

کنترل اثر راشبا و میدان مغناطیسی بر رفتار دینامیکی حالت های اسپینی یک الکترون در یک نقطه کوانتومی دوبعدی ناهمسانگرد

فاطمه امیری^۱

پذیرش: ۹۹/۳/۱۷

دریافت: ۹۹/۲/۳

چکیده

دستکاری و کنترل حالت های اسپینی الکترون نقش مهمی را در فن آوری اسپینترونیک (الکترونیک اسپینی) بازی می کند. بدین منظور، با به کار بردن یک میدان مغناطیسی برای حذف تبهگنی کرامرز، حالت های اسپینی از طریق جفت شدگی اسپین-مدار راشبا، که قدرت آن به ولتاژهای صفحات موجود بستگی دارد، دستکاری و کنترل می شود. در فصل مشترک چنین نانو ساختارهایی، الکترون های رسانش، یک گاز الکترونی دوبعدی تشکیل می دهند. هدف ما در این مقاله بررسی تغییرات پارامترهای قابل کنترل، نظیر پارامتر راشبا و میدان مغناطیسی بر رفتارهای دینامیکی حالت های اسپین الکترون در یک نقطه کوانتومی دوبعدی ناهمسانگرد بود. نتایج بدست آمده حاکی از این است که با تغییر اثر راشبا و میدان مغناطیسی می توان در لنگش و حرکت تقدیمی اسپین حول میدان مغناطیسی اختلال ایجاد کرد و هم چنین زمان تناوب پدیده فروهش و نمو مربوط به مؤلفه اسپین در امتداد میدان مغناطیسی را تغییر داده و تحت کنترل در آورد.

کلمات کلیدی: نقطه کوانتومی، اثر راشبا، میدان مغناطیسی، حالت های اسپینی.

^۱. استادیار گروه علوم پایه، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران، fatemeh_۶۲@Yahoo.com

مقدمه

پیشرفتهای چشمگیری در کاهش ابعاد مؤثر نانو مواد از کپه ای سه بعدی به سیستمهای چاه کوانتومی شبه دو بعدی، سیم های کوانتومی شبه یک بعدی و حتی نقاط کوانتومی شبه صفر بعدی در این دهه فراهم آمده است [۱-۴]. الکترونها در چنین محدودشدگی های نانو ساختاری ضرورتاً رفتار کوانتومی از خود نشان می دهند. بنابراین اثرات محدودیت کوانتومی در سیستمهای نیمه رسانا همراه با ابعاد فضایی کاهش یافته (در حد طول موج دوپروی الکترون) و تبدیل آن به نانو ساختار توجه زیادی را به خود جلب نموده است. به خصوص خواص اپتیکی و الکترونیکی این سیستم ها، که با تغییر در طراحی ساختار آنها قابل کنترل است و به همین علت نیمه رساناهای محدودشده کوانتومی در زمینه هایی مثل میکروالکترونیک، اپتیک غیرخطی و ... کاربرد دارند [۵]. مشخص است که در این زمینه ها بررسی رفتار اسپین الکترون و برهمکنش آن با نانو ساختار از اهمیت برخوردار است.

هر گونه شناخت از رفتار اسپین الکترون، که علاوه بر بار آن خاصیتی ذاتی است، می تواند در زمینه های مرتبط با اسپینترونیک (الکترونیک اسپینی) به کار رود. مزیت اسپین الکترون نسبت به بار الکتریکی آن در این نکته نهفته است که، اسپین الکترون با یک میدان مغناطیسی خارجی قابل کنترل و دستکاری است. باید خاطر نشان ساخت که این ویژگی پیش تر در مورد فناوری حافظه های مغناطیسی به کار گرفته شده است. در میدان مغناطیسی بالا و دمای پایین، اثرات اسپینی متعددی در ساختارهای کوانتومی ظاهر می گردد [۶-۷]. وجود اثرات اسپینی مختلفی مانند فیلتر شدن دو جهتی جریان اسپینی [۸]، شکافتگی اسپینی در میدان های زیمان [۹]، جفت شدگی تراز [۱۰] و اثر اسپین - مدار [۱۱]، در این ساختارها به صورت تجربی به اثبات رسیده است. یکی از عوامل ساختاری که از خارج قابل کنترل است و بر اسپین الکترون اثر می گذارد، اثر اسپین - مدار راشبا است [۱۲]. لازم به ذکر است که اثر راشبا از عدم تقارن وارون ساختاری ظاهر شده و با اعمال میدان الکتریکی می توان شدت این اثر را کنترل کرد. از سوی دیگر میدان مغناطیسی خارجی اعمالی نیز به واسطه ی جفت شدگی مناسب با اسپین الکترون، یکی دیگر از عوامل کنترل کننده ی این خاصیت ذاتی به شمار می رود. با توجه به این قابلیت های کنترلی، می توان انتظار داشت که اسپین الکترون در این ساختارها به عنوان یک کیوبیت مناسب جهت به کارگیری در فناوری اطلاعات کوانتومی عمل نماید. در این کاربردها رفتار زمانی (دینامیک) حالت های اسپینی و پیش بینی این رفتار در زمانهای مختلف اساس کار را تشکیل می دهد چنانچه در این مقاله خواهیم دید، اثر اسپین - مدار راشبا و میدان مغناطیسی خارجی رفتار دینامیکی اسپین الکترون را کنترل می کند. بدین منظور سیستم مورد بررسی در این مقاله، ترکیبی است از دو ماده متفاوت گالیم آرسناید^۱ و ایندیم گالیم آرسناید^۲ که بر روی هم قرار گرفته اند (با فصل مشترک تخت)، است [۱۳]. در فصل مشترک این نانو ساختار، الکترونهای رسانش یک گاز الکترونی دوبعدی را تشکیل می دهند. با محدود کردن این گاز در هر دو بعد (در اینجا x و y) یک نقطه کوانتومی دو بعدی خواهیم داشت (که در راستای z توسط ساختار ناهمگن محدود شده است) به خاطر گافهای انرژی متفاوت این دو ماده، یک پتانسیل عمیق نامتقارن در راستای عمود بر فصل مشترک تشکیل می شود. عدم تقارن پتانسیل فصل مشترک، منجر به اثر وابسته به اسپین، به نام بر هم کنش اسپین - مدار راشبا، می شود. این اثر به دلیل عدم وجود خاصیت تقارن معکوس ایجاد می شود از آنجا که اثر راشبا را می توان توسط صفحات پتانسیل خارجی کنترل کرد، این اثر یک مکانیسم برای کنترل حالت های الکترونی را تشکیل می دهد. در چنین نانو ساختارهایی الکترونهای رسانش یک گاز الکترونی دو بعدی را در فصل مشترک تخت تشکیل می دهند. به علاوه تفاوت مواد در سامانه، همراه با میدانهای الکتریکی خارجی به کار رفته، آزادی حرکت الکترون را کاهش می دهد و آن را در یک نقطه کوانتومی دو بعدی محدود می کند. این محدودیت می تواند در هر دو راستای یک نقطه کوانتومی ناهمسانگرد دو بعدی با فرکانس های متفاوت، سهمی شکل باشد. به علت تقارن تخت برگشت زمان، حالت اسپینی الکترون در این سیستم دارای تبهگنی کرامرز است که با اعمال یک میدان مغناطیسی یکنواخت و عمود بر صفحه نقطه کوانتومی در راستای

