بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

اثر پارامتر کمانش بر رفتار زمانی قطبش اسپینی در سیلیسن

سارا راستگو، فواد پارسایی

rastgoo@sirjantech.ac.ir

fparsaei@gmail.com

بخش فیزیک، دانشگاه صنعتی سیرجان، سیرجان، ایران

چکیده- در این مقاله، دینامیک قطبش اسپین الکترون π در سیلیسن مورد مطالعه قرار می‌گیرد. ورقه سیلیسن تحت تأثیر میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی عمودی در نظر گرفته می‌شود.یک حالت اولیه برای سیستم در نظر گرفته می‌شود و سپس به کمک عملگرتحول زمانی، حالت سیستم در زمان‌های بعدی به دست آورده می‌شود. مقدار چشمداشتی مؤلفه‌های اسپینی، که منجر به قطبش اسپینی می‌شود، را بر حسب زمان به دست می آیند. نتایج ما نشان می‌دهد قطبش اسپینی بر حسب زمان به صورت نوسانی تغییر می‌کند. الگوی این نوسان‌ها وابستگی مستقیم بر پارامتر کمانش دارد. در یک پارامتر کمانش خاص این الگو تبدیل به رفتار رمبش و احیا می‌شود. مشاهده می‌شود که با افزایش پارامتر کمانش، دوره تناوب نمودارها کاهش می‌یابد.

کلیدواژه- پارامتر کمانش ، سیلیسن، قطبش اسپینی،

Effect of the Buckling Parameter on the Dynamical Spin Polarization in Silicene

Sara Rastgoo , Foad Parsaei

Physics Department, Sirjan University of Technology, Sirjan 78137, Iran

Abstract-. In the present article the temporal behavior of the spin polarization of the $\pi-$electrons in the silicene is studied. Vertical electric and magnetic field on the silicene sheet is considered. The time evolution operator is calculated and then the state of the system at time t is determined. Using the state of the system at any time t, the temporal behavior of the spin polarization is derived. Our results indicate that the dynamical behavior of the spin polarization obeys the oscillatory behavior which directly depends on the buckling parameter. For an especial buckling parameter, collapse and revival pattern is seen. It is shown that as the buckling parameter increases, the period of the pattern ascends.

Keywords: Buckling Effect, Silicene, Spin Polarization.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-06]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

اساس فرآیندهای اطلاعات کوانتومی ذخیره اطلاعات روی درجه آزادی اسپینی است. در چنین فرآیندهایی، حمل اسپینی در دمای اتاق، زمان راحتی اسپینی طولانی و ... بسیار اساسی است[1]. انجام عملیات سرعت‌بالا و همچنین ذخیره انرژی در دستگاه‌های الکترونیکی به کمک درجه آزادی اسپینی، دارای اهمیت فراوانی است[2].الکترون‌های π در ساختار لانه‌زنبوری سیلیسن، همانند ذرات شبه دیراک دارای جرم رفتار می‌کنند. این رفتار جالب الکترون‌ها، که هم از نظر تئوری و هم از نظر تجربی اثبات شده است، منجر به ظهور خصوصیات جالبی در سیلیسن می‌شود[3] . ازجمله این خصوصیات می‌توان به مسیر آزاد متوسط بزرگ، زمان راحتی اسپینی طولانی و ... اشاره کرد[4]. در سیلیسن برخلاف گرافن، جفت‌شدگی اسپین-مدار ذاتی با قدرت قابل‌توجه و کنترل و نیز جفتیدگی اثر کمانی که در اثر جابجایی زیر شبکه‌ها تولید می‌شود، وجود دارد. باید توجه داشت که اثر جفتیدگی کمانی نیز با اعمال میدان الکتریکی عمودی قابل‌کنترل است[5].

در این مقاله تحول زمانی قطبش اسپینی در سیلیسن ، با در نظر گرفتن یک میدان مغناطیسی یکنواخت عمود بر ورقه سیلیسن را محاسبه می‌کنیم. به کمک شکل قطعه-قطری هامیلتونی، عملگر تحول زمانی نوشته می‌شود. ابتدا یک حالت اولیه برای سیستم در نظر می‌گیریم و سپس به کمک عملگر تحول زمانی، حالت سیستم را در زمان‌های بعدی به دست می‌آوریم. محاسبات نشان می‌دهد که قطبش اسپینی بر حسب زمان، رفتار نوسانی نشان می-دهد. نتایج ما نشان می‌دهد که با افزایش جفتیدگی کمانی، دوره تناوب کاهش می‌یابد.

