

جریان و شات نوین اسپینی در ساختار چندلایه‌ای ZnSe/ZnMnSe

سحر قصاب ساطوری^۱، جواد واحدی^۲، احمد احمدی فولادی^{۳*}

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت، ایران

^۲ گروه فیزیک، واحد ساری، دانشگاه آزاد اسلامی، ساری، ایران

^{۳*} گروه فیزیک، واحد ساری، دانشگاه آزاد اسلامی، ساری، ایران

چکیده

اطلاعات مقاله

در این مقاله با استفاده از روش ماتریس انتقال و با در نظر گرفتن برهمکنش اسپین-مدار راشبا در ساختار ZnSe/ZnMnSe/ZnSe/ZnMnSe/ZnSe به بررسی اثر ضخامت لایه‌های ZnSe و ZnMnSe بر چگالی جریان و شات نوین اسپینی پرداختیم. نتایج نشان می‌دهند که ضخامت لایه ZnMnSe نقش مهمی در قطبیدگی اسپینی دارد به گونه‌ای که جریان و شات نوین برای اسپین‌های پایین بصورت نوسانی افزایش و برای اسپین‌های بالا به آرامی کاهش می‌یابد. همچنین اثر راشبا برای اسپین‌های بالا و پایین به ترتیب باعث افزایش و کاهش ارتفاع سد پیش روی آنها می‌شود و در نتیجه جریان و شات نوین برای اسپین بالا کاهش و برای اسپین پایین افزایش می‌یابد.

تاریخ دریافت: ۱۳۹۹/۶/۲۹

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۳/۹/۱۱

تاریخ چاپ: ۱۴۰۳/۹/۲۱

شاپای چاپی: 2588-493x

شاپای الکترونیکی: 2588-4921

* نویسنده مسئول

a.ahmadifouladi@iausari.ac.ir

واژگان کلیدی: شات نوین، نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده، برهمکنش اسپین-مدار راشبا



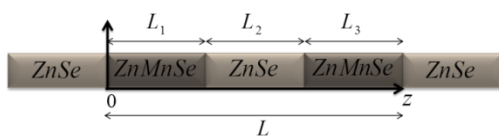
مقدمه

قطعات اسپینترونیکی ایجاد نمی‌کند. همچنین نتایج آزمایش‌های انجام شده در این ساختارها نشان داده است که در عمل، میزان تزریق اسپینی از یک فرومغناطیس فلزی به یک نیمرسانا به علت عدم مطابقت رسانایی آنها خیلی ضعیف است [۸]. بنابراین توجه زیادی به بررسی ترابرد اسپینی در ساختارهایی با لایه‌های نیمرسانای نیمه-مغناطیسی معطوف شده است. از آنجا که بیشتر نیمرساناها در حالت عادی غیرمغناطیسی هستند، داشتن ویژگی‌های مغناطیسی موجب گسترش دامنه کاربردی این مواد می‌شود. به همین منظور، برای دست یافتن به ویژگی‌های مغناطیسی

ترابرد وابسته به اسپین در سیستم‌های مزوسکوپی با جفت‌شدگی اسپین-مدار، به دلیل پتانسیل‌های کاربردی آنها جهت استفاده در قطعات الکترونیکی و اسپینترونیکی نسل جدید، مورد توجه زیادی قرار گرفته است [۱-۶]. جفت‌شدگی اسپین-مدار در سیستم‌های نیمرسانای کم-بعد، نقش مؤثری در پیشرفت اسپینترونیکی که اسپین الکترون را برای ذخیره اطلاعات مورد استفاده می‌دهد، داشته است [۷]. نتایج بررسی ترابرد اسپینی در ساختارهایی با لایه‌های فلزی فرومغناطیس نشان می‌دهد که تغییر در جهت مغناطش از حالت پادموازی به موازی، تغییر زیادی در مقاومت

