

Conductance of WSe_2 barrier through the silicene junctions

Seyed Alireza Souratian¹, Zeinab Rashidian^{*1}, Khadijeh Jahanbani Ardakani²

¹Department of Physics, Faculty of Science, Lorestan University, Lorestan, Iran

²Department of Industrial Engineering, Meybod University, Meybod, Iran

Received: 24.12.2019 Final revised: 24.10.2020 Accepted: 08. 11.2020

Doi link: [0.22055/JRMBS.2020.16181](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2020.16181)

Abstract

Charge carriers in transition metal dichalcogenides have the charge, spin and valley degrees of freedom. In this paper, we investigate the electron transport properties through the WSe_2 junctions sandwiched between normal silicene sheets in the presence of Zeeman spin (M_s), valley (M_v) exchange fields and an electric potential U . We have evaluated the spin and valley polarization and conduction using the Landauer-buttiker scattering formula. Our findings show that the conductivity of normal monolayer silicene with intrinsic band gap in the presence of tungsten-diselneed barrier can be controlled by adjusting the Zeeman spin and valley fields. Spin and valley polarization is reported to be about 80%. Another result is that the valley switching can occur with adjusting the intensity of the spin and valley fields. We also show that increasing the length of the middle region, on account of the Klein tunneling phenomenon, cannot prevent passage of charge carriers and we have an oscillating current even for large length of the barrier region.

Keywords: Silicene, Transition Metal Dichalcogenides, Landauer Buttiker Scattering Formula, Valley Polarization, Spin Polarization

*Corresponding Author: rashidian.z@lu.ac.ir



رسانش از سد دی‌سلنیوم تنگستن از میان اتصالات سیلیسین

سید علیرضا صورتیان¹، زینب رشیدیان^{1*}، خدیجه جهانبانی اردکانی²

¹گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه لرستان، لرستان، ایران

²گروه مهندسی صنایع، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه میبد، میبد، ایران

دریافت: 1398/10/03 ویرایش نهایی: 1399/08/03 پذیرش: 1399/08/18

Doi link: [0.22055/JRMBS.2020.16181](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2020.16181)

چکیده

حاملان بار در دی‌کالکوژنیدهای فلزات واسطه دارای درجه آزادی کوآنومی بار، اسپین و وادی هستند. در این مقاله، خواص ترابرد الکترونی در اتصالی که دی‌سلنیوم تنگستن، بین دو ناحیه سیلیسین نرمال محصور شده است، را در حضور میدان‌های تبادلی زیمان اسپین (M_s)، وادی (M_v) و همچنین یک پتانسیل الکتریکی U مورد بررسی قرار می‌دهیم. قطبش اسپین و وادی و همچنین رسانش اسپین و وادی را با استفاده از فرمول‌بندی پراکندگی لاندائور-بوتیکر محاسبه می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهند که رسانش سیلیسین تک لایه نرمال با گاف نواری ذاتی با حضور سد دی‌سلنیوم تنگستن، با تنظیم میدان‌های زیمان اسپین و وادی قابل کنترل است و قطبش اسپین و وادی در حدود 80 درصد گزارش شده است. در واقع با تغییرات شدت میدان‌های زیمان اسپین و وادی، جای وادی‌ها عوض می‌شوند. که این نتیجه چشمگیری است. در واقع به راحتی می‌توان ترابرد را از یک وادی به وادی دیگر با تغییر شدت میدان‌های زیمانی کنترل کرد. همچنین خواهیم دید افزایش طول ناحیه میانی به دلیل پدیده تونل‌زنی کلاین، نمی‌تواند مانع رسانش شود.

کلیدواژگان: سیلیسین، دی‌کالکوژنیدهای فلز واسطه، فرمول‌بندی لاندائور بوتیکر، قطبش وادی، قطبش اسپین

مقدمه

مشابه با آنچه در اسپیترونیک یعنی الکترونیک مبتنی بر اسپین می‌دانیم، اصل اساسی و مهم در وادیترونیک توزیع نامتوازن حامل‌های بار در وادی‌های متفاوت می‌باشد (قطبش وادی) که این قطبش در سیستم‌های با شکست تقارن و ارونی قابل کنترل است [2]. گرافین، با ساختار دو بعدی شناخته شده، دارای خواص فوق‌العاده‌ای است اما استفاده از آن در ساخت وسایل الکترونیکی، به دلیل گاف انرژی صفر، مستلزم ایجاد گاف انرژی است. این ضعف در گرافین، منجر به جستجو برای یافتن مواد جایگزین با گاف انرژی محدود مانند سیلیسین، ژرمانن، و دی‌کالکوژنیدهای