^۱ . GaAs

^۲ . InGaAs

محور z ها، رفع می شود [۱۴]. بنابراین در ادامه، یک الکترون محدود شده در یک نقطه کوانتومی ناهمسانگرد دو بعدی، با محدودیت سهمی شکل و در یک میدان مغناطیسی یکنواخت را در نظر می گیریم. در این مقاله رفتار دینامیکی اسپین الکترون، در یک نقطه کوانتومی ناهمسانگرد ارائه می دهیم. در ابتدا هامیلتونی سیستم همراه با اثر راشیا را معرفی کرده، با استفاده از این هامیلتونی، عملگر تحول زمانی سیستم و در نتیجه تحول زمانی حالت های اسپینی الکترون را محاسبه خواهیم کرد و نشان خواهیم داد که با تغییر پارامترهای راشیا و میدان مغناطیسی می توان رفتار حالت های اسپینی الکترون را کنترل کرد.

هامیلتونی سیستم

هامیلتونی سیستم الکترونیهای محدود شده توسط پتانسیل سهموی ناهمسانگرد تحت اثر یک میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی و عمود بر سطح آن، همراه با برهم کنش اثر اسپین-مدار راشیا به صورت زیر بیان می شود [۱۴].

$$H = \frac{(\vec{p} + \frac{e}{c}\vec{A})^2}{2m^*} + V_c(x, y) + \frac{1}{2}g\mu_B B\sigma_z - \frac{\alpha}{\hbar}[(\vec{p} + \frac{e}{c}\vec{A}) \times \vec{\sigma}]_z, \quad (1)$$

که در آن $V_c(x, y) = \frac{1}{2}m_e^*(\omega_{0x}^2 x^2 + \omega_{0y}^2 y^2)$ پتانسیل محدود کننده است که در اینجا به صورت پتانسیل نوسانگر دو بعدی در نظر گرفته می شود و $\vec{p} = -i\hbar\nabla$ تکانه الکترون، m^* (که در $InGaAs$ ، $m^* = 0.05m_e$ است) جرم مؤثر الکترون، α بیانگر پارامتر راشیا برای برهم کنش اسپین-مدار، $\vec{\sigma}$ ماتریس های پائولی، μ_B مگنتون بوهر ($\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e^*c}$) است. و در آن g بیانگر، فاکتور لانداو مربوط به الکترون (که در $InGaAs$ ، $g = -4$ است) می

باشد، با انتخاب پیمانه متقارن برای پتانسیل برداری $\vec{A} = \frac{B}{2}(-y, x, 0)$ ، و با تعریف پارامترهای نوسانگر زیر

$$a_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_+ + a_-), \quad a_y = \frac{i}{\sqrt{2}}(a_+ - a_-) \quad (2)$$

هامیلتونی معادله (۱) به فرم زیر درمی آید:

$$H = [(\hbar/2)(\Omega_x + \Omega_y) + (\hbar\omega_c/4)(\Omega_x + \Omega_y)/\sqrt{\Omega_x\Omega_y}]N_+ + [(\hbar/2)(\Omega_x + \Omega_y) + (\hbar\omega_c/4)(\Omega_x - \Omega_y)/\sqrt{\Omega_x\Omega_y}]N_- + ((\hbar\omega_x/\sqrt{2}) + (\hbar\omega_y/\sqrt{2}))(a_+\sigma_+ + a_+\sigma_-) + ((\hbar\omega_x/\sqrt{2}) - (\hbar\omega_y/\sqrt{2}))(a_-\sigma_+ + a_-\sigma_-) + (\hbar/2)(\Omega_x + \Omega_y) + (\hbar/2)(\Omega_x - \Omega_y)(a_+^\dagger a_- + a_+^\dagger a_+) + (\hbar\omega_c mg/4m_0)\sigma_z, \quad (3)$$

که در آن $\omega_c = \frac{eB}{m_e^*c}$ فرکانس سیکلوترونی، $\Omega_{x(y)} = \sqrt{\omega_{0x(y)}^2 + \frac{\omega_c^2}{4}}$ و برهم کنش اسپین با نوسانگر با فرکانس

های $\omega_{x(y)} = \frac{\alpha}{\hbar^2}(\frac{\sqrt{2m\hbar\Omega_{x(y)}}}{2} + \frac{eB}{4c}\sqrt{\frac{2\hbar}{m\Omega_{x(y)}}})$ تشکیل می شوند و عملگرهای تعداد با $N_\pm = a_\pm^\dagger a_\pm$ تعریف

می شود. جملات سوم و چهارم برهم کنش اسپین با نوسانگر، ناشی از برهمکنش اسپین-مدار راشیا و جمله پنجم توصیف کننده برهم کنش دو نوسانگر که ناشی از انتخاب پیمانه متقارن را نشان می دهد. جمله آخر نیز مربوط به برهم کنش اسپین و میدان مغناطیسی (اثر زیمان) است.

