابل ملاحظه ای بر روی جریان الکتریکی تولید شده توسط نور ندارد. در بایاس صفر نور می تواند جریان الکتریکی ضعیفی تولید نماید که جهت آن کاملاً به قطبش نور فرودی بستگی دارد.

واژه های کلیدی

گرافین، روش تابع گرین غیرتعادلی، برهمکنش الکترون فوتون، اسپینترونیک.

نویسنده مسئول:
سیمین مهنیا
رایانامه: Simin.mahnia@gmail.com

استناد به این مقاله:

سیمین مهنیا، آرش فیروزنیا (1402). تولید جریان قطبش اسپینی توسط نور قطبیده در گرافین بدون بایاس. دوفصلنامه علمی اپتوالکترونیک، 5(2)، 45-52.

مقدمه

در دهه‌های اخیر، کاهش ابعاد و اندازه قطعات در صنعت الکترونیک همواره مورد توجه زیادی قرار گرفته است. تحقیقات نشان می‌دهد که مولکول‌ها تنها ساختارهای دارای خواص و ویژگی‌های مورد نیاز در فناوری‌های نوین الکترونیک هستند و در این راستا رشته جدیدی به نام الکترونیک مولکولی معرفی شده است. این قطعات کاربردهای متعددی در زمینه الکترونیک دارند که منجر به شناخت و ساخت ترکیبات جدیدی با خواص الکتریکی ویژه شدند [1].

اسپیترونیک، علم پردازش و کنترل اسپین‌های الکترون است. فلزات، نیمه‌هادی‌ها و به ویژه مواد مبتنی بر کربن به دلیل آرایش چرخشی خود از این نظر جالب توجه هستند. در دهه 1980 تحقیقاتی در مورد ترابری وابسته به اسپین الکترون در قطعات حالت جامد آغاز شده است. علاوه بر این، جایزه نوبل 2007 فیزیک به آلبرت فرت و پیتر گرونبرگ به علت استفاده از اسپیترونیک در کامپیوترها اختصاص داده شد [2]. محققان تلاش می‌کنند تا با استفاده از قواعد حاکم بر تغییرات و برهمکنش اسپین الکترون‌ها، روش‌های نوینی برای محاسبه و ذخیره‌سازی اطلاعات و انتقال داده‌ها و ساخت وسایل اسپیترونیک با ابعاد نانومتری، انعطاف‌پذیری بیشتر، کارایی بهتر و میزان خطای کمتر در وسایل الکترونیک مبتنی بر پایه گرافین ایجاد کنند. مزیت استفاده از اسپین‌الکترون به جای بار الکتریکی، این است که تحت میدان مغناطیسی و ولتاژ مشخص می‌توان اسپین‌الکترون‌ها را کنترل کرد. امروزه ویژگی بار و اسپین‌الکترون‌ها در فناوری ترانزیستورها و حافظه الکترونیک به طور گسترده مورد استفاده قرار می‌گیرد، با این وجود برخی از ویژگی‌های ذرات زیراتمی، ناشناخته باقی مانده است [3].

برخی از مطالعاتی که برای بررسی ترابرد اسپینی در نانونوارهای گرافینی انجام شده است، عبارتند از: اعمال ولتاژ گیت [4]، قرار دادن نمونه بین دو الکتروود فرومغناطیسی [5] و افزودن ناخالصی در ساختارهای مورد مطالعه [6] که وارد کردن ناخالصی¹ به نانوساختارهای گرافینی باعث ایجاد حالاتی با اسپین قطبیده می‌شود؛ و این ساختارها را برای کاربرد در ترابرد اسپینی پیشنهاد می‌کند [7].

در ساختارهایی نظیر گرافین، الکترون دارای درجه‌ای از آزادی به نام دره² نیز می‌باشد. به دانش به کارگیری درجه آزادی دره در سیستم‌های الکترونیک، ولترونیک گفته می‌شود. برخی از نیمه‌هادی‌ها چندین دره در ساختار نوار الکترونیک در اولین

ناحیه بریلون دارند و به عنوان نیمه‌هادی‌های چند ضلعی شناخته می‌شوند. در واقع ولترونیک، به کنترل درجه آزادی دره، (یعنی حداکثر باند ظرفیت و حداقل باند رسانش) در نیمه‌هادی‌های چند ضلعی اشاره می‌کند [8]. یک تکنیک کلیدی در ولترونیک این است که با استفاده از یک روش کنترل شده، یک دره منفرد در گرافین را اشغال کرد، که این کار باعث تولید قطبش دره می‌شود.