در سال‌های اخیر طراحی و ساخت دستگاه الکترونیکی وابسته به قطبش اسپین و وادی برای ذخیره‌سازی اطلاعات و عملیات منطقی توجه زیادی را به خود جلب کرده است. یکی از مشکلات اساسی در تحقق چنین دستگاهی تولید قطبش اسپین و وادی با کارایی بالا است. از این رو چون سیستم‌های دو بعدی، پتانسیل کاربرد در اسپیترونیک و وادیترونیک دارند، بسیار مورد توجه هستند. در واقع درجه آزادی اسپین و وادی، که علاوه بر بار در الکترونیک مطرح است گامی کلیدی در جهت تحقق فناوری‌های جدید است [1].

* نویسنده مسئول: rashidian.z@lu.ac.ir



جفت‌شدگی قوی اسپین-مدار در سیلیسین (نزدیک به هزار برابر بزرگتر از گرافین) [7] و قابل تنظیم بودن گاف انرژی آن، مطالعه رسانش وابسته به وادی و اسپین در این نوع اتصالات منجر به کاربرد آن در نانو الکترونیک شده است [8].

با توجه به ویژگی‌های خاص و منحصر به فردی که در بالا، برای این مواد، ذکر شد بررسی رسانش وابسته به وادی و اسپین در این نوع اتصالات ارزشمند خواهد بود. اخیراً در گروه TMDCs برای اتصالات MoS_2 ، مقاومت مغناطیسی و ترابرد اسپین و وادی بررسی شده است [9]. دکتر حاجتی و همکاران نیز ترابرد اسپین و وادی را از این اتصالات با اعمال تابش نور در ناحیه فرومغناطیس گزارش داده‌اند [10].

در این مقاله، ترابرد الکترونی بالستیک از WSe_2 فرومغناطیس که در دو طرف اتصالات سیلیسین نرمال قرار دارد، در چارچوب فرمول‌بندی لاندائور-بوتیکر بررسی می‌شود. لازم به ذکر است همین پیکربندی متناهی بر پایه کاملاً سیلیسینی جهت بررسی قطبش اسپین و وادی گزارش شده است [11]. سپس رسانش کل و قطبش اسپین و وادی برحسب طول ناحیه میانی محاسبه می‌شود و تغییرات U ، M_s و M_v ناحیه میانی بررسی و نمودارهای آنها رسم می‌گردد. نتایج نشان می‌دهند با تغییر میدان‌های زیمان اسپین و وادی، جای وادی‌ها عوض می‌شوند که این نتیجه چشمگیری است. در واقع به راحتی می‌توان ترابرد را از یک وادی به وادی دیگر با تغییر شدت میدان‌های زیمانی کنترل کرد. نتایج ارائه شده در این مقاله می‌تواند در کنترل وادی و اسپین و در کاربردهای اسپیترونیک و وادیترونیک مفید و ارزشمند باشد.

فلزات واسطه ($TMDCs^1$) شده است. از این بین نیم‌رسانای دو بعدی TMDCs، به دلیل شکست تقارن وارونی و گاف انرژی نواری مستقیم در حالت تک‌لایه و همچنین جفت‌شدگی اسپین-مدار بزرگ، کاندید مناسبی برای کنترل اسپین و وادی هستند [1و2].

در چندین دهه، این مواد برای طیف گسترده‌ای از کاربردها، با فرمول MX_2 که در آن M یک فلز واسطه نظیر Mo و یا W و X یک اتم کالکوژن مانند S ، Te و یا Se می‌باشد، مورد توجه بوده‌اند [2]. از مشخصه‌های این مواد ساختار شبکه‌ای دو بعدی شش ضلعی می‌باشد که در تشابه با گرافین فرصت‌های جدیدی را در اختیار دانشمندان قرار می‌دهد. دی سلنیوم تنگستن، با فرمول شیمیایی WSe_2 ، به دلیل ساختار دو بعدی ایده‌آلش پرچمدار TMDCs‌های دو بعدی می‌باشد. مشخصه کلیدی آن نسبت به دیگر TMDCs ناشی از ساختار الکترونی آن است. مهم‌ترین تفاوت آن در بزرگ بودن قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار است که در نوار ظرفیت برابر $2\lambda'_v = 450 meV$ و در نوار رسانش $2\lambda'_c = 30 meV$ است [2و3]. برای مقایسه، جفت‌شدگی اسپین-مدار WSe_2 سه برابر بزرگتر از MoS_2 و جفت‌شدگی MoS_2 از جفت‌شدگی سیلیسین که $3.9 meV$ می‌باشد، بزرگتر است [4]. بنابراین می‌توانند در الکترونیک به‌عنوان ترانزیستورها، در اپتیک به‌عنوان گسیل‌دهنده و جذب‌کننده و در قطعات اپتوالکترونیک مورد استفاده قرار بگیرند [5].