عملگر تحول زمانی

به منظور محاسبه اثر عملگر تحول زمانی $U(t, t_0) = e^{-\frac{i}{\hbar} H t}$ به جای استفاده از شکل عملگری هامیلتونی رابطه (۳) از نمایش ماتریسی آن بهره می گیریم، زیرا، به دلیل پیچیدگی محاسباتی مشکل است که عملگر تحول زمانی را روی کت اولیه دلخواه اثر دهیم. فضای هیلبرت الکترون در نقطه کوانتومی ناهمسانگرد از ضرب تانسوری سه فضای هیلبرت نوسانگرها، H_{\pm} ، و اسپین، H_s ، تشکیل می شود:

$$H = H_+ \otimes H_- \otimes H_s \quad (۴)$$

بنابراین، برای هر مجموعه، پایه های فضا به صورت زیر تعریف می شوند:

$$|n_+, n_-, \pm\rangle = |n_+\rangle \otimes |n_-\rangle \otimes |\pm\rangle \quad (۵)$$

با توجه به جملات برهم کنش در هامیلتونی (۳)، $a_+ \sigma_+$ ، $a_+^\dagger \sigma_-$ ، $a_- \sigma_+$ ، $a_-^\dagger \sigma_-$ ، که گذارهای تک نوسانگری اسپینی و نیز جملات برهم کنش دو نوع نوسانگر $a_+^\dagger a_-$ و $a_-^\dagger a_+$ (گذارهای تک نوسانگری) را تولید می کنند، عناصر هامیلتونی تنها نسبت به حالت های زیر غیرصفرند.

$$|1\rangle \equiv |n_+, n_-, +\rangle, |2\rangle \equiv |n_+ + 1, n_-, -\rangle, |3\rangle \equiv |n_+, n_- + 1, -\rangle, |4\rangle \equiv |n_+ + 1, n_-, -1, +\rangle, |5\rangle \equiv |n_+ - 1, n_-, +1, +\rangle, |6\rangle \equiv |n_+, n_-, -\rangle, |7\rangle \equiv |n_+ - 1, n_-, +\rangle, |8\rangle \equiv |n_+, n_- - 1, +\rangle, |9\rangle \equiv |n_+ + 1, n_-, -1, -\rangle, |10\rangle \equiv |n_+ - 1, n_-, +1, -\rangle \quad (۶)$$

که در اینجا این پایه ها اصلی (*original*) نامیده می شود. بدین ترتیب نمایش ماتریسی هامیلتونی برای هر مجموعه n_{\pm} قطعه ای قطری می باشد. هر قطعه تشکیل یک ماتریس 10×10 را می دهد. اعضا غیرصفر نمایش ماتریسی هامیلتونی، در هر قطعه عبارت اند از:

$$\begin{aligned} H_{1,1} = H_{6,6} &= A n_+ + B n_- + E \pm G, & H_{1,2} = H_{8,9} = H_{2,1} = H_{9,8} &= C \sqrt{n_+ + 1}, \\ H_{1,4} = H_{6,9} &= F \sqrt{n_+ + 1} \sqrt{n_-}, & H_{2,3} = H_{3,2} &= F \sqrt{n_+ + 1} \sqrt{n_- + 1}, \\ H_{2,4} = H_{6,8} = H_{4,2} &= H_{8,6} = H \sqrt{n_-}, & H_{2,2} = H_{7,7} &= A(n_+ \pm 1) + B n_- + E \mp G \\ H_{3,3} = H_{8,8} &= A n_+ + B(n_- \pm 1) + E \mp G, & & \\ H_{5,5} = H_{4,4} &= A(n_+ \pm 1) + B(n_- \mp 1) + E + G, & & \\ H_{5,3} = H_{3,5} &= C \sqrt{n_+}, & H_{1,5} = H_{6,10} = H_{5,1} = H_{10,6} &= F \sqrt{n_+} \sqrt{n_- + 1}, \\ H_{7,8} = H_{8,7} &= F \sqrt{n_+} \sqrt{n_-}, & H_{3,1} = H_{7,10} = H_{1,3} = H_{10,7} &= H \sqrt{n_- + 1}, \\ H_{9,9} = H_{10,10} &= A(n_+ \pm 1) + B(n_- \mp 1) + E - G \end{aligned} \quad (۷)$$

که در آن

$$\begin{aligned} A, B &= (\hbar / 2)(\Omega_x + \Omega_y) \pm (\hbar \omega_c / 4)(\Omega_x + \Omega_y / \sqrt{\Omega_x \Omega_y}), \\ C, H &= (\hbar \omega_x / \sqrt{2}) \pm (\hbar \omega_y / \sqrt{2}), & E, F &= (\hbar / 2)(\Omega_x \pm \Omega_y), \\ G &= \hbar \omega_c m g / 4 m_0. \end{aligned} \quad (۸)$$

چنانچه از روابط (۷) و (۸) دیده می شود انرژی (ویژه مقادیر ماتریسی هامیلتونی) وابسته به تعداد و فرکانس های دو نوسانگر همراه با خصوصیات الکترون، از قبیل جرم موثر، g فاکتور لاندو (آخرین جمله از رابطه (۸) را ببینید) می باشد. برای محاسبه عملگر تحول زمانی، از نمایشی که در آن هامیلتونی قطری است، استفاده می شود. در این نمایش، ماتریس تحول زمانی یک ماتریس قطری 10×10 به صورت زیر می باشد:

$$U_{\text{diagonal}}(t) = \begin{pmatrix} e^{-i\lambda_1^{(n_+, n_-)}t/\hbar} & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & e^{-i\lambda_{10}^{(n_+, n_-)}t/\hbar} \end{pmatrix} \quad (9)$$

که در آن برای هر مجموعه از n_+ و n_- ، $\lambda_1^{(n_+, n_-)}, \dots, \lambda_{10}^{(n_+, n_-)}$ ویژه مقادیر هامیلتونی کل H ، در رابطه (۳) می باشند. از آنجا که برای استفاده از ماتریس عملگر تحول زمانی نیاز به بازگشت به پایه های اصلی (*original*) می باشد، با استفاده از ماتریس تبدیل $V^{(n_+, n_-)}$ آنرا به صورت محاسبه کنیم:

$$U_{\text{original}}(t) = V^{(n_+, n_-)} U_{\text{diagonal}}(t) (V^{(n_+, n_-)})^\dagger \quad (10)$$

با توجه به اعضاء نمایش ماتریسی H در پایه های اصلی (*original*)، روابط (۷) و (۱۰)، قطری نمودن آن و در نتیجه استخراج ماتریس تبدیل بصورت تحلیلی امکان پذیر نمی باشد. در ادامه با استفاده از نرم افزار *Maple* اثر عملگر ماتریس تحول زمانی بر حالت های اولیه مشخصی را عددی محاسبه می نمایم.

بررسی پارامترهای موثر در رفتار دینامیکی حالت های اسپینی الکترون

در این بخش با استفاده از نمایش ماتریسی عملگر تحول زمانی در پایه های اولیه، میانگین مؤلفه های اسپین الکترون را نسبت به شرایط اولیه خاصی محاسبه می کنیم. و در ادامه به بررسی تغییرات پارامترهای قابل کنترل، نظیر پارامتر راشبا و میدان مغناطیسی برلنگش های دینامیکی حالت های اسپین که هدف اصلی در این مقاله می باشد، می پردازیم.