در سال 2004 با کشف گرافین به روش لایه‌برداری مکانیکی، مواد دو بعدی با ساختار لایه‌ای توجه بسیاری از پژوهشگران را به خود جذب کرد [9]. اخیراً دانشمندان برای دستیابی به ویژگی‌های نوری و الکترونی، مدل‌های موثری برای توسعه مواد دو بعدی ارائه دادند [10]. گرافین دو بعدی با ساختار شش ضلعی از کربن به دلیل ساختار آرایشی و تقارن چرخشی خاص خود و مزایای فراوان دیگر از لحاظ الکتریکی و اپتوالکتریکی مورد توجه زیادی قرار گرفته است [11]. علاوه بر این، مواد دو بعدی متعددی از مواد تک عنصری و اکسیدهای فلزی متفاوت مانند سیلیسین³ و فسفرین⁴ سنتز شده‌اند. همچنین، یک گروه فرانسوی در سال 2010 ساخت نانونوارهای سیلیسین روی زیر لایه نقره را به عنوان یک ماده دو بعدی گزارش دادند [12]. خمش در ساختار سیلیسین باعث ایجاد فیزیک جدید در آن شده است که ریشه در عامل اسپین-مدار دارد. به علت رابطه پاشندگی خطی در گرافین می‌توان گفت که الکترون‌های کم انرژی در گرافین، همانند فرمیون‌های بدون جرم دیراک رفتار می‌کنند. یکی از محدودیت‌های گرافین فقدان گاف نواری طبیعی است و فقط جفت‌شدگی اسپین-مدار یک گاف انرژی کوچک القا می‌کند و این ویژگی مانع کاربرد زیاد آن در ادوات الکترونیک می‌شود. با این وجود، برهم کنش اسپین-مدار در سیلیسین قوی‌تر است که منجر به یک گاف کوچک ولی قابل ارزیابی می‌شود که به دلیل هم صفحه نبودن اتم‌های سیلیسین متعلق به دو زیر شبکه متفاوت ایجاد می‌گردد [13]. بررسی خواص و ویژگی‌های نوری، الکترونی، ترابرد و برانگیختگی‌های کولنی مواد دو بعدی، موجب بهبود ساخت قطعات نانوآپتیک، نانوالکترونیک و ذخیره انرژی می‌شود.

برهمکنش الکترون-فوتون تعیین کننده خواص اپتوالکترونیک در مواد است. الکترون‌های گرافین، یک لایه اتمی منفرد از گرافیت، خواص الکترونیک فوق‌العاده‌ای را نشان می‌دهند که با هامیلتونی خاص خود مرتبط است [14].

3 Silicene
4 Phosphorene

1 Dopping
2 Valley

بورن² استفاده شد. یکی از مزیت‌های این روش، سادگی نسبی در محاسبات نسبت به حل با استفاده از معادله شرودینگر است. همچنین، از روش خوش‌سازگار سانچو برای محاسبه خود انرژی‌ها و توابع گرین کانال‌ها استفاده شد [16].

در نهایت، با استفاده از شبیه‌سازی سیستم در برنامه متلب³ و جولیا⁴، نمودارها در قطبش‌های مختلف نور عمودی تابشی رسم و بررسی شده‌اند.

مفهوم فضای وارون با توجه به حضور تقارن انتقالی در سیستم بیان می‌گردد. از آنجایی که هر تقارنی وابسته به یک عدد کوانتومی ناوردا است، تقارن‌های متنوع انتقالی هم معرف فضاهای ناوردایی با شاخص تکانه بلوری k خواهند بود. اگرچه در صورت محدود بودن ابعاد سیستم و برای یک سیستم باز کوانتومی، تمامی حالات با عدد کوانتومی مشخص دارای طول عمر محدودی خواهند شد. در مباحث اسپینترونیک، ضرورت افزایش طول عمر اسپین، برای تشخیص قطبش اسپین را می‌توان با مفهوم قفل شدگی اسپین - دره توضیح داد [17]. از آنجایی که شاخص دره یک مفهوم حضور در فضای معکوس است، چگونگی تولید و ارائه یک جریان دره قطبیده، به دنیای بیرون که بتواند توسط یک مدار دریافت شود یک مسئله چالش‌برانگیز است سیستم‌مان دارای یک منبع⁵، یک خروجی⁶ و یک کانال است و فصل مشترک‌هایی دارد، همچنین ولتاژهای بیاس، تقارن انتقالی را می‌شکنند، بنابراین در چنین سیستمی، بررسی جریان دره قطبیده جالب خواهد بود. برای حل معادلات جملات ناشی از سلف انرژی‌ها را با تبدیل فوریه به فضای تکانه برده و هامیلتونی را در فضای تکانه نوشته و حل کردیم.