در این مقاله در دو طرف اتصال، سیلیسین، ماده‌ای دو بعدی از اتم‌های سیلیکون که دارای شبکه لانه زنبوری مشابه گرافین می‌باشد، قرار دارد [6]. در نتیجه حامل‌های بار در آن رفتاری شبیه به فرمیون‌های دیراک بدون جرم خواهند داشت و در وادی K و K' با معادله دیراک بیان می‌شوند. مشابه TMDCs، به علت

¹ Transition metal dichalcogenides

هامیلتونی و تئوری مسأله

شکل 1 به صورت شماتیک اتصال دو بعدی مورد بررسی را در صفحه (x, y) به نمایش می‌گذارد. در اینجا، تک لایه‌ای از WSe_2 فرومغناطیس با طول L ، را بین صفحات سیلیسین نرمال در نظر می‌گیریم. هامیلتونی مؤثر دو بعدی دیراک‌گونه برای سیلیسین نرمال تک‌لایه در انرژی‌های پایین که از مدل تنگابست محاسبه می‌شود را می‌توان به صورت زیر نوشت [12]

$$H_s = \hbar v_f (\eta k_x \tau_x + k_y \tau_y) - \frac{1}{2} \eta \Delta_{so} s_z \tau_z + \frac{1}{2} \Delta_z \tau_z \quad 1$$

در این رابطه s_i و τ_i به ترتیب ماتریس‌های پائولی متناظر با شبه اسپین مربوط به زیرشبکه و اسپین واقعی سیستم می‌باشد. ضریب $\eta = \pm 1$ به ترتیب وادی K و

$$K' \text{ و } v_f = \sqrt{\frac{3}{2}} at = 5.5 \times 10^5 \text{ m/s}$$

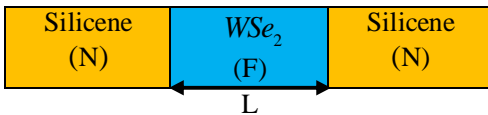
در سیلیسین نرمال می‌باشد که $a = 3.86 \text{ \AA}$ ثابت شبکه و $t = 1.6 \text{ eV}$ انرژی پرش بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها است. همان‌طور که از هامیلتونی می‌توان دید جمله اول مشابه هامیلتونی گرافین تک‌لایه است. جمله دوم مربوط به قدرت برهم‌کنش اسپین-مدار است و جمله آخر متناظر با پتانسیلی است که از عدم تقارن در زیر شبکه‌ها ناشی می‌شود و این گاف انرژی را با اعمال میدان الکتریکی عمود بر سطح سیلیسین می‌توان کنترل نمود [12].

هامیلتونی فرومغناطیس تک‌لایه در حضور جفت‌شدگی اسپین-مدار ذاتی و میدان‌های تبادلی زیمان وادی و اسپین به شکل زیر است [13 و 14]

$$H_{sp} = v_f (\eta \sigma_x p_x + \sigma_y p_y) + \eta s_z (\lambda_c \sigma_+ + \lambda_v \sigma_-) + \Delta \sigma_z + s_z M_s - \eta M_v + U(x) \quad 2$$

در این رابطه $s_z = \pm 1$ به ترتیب نشانگر اسپین بالا و پایین، Δ جمله جرم، که تقارن وارونی را می‌شکند، $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ ماتریس‌های پائولی برای نوارهای ظرفیت و رسانش و $\sigma_{\pm} = \sigma_0 \pm \sigma_z$ می‌باشد که σ_0

ماتریس واحد است. سرعت فرمی $v_f = 5 \times 10^5 \text{ m/s}$ است. M_s میدان تبادلی زیمان است، که با نظم فرومغناطیس القا می‌شود، و M_v تقارن وادی در ترازها را می‌شکند. همچنین در اینجا $\lambda_c = \frac{\lambda'_c}{2}$ و $\lambda_v = \frac{\lambda'_v}{2}$ است [14].



شکل 1. نمای از اتصال تک لایه WSe_2 فرومغناطیس، در ناحیه وسط به طول L ، محصور بین سیلیسین نرمال را نشان می‌دهد.