به طور کلی، مقادیر چشم داشتی، عملگرهای مورد نظر (در $t > 0$) به کمک رابطه زیر بدست می آیند:

$$\begin{aligned} \langle \hat{O} \rangle &= \langle \psi(n_+, n_-, \pm, t=0) | (\hat{U}_{\text{original}}^{(n_+, n_-)}(t))^\dagger \hat{O} \hat{U}_{\text{original}}^{(n_+, n_-)}(t) | \psi(n_+, n_-, \pm, t=0) \rangle \\ &= \langle \psi(t) | \hat{O} | \psi(t) \rangle \end{aligned} \quad (11)$$

که در آن منظور از \hat{O} می تواند مؤلفه های اسپین باشد.

در اینجا لازم به معرفی حالت اولیه الکترون می باشد. برای این منظور حالتی را در نظر می گیریم که در آن اسپین در راستای x مثبت قطبیده شده و تعداد نوسانگرها، بدون توجه به نوع آن، ۵ می باشد. بدین ترتیب اگر فرض شود حالت اولیه سیستم $|\psi(0)\rangle = |2, 3\rangle \otimes (1/\sqrt{2})(|+\rangle + |-\rangle)$ باشد و عملگر تحول زمانی را که نحوه بدست آوردن آنرا در بخش قبل توصیف کرده ایم. بر آن اثر دهیم می توان حالت الکترون در هر زمانی را بدست آورد. با بدست آوردن نمایش ماتریسی پائولی در پایه های $|1\rangle$ الی $|10\rangle$ در رابطه (۶) و با توجه به روابط (۹)، (۱۰) و (۱۱) برای مقادیر میانگین مؤلفه های اسپین، به صورت تابعی از زمان داریم،

$$\begin{aligned} \langle \sigma_x \rangle_t &= \psi_1^*(t) \psi_6(t) + \psi_4^*(t) \psi_9(t) + \psi_5^*(t) \psi_{10}(t) + \psi_6^*(t) \psi_1(t) \\ &\quad + \psi_9^*(t) \psi_4(t) + \psi_{10}^*(t) \psi_5(t) \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \langle \sigma_y \rangle_t &= i[\psi_1^*(t) \psi_6(t) + \psi_4^*(t) \psi_9(t) + \psi_5^*(t) \psi_{10}(t) - \psi_6^*(t) \psi_1(t) \\ &\quad - \psi_9^*(t) \psi_4(t) - \psi_{10}^*(t) \psi_5(t)] \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \langle \sigma_z \rangle_t &= \psi_1^*(t) \psi_1(t) - \psi_2^*(t) \psi_2(t) - \psi_3^*(t) \psi_3(t) + \psi_4^*(t) \psi_4(t) \\ &\quad + \psi_5^*(t) \psi_5(t) - \psi_6^*(t) \psi_6(t) + \psi_7^*(t) \psi_7(t) + \psi_8^*(t) \psi_8(t) \\ &\quad - \psi_9^*(t) \psi_9(t) - \psi_{10}^*(t) \psi_{10}(t) \end{aligned} \quad (14)$$

که در آن ψ_i ، $i=1..10$ نشان دهنده عناصر نمایش ماتریسی، کت حالت $|\psi(t)\rangle$ نسبت به پایه های مذکور می باشد. این عناصر به صورت زیر می باشند:

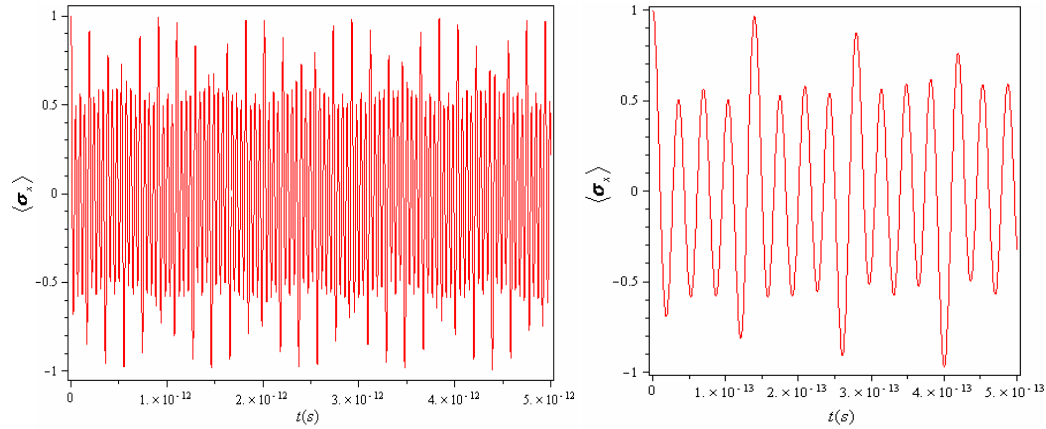
$$\begin{aligned} \psi_1(t) &= U_{(original)}(t)_{1,1} \langle n_+, n_-, +|\psi(0)\rangle, \psi_2(t) = U_{(original)}(t)_{2,1} \langle n_+, n_-, +|\psi(0)\rangle \\ \psi_3(t) &= U_{(original)}(t)_{3,1} \langle n_+, n_-, +|\psi(0)\rangle, \psi_4(t) = U_{(original)}(t)_{4,1} \langle n_+, n_-, +|\psi(0)\rangle \\ \psi_5(t) &= U_{(original)}(t)_{5,1} \langle n_+, n_-, +|\psi(0)\rangle, \psi_6(t) = U_{(original)}(t)_{6,6} \langle n_+, n_-, -|\psi(0)\rangle \quad (15) \\ \psi_7(t) &= U_{(original)}(t)_{7,6} \langle n_+, n_-, -|\psi(0)\rangle, \psi_8(t) = U_{(original)}(t)_{8,6} \langle n_+, n_-, -|\psi(0)\rangle \\ \psi_9(t) &= U_{(original)}(t)_{9,6} \langle n_+, n_-, -|\psi(0)\rangle, \psi_{10}(t) = U_{(original)}(t)_{10,6} \langle n_+, n_-, -|\psi(0)\rangle \end{aligned}$$