در نیمرساناهای نیمه‌مغناطیسی یا نیمرساناهای مغناطیسی رقیق شده (DMS) پیشنهاد و به طور عملی ساخته شده‌اند [۹]. شکافتگی اسپینی در ساختار سد دوگانه رقیق شده تحت اعمال میدان الکتریکی و مغناطیسی توسط سوگاکف و همکاران پیش‌بینی شد [۱۰]. پس از آن اگوس، نشان داد که با افزایش میدان مغناطیسی، مؤلفه اسپینی چگالی جریان در ساختار $ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe$ افت شدیدی پیدا می‌کند [۱۱]. بلتسکی و همکارانش وابستگی جریان اسپین-قطبیده به میدان مغناطیسی خارجی ثابت، ولتاژ بایاس اعمالی و توزیع یون‌های Mn در سد دوگانه دیود تونلی تشدیدی (RTD) که از لایه‌های مغناطیسی رقیق شده $Zn_{1-x}Mn_xSe$ تشکیل شده بود را مطالعه کردند و نشان دادند که جریان اسپین-قطبیده در RTD مغناطیسی رقیق شده می‌تواند بصورت موثری توسط میدان الکتریکی کنترل شود [۱۲]. یکی از کمیت‌های مهم در بررسی ترابرد اسپینی در نانو ساختارها، شات نویز است. شات نویز عبارت است از یک افت و خیز جریان غیرتعدالی که از کوانتتس بار ناشی می‌شود و حاوی اطلاعاتی از سیستم است که از اندازه‌گیری رسانندگی بدست نمی‌آید [۱۳]. شانگ و همکارانش جریان اسپینی و شات نویز را در ساختار $ZnSe/ZnMnSe/ZnSe$ برحسب پهناهای $ZnMnSe$ و $ZnSe$ مورد بررسی قرار دادند [۱۴]. در نیمرساناها هنگامی که شکست تقارن وارونگی ساختاری با برهمکنش اسپین-مدار ذاتی ترکیب می‌گردد، منجر به برهمکنش اسپین-مدار راشبا می‌گردد [۱۵]. اثر برهمکنش اسپین-مدار راشبا در ساختارهای دو بعدی مورد توجه و بررسی قرار گرفته است زیرا در ادوات اسپینترونیک کاربردهای زیادی دارند [16, 17]. اثر برهمکنش اسپین-مدار راشبا در شات نویز ساختارهای نامتجانس مورد بررسی قرار گرفته است [18]. در این مقاله با افزودن لایه $ZnMnSe$ میان $ZnSe$ و الکترود $ZnSe$ و با استفاده از روش ماتریس انتقال و در حضور جفت‌شدگی اسپین-مدار راشبا، به بررسی چگالی جریان اسپینی و شات نویز وابسته به اسپین بر حسب ضخامت $ZnMnSe$

(نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده) و $ZnSe$ (نیمرسانای غیرمغناطیسی) در ساختار پنج لایه‌ای نیمرسانای غیرمغناطیسی و نیمرساناهای مغناطیسی رقیق شده پرداختیم و مشاهده نمودیم که روند جریان و شات نویز در ساختار پنج لایه‌ای $ZnSe/ZnMnS/ZnSe/ZnMnSe/ZnSe$ برای اسپین-های بالا در هر دو لایه بطور مشابه دارای سیر نزولی است و برای اسپین‌های پایین در لایه $ZnMnSe$ بصورت نوسانی افزایش و در لایه $ZnSe$ به شکل نوسانات غیرمنظم کاهش می‌یابند. همچنین در نظر گرفتن اثر راشبا موجب افزایش بیشتر جریان و شات نویز برای الکترون‌های اسپین پایین می‌شود در حالی که این اثر برای الکترون‌های اسپین بالا قابل ملاحظه نیست.



شکل ۱: نمایش ساختار پنج لایه‌ای از نیمرسانای غیرمغناطیسی ($ZnSe$) و نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده ($ZnMnSe$).

۱- تئوری و مدل

ساختار $ZnSe/ZnMnS/ZnSe/ZnMnSe/ZnSe$ را در نظر می‌گیریم. با فرض اینکه جهت رشد در امتداد محور Z باشد، هامیلتونی در حضور میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی و در حضور جفت‌شدگی اسپین-مدار راشبا بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$H = \frac{1}{2m_e^*} (\vec{P} - e\vec{A})^2 + V_0(z) + V_{\sigma_z}(z) + V_R \quad (1)$$

که در آن m_e^* جرم مؤثر الکترون و در تمام نواحی یکسان فرض می‌شود. \vec{P} عملگر اندازه حرکت و \vec{A} پتانسیل برداری

که در آن $N_0\alpha$ ثابت تبادلی برای الکترون‌های رسانش، x_{eff} غلظت مؤثر Mn نامیده می‌شود و به صورت $x_{eff} = x(1-x)^{12}$ می‌باشد. $\sigma_z = \pm \frac{1}{2}$ مؤلفه اسپین

الکترون نوار رسانش است. $\Theta(Z)$ تابع هویساید و z طول لایه نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده می‌باشد.