حال با هامیلتونی‌های داده شده برای سیلیسین و WSe_2 ، ویژه توابع و ویژه مقادیر هامیلتونی را به دست می‌آوریم. با بازنویسی رابطه 1 به شکل ماتریسی، هامیلتونی سیلیسین به صورت زیر می‌باشد

$$H_s = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \eta s_z \Delta_{so} + \frac{1}{2} \Delta_z & \hbar v_f (\eta k_x - i k_y) \\ \hbar v_f (\eta k_x + i k_y) & \frac{1}{2} \eta s_z \Delta_{so} - \frac{1}{2} \Delta_z \end{pmatrix} \quad 3$$

پس از قطری کردن هامیلتونی، رابطه پاشندگی زیر را خواهیم داشت:

$$E_{\eta, s_z} = \pm \sqrt{(\hbar v_f k)^2 + \frac{1}{4} (\eta s_z \Delta_{so} - \Delta_z)^2} \quad 4$$

که $s_z = \pm 1$ به ترتیب برای اسپین بالا و پایین است. در غیاب شکستن تقارن در زیرشبکه‌ها، $\Delta_z = 0$ ، بین نوارها، که دارای تبهگنی در اسپین هستند، فقط گاف انرژی Δ_{so} وجود دارد. ویژه توابع سیلیسین نرمال برابر است با:

$$\psi_{SN} = \sqrt{\frac{E_N}{2E}} \begin{pmatrix} \hbar v_f k_x^N / E_N \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2EE_N}} \begin{pmatrix} \hbar v_f k_x^N \\ E_N \end{pmatrix} \quad 5$$

پس از نوشتن تابع موج در هر ناحیه، 4 ضریب مجهول که شامل دامنه عبور (در نتیجه ضریب عبور، T) می باشد را با اعمال شرط پیوستگی تابع موج در مرزها محاسبه می کنیم: شرط پیوستگی تابع موج در $x=0$ و $x=L$ به ترتیب با روابط زیر بیان می شود.

$$\psi_I(x=0, y) = \psi_{II}(x=0, y) \quad 9$$

$$\psi_{II}(x=L, y) = \psi_{III}(x=L, y) \quad 10$$

با توجه به شرایط مرزی بالا و توابع موج محاسبه شده، برای مقدار ضریب عبور برای هر وادی و هر اسپین خواهیم داشت:

$$T = |t|^2 \quad 11$$

رسانش با توجه به مدل پراکندگی لاندائور-بوتیکر در دمای صفر با انتگرال گیری روی تمام زوایا به صورت زیر محاسبه خواهد شد [14].

$$G_{s_z, \eta} = G_0 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T_{s_z, \eta}(\theta) \cos \theta d\theta = g_{s_z, \eta} G_0 \quad 12$$

در این رابطه $G_0 = \frac{e^2 k_F L_y}{2\pi h}$ و L_y پهنا در راستای y می باشد. همچنین قطبش وادی و اسپین به شکل زیر تعریف می شود. رسانش بار کل از جمع روی s_z و η حاصل می شود. برای قطبش وادی و اسپین داریم

$$p_v = \frac{g_K - g_{K'}}{g_K + g_{K'}} \quad 13$$

$$p_s = \frac{g_{\uparrow} - g_{\downarrow}}{g_{\uparrow} + g_{\downarrow}} \quad 14$$

که در این رابطه همان طور که می دانیم

$$g_{\uparrow} = g_{K\uparrow} + g_{K'\uparrow}, \quad g_{\downarrow} = g_{K\downarrow} + g_{K'\downarrow}$$

که $E_N = E + w$ و $w = \frac{1}{2}\eta s_z \Delta_{so} - \frac{1}{2}\Delta_z$ است.

همچنین با توجه به رابطه 2 هامیلتونی WSe_2 را می توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$H = \begin{pmatrix} \Delta + 2\eta\lambda_c s_z + w & \hbar v_f (\eta k_x - i k_y) \\ \hbar v_f (\eta k_x + i k_y) & -\Delta + 2\eta\lambda_v s_z + w \end{pmatrix} \quad 6$$

که $w = s_z M_s - \eta M_v + U(x)$ است. پس از قطری کردن هامیلتونی، ویژه مقادیر عبارتست از

$$E = \eta s_z (\lambda_c + \lambda_v) + s_z M_s - \eta M_v + U(x) + t \left[(\hbar v_f k)^2 + [\Delta + \eta s_z (\lambda_c - \lambda_v)]^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad 7$$