با توجه به توابع نمائی در ماتریس تحول زمانی، رابطه (۱۱)، و بر اساس معادلات (۶) تا (۱۵)، میانگین های اسپینی به ترکیبی از توابع دوره ای از زمان با فرکانسهای مختلف بستگی دارند. این امر باعث می شود که پوشههایی بر نو سانها تشکیل شود. همچنین انتظار می رود که خصوصیات این پوشهها، از قبیل دامنه، دوره تناوب و... به پارامترهای راشبا و میدان مغناطیسی وابسته است. چنانچه دیده خواهد شد، فرکانس این پوشهها بسیار نزدیک به فرکانسهای موثر در سیستم تحت بررسی (فرکانس سیکلترون و دو نوسانگرها) دارد. این نکات در شکلهای (۱) تا (۹) که در آن میانگین σ_i ($i = x, y, z$) ها به ازای دو مقدار طول مغناطیسی $l_B = 6 \times 10^{-9} m$ و $l_B = 1 \times 10^{-8} m$ و دو مقدار ثابت راشبا $\alpha = 0.3 \times 10^{-12} eVm$ و $\alpha = 2 \times 10^{-12} eVm$ با وجود ثابت بودن دیگر پارامترها رسم شده است، قابل مشاهده می باشد. در رسم این نمودارها از پارامترهای موجود در مرجع [۱۴]، برای InGaAs، استفاده شده است. در هر صفحه از این شکلها، نمودار اول به عنوان مرجع مقایسه انتخاب شده و نمودار دوم اثر میدان مغناطیسی اختصاص دارد و از بالا به پایین افزایش می یابد و در نمودار سوم تنها ثابت راشبا تغییر می کند.

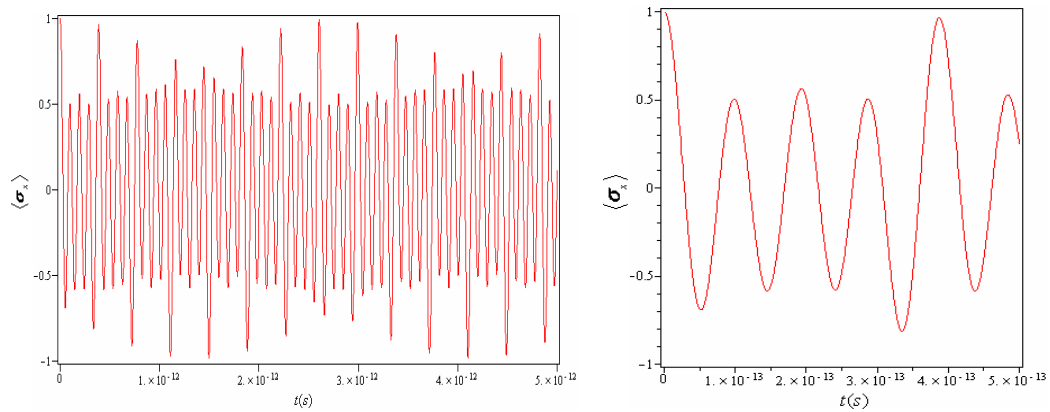
در هر صفحه از این شکل ها، میانگین مولفه های اسپین بر حسب زمان کوتاه نشان داده شده است. با توجه به نمودارهای کوتاه مدت $\langle \sigma_x \rangle$ و $\langle \sigma_y \rangle$ مشاهده می شود که با افزایش پارامتر راشبا فرکانس ها و دامنه ها کاهش می یابند و از طرف دیگر دیده می شود که با افزایش میدان مغناطیسی نیز، فرکانس ها و دامنه ها کاهش می یابند. همچنین با مقایسه شکلهای (۱) تا (۶) دیده می شود که افزایش پارامتر راشبا بیشترین تاثیر را بر دامنه دارد. بالعکس با افزایش میدان مغناطیسی بیشترین تأثیر بر تغییرات فرکانس ها مشاهده می شود. علاوه بر این با مقایسه نمودارهای کوتاه مدت $\langle \sigma_z \rangle$ شکلهای (۷) تا (۹) دیده می شود که با افزایش پارامتر راشبا فرکانس ها و دامنه نوسان ها افزایش می یابد از طرف دیگر با افزایش میدان مغناطیسی، میانگین مولفه اسپینی موازی با میدان مغناطیسی فرکانس دامنه و نوسانات $\langle \sigma_z \rangle$ کاهش می یابند. هم چنین در هر صفحه شکلها یعنی شکلهای (۱) تا (۹)، میانگین مولفه های مختلف اسپین، بر حسب زمانی نسبتاً طولانی، که موجب مشاهده پوشهها می شود، رسم شده است. از این شکل ها مشاهده می شود که نوسانات اسپین الکترون در نقطه کوانتومی دو بعدی، از دو نوع پوش با فرکانسهایی نزدیک به هم تشکیل می شود. در این شکلها نوسانات اصلی (شکلهای کوتاه مدت را ببینید) نیز مشاهده می شود. مجدداً، از مقایسه نمودارهای سمت چپ هر صفحه، مشاهده می شود که فرکانس پوش ها و نیز دامنه ها با افزایش پارامتر راشبا کاهش می یابند. میدان مغناطیسی نیز همان اثراتی که در کوتاه مدت بجا می گذارد، در دراز مدت بر روی پوش ها دارد. قابل توجه است که کاهش دامنه ها با افزایش میدان مغناطیسی ناچیز است. نکته قابل توجه در رفتار $\langle \sigma_z \rangle$ نتیجه می شود آنست که در دراز مدت، پدیده فروهش و نمو از خود نشان می دهند. مطابق روال پیش گفته، می توان اثرات میدان مغناطیسی و پارامتر راشبا را بر فرکانس و دامنه پدیده فروهش و نمو از این شکلها به وضوح استخراج کرد.

از مطالب نتیجه گیری شده در این قسمت، همچنین می توان دید که اسپین الکترون حول میدان مغناطیسی حرکت تقدیمی بیضوی همراه با لنگش انجام می دهد. حرکت تقدیمی بیضوی از آنجا دیده می شود که $\langle \sigma_x \rangle$ و $\langle \sigma_y \rangle$ (مولفه های $\vec{\sigma}$ در صفحه نقطه کوانتومی) با دامنه های مختلف نوسان می کنند (به عنوان مثال شکلهای (۱) و (۶) را ببینید). از طرف دیگر، نوسانات