$\langle S_z \rangle = S B_s [5\mu_B B / (k_B(T+T_0))]$ میانگین گرمایی مؤلفه z ام اسپین Mn^{+2} است. که در آن $S = \frac{5}{2}$ اسپین الکترون‌های $3d^5$ یون‌های جایگزیده Mn^{2+} ، B_s تابع بریلوئن، μ_B مگنتون بور و k_B ثابت بولتزمن می‌باشند.

$T+T_0$ دمای مؤثر و B میدان مغناطیسی است و $-\frac{eV_a}{L}z$ انرژی پتانسیل ناشی از اعمال بایاس خارجی می‌باشد. $V_R = -2\sigma_z \eta k_F$ پتانسیل وابسته به اسپین-مدار راشبا و مقدار آن برای الکترون‌های با اسپین بالا و پایین متفاوت است. برهمکنش اسپین-مدار راشبا از جفت-شدگی حالت‌های اسپینی و حرکت فضایی الکترون‌های رسانش در صفحه عمود بر جهت رشد ناشی می‌شود و امکان قطبیدگی اسپینی را فراهم می‌کند و هامیلتونی آن بصورت $\hat{H}_R = \eta(\vec{\sigma} \times \vec{k}) \cdot \hat{z}$ مؤلفه σ_z ماتریس پائولی، η ثابت جفت‌شدگی اسپین-مدار راشبا و k_F بردار موج فرمی است و برای ترازهای لاندائو (n) نزدیک به انرژی فرمی $k_F \approx \sqrt{2eBn/\hbar}$ ، E_F [۱۹].

چگالی جریان وابسته به ضریب عبور اسپینی به صورت زیر تعریف می‌شود [۲۰]:

$$J_{\sigma_z}(B, V_a, T) = J_0 B \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{+\infty} T_{\sigma_z}(E_z, B, V_a) \times \left\{ f \left[E_z + (n+1/2)\hbar\omega_c \right] - f \left[E_z + (n+1/2)\hbar\omega_c + eV_a \right] \right\} \quad (۸)$$

به طوری که $J_{\sigma_z}(B, V_a, T) = J_0 B \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{+\infty} T_{\sigma_z}(E_z, B, V_a) \times \left\{ f \left[E_z + (n+1/2)\hbar\omega_c \right] - f \left[E_z + (n+1/2)\hbar\omega_c + eV_a \right] \right\}$

به طوری که $J_{\sigma_z}(B, V_a, T) = J_0 B \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{+\infty} T_{\sigma_z}(E_z, B, V_a) \times \left\{ f \left[E_z + (n+1/2)\hbar\omega_c \right] - f \left[E_z + (n+1/2)\hbar\omega_c + eV_a \right] \right\}$

به طوری که $J_{\sigma_z}(B, V_a, T) = J_0 B \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{+\infty} T_{\sigma_z}(E_z, B, V_a) \times \left\{ f \left[E_z + (n+1/2)\hbar\omega_c \right] - f \left[E_z + (n+1/2)\hbar\omega_c + eV_a \right] \right\}$

$$J_{\sigma_z}(B, V_a, T) = J_0 B \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{+\infty} T_{\sigma_z}(E_z, B, V_a) \times \left\{ f \left[E_z + (n+1/2)\hbar\omega_c \right] - f \left[E_z + (n+1/2)\hbar\omega_c + eV_a \right] \right\} \quad (۸)$$

به طوری که $J_{\sigma_z}(B, V_a, T) = J_0 B \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{+\infty} T_{\sigma_z}(E_z, B, V_a) \times \left\{ f \left[E_z + (n+1/2)\hbar\omega_c \right] - f \left[E_z + (n+1/2)\hbar\omega_c + eV_a \right] \right\}$

می‌باشد. از آنجا که میدان مغناطیسی در راستای z اعمال می‌شود، پتانسیل برداری $\vec{A} = (0, Bx, 0)$ به صورت $\vec{A} = (0, Bx, 0)$ می‌باشد.

تابع موج الکترون در ساختار پنج لایه‌ای مذکور بصورت

$$\psi_{j\sigma_z}(z) = \begin{cases} A_{1\sigma_z} e^{ik_{1\sigma_z}z} + B_{1\sigma_z} e^{-ik_{1\sigma_z}z} & z < 0 \\ A_{2\sigma_z} Ai[\rho_{\sigma_z}(z)] + B_{2\sigma_z} Bi[\rho_{\sigma_z}(z)] & 0 < z < L_1 \\ A_{3\sigma_z} Ai[\rho_{\sigma_z}(z)] + B_{3\sigma_z} Bi[\rho_{\sigma_z}(z)] & L_1 < z < L_1 + L_2 \\ A_{4\sigma_z} Ai[\rho_{\sigma_z}(z)] + B_{4\sigma_z} Bi[\rho_{\sigma_z}(z)] & L_1 + L_2 < z < L \\ A_{5\sigma_z} e^{ik_{5\sigma_z}z} + B_{5\sigma_z} e^{-ik_{5\sigma_z}z} & z > L \end{cases} \quad (۲)$$