در سیستم گرافینی مورد نظر، از همسایه‌های دورتر صرفه‌نظر کرده‌ایم و فاصله بین دو همسایه اول که $1/42$ آنگستروم است را در نظر گرفتیم. ضریب همپوشانی بین دو همسایه اول را در گرافین $2/66$ الکترون ولت و ضخامت صفحه گرافینی را $2/2$ آنگستروم در نظر گرفتیم [18]. کلیه محاسبات در دمای 300 درجه کلوین انجام گرفته است. این فرض برای واقعی‌تر بودن نتایج و نزدیک‌تر بودن آن به دمای اتاق در نظر گرفته شده است. البته در این حالت از اثرات فونونی صرف نظر شده است. با توجه به اینکه در سیستم حاضر فونون‌ها جفت‌شدگی مغناطیسی ندارند تاثیری در جمعیت اسپین‌ها نداشته و اثر آن‌ها بر نتایج کیفی مطالعه حاضر ناچیز خواهد بود. هامیلتونی سیستم را بدین صورت در نظر گرفتیم، $H=H_c+H_e$ ، φ_n به‌طوری که H_c هامیلتونی سیستم گرافینی بدون فوتون‌ها و

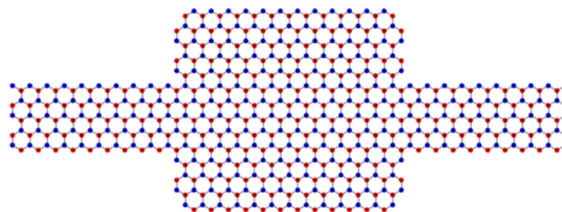
جفت‌شدگی اسپین مدار راشبا در گرافین

در سیستم‌های بلوری و فاقد تقارن وارونی، اثر اسپین مدار راشبا به وجود می‌آید و باعث شکافتن سطوح انرژی می‌شود. برخی از عواملی که می‌توانند تقارن وارونی مواد دو بعدی را از بین ببرند، عبارتند از: وجود زیرلایه، اعمال ولتاژ گیت و اعمال میدان الکتریکی عمود بر سطح ماده.

در گرافین و مواد گرافین گونه، مقدار جفت‌شدگی راشبا بدین صورت است [15]، $\bar{H}_R = \lambda(\pm\tau_x\sigma_y - \tau_y\sigma_x)$ که در آن، σ اسپین الکترون، τ درجه آزادی شبه اسپین و λ ثابت جفت‌شدگی اسپین مدار راشبا است. نوارهای π در گرافین بدون زیرلایه، دارای جفت‌شدگی اسپین مدار ذاتی ضعیفی (در حدود $0/001$ meV) هستند که ناشی از هندسه تخت گرافین و کوچک بودن اتم کربن است.

توصیف مدل و روش محاسبات

در این پژوهش آثار ناشی برهم‌کنش الکترون - فوتون در سیستم گرافینی را در نظر گرفته و ترابرد اسپینی الکترون را مورد مطالعه نظری قرار دادیم. برای این منظور: محاسبات فوق با استفاده از روش تابع گرین غیرتعادلی¹ و برای اعمال برهم‌کنش الکترون - فوتون از تقریب بورن استفاده شد.



شکل 1. سیستم گرافینی در اتصال با دو کانال محدود

سیستم گرافینی مانند شکل 1 طراحی شده است که متشکل از سیستم مرکزی مربعی شکل، با 374 اتم (شامل اتم‌های زیر شبکه A و B) و دو کانال گرافینی با طول نیمه بینهایت، در سیستم مورد مطالعه وجود دارد. پیکربندی کلی کانال‌های نیمه بینهایت را می‌توان به صورت یک زنجیره خطی از سلول‌های واحد تکرار شونده در نظر گرفت. در کانال‌ها، هر سلول واحد یک نوار گرافینی با لبه زیگزاگ است که از 10 اتم کربن تشکیل شده است. سیستم از دو طرف می‌تواند به ولتاژ بیاس متصل شود و همچنین تحت تابش نور عمودی قرار می‌گیرد.

برای بررسی خواص ترابرد کوانتومی سیستم در حضور میدان الکترومغناطیسی عمودی، از تابع گرین غیرتعادلی استفاده کردیم و برای اعمال برهم‌کنش الکترون - فوتون از تقریب خودسازگار

2 Self Consistent Born Approximation

3 MATLAB

4 Julia

5 Source

6 Drain

1 Non Equilibrium Green Function (NEGF)

قطبش \hat{e}_p داریم:

$$A = \left(\frac{\hbar \sqrt{\mu_r \epsilon_r}}{2N\omega \epsilon C} I_\omega \right)^{\frac{1}{2}} (\hat{e}_p b e^{-i\omega t} + \hat{e}_p^* b^\dagger e^{i\omega t}) \quad (5)$$

که \hbar ثابت پلانک، μ_r ، قابلیت مغناطیس نسبی و ϵ_r ثابت دی‌الکتریک نسبی است. N تعداد فوتون‌ها، ω فرکانس نور، ϵ ثابت دی‌الکتریک، C سرعت نور و I_w شار فوتون است و به صورت تعداد فوتون‌ها در واحد زمان در واحد سطح تعریف می‌شود، b و b^\dagger عملگرهای خلق و فناء بوزونی و \hat{e}_p بردار واحد مختلطی است که قطبش نور را مشخص می‌کند. برای نور با قطبش دایروی δ_\pm ، در امتداد محور Z است و $\hat{e}_p = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 \pm i\mathbf{0})$ در فضای هیلبرت از اوربیتال‌های اتمی، خود انرژی ناشی از برهم کنش الکترون-فوتون برابر است با [20]:

$$\begin{aligned} \Sigma_{ph}^> &= [NM^+ G_0^>(E^+)M + (N + 1)MG_0^>(E^-)M^\dagger], \\ \Sigma_{ph}^< &= [NM G_0^<(E^-)M^\dagger + (N + 1)M^\dagger G_0^<(E^+)M], \end{aligned} \quad (6)$$