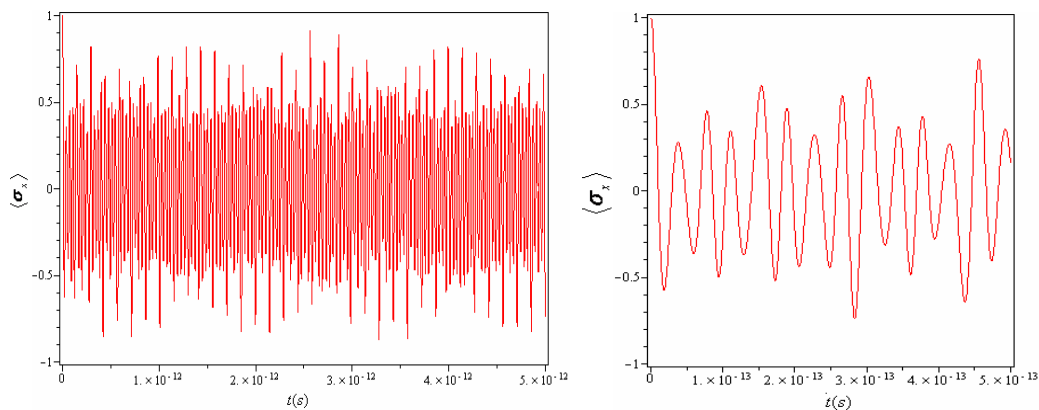
شکل (۷) و (۹)، نشان می دهد که اسپین دارای لنگش نیز می باشد. حرکت تقدیمی بیضوی همراه با لنگش، در شکلهای (۱۰) تا (۱۱) که در آن $\langle \sigma_y \rangle$ بر حسب $\langle \sigma_x \rangle$ رسم شده است، به وضوح دیده می شود.



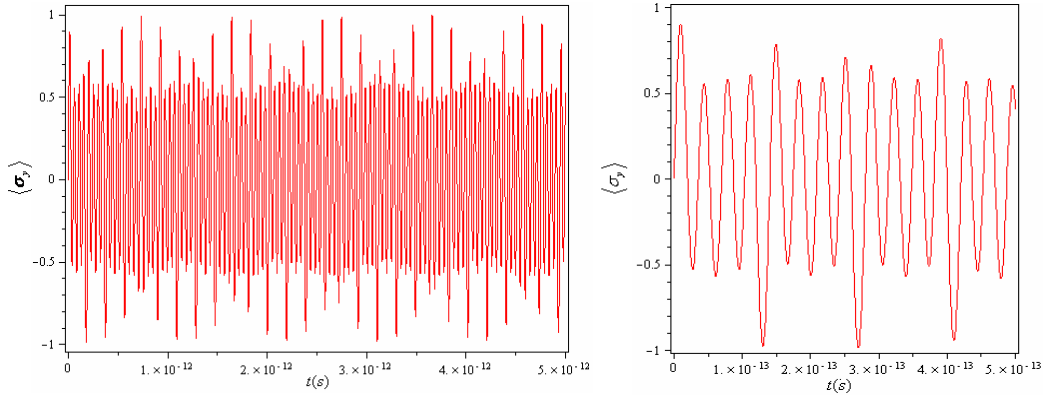
شکل (۱). مقدار چشم داشتی σ_x به ازای $\alpha = 0.3 \times 10^{-12} eVm$ و $l_B = 6 \times 10^{-9} m$



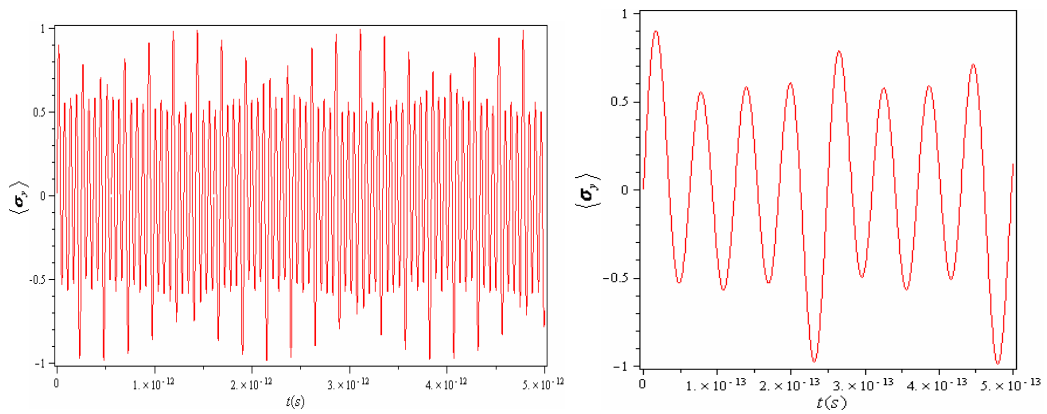
شکل (۲). مقدار چشم داشتی σ_x به ازای $\alpha = 0.3 \times 10^{-12} eVm$ و $l_B = 1 \times 10^{-8} m$



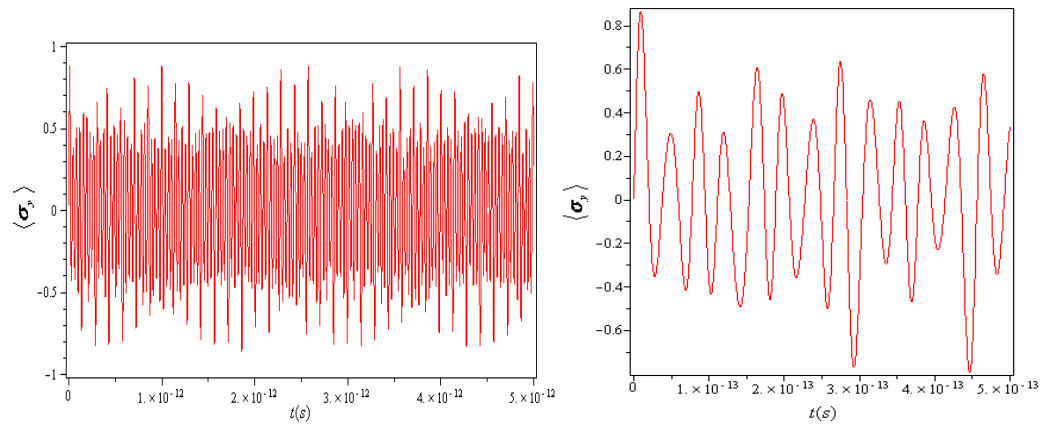
شکل (۳). مقدار چشم داشتی σ_x به ازای $\alpha = 2 \times 10^{-12} eVm$ و $l_B = 6 \times 10^{-9} m$