که در آن ضرایب $A_{j\sigma_z}$ و $B_{j\sigma_z}$ ثابت هستند ($j=1-5$) و از شرایط مرزی بدست می‌آیند و $Ai[\rho_{\sigma_z}(z)]$ و $Bi[\rho_{\sigma_z}(z)]$ توابع آیری نام دارند. همچنین داریم:

$$k_{1\sigma_z} = \sqrt{2m_e^*(E_z)} / \hbar, \quad (۳)$$

$$k_{5\sigma_z} = \sqrt{2m_e^*(E_z + eV_a)} / \hbar, \quad (۴)$$

$$\rho_{\sigma_z} = -\frac{L}{eV_a \lambda} \times \left[V_0(z) + V_{\sigma_z}(z) - E_z - \frac{eV_a}{L}z \right], \quad (۵)$$

به طوری که

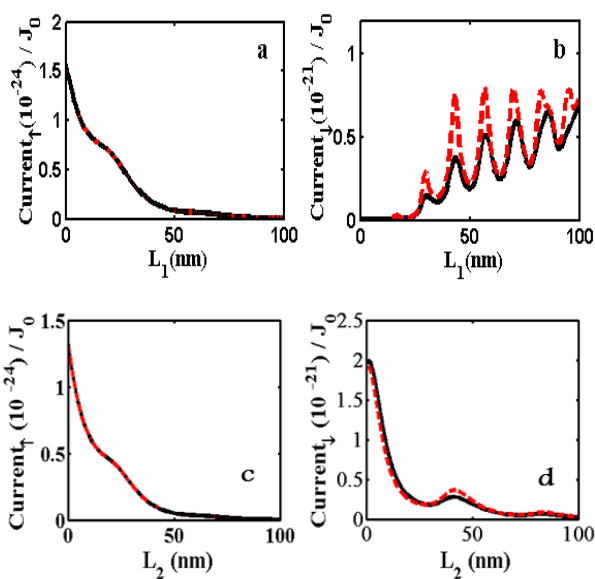
$$\lambda = \left[\frac{-\hbar^2 L}{2m_e^* eV_a} \right]^{1/3}. \quad (۶)$$

می‌باشد. در رابطه (۱)، $V_0(z)$ ، پتانسیل ناشی از عدم همترزی نواری در لایه‌های مختلف در غیاب میدان مغناطیسی و $V_{\sigma_z}(z)$ پتانسیل برهمکنش تبادلی در لایه نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده می‌باشد که ناشی از برهمکنش الکترون‌های رسانش با الکترون‌های $3d$ متعلق به یون‌های Mn است و بصورت زیر می‌باشد:

$$V_{\sigma_z} = -N_0\alpha x_{eff} \sigma_z \langle S_z \rangle \times \Theta(Z) \Theta(Z-z) \quad (۷)$$

برحسب پهنای لایه ZnSe (L_2)، که بین دو لایه نیم رسانای مغناطیسی رقیق شده واقع شده، محاسبه شده-اند. همچنین، پهنای لایه ZnSe (L_2)، که میان دو لایه ZnMnSe واقع شده است، و پهنای لایه ZnMnSe (L_3) بین لایه میانی و الکتروود سمت راست قرار دارد (L_3) 50nm می باشد [۱۴].

در شکل ۳ شات نويز برحسب پهنای لایه ZnMnSe (L_1) و پهنای لایه ZnSe (L_2) مورد بررسی قرار گرفته است. طول هر یک از لایه های نیم رسانای مغناطیسی رقیق شده (L_3 و L_1) 50nm در نظر گرفته شده است. در تمامی شکل ها وابستگی پتانسیل راشبا به تراز لاندائو لحاظ شده است. شکل ۲ چگالی جریان الکترون های با اسپین بالا و اسپین پایین را در ساختار پنج لایه ای ZnSe/ZnMnSe برحسب پهنای L_1 و L_2 نشان می دهد. همانطور که در شکل ملاحظه می شود چگالی جریان اسپینی بالا با افزایش پهنای L_1 کاهش، اما چگالی جریان اسپینی پایین با افزایش پهنای L_1 افزایش و رفتار نوسانی از خود نشان می دهد.