که $E^\pm = E \pm \hbar\omega$ و $G_0^{>/<} = G_0^{>/<}$ توابع گرین کمینه و بیشینه مرتبه صفرم است. عناصر ماتریسی M به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$M_{ln} \equiv \frac{e}{m} \left(\frac{\hbar \sqrt{\mu_r \epsilon_r}}{2N\omega \epsilon C} I_\omega \right)^{\frac{1}{2}} \langle l | \mathbf{P} \cdot \mathbf{e}_p | n \rangle \quad (7)$$

به طوری که n, l نشانگر اوربیتال‌های اتمی هستند و $\hbar\omega = E_\gamma$ انرژی فوتون در نظر گرفته شده است. در ادامه آنالیزها از فرآیند گسیل، که جمله دوم از رابطه (6) است، صرف نظر کرده‌ایم زیرا جریان ناشی از فوتون با فرآیند جذب، برانگیخته می‌شود. با استفاده از معادله کلدیش برای مرتبه صفرم، توابع گرین کمینه و بیشینه به صورت زیر نوشته می‌شوند [21]:

$$G_0^{>/<} = G_0^r \Sigma^{>/<} G_0^a \quad (8)$$

به طوری که خود انرژی‌های کمینه و بیشینه به صورت زیر است:

$$\Sigma^< = \Sigma_\alpha i \Gamma_\alpha f_\alpha; \quad \Sigma^> = \Sigma_\alpha i \Gamma_\alpha (f_\alpha - 1) \quad (9)$$

در معادله (7) توابع گرین تقدمی و تاخیری مستقل از H_{e-ph} به شکل زیر تعریف می‌شوند:

$$G_0^r = [G_0^a]^\dagger = (E + i\eta - H_e - \Sigma_\alpha \Sigma_\alpha^r)^{-1} \quad (10)$$

و $G_0^{r(a)}$ به نام تابع گرین تاخیری (تقدمی) غیراختلالی نامیده می‌شوند [22].

در نهایت جریان منبع و خروجی همان گونه که در مرجع [23] آمده عبارت است از:

$$I_{\alpha,s} = \frac{e}{\hbar} \int \frac{dE}{2\pi} \Sigma_\alpha T_\alpha(E,s) \quad (11)$$

که شامل جملاتی از ضریب انتقال موثر است:

$$(12)$$

$$T_\alpha(E,s) = Tr\{i\Gamma_\alpha(E)[(1 - f_\alpha)G_{ph}^< + f_\alpha G_{ph}^>]\}_{ss}$$

H_{e-ph} هامیلتونی ناشی از برهمکنش الکترون‌ها با فوتون‌های فرودی است. چنین سیستمی را می‌توان متشکل از سه بخش در نظر گرفت، ناحیه مرکزی و کانال‌های راست و چپ. در حالت تعادل، پتانسیل الکتروشیمیایی دو کانال برابر است، $\mu_L = \mu_R$ و هنگامی که یک ولتاژ بایاس V اعمال می‌شود، خواهیم داشت: $\mu_L - \mu_R = eV$ بار الکتريکی الکترون است، و این اختلاف پتانسیل باعث تولید یک جریان الکتريکی مستقیم¹ خواهد شد.

برای محاسبه خودسازگار H_c ، که هامیلتونین دستگاه دو ترمیناله بدون در نظر گرفتن فوتون‌ها است از روش سانچو بهره گرفته‌ایم با به دست آوردن خود انرژی کانال‌ها در ادامه داریم:

$$G^<(E) = G^R \Sigma^< G^A \quad (1)$$

که G^R تابع گرین تاخیری²، G^A تابع گرین تقدمی³ و $\Sigma^<(E)$ خود انرژی کمینه می‌باشند. تابع گرین تاخیری و خود انرژی کمینه به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\begin{aligned} G^R &= (E + i\eta - H_c - \Sigma_\alpha \Sigma_\alpha^r)^{-1} \text{ و} \\ \Sigma^<(E) &= i \Sigma_\alpha f_\alpha(E) \Gamma_\alpha(E) \end{aligned} \quad (2)$$

که در اینجا a برچسب کانال (منبع یا خروجی) است، G_a تابع پهن‌شدگی، f_a تابع توزیع فرمی و Σ_α^r خود انرژی تاخیری است که ناشی از حضور کانال‌های منبع و خروجی ایجاد شده است. توزیع فرمی کانال α برابر است با:

$$f_\alpha \equiv f_\alpha(E - qV_\alpha) \quad (3)$$

و تابع پهن‌شدگی Γ_α برابر است با:

$$\begin{aligned} \Gamma_\alpha &\equiv \Gamma_\alpha(E - qV_\alpha) \\ &= i[\Sigma_\alpha^R(E - qV_\alpha) - \Sigma_\alpha^A(E - qV_\alpha)] \end{aligned} \quad (4)$$