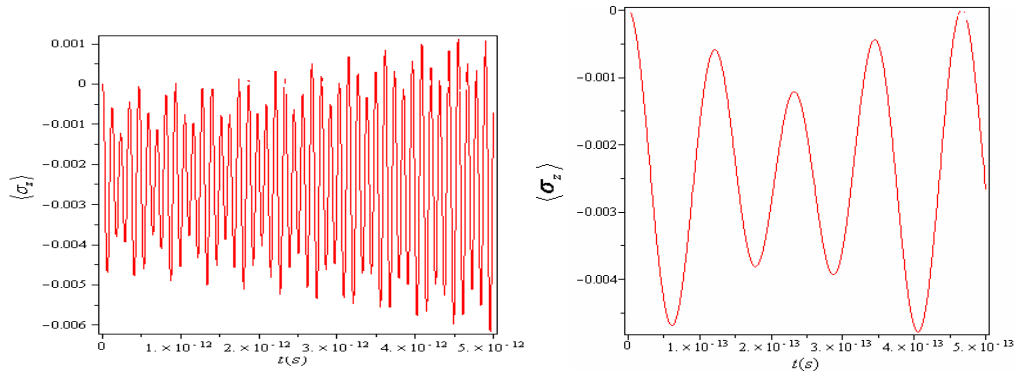
شکل (۴). مقدار چشم داشتی σ_y به ازای $l_B = 6 \times 10^{-9} m$ و $\alpha = 0.3 \times 10^{-12} eVm$



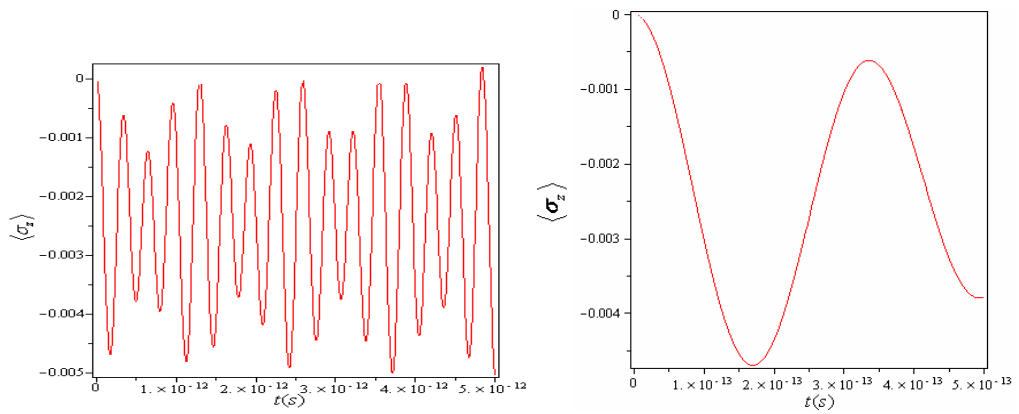
شکل (۵). مقدار چشم داشتی σ_y به ازای $l_B = 1 \times 10^{-8} m$ و $\alpha = 0.3 \times 10^{-12} eVm$



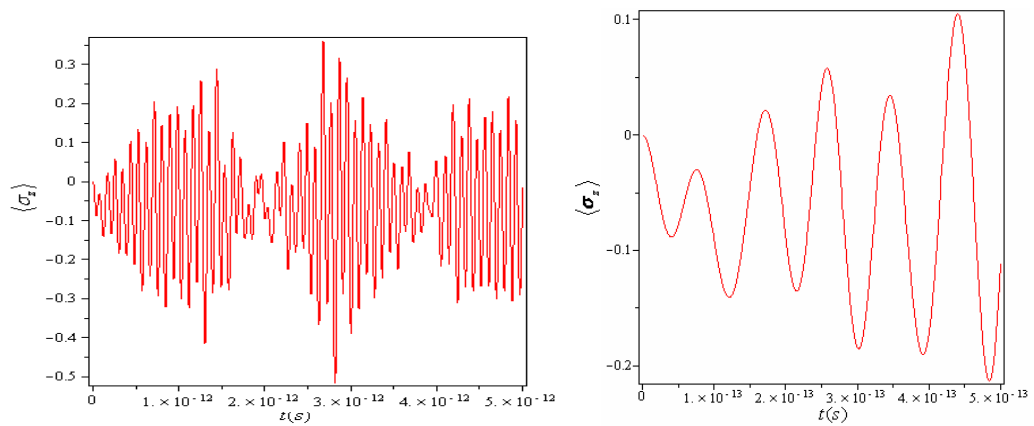
شکل (۶). مقدار چشم داشتی σ_y به ازای $l_B = 6 \times 10^{-9} m$ و $\alpha = 2 \times 10^{-12} eVm$



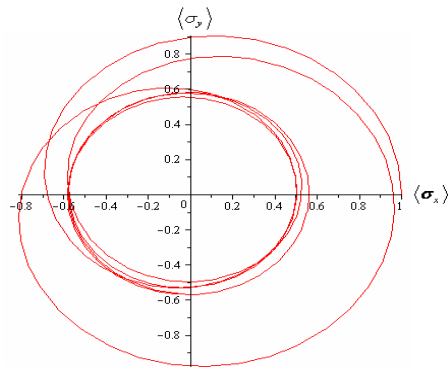
شکل (۷). مقدار چشم داشتی σ_y به ازای $l_B = 6 \times 10^{-9} m$ و $\alpha = 0.3 \times 10^{-12} eVm$



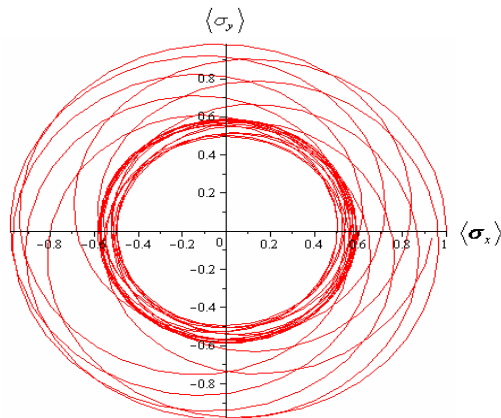
شکل (۸). مقدار چشم داشتی σ_y به ازای $l_B = 1 \times 10^{-8} m$ و $\alpha = 0.3 \times 10^{-12} eVm$



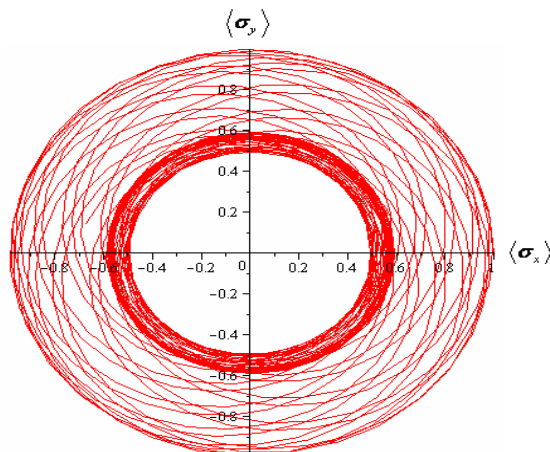
شکل (۹). مقدار چشم داشتی σ_y به ازای $l_B = 6 \times 10^{-9} m$ و $\alpha = 2 \times 10^{-12} eVm$