شکل ۲: چگالی جریان اسپینی در ساختار پنج لایه ای

فرمی دیراک، E_F انرژی فرمی و $E_n = (n + 1/2)\hbar\omega$ انرژی تراز لاندائو، که در آن $n = 0, 1, 2, \dots$ و $\omega_c = eB/m^*$ بسامد سیکلوترونی است و n معرف تراز لاندائو می باشد. شات نويز در نوسانات جریان به صورت زیر بیان می شود:

$$S_{\sigma_z}(B, V_a, T) = \frac{eB}{2\pi^2\hbar^2} \sum_{n=0}^{+\infty} T_{\sigma_z}(E_z, B, V_a) \times \left\{ [f_L(1-f_L) + f_R(1-f_R)] + [1 - T_{\sigma_z}(E_z, B, V_a)] [f_L - f_R]^2 \right\} dE_z \quad (9)$$

که در آن، $f_R = f(E_{n,k_z} + eV_a)$ و $f_L = f(E_{n,k_z})$. T_{σ_z} در روابط (۸) و (۹) ضریب عبور وابسته به اسپین است که از روش ماتریس انتقال، و از اعمال شرایط مرزی یعنی پیوستگی تابع موج (۲) و مشتق اول آن در مرز نواحی و نوشتن دامنه های موج فرودی برحسب دامنه های موج خروجی حاصل می شود.

$$\begin{pmatrix} A_{1\sigma_z} \\ B_{1\sigma_z} \end{pmatrix} = M_{total} \begin{pmatrix} A_{5\sigma_z} \\ B_{5\sigma_z} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

$$M_{total} = M_1^{-1}(0)M_2(0)M_2^{-1}(a_1)M_3(a_1) \times M_3^{-1}(a_2)M_4(a_2)M_4^{-1}(a_3)M_5(a_3), \quad (11)$$

$$T_{\sigma_z}(E_z, B, V_a) = \frac{k_{5\sigma_z}}{k_{1\sigma_z}} \left| \frac{1}{M_{total}^{11}} \right|^2. \quad (12)$$

M_{total} ماتریس انتقال و M_{total}^{11} عنصر بالا-چپ معادله (۱۱) می باشد.

۲- نتایج عددی و بحث

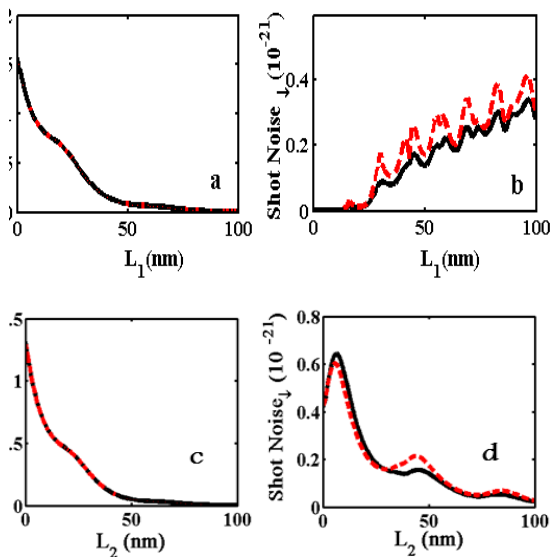
پارامترهای استفاده شده در محاسبات این مقاله عبارتند از [۱۴]:

$$V_0 = 7meV, E = 5meV, V_a = 10mV, x = 0.05 \\ B = 4T, N_{0\alpha} = 0.26 eV, m_e^* = 0.16m_0, T_0 = 1.7K, T = 4.2,$$

در شکل ۲ چگالی جریان برحسب پهنای لایه ZnMnSe (L_1)، که بین لایه میانی (ZnSe) و الکتروود سمت چپ واقع شده، و

حالی که جریان برحسب پهنای $ZnSe$ (L_2) دارای سیر نزولی است. در نظر گرفتن جفت شدگی اسپین-مدار راشبا به دلیل منفی بودن پتانسیل وابسته به آن برای الکترون‌های با اسپین پایین باعث افزایش بیشتر جریان می‌شود. همانطور که در شکل ۳-ا می‌توان مشاهده کرد این اثر برای الکترون‌های با اسپین بالا تأثیری در چگالی جریان ندارد.