و ویژه توابع متناظر را می توان به صورت زیر نوشت

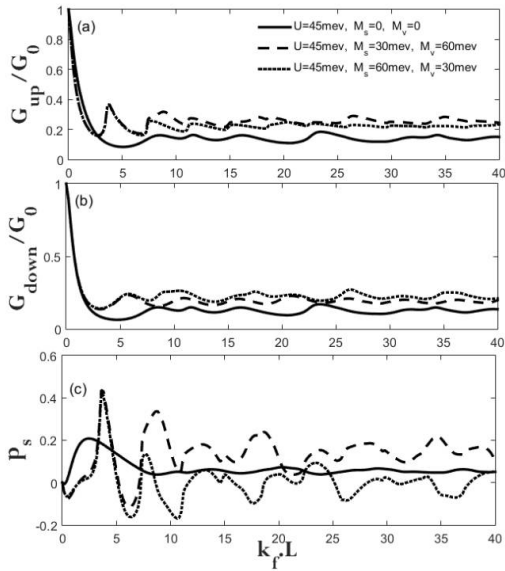
$$\Psi = \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{D_k} \begin{pmatrix} \eta C_k e^{-i\eta\theta} \\ b_k \end{pmatrix} \quad 8$$

که $C_k = \hbar v_f k$ ، $b_k = -\Delta - \eta (\lambda_c - \lambda_v) + t E_{s_z}^{\eta}$

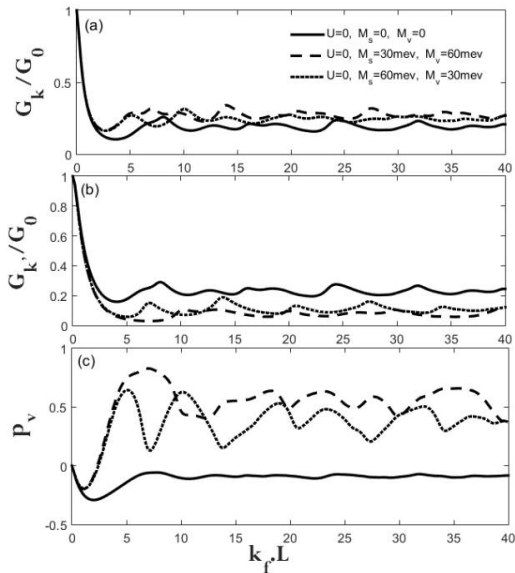
و $D_k = \left[C_k^2 + [-\Delta - \eta (\lambda_c - \lambda_v) + t E_{s_z}^{\eta}]^2 \right]^{\frac{1}{2}}$

همچنین در این رابطه $\theta = \tan^{-1}(k_y / k_x)$ و $t = +1(-1)$ باند رسانش (ظرفیت) و k بردار موج دو بعدی را نشان می دهد [14].

با توجه به آنچه بیان شد، در این مرحله ترابرد بالستیک الکترونی را در اتصال مغناطیسی از WSe_2 با حضور پتانسیل گیت در ناحیه ای با عرض L بررسی می نماییم و ناحیه (I) و (III) از سیلیسین نرمال است که در آن هیچ میدان تبدالی زیمان وسد پتانسیلی وجود ندارد ($U(x) = 0$ و $M_s = M_v = 0$) در حالی که سد مغناطیسی در ناحیه (II) ($U(x) \neq 0$) قرار دارد.



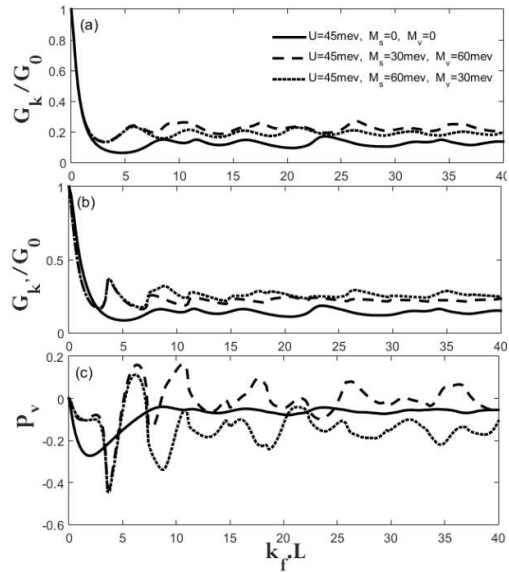
شکل 3. (a) رسانش نسبت به رسانش نرمال را برای اسپین بالا (پایین) و شکل (b) رسانش نسبت به رسانش نرمال را برای اسپین مختلف (پایین) و شکل (c) قطبش اسپینی برحسب $k_f L$ را برای مقادیر مختلفی از M_s, M_v نشان می‌دهد. این شکل برای مقادیر $\Delta_z/E_F = 0.03, \Delta_{so}/E_F = 0.05, U = 45\text{meV}$ رسم شده است.