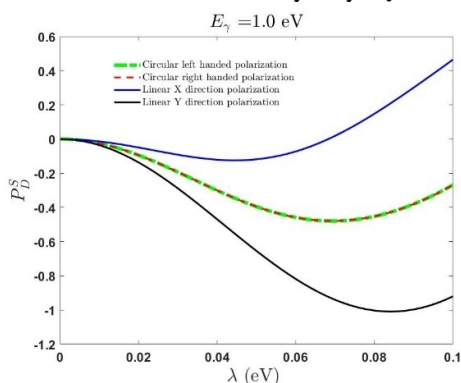
به طوری که V_α ولتاژ خارجی اعمالی به کانال α است. همان گونه که در معادله (2) نشان داده شده است، برای محاسبه توابع گرین، مشخص بودن هامیلتونی الکترونی H_c مربوط به ناحیه پراکندگی با لحاظ کردن اثر کانال‌ها لازم است.

روند محاسبات خودسازگار تا جایی که همگرایی به دست آید، تکرار می‌شود. بدین ترتیب، هامیلتونین مربوط به ناحیه پراکندگی به صورت خودسازگار محاسبه می‌شود که شامل ولتاژهای خارجی و شرایط مرزی باز می‌باشد. بدین ترتیب، با حل خودسازگار هامیلتونی H_c ، در فرمالیسم روش تابع گرین غیرتعادلی، ترابرد کوانتومی غیرتعادلی که شامل جزئیات میکروسکوپی دستگاه است، می‌تواند بررسی شود.

پس از محاسبه H_c ، با استفاده از تقریب اول بورن به محاسبه H_{e-ph} می‌پردازیم. در اینجا $H_{e-ph} = \frac{e}{m} \mathbf{A} \cdot \mathbf{P}$ است، که e و m به ترتیب مقدار بار و جرم الکترون، \mathbf{A} پتانسیل برداری الکترومغناطیسی و \mathbf{P} ممنتوم الکترون است [19] برای نور با

1 Direct Current
2 Retarded Green Function
3 Advanced Green Function

علامت‌های متفاوت دارند. در شکل 4 نیز به طور مشابه قطبش اسپینی تولید شده توسط نور قطبیده با قطبش‌های متفاوت در انرژی فوتونی $1/5$ الکترون ولت بر حسب قدرت برهمکنش راشبا نمایش داده شده است. در این انرژی فوتونی نیز به شکل کیفی همان نتایج به دست آمده در انرژی فوتونی کوچک‌تر به دست آمده است. به این معنی که قطبش اسپینی تولید شده در راستاهای X و Y مقادیرهای متفاوت و علامت‌های غیر یکسان دارند و قطبش‌های اسپینی تولید شده با نور راست‌گرد و چپ‌گرد کاملاً مشابه هستند. هرچند که رفتار کیفی سیستم در انرژی‌های فوتونی متفاوت یکسان است با توجه به شکل‌های 3 و 4 کاملاً مشهود است که میزان قطبش اسپینی تولید شده کاملاً به انرژی فوتونی وابسته بوده و مقادیر عددی این دو شکل به وضوح یکسان نیستند. این مسئله می‌تواند به دلیل وابستگی ضریب جذب اپتیکی به بازه انرژی انتخابی و نیز بستگی سرعت نواری حامل‌های اسپینی به انرژی باشد. با توجه به آنچه در شکل‌های 3 و 4 قابل استنباط است ناهمسانگردی در نور جذب شده در تولید جریان الکتریکی و جریان اسپینی کاملاً مشهود است. این ناهمسانگردی ناشی از ناهمسانگردی در شکل هندسی نمونه و به دلیل برابر نبودن ابعاد سیستم مرکزی در راستاهای X و Y نیست و حتی با برابر گرفتن ابعاد سیستم مرکزی در راستاهای یاد شده جذب یکسانی در سیستم رخ نخواهد داد و پاسخ جریان اسپینی هم یکسان نخواهد بود. بایستی توجه داشت که حتی در صورت بی‌نهایت گرفتن ابعاد سیستم گرافین پایه در هر دو بعد و فرض یک سیستم غیر محدود تابع دی‌الکتریک سیستم و بنابراین جذب اپتیکی گرافین در محاسبات فراتر از تقریب نقطه دیراک ناهمسانگرد خواهد بود [25].



شکل 3. قطبش اسپینی در انرژی فوتونی (1 eV) و بایاس صفر بر حسب قدرت برهمکنش راشبا

علت اصلی نابرابری جریان اسپینی تولید شده توسط قطبش‌های خطی X و Y در مرحله نخست به دلیل عدم انطباق تقارن یاخته واحد سیستم هگزاگونال گرافین با تقارن مربعی است که در این ساختار تقارن شش گوشه یاخته واحدهای کربنی باعث ناهمسانگردی راستاهای X و Y شده و پاسخ اسپینی این راستاها کاملاً متفاوت به دست خواهند آمد.