شکل‌های ۳-ا و ۳-ب، شات نویز را در ساختار پنج لایه‌ای $ZnSe/ZnMnSe$ برای الکترون‌های با اسپین بالا و اسپین پایین برحسب پهنای L_1 نشان می‌دهد. رابطه (۹) وابستگی شات نویز را به ضریب عبور نشان می‌دهد. نظیر آنچه در جریان برحسب پهنای L_1 بیان کردیم ضریب عبور برای الکترون‌های با اسپین بالا به دلیل مثبت بودن پتانسیل برهمکنش تبدالی و در نتیجه افزایش سد پتانسیل پیش روی آنها کاهش یافته و چون شات نویز به ضریب عبور وابسته است، کاهش می‌یابد. ملاحظه می‌کنیم که شات نویز برای اسپین‌های بالا کاملاً مشابه چگالی جریان در شکل ۲-ا برحسب L_1 می‌باشد. منفی بودن پتانسیل برهمکنش تبدالی برای الکترون‌های اسپین پایین موجب کاهش ارتفاع سد پتانسیل و در نتیجه افزایش ضریب عبور شده و شات نویز نیز افزایش می‌یابد.



$ZnSe/ZnMnSe$ برحسب پهنای نیم‌رسانای مغناطیسی رقیق شده (L_1) و پهنای نیم‌رسانای غیرمغناطیسی (L_2). خط چین جریان در حضور جفت‌شدگی راشبا و خط پر جریان در غیاب اثر راشبا را نشان می‌دهد. A و c جریان اسپین بالا و b و d جریان اسپین پایین می‌باشد.

دلیل کاهش چگالی جریان برای اسپین بالا این است که پتانسیل برهمکنش تبدالی V_{σ_z} ، که ناشی از برهمکنش الکترون‌های رسانش لایه مغناطیسی با الکترون‌های $3d$ متعلق به یون‌های Mn است، باعث افزایش سد پتانسیل برای الکترون‌های اسپین بالا می‌شود در نتیجه ضریب عبور آن کاهش می‌یابد. در حالی که الکترون‌های اسپین پایین سد کوتاه‌تری احساس کرده و در نتیجه ضریب عبور آن افزایش می‌یابد. از آنجایی که چگالی جریان اسپینی به ضریب عبور وابسته است، از این‌رو سیر نزولی جریان و افزایش آن بصورت نوسانات منظم را به ترتیب برای اسپین‌های بالا و پایین خواهیم داشت. همچنین در نظر گرفتن اثر راشبا به دلیل اینکه پتانسیل وابسته آن برای اسپین‌های پایین منفی است، باعث کاهش بیشتر سد احساس شده توسط الکترون‌های اسپین پایین می‌شود، که این خود منجر به افزایش بیشتر ضریب عبور و در نتیجه موجب افزایش چگالی جریان اسپینی می‌گردد. اما این اثر برای اسپین بالا تأثیری بر روی چگالی جریان ندارد.

در لایه نیم‌رسانای غیرمغناطیسی (L_2)، چگالی جریان برای الکترون‌های با اسپین بالا با افزایش پهنای $ZnSe$ مشابه با جریان برحسب پهنای L_1 ولی با مقادیر متفاوت به آرامی نزول می‌کند و برای الکترون‌های با اسپین پایین با افزایش پهنای L_2 بصورت نوسانات غیرمنظم به صفر میل می‌کند. از مقایسه‌ی شکل‌ها می‌توان به نقش متفاوتی که لایه‌های $ZnSe$ و $ZnMnSe$ در چگالی جریان، به خصوص برای الکترون‌های اسپین پایین، ایفا می‌کنند پی برد؛ به طوری که با افزایش پهنای $ZnMnSe$ (L_1) شاهد افزایش چگالی جریان برای الکترون‌های اسپین پایین هستیم. در

۳- نتیجه گیری و بحث

در این مقاله بطور نظری و با استفاده از روش ماتریس انتقال، چگالی جریان اسپینی و شات نويز در ساختار پنج لایه‌ای ZnSe/ZnMnSe با اعمال بایاس خارجی و در حضور میدان مغناطیسی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان دهنده نقش مؤثر لایه ZnMnSe (که به الکتروود سمت چپ اتصال دارد) در ایجاد قطبیدگی اسپینی است. بطوریکه در این لایه بدلیل متفاوت بودن پتانسیل برهمکنش تبدالی برای اسپین بالا و پایین، با افزایش پهنای L_1 (ZnMnSe) جریان اسپینی و شات نويز برای الکترون-های با اسپین بالا به طرز مشابهی به آرامی نزول می‌کنند در حالی که برای اسپین پایین با افزایش L_1 بصورت نوسانات منظم افزایش می‌یابند. نتایج جریان و شات نويز در لایه نیمرسانای غیرمغناطیسی نشان دهنده آن است که الکترون-های اسپین بالا رفتاری مشابه با جریان و شات نويز در لایه نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده، اما با مقادیر متفاوت، دارند. در حالی که رفتار الکترون‌های اسپین پایین در این لایه، بر خلاف رفتارشان در لایه نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده که بصورت نوسانات منظم افزایش یافته است، به شکل نوسانات غیرمنظم کاهش می‌یابد. همچنین، نتایج در ساختار مذکور نشان می‌دهد که در نظر گرفتن برهمکنش اسپین-مدار راشبا برای اسپین‌های پایین نتایج چشمگیری دارد به طوریکه منفی بودن پتانسیل وابسته به راشبا باعث کاهش سد پیش روی آنها شده و در نتیجه چگالی جریان و شات نويز، به خصوص در لایه نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده، افزایش بیشتری می‌یابد. نتایج بدست آمده از تحلیل شات نويز حاکی از توانایی شات نويز نسبت به جریان در خصوص تشخیص نوع ماده و اندازه سیستم می‌باشد.