شکل 4. (a) رسانش نسبت به رسانش نرمال را برای وادی $K(K')$ و شکل (b) رسانش نسبت به رسانش نرمال را برای وادی $K(K')$ و شکل (c) قطبش وادی برحسب $k_f L$ را برای مقادیر

$$g_K = g_{K\uparrow} + g_{K\downarrow}, \quad g_{K'} = g_{K'\uparrow} + g_{K'\downarrow}$$

در ادامه نتایج مختلف برای رسانش و همچنین قطبش‌ها ارائه شده است.



شکل 2. (a) رسانش نسبت به رسانش نرمال را برای وادی‌های $K(K')$ و شکل (b) رسانش نسبت به رسانش نرمال را برای وادی‌های $K(K')$ و شکل (c) قطبش وادی برحسب $k_f L$ را برای مقادیر متفاوت از M_s, M_v نشان می‌دهد. این شکل برای مقادیر $\Delta_z/E_F = 0.03, \Delta_{so}/E_F = 0.05, U = 45\text{meV}$ رسم شده است.

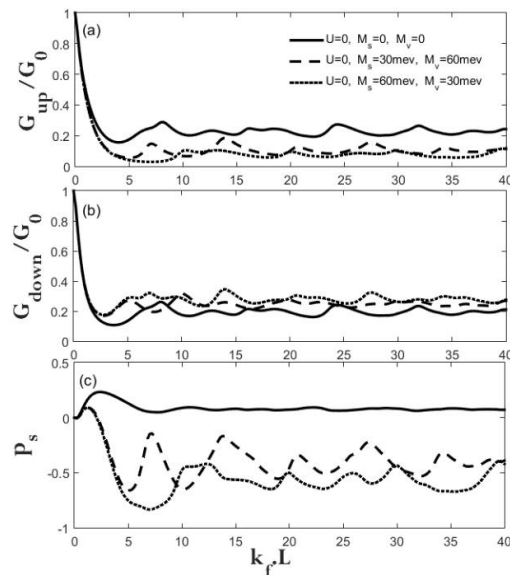
میدان‌های زیرمان اسپین و وادی و پتانسیل گیت متفاوت از M_s ، M_v نشان می‌دهد این شکل برای مقادیر $U=0$ ، $\Delta_z/E_F=0.03$ ، $\Delta_{so}/E_F=0.05$ رسم شده است.

میدان‌های زیرمان اسپین و وادی و پتانسیل گیت $U=45\text{meV}$ بیان شده‌اند. با ایجاد ناحیه وسط به‌عنوان سد، رسانش برای وادی‌های مختلف به‌شدت کاهش یافته تا در حد کمینه نزدیک به صفر متوقف می‌شود. با افزایش بیشتر طول ناحیه وسط، رسانش حول و حوش مقدار کمینه نوسان می‌کند. نکته قابل توجه در قطبش وادی این است که تغییرات میدان‌های زیرمان اسپین و وادی، جای وادی‌ها را عوض می‌کند که نتیجه جالبی است. در واقع به‌راحتی می‌توان ترابرد را از یک وادی به وادی دیگر با تغییر شدت میدان‌های زیرمانی کنترل کرد. آنچه از صورت کلی نمودارها (b) و (c) دیده می‌شود، رسانش برای وادی‌های مختلف با افزایش طول ناحیه وسط کاهش یافته اما هرگز به دلیل تونل‌زنی کلاین به صفر نمی‌رسد. از شکل (c) پیداست که قطبش وادی در $M_s = 30\text{meV}$ ، $M_v = 60\text{meV}$ برحسب $k_f.L$ در نزدیکی $k_f.L = 5\text{meV}$ می‌تواند 55% مقدار بگیرد که نسبتاً نتیجه قابل توجهی است.

شکل 3 رسانش را برای اسپین بالا و پایین و قطبش اسپینی را برحسب طول ناحیه وسط نشان می‌دهد؛ مشابه با شکل 2، اعمال سد ناحیه وسط، رسانش اسپینی را به‌شدت کاهش داده و در یک مقدار کمینه متوقف می‌شوند.

در شکل‌های 4 و 5 برای مشاهده نتایج بهتر، پتانسیل اعمالی را صفر قرار داده‌ایم. تغییر پتانسیل به صفر، رسانش را در شکل 4 قسمت a و b برای وادی‌های مختلف چندان تغییر نداده است؛ اما در شکل 4 قسمت c پیداست که

به‌ازاء $M_s = 30\text{meV}$ ، $M_v = 60\text{meV}$ در نزدیکی $k_f.L = 6$ می‌توان به قطبش وادی 80% رسید. همچنین در شکل 5 قسمت a و b با تغییر پتانسیل به



شکل 5. رسانش نسبت به رسانش نرمال را برای اسپین بالا (پایین) و شکل سمت راست قطبش اسپینی برحسب $k_f.L$ را برای مقادیر متفاوت از M_s ، M_v نشان می‌دهد. این شکل برای مقادیر $U=0$ ، $\Delta_z/E_F=0.03$ ، $\Delta_{so}/E_F=0.05$ رسم شده است.

بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله، ترابرد بالستیک الکترونی را در اتصال مغناطیسی از WSe_2 با حضور پتانسیل گیت در ناحیه‌ای با عرض L که بین نواحی سیلیسینی در سمت راست و چپ ساندریج شده‌اند، بررسی نموده‌ایم. شکل‌ها رسانش برای وادی‌های مختلف، و برای حالت‌های اسپینی بالا و پایین و همچنین قطبش وادی و اسپین بر حسب طول ناحیه وسط و به‌ازای پتانسیل، M_s و M_v در ناحیه وسط را نشان می‌دهد.

شکل 2 قسمت a و b رسانش برای وادی K ، K' همچنین قسمت c قطبش وادی را برحسب طول ناحیه وسط نشان می‌دهد. در هر شکل، نمودارها به‌ازاء

داشت. همچنین ترابرد وادی نیز عبور حاملان بار با 80% از حاملان بار از وادی K و فقط 20% از وادی K' را گزارش می‌دهد. همچنین نتایج این مقاله نشان می‌دهند با تغییر میدان‌های زیمان اسپین و وادی، جای وادی‌ها عوض می‌شوند که این نتیجه چشمگیری است. در واقع به راحتی می‌توان ترابرد را از یک وادی به وادی دیگر با تغییر شدت میدان‌های زیمانی کنترل کرد. نتایج ارائه شده در اینجا می‌تواند معرف این اتصالات در علم اسپیترونیک و وادیترونیک باشد.

مرجع‌ها

- [1] Y. Liu, Y. Gao, S. Zhang, J. He, J. Yu, Z. Liu, Valleytronic in transition metal dichalcogenides materials, *Nano Research*, **12** (2019) 2695. <https://doi.org/10.1007/s12274-019-2497-2>
- [2] A. Eftekhari, Tungsten dichalcogenides: materials chemistry and applications, *Journal of materials chemistry A* **5** (2017) 18299. <https://doi.org/10.1039/C7TA04268J>
- [3] M. Tahir, P. Vasilopoulos, Magneto-optical transport properties of monolayer WSe_2 , *Physical Review B* **94** (2016) 045415. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.045415>
- [4] G. Aivazian, Z. Gong, A.M. Jones, R.L. Chu, J. Yan, D.G. Mandrus, C. Zhang, D. Cobden, W. Yao, X. Xu, Magnetic control of valley pseudospin in monolayer WSe_2 , *Nature Physics* **11** (2015) 148. <https://doi.org/10.1038/nphys3201>
- [5] A. Srivastava, M. Sidler, A.V. Allain, D.S. Lembke, A. Kis, A. Imamoglu. Valley Zeeman effect in elementary optical excitations of monolayer WSe_2 . *Nature Physics* **11** (2015) 141.

صفر، نتایج چندان با شکل 3 متفاوت نیستند؛ اما در قسمت c در $M_s = 60 meV, M_v = 30 meV$ و به‌ازاء $k_f.L = 6$ می‌توان به قطبش 80% رسید. نتایج نشان می‌دهد در $k_f.L = 6$ با معکوس کردن اندازه‌های M_s, M_v می‌توان کنترل قابل ملاحظه‌ای روی ترابرد اسپینی و وادی داشت. در واقع امروزه تلاش محققان بر این است که بتوانند ترابرد حاملان بار با تنها یک حالت اسپینی (قطبش اسپینی صد) یا همچنین با تنها یک وادی خاص (قطبش وادی صد)، k یا k' ایجاد کنند.

در این کار ترابرد اسپینی و وادی از یک ساختار ناهمگن سیلیسینی و دی‌سلنئید تنگستن بررسی شده است. ساختار همگن کاملاً سیلیسینی [4] و کاملاً بر پایه دی سلنئید تنگستن [14] قبلاً بررسی و قطبش اسپینی و وادی بالایی را گزارش داده‌اند. جدیداً بررسی ساختارهای ناهمگن شامل دی‌کالکوژن‌های فلزی توجه زیادی را به خود جلب کرده است [16].