شکل (۱۰). مقدار چشم داشتی σ_y بر حسب σ_x به ازای $\alpha = 0.3 \times 10^{-12} eVm$ و $l_B = 6 \times 10^{-9} m$ در مدت زمان $(t = 0.2 \times 10^{-13})$



شکل (۱۱). مقدار چشم داشتی σ_y بر حسب σ_x به ازای $\alpha = 0.3 \times 10^{-12} eVm$ و $l_B = 6 \times 10^{-9} m$ در مدت زمان $(t = 0.8 \times 10^{-13})$



شکل (۱۲). مقدار چشم داشتی σ_y بر حسب σ_x به ازای $\alpha = 0.3 \times 10^{-12} eVm$ و $l_B = 6 \times 10^{-9} m$ در مدت زمان $(t = 0.2 \times 10^{-12})$

نتایج

در این مقاله به بررسی پارامترهای قابل کنترل در حرکت تقدیمی حالت های اسپینی الکترون در یک نقطه کوانتومی دو بعدی ناهمسانگرد، که تحت تاثیر میدان مغناطیسی قرار دارد پرداخته ایم. بدین منظور مؤلفه های اسپین $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ را محاسبه و رسم نموده ایم. با مقایسه مناسبی از شکل های (۱) تا (۹) به نتایج زیر می رسیم:

- ۱) حالت‌های اسپینی علاوه بر حرکت تقدیمی بیضوی حول میدان مغناطیسی خارجی، دچار لنگش می‌شوند. این رفتار به تغییرات پارامترهای اثر راشبا و میدان مغناطیسی بستگی دارد.
 - ۲) میانگین‌های اسپینی به ترکیبی از توابع دوره‌ای از زمان با فرکانس‌های مختلف قویاً بستگی دارند که این امر منجر به تشکیل پوشه‌هایی بر نوسانها می‌شود. که این فرکانس‌ها به قدرت میدان مغناطیسی و اثر راشبا وابسته است.
 - ۳) مقدار چشم‌داشتی مولفه‌های اسپینی $\langle S_x \rangle$ و $\langle S_y \rangle$ هر دو تحت یک پوش سینوسی نوسان می‌کنند، و مقدار چشم‌داشتی مولفه اسپین در امتداد میدان مغناطیسی $\langle S_z \rangle$ ، به علت هم‌دوسی حالت اسپینی اولیه به طور دوره‌ای دچار پدیده فروهش و نمود می‌شوند. که این رفتارها، ریشه در رفتار نوسانی پتانسیل‌های محدودیت و اثر راشبا و میدان مغناطیسی دارد. این همان نتیجه‌ای است که در برهم‌کنش اتم- فوتون با حالت اولیه هم‌دوس نیز رخ می‌دهد.
- نتایج این مقاله راهی برای کنترل رفتار دینامیکی اسپین الکترون با تنظیم پارامترهای راشبا و میدان مغناطیسی ارائه می‌دهد.

منابع

- [۱] Yang C, Liu L, and Chang S (۱۹۹۸). Eigenstate and fine structure of a hydrogenic impurity in a spherical quantum dot. *Phys. Rev. B*. vol. ۵۴, pp. ۱۶۴۰۵.
- [۲] L.L Wang, et al, (۲۰۱۸). Effect of conduction band parabolicity on the spectrum and binding energy of a hydrogenic impurity in GaAs spherical quantum dots. *Philosophical Magazine*, vol ۹۸- Issue ۱۰ .
- [۳] J. Jayarubi, A.J. Peter, et al, (۲۰۱۹). Electromagnetically induced transparency in a GaAs/InAs/GaAs quantum well in the influence of laser field intensity. *Phys. J. D* , ۷۳:۶۳- Issue ۱۴۳۴-۶۰۷۹.
- [۴] Han C. S and Perng T. M. (۱۹۹۳). Polaron effect on the binding energy of a hydrogenic impurity in a quantum well. *Phys. Rev. B*. vol. ۴۸, pp. ۱۱۹۶۵.
- [۵] L. Bányai, S. W. Koch, (۱۹۹۳). *Semiconductor Quantum Dots*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
- [۶] M. C. Rogge, C. Fühner, and R. J. Haug, (۲۰۰۶). Multiple Transitions of the Spin Configuration in Quantum Dots. *Phys. Rev. Lett.* ۹۷, ۱۷۶۸۰۱
- [۷] K. Branislav and S. Satofum, (۲۰۰۵). Decoherence of transported spin in multichannel spin-orbit-coupled spintronic devices: Scattering approach to spin-density matrix from the ballistic to the localized regime. *Phys. Rev. B* ۷۱, ۱۹۵۳۲۸
- [۸] J. A. Folk, R. M. Potok, et al, (۲۰۱۳). Gate-Controlled Bidirectional Spin Filter Using Quantum Coherence. *Science*, ۲۹۹, ۶۷۹ .
- [۹] R. Hanson, B. Witkamp, et al, (۲۰۰۳). Zeeman Energy and Spin Relaxation in a One-Electron Quantum Dot. *Phys. Rev. Lett.* ۹۱, ۱۹۶۸۰۲ .
- [۱۰] D. R. Stewart, D. Sprinzak, et al, (۱۹۹۷). Correlations between Ground and Excited State Spectra of a Quantum Dot. *Science*, ۲۷۸, ۱۷۸۴ .
- [۱۱] J. B. Miller, D.M. Zumbuhl, et al. (۲۰۰۳). Gate-Controlled Spin-Orbit Quantum Interference Effects in Lateral Transport. *Phys. Rev. Lett.* ۹۰, ۰۷۶۸۰۷ .
- [۱۲] J. L. Yu, et al. (۲۰۱۲). Spectra of Rashba- and Dresselhaus-type et al circular photogalvanic effect at inter-band excitation in GaAs/AlGaAs quantum wells and their behaviors under external strain. *Phys. Lett.* ۱۰۰, ۱۵۲۱۱۰ .
- [۱۳] L. Wang, A. Rastelli, et al. (۲۰۰۸). Towards deterministically controlled InGaAs/GaAs lateral quantum dot molecules. *New J. Phys.* ۱۰, ۰۴۵۰۱۰ .
- [۱۴] S. Debal (۲۰۰۵). Interaction and confinement in nanostructures: Spin-Orbit coupling and electron-phonon scattering. *Ph. D. Thesis*, University of Hamburg .