شکل ۳: شات نويز وابسته به اسپین در ساختار پنج لایه‌ای ZnSe/ZnMnSe برحسب پهنای نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده (L_1) و پهنای نیمرسانای غیرمغناطیسی (L_2). خط چین جریان در حضور جفت‌شدگی راشبا و خط پر جریان در غیاب اثر راشبا را نشان می‌دهد. a و c) جریان اسپین بالا b و d) جریان اسپین پایین.

در نظر گرفتن اثر راشبا به دلیل منفی بودن پتانسیل وابسته به آن برای اسپین‌های پایین باعث افزایش شات نويز برای آنها می‌شود و رفتار نوسانی دارد. با وجود اینکه پتانسیل راشبا برای اسپین‌های بالا مثبت است ولی مقدار آن به اندازه‌ای کوچک است که تأثیر چندانی بر ارتفاع سد پیش روی اسپین‌های بالا ندارد، لذا جریان و شات نويز در حضور راشبا مشابه جریان و شات نويز در غیاب راشبا می‌شود و به آرامی افت می‌کند. همانطور که مشاهده می‌شود شات نويز در شکل ۳-c، در حضور و غیاب اثر راشبا، کاملاً مشابه چگالی جریان برای الکترون‌های اسپین بالا برحسب L_2 است (شکل ۲-c) و به آرامی با افزایش پهنای نیمرسانای غیرمغناطیسی کاهش می‌یابد. روند شات نويز برای اسپین‌های پایین تا حدودی نظیر جریان در شکل ۲-d، دارای نوسانات غیرمنظم می‌باشد. در نظر گرفتن جفت‌شدگی اسپین-مدار راشبا که با کاهش سد پتانسیل پیش روی الکترون‌ها با اسپین-پایین همراه است، درحالی که نامنظم بودن نوسانات آن مشابه شات نويز در غیاب جفت‌شدگی می‌باشد، تا حدودی موجب افزایش عبور الکترون‌های اسپین-پایین و در نتیجه افزایش شات نويز می‌شود. با وجود اینکه پتانسیل راشبا برای اسپین‌های بالا مثبت است ولی مقدار آن به اندازه‌ای کوچک است که تأثیر چندانی بر ارتفاع سد پیش روی اسپین‌های بالا ندارد، بنابراین شات نويز در حضور راشبا مشابه شات نويز در غیاب راشبا می‌شود و به آرامی افت می‌کند.