در اینجا توابع گرین شامل سهمی از ولتاژ (جمله اول) و همچنین سهمی از فوتون‌ها (جمله دوم) است که در آن

$$G_{ph}^{>/<} = G_0^r (\Sigma^{>/<} + \Sigma_{ph}^{>/<}) G_0^a \quad (13)$$

در روابط بالا S نشانگر اسپین بوده و بنابراین سهم هر یک از حالت‌های بالا و پایین اسپینی در جریان کل معلوم خواهد بود. ابتدا، برای یک سیستم گرافینی هامیلتونین سیستم H_c را با روش تابع گرین غیرتعدالی، حل می‌کنیم که شامل محاسبات ساختاری و خودانرژی‌های کانال‌ها در عدم حضور برهمکنش کولنی است. در ادامه، با استفاده از H_c و اعمال برهمکنش الکترون فوتون، همان گونه که در H_{e-ph} ارائه شده است، توابع گرین کمینه و بیشینه را طبق معادله (13)، محاسبه می‌کنیم و جریان را با معادلات (11) و (12) تعیین می‌کنیم.

جریان کل با جمع زدن روی شاخص اسپین S به دست می‌آید، $I_\alpha = I_{\alpha\uparrow} + I_{\alpha\downarrow}$. در این حالت جریان اسپینی هر یک از کانال‌های منبع و خروجی با رابطه زیر داده می‌شود:

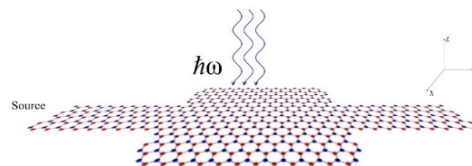
$$I_{S/D}^S = (I_{S/D,\uparrow} - I_{S/D,\downarrow}) \quad (14)$$

در این حالت قطبش جریان اسپینی¹ به شکل زیر قابل تعریف است [24]:

$$P_D^S = \frac{I_D^S}{I_D} \quad (15)$$

یافته‌ها

در نانوسیستم گرافینی مورد مطالعه، اثر برهمکنش اسپین مدار راشبا بر روی جریان‌ها، در حضور میدان مغناطیسی عمود بر سیستم (شکل 2)، به طور نظری بررسی شده است.



شکل 2. سیستم گرافینی در اتصال با دو کانال، سیستم تحت تابش نور عمودی است.

فرض کردیم اثر اسپین مدار راشبا، ناشی از ولتاژ گیت داریم، که مقدار آن قابل تنظیم فرض شده است. در محاسبات و بررسی‌ها، مقدار اثر راشبا را در بازه صفر تا $0/1$ الکترون ولت در نظر گرفتیم.

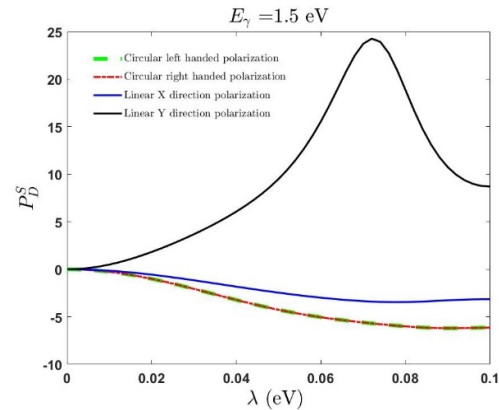
شکل 3 قطبش اسپینی تولید شده توسط قطبش‌های متفاوت نور تابیده شده به سیستم بر حسب برهمکنش راشبا را نمایش می‌دهد و در انرژی فوتونی 1 الکترون ولت نشان می‌دهد. همان گونه که در این شکل مشهود است قطبش‌های دایروی راست‌گرد و چپ‌گرد نتایج کاملاً مشابهی ایجاد می‌نمایند. اما قطبش‌های خطی راستاهای X و Y مقادیرها و همچنین