خلاصه

نتایج شکل‌های رسم شده در این مقاله نشان می‌دهد، می‌توان کنترل قابل ملاحظه‌ای روی ترابرد وادی و اسپین را با طول ناحیه وسط نزدیکی $k_f.L = 5 meV$ و $U = 0$ با $M_s = 30 meV, M_v = 60 meV$ و $M_s = 60 meV, M_v = 30 meV$ به ترتیب ایجاد کرد و با تغییر میدان‌های زیمان اسپین و وادی به‌ازاء پتانسیل صفر می‌توان به قطبش وادی و اسپین 80% رسید. به عبارتی می‌توان ترابرد اسپینی با 80% الکترون با اسپین بالا و فقط 20% از الکترون‌ها با اسپین پایین را

- competitive 2D material, *Progress in Materials Science* **83** (2016) 24.
<https://doi.org/10.1016/j.pmatsci.2016.04.001>
- [14] X.J. Qiu, Z.Z. Cao, J. Hou, C.Y. Yang, Controlled giant magnetoresistance and spin-valley transport in an asymmetrical MoS₂ tunnel junction, *Applied Physics Letters* **117** (2020) 102401.
<https://doi.org/10.1063/5.0018869>
- [15] Y. Hajati, Z. Amini, M. Sabaiean, Controllable photoenhanced spin-and valley-polarized transport in ferromagnetic MoS₂ junction, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **503** (2020) 166580.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166580>
- [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>
- [17] C.J. Tabert, E.J. Nicol, AC/DC spin and valley Hall effects in silicene and germanene, *Physical Review B* **87** (2013) 235426.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.235426>
- [18] A.M Jones, H. Yu, J.S. Ross, P. Klement, N.J. Ghimire, J. Yan, D.G. Mandrus, W. Yao, X. Xu, Spin-layer locking effects in optical orientation of exciton spin in bilayer WSe₂, *Nature Physics* **10** (2014) 130.
<https://doi.org/10.1038/nphys2848>
- [19] P. Dey, L. Yang, C. Robert, G. Wang, B. Urbaszek, X. Marie, S.A. Crooker, Gate-controlled spin-valley locking of resident carriers in WSe₂ monolayers, *Physical review letters* **119**(2017) 137401.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.137401>
- <https://doi.org/10.1038/nphys3203>
- [6] Y. Hajati, Z. Amini, M. Sabaiean. Controllable photo enhanced spin-and valley-polarized transport in ferromagnetic MoS₂ junction, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **503** (2020) 166580.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166580>
- [7] C.C. Liu, H. Jiang, Y. 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>
- [8] A. Splendiani, L. Sun, Y. Zhang, T. Li, J. Kim, C.Y. Chim, G. Galli, F. Wang, Emerging photoluminescence in monolayer MoS₂, *Nano letters* **10** (2010):1271.
<https://doi.org/10.1021/nl903868w>
- [9] R.S Sundaram, M. Engel, A. Lombardo, R. Krupke, A.C Ferrari, P. Avouris, M. Steiner, Electroluminescence in single layer MoS₂, *Nano letters* **13** (2013):1416.
<https://doi.org/10.1021/nl400516a>
- [10] O. Lopez-Sanchez, D. Lembke, M. Kayci, A. Radenovic, A. Kis, Ultrasensitive photodetectors based on monolayer MoS₂, *Nature nanotechnology* **8** (2013) 97.
<https://doi.org/10.1038/nnano.2013.100>
- [11] L. Meng, Y. Wang, L. Zhang, S. Du, R. Wu, L. Li, Y. Zhang, G. Li, H. Zhou, W.A Hofer, H.J Gao, Buckled silicene formation on Ir (111), *Nano letters* **13** (2013) 685.
<https://doi.org/10.1021/nl304347w>
- [12] C.C Liu, W. Feng, Y. Yao, Quantum spin Hall effect in silicene and two-dimensional germanium, *Physical review letters* **107** (2011) 076802.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.076802>
- [13] J. Zhao, H. Liu, Z. Yu, R. Quhe, S. Zhou, Y. Wang, C.C. Liu, H. Zhong, N. Han, J. Lu, Y. Yao, Rise of silicene: A

[20] M. Tahir, P.M. Krstajić, P. Vasilopoulos, Magnetic and electric control of spin-and valley-polarized transport across tunnel junctions on monolayer WSe₂. *Physical Review B* **95** (2017) 235402.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.235402>

[21] A. Srivastava, M. Sidler, A.V. Allain, D.S. Lembke, A. Kis, A. Imamoglu, Valley Zeeman effect in elementary optical excitations of monolayer WSe₂, *Nature Physics* **2** (2015) 141.
<https://doi.org/10.1038/nphys3203>

[22] K. Van Nguyen, S.Y. Lin, Y.C. Chang, Transfer current in p-type graphene/MoS₂ hetero structures, *arXiv preprint*, arXiv:1912.07176. (2019) 16.
[arXiv:1912.07176v1](https://arxiv.org/abs/1912.07176v1)