منابع

- [8] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, B. J. VanWees, "Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor", *Physical Review B*, vol. 62, no. 4790, 2000.
- [9] D. A. Smith, "The zero-frequency susceptibility of spin glasses and mictomagnets", *Journal of Physics F: Metal Physics*, vol. 5, no. 2148, 1975.
- [10] V. Sugakov, S. Yatskevich, "Role of neutral impurities in electron tunneling through a double heterojunction", *Fiz. Tverd. Tela*, vol. 33, no. 529, 1991.
- [11] J.C. Egues, "Spin-Dependent Perpendicular Magnetotransport through a Tunable ZnSe/Zn_{1-x}MnxSe Heterostructure: A Possible Spin Filter? ", *Physical Review Letter*, vol. 80, no. 4578, 1998.
- [12] N.N. Beletskii, G.P. Berman, S.A. Borysenko, "Controlling the spin polarization of the electron current in a semimagnetic resonant-tunneling diode", *Physical Review B*, vol. 71. No. 125325, 2005.
- [13] Y. Guo, L. Han, R. Zhu, W. Xu, "Spin-dependent shot noise in diluted-magnetic-semiconductor/semiconductor/heterostru-
- [1] G. A. Prinz, "Magnetoelectronics"; *Science*, vol. 282, p.1660, 1998.
- [2] J. Wang, H. B. Sun, D. Y. Xing, "Rashba spin precession in a magnetic field", *Physical Review B*, vol. 69, no. 85304, 2004.
- [3] F. Ungar, P. I. Tamborenea, V. M. Axt, "Spin dynamics of hot excitons in diluted magnetic semiconductors with spin-orbit interaction", *Physical Review B*, vol. 100, no. 089901, 2019.
- [4] M. Cygorek, P. I. Tamborenea, V. M. Axt, "Carrier-impurity spin transfer dynamics in paramagnetic II-VI diluted magnetic semiconductors in the presence of a wave-vector-dependent magnetic field", *Physical Review B*, vol. 93, no. 205201, 2016.
- [5] D.H. Bui, Q.H. Ninh, H.N. Nguyen, V.N. Phan, "Ferromagnetic transition and spin fluctuations in diluted magnetic semiconductors", *Physical Review B*, vol. 99, no. 045123, 2019.
- [6] B. Gu, S. Maekawa, "Diluted magnetic semiconductors with narrow band gaps", *Physical Review B*, vol. 94, no 155202, 2016.
- [7] G. Liu, G. H. Zhou, "Conductance for a Quantum Wire with Weak Rashba Spin-Orbit Coupling", *Chinese Physics Letter*, vol. 22, no. 12 (3159), 2005.

- [18] B. Das, S. Datta, R. Reifengerger, "Zero-field spin splitting in two-dimensional electron gas", *Physical Review B*, vol. 41, no. 8278, 1990.
- [19] Y.T. Zhang, Y. Guo, Y.C. Li., "Rashba spin-orbit effect on shot noise in ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic heterojunctions", *phys. stat. sol. (b)*, vol. 242, no. 14, 2005.
- [20] A. Saffarzadeh, M. Bahar, M. Banihasan, "Spin-dependent resonant tunneling in ZnSe/ZnMnSe heterostructures", *Physica E*, vol. 27, no. 462, 2005.
- ctures"; *Eur. Phys. J. B*, vol. 62, no. 45, 2008.
- [14] S.Wu, Y. Guo, "Spin-dependent shot noise in diluted magnetic semiconductor/semiconductor heterostructure with a nonmagnetic barrier", *Physica E*, vol. 59, no. 158, 2014.
- [15] M.T. Pham, E. Amerling, H.M. Luong, H. T. Pham, G. K. Larsen, L. Whittaker-Brooks, et al, "Origin of Rashba Spin-Orbit Coupling in 2D and 3D Lead Iodide Perovskites" , *Sci Rep*, vol. 10, no. 4964, 2020.
- [16] Z.Y. Zhu, Y.C. Cheng, U. Schwingenschlogl, "Giant spin-orbit-induced spin splitting in two-dimensional transition-metal dichalcogenide semiconductors", *Physical Review B*, vol. 84(15), no. 153402, 2011.
- [17] W. Ju, Y. Zhang, Z. Gao, Q. Zhou, D. Kang, T. Li, et al, "Rashba states situated inside the band gap of InTe/PtSe₂ heterostructure", *Results in Physics*, vol. 28, no. 104673, 2021.

Spin current density and Shot Noise in ZnSe/ ZnMnSe heterostructure

¹ Sahar Ghasb Satoori, ² Javad Vahedi, ^{3*} Ahmad Ahmadi Fouladi

¹ Faculty of Physics, University of Guilan, Rasht, Iran

² Department of Physics, Sari Branch, Islamic Azad University, Sari, Iran

^{3*} Department of Physics, Sari Branch, Islamic Azad University, Sari, Iran

Article details

Received: 2020/09/19

Accepted: 2024/12/1

Published: 2024/12/11

ISSN: 2588-493x

eISSN: 2588-4821

* Correspondence email:

a.ahmadifouladi@iausari.ac.ir



Abstract

In this work, using the transfer matrix method and considering the Rashba spin-orbit interaction in the ZnSe/ZnMnSe/ZnSe/ZnMnSe/ZnSe heterostructures, the thickness effects of ZnMnSe and ZnSe layers on spin current density and shot noise is investigated. Results show that ZnMnSe thickness has a crucial role in spin polarization, in which spin current and shot noise for a spin up shows increasing with oscillation behavior while for a spin down shows a monotonically decreasing trend. Moreover, the effect of Rashba on spin up and spin down is to increase and decrease the height potential, respectively, which consequently causes to decrease and increase of spin current and shot noise in spin up and down, respectively.

Keywords: Shot noise, Diluted Magnetic Semiconductors, Rashba spin-orbit interaction