ناهمسانگردی واقعی موجود، نادیده گرفته خواهد شد. نکته دیگری که در شکل 5 قابل مشاهده است مقدار کم جریان الکتریکی ایجاد شده توسط نور در بایاس صفر و قطبش اسپینی قابل ملاحظه‌ای است که در نتایج قبلی توضیح داده شد. دلیل آن خلاف جهت بودن جریان الکترون‌های با اسپین بالا و پایین است، که باعث می‌شود جریان خالص عبوری بسیار کم و جریان اسپینی قابل ملاحظه باشد. پدیده ایجاد جریان اسپینی قابل ملاحظه در جریان الکتریکی صفر را تولید جریان اسپینی خالص می‌نامند که در برخی از ساختارهای نوارگونه گرافین مشاهده شده است [26 و 27]. در کار حاضر نیز به جهت کوچک بودن جریان الکتریکی ناشی از نور جریان اسپینی تولید شده تقریباً خالص به شمار می‌رود. نابرابری جریان اسپینی ایجاد شده در سیستم، با افزایش برهمکنش اسپین-مدار راشبا افزایش پیدا می‌کند و علامت متفاوت جریان اسپینی برای قطبش‌های نوری خطی در راستای X و Y می‌تواند به عنوان آشکارساز اسپینی قطبش نور خطی به کار گرفته شود. در حالی که از شکل 5 قابل استنباط است که برهمکنش راشبا تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر روی جریان الکتریکی تولید شده توسط نور، ندارد. در بایاس صفر همان گونه که در شکل 5 مشاهده می‌گردد نور می‌تواند جریان الکتریکی ضعیفی تولید نماید که جهت این جریان کاملاً به قطبش نور فرودی بستگی دارد (شکل 5). وابستگی جریان ضعیف الکتریکی تولید شده به قطبش نور فرودی نیز در چارچوب توضیح ناهمسانگردی جریان اسپینی و به شکل مشابه قابل توضیح است. از آنجایی که نوارهای انرژی در فضای k ناهمسانگرد هستند، جذب اپتیکی و نیز سرعت بلوری حامل‌های بار نیز به مانند حامل‌های اسپینی ناهمسانگرد بوده و بنابراین جریان تولید شده کاملاً به قطبش فرودی بستگی خواهد داشت. با این حال در برخی از سیستم‌های مزوسکوپی گرافینی که در آن پهنای قسمت مرکزی با پهنای کانال‌ها یکسان است نشان داده شده است که جریان اسپینی خالصی تولید می‌گردد که مستقل از قطبش نور فرودی است [28].

بحث و نتیجه‌گیری

با توجه به نتایج به دست آمده در این پژوهش می‌توان دریافت که ناهمسانگردی در نوارهای انرژی فضای وارون سیستم باعث ناهمسانگردی جذب اپتیکی و به تبع آن ناهمسانگردی در تولید جریان اسپینی در سیستم حاضر است. بنابراین می‌توان از این ناهمسانگردی در تعیین قطبش نور فرودی به روش‌های اسپینترونیکی بهره برد.

علاوه بر این عدم همسانگردی شبکه هگزاگونال باعث ناهمسانگردی نوارهای انرژی این سیستم در دو راستای X و Y خواهد شد و این امر کاملاً مشخص می‌سازد که عدم پاسخ یکسان در راستاهای یاد شده کاملاً قابل توضیح است. از آنجایی که ناهمسانگردی نوارهای انرژی ناهمسانگردی فاکتور فرم جذب اپتیکی و نیز ناهمسانگردی قواعد گزینش جذب اپتیکی در

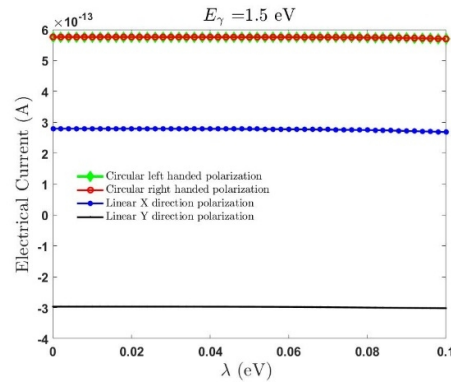


فضای k را به دنبال خواهد داشت.

شکل 4. قطبش اسپینی در انرژی فوتونی (eV) 1/5 و بایاس صفر

برحسب قدرت برهمکنش راشبا

در همین حال می‌توان دریافت که دو قطبش دایره‌ای راست‌گرد و چپ‌گرد در تولید قطبش اسپینی کاملاً رفتار منطبق بر هم دارند. که این نکته برآمده از این واقعیت است که قطبش‌های دایروی در بسط ترکیب خود بر حسب قطبش‌های خطی سهم یکسانی از هریک از این قطبش‌های خطی راستاهای X و Y دارند.



شکل 5. جریان تولید شده توسط نور تابشی برحسب قدرت برهمکنش

راشبا در انرژی فوتون 1 (eV) و قطبش‌های متفاوت نور

آنچه که در این قسمت بایستی بدان توجه نمود این است که در صورت استفاده از تقریب نقطه دیراک، ناهمسانگردی نواری گرافین کاملاً از بین رفته و دو مخروط کاملاً متقارن در فضای K برای نوارهای انرژی گرافین پدید خواهد آمد و در این تقریب

منابع

[1] U. Aeberhard, Theory and simulation of quantum photovoltaic devices based on the non-

equilibrium Green's function formalism, J Comput Electron. 10. 2011, 394-413.