هامیلتونی

الکترون π در سیلیسن با هامیلتونی زیر توصیف می-شود(برای جزئیات بیشت به مرجع [6] مراجعه شود) :

$$H=\hbar\omega(\tau\sigma_{+}a+\tau\sigma_{-}a^{\dagger}-\sigma_{+}a-\sigma_{-}a^{\dagger}) + \lambda_{SO}\tau\sigma_{z}s_{z}-\Delta_{z}\sigma_{z} \qquad (۱)$$

که $\vec{\sigma}$ عملگر شبه اسپین، $\vec{s}$ عملگر اسپین و $\vec{\tau}$ عملگر وادی است. این عملگرها به ترتیب روی حالت‌های زیر-شبکه $|A(B)\rangle$، حالت‌های اسپین $|\pm\rangle$ و حالت‌های وادی(valley) $|K(K')\rangle$ عمل می‌کنند. در معادله اخیر، $v_f=5\times10^5\frac{m}{s}$ سرعت فرمی، $\lambda_{SO}=3.9meV$ ضریب جفتیدگی اسپین-مدار ذاتی حالت‌های زیرشبکه، اسپین و وادی، و Δ_z پارامتر کمانش ناشی از جابجایی زیر شبکه‌ها نسبت به یکدیگر می‌باشند. به طوری که $\omega=\frac{v_f}{l_B\sqrt{2}}$ و $l_B=\sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$ طول مغناطیسی است. عملگر-$\hat{N}_e=a^{\dagger}a+\sigma_{+}\sigma_{-}+s_{+}s_{-}+\tau_{+}\tau_{-}$ با هامیلتونی جابجا می‌شود. بنابراین هامیلتونی نسبت به‌ویژه مقادیر عملگر $\hat{N}_e$(که با N_e نمایش داده خواهد شد) قطعه- قطری است. حالت متناظر با $N_e=0$، یک قطعه 1×1 در ماتریس هامیلتونی را نتیجه می‌دهد. حالت متناظر با $N_e=1$ یک قطعه 4×4را در هامیلتونی می‌دهد. حالت-های متناظر با $N_e=2$ منجر به یک قطعه 7×7 در هامیلتونی می‌شود. برای $N_e>2$، هامیلتونی دارای قطعه‌های 8×8 است. [7].

ویژه مقادیر انرژی و ویژه‌حالت‌های انرژی به‌صورت تحلیلی قابل‌محاسبه هستند، ولی به‌منظور خلاصه‌سازی از آوردن آن‌ها اجتناب می‌شود.

تحول زمانی قطبش اسپینی

فرض کنید حالت سیستم در لحظه $t=0$ به صورت باشد:

$$|\psi(0)\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}|B,n+3,K\rangle\otimes(|+\rangle+|-\rangle) \qquad (۲)$$

که نشان‌دهنده آن است که الکترون π در زیرشبکه B با تراز لانداو $n+3$ قرار دارد و اسپین در امتداد محور x قطبیده شده است. با استفاده از شکل قطری هامیلتونی که در بخش قبل بحث شد، عملگر تحول زمانی $U_{original}=VU_{diagonal}V^{\dagger}$ در پایه‌هایی که حالت اولیه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-06]

نوشته شده است، به دست می‌آید. که $U_{diagonal}=\exp(-iHt/\hbar)$ عملگر تحول زمانی در پایه-های هامیلتونی و V ماتریس تبدیل است. مشخص است که حالت اولیه سیستم از دو ویژه‌حالت عملگر کازیمیر مربوط به دو بلوک مجاور هامیلتونی، N و $N+1$، تشکیل شده است. عملگر کازمیر، عملگری است که با هامیلتونی جابجا می‌شود. به منظور دستیابی به ویژه مقادیر و ویژه حالات هامیلتونی، عملگر هامیلتونی را در پایه‌های عملگر کازیمیر، قطری می‌کنیم. بنابراین تحول زمانی این حالت به کمک دو بلوک مجاور در عملگر تحول زمانی انجام می‌شود.

$$|\psi(t)\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(U_1|B,n+3,K,+\rangle+U_2|A,n+2,K,+\rangle \\ +U_3|A,n+2,K,-\rangle+U_4|B,n+3,K,-\rangle) \quad (۳)$$

به طوری که

$$U_1=\alpha_1{}^2e^{-i\lambda_1t/\hbar}+\beta_1{}^2e^{i\lambda_2t/\hbar},\quad U_3=\alpha_2\beta_2(e^{-i\lambda_2t/\hbar}-e^{i\lambda_2t/\hbar})$$
$$U_2=\alpha_1\beta_1(e^{-i\lambda_1t/\hbar}-e^{i\lambda_1t/\hbar}),\quad U_4=\beta_2{}^2e^{-i\lambda_2t/\hbar}+\alpha_2{}^2e^{i\lambda_2t/\hbar}$$

و

$$E_i=\lambda_{SO}+(-1)^i\Delta_z\quad,\lambda_i=\sqrt{(E_i)^2+4\hbar^2\omega^2(n+3)}\}$$
$$\alpha_i=\frac{2\hbar\omega\sqrt{n+3}}{\sqrt{4\hbar^2\omega^2(n+3)+(E_i-\lambda_i)^2}},\beta_i=\frac{E_i-\lambda_i}{2\hbar\omega\sqrt{n+3}}\alpha_i$$

که اندیس $i=1,2$. اکنون می‌توانیم مقادیر چشمداشتی مؤلفه‌های اسپینی را با کمک رابطه زیر محاسبه کنیم:

$$\langle S_x(t)\rangle=\frac{1}{2}(U_4{}^*U_1+U_3{}^*U_2+C.C.)$$
$$\langle S_y(t)\rangle=\frac{i}{2}(U_4{}^*U_1+U_3{}^*U_2-C.C.) \quad (۴)$$

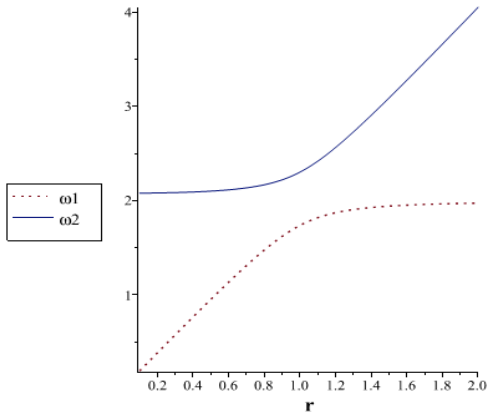
مؤلفه z اسپین برابر صفر است که نشان می‌دهد اسپین در صفحه xy قطبیده شده است. برای بررسی دقیق‌تر رفتار زمانی مؤلفه‌های اسپینی دو کمیت بدون بعد r و s را به صورت زیر تعریف می‌کنیم.

$$r=\frac{\Delta_z}{\lambda_{SO}},\qquad s=\frac{\hbar^2v_f{}^2}{2e\lambda_{SO}}(n+3)B \quad (۵)$$

با کمک معادله (۴) می‌توان نشان داد که مؤلفه‌های اسپینی به طور کلی به شکل زیر می‌باشند

$$<S_x(t)>=F_1(r,s)\cos(\omega_1t)+(1-F_1(r,s))\cos(\omega_2t)$$
$$<S_y(t)>=F_2(r,s)\sin(\omega_1t)+F_3(r,s)\sin(\omega_2t) \quad (۶)$$

با توجه به معادله (۱) می‌توان نتیجه گرفت که وقتی میدان مغناطیسی با پارامتر کمانش هم‌مرتبه باشد، تأثیر آن در هامیلتونی قابل‌مشاهده است (یعنی $r\sqcup s$). در بخش بعد نتایج به دست آمده مورد بررسی قرار خواهد گرفت.



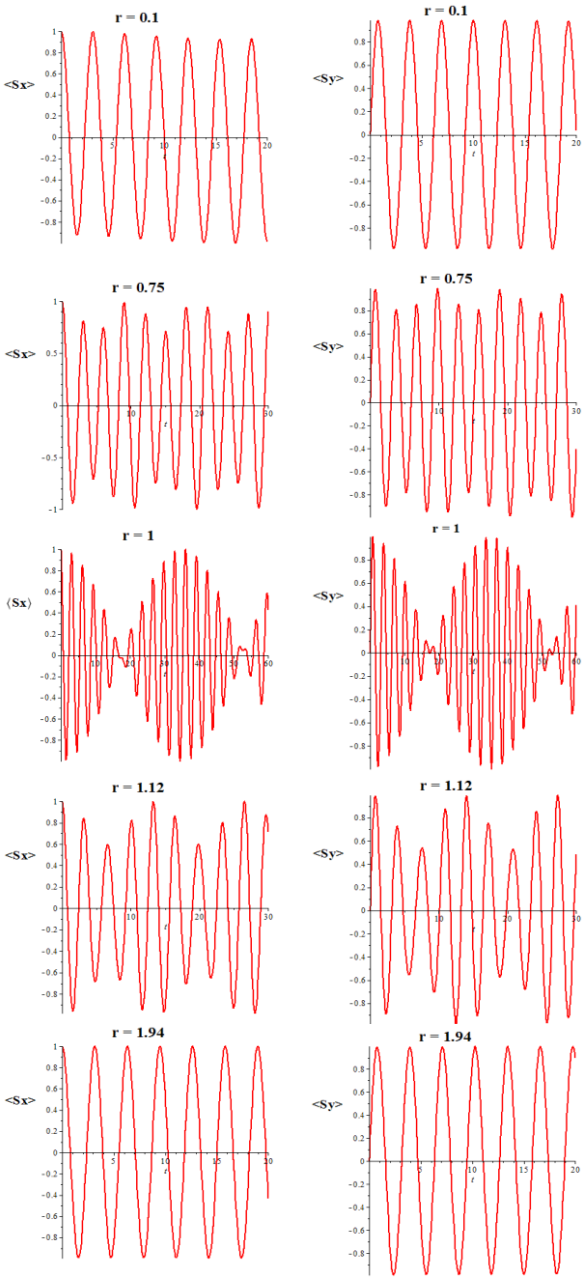
شکل ۱: تغییرات فرکانس بر حسب r به ازای $s=0.01$ (محور قائم بر حسب $\frac{\lambda_{SO}}{\hbar}$ مقیاس بندی شده است) .

نتیجه‌گیری

در شکل (۱) رفتار فرکانس‌های ω_1 و ω_2 بر حسب r، به ازای مقدار ثابت s ، رسم شده است که نشان می‌دهد با افزایش r فرکانس‌ها افزایش می‌یابد. در شکل (۳) رفتار کلی ضرایب F_1, F_2, F_3 بر حسب r ، به ازای یک مقدار ثابت s، ارائه شده است. با توجه به محاسبات تحلیلی ارائه شده در بخش قبل، مؤلفه z اسپین برابر صفر حاصل می-شود و گفته می‌شود که اسپین در صفحه xy قطبیده شده است. در شکل (۳) می‌توان مشاهده نمود که به ازای پارامتر کمانش کوچک، ضرایب F_1 , F_2 به سمت صفر و ضریب F_3 به سمت یک میل می‌کند. همچنین به ازای پارامتر کمانش نزدیک به $2\lambda_{SO}$، ضرایب F_1 , F_2 به سمت یک و ضریب F_3 به سمت صفر میل می‌کند. پس دلیل رفتار کسینوسی مؤلفه x و سینوسی مؤلفه y در شکل (۳)، قابل‌درک خواهد بود. به عنوان نمونه، رفتار زمانی مولفه های اسپینی الکترون π، به ازای یک مقدار

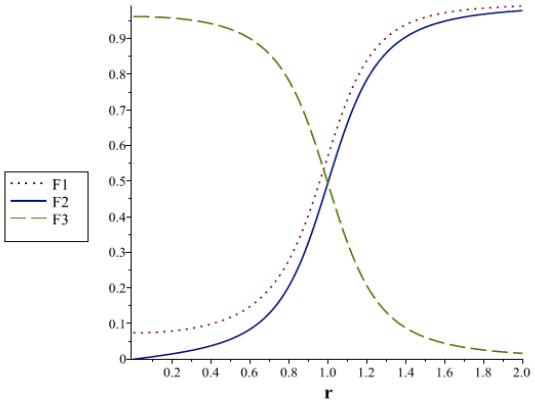
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-06]



شکل ۲: تغییرات مؤلفه‌های اسپینی بر حسب زمان، به ازای $s=0.01$ ، برای چند پارامتر کمانش مختلف (محور افقی بر حسب $\frac{\lambda_{SO}}{\hbar}$ مقیاس یندی شده