- [2] A. Fert, Nobel Lecture: Origin, development, and future of spintronics, *Rev. Mod. Phys.* 80. 2008, 1517.
- [3] I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma, Spintronics: Fundamentals and applications, *Rev. Mod. Phys.* 76. 2004, 323.
- [4] E. W. Hill, A.K. Geim, K. Novoselov, F. Schedin, P. Blake, Graphene Spin Valve Devices. *IEEE Trans. Magn.* 42. 2006, 2694.
- [5] C. Jozsa, M. Popinciuc, N. Tombros, H. T. Jonkman, B. J. van Wees, Electronic Spin Drift in Graphene Field-Effect Transistors, *Phys. Rev. Lett.* 100. 2008, 236603.
- [6] N. M. R. Peres, F. Guinea, A. H. Castro Neto, Coulomb interactions and ferromagnetism in pure and doped graphene. *Phys. Rev. B.* 72. 2005, 174406
- [7] T. O. Wehling, K. S. Novoselov, S. V. Morozov, E. E. Vdovin, M. I. Katsnelson, A. K. Geim, A. I. Lichtenstein, Molecular Doping of Graphene. *Nano Lett.* 173. 2008, 8
- [8] Behnia, Kamran. Polarized light boosts valleytronics, *Nature Nanotechnology.* 7., 2012, 488-489.
- [9] T.-N. Do, P.-H. Shih, G. Gumbs, D. Huang, C.-W. Chiu, M.-F. Lin, Diverse magnetic quantization in bilayer silicene, *Phys. Rev. B.* 97. 2018, 125416.
- [10] T.-N. Do, G. Gumbs, P.-H. Shih, D. Huang, C.-W. Chiu, C.-Y. Chen, M.-F. Lin, Peculiar optical properties of bilayer silicene under the influence of external electric and magnetic fields, *Sci. Rep.* 9. 2019, 624.
- [11] N. Kheirabadi, A. Shafiekhani, M. Fathipour, Review on graphene spintronic, new land for discovery, *Superlattices Microstruct.* 74. 2014, 123–145.
- [12] A. Kara, C. Léandri, M.E. Dávila, P. De Padova, B. Ealet, H. Oughaddou, B. Aufray, G. Le Lay, Physics of silicene stripes, *J. Supercond. Nov. Magn.* 22. 2009, 259–263.
- [13] T. Saari, "Electronic structure and spin polarization in Silicene nanostructures", master's thesis, Finland, Technical University of Tampere, 2013., 69.
- [14] A.H.C. Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim, The electronic properties of graphene, *Rev. Mod. Phys.* 81. 2009, 109.
- [15] E. I. Rashba, "Graphene with structure-induced spin-orbit coupling: Spin-polarized states, spin zero modes, and quantum Hall effect." *Physical Review B*, vol. 79. 2009, 161409.
- [16] Petra Dietl, "Numerical Studies of Electronic Transport through Graphene Nanoribbons with Disorder"; thesis, Germany, Institute of Theoretical Solid State Physics, University of Karlsruhe, 2009., 76.
- [17] F. Rahimi, A. Phirouznia. Electric field induced pure spin-photo current in zigzag stanene and germanene nanoribbons. *Scientific Report* 12. 2022.,
- [18] Jingtian Fang, William G. Vandenberghe, and Massimo V. Fischetti. Microscopic dielectric permittivities of graphene nanoribbons and graphene. *Phys. Rev. B.* 94. 2016, 045318.
- [19] L.E. Henrickson, Nonequilibrium photocurrent modeling in resonant tunneling photodetectors. *J. Appl. Phys.* 91. 2002, 6273–6281.
- [20] Lei Zhang, Kui Gong, Jingzhe Chen, Lei Liu, Yu Zhu, Di Xiao, and Hong Guo. *Physical Review B* 90. 2014, 195428.
- [21] H. Haug and A.-P. Jauho, "Quantum Kinetics in Transport and Optics of Semiconductors". Springer-Verlag, New York., 1998.,
- [22] S. Datta "Electronic Transport in Mesoscopic Systems". Cambridge University Press, UK.. 1997.,
- [23] H. Haug and A.-P. Jauho, Quantum Kinetics in Transport and Optics of Semiconductors. Springer-Verlag, New York.. 1998.,
- [24] Mahdi Pourfath. "The Non-Euilibrium Green's Function Methode for Nanoscale Device Simulation". Springer Wien Heidelberg New York Dordrecht London., 2014.,
- [25] T. Farajollahpour, S. Khamouei, S.S. Shateri, A. Phirouznia. Anisotropic Friedel oscillations in graphene-like materials: The Dirac point approximation in wave-number dependent quantities revisited. *Scientific Reports* 8. 2018, 2667.
- [26] Yan-Hong Zhou , Shaohui Yu , Yuejun Li , Xin Luo , Xiaohong Zheng, Lei Zhang. Pure spin current generation with photogalvanic effect in graphene interconnect junctions. *Nanophotonics* 10, 6. 2021.,
- [27] Yuejun Li, Xiaofei Shang, Yan-Hong Zhou, Xiaohong Zheng. Realizing pure spin current by the photogalvanic effect in armchair graphene nanoribbons with nano-constriction engineering. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 25 2023. 2023, 2890-2896.
- [28] L. Zhang, J. Chen, L. Zhang, F. Xu, L. Xiao, S. Jia, Gate controllable optical spin current generation in zigzag graphene nanoribbon, *Carbon* 173. 2021, 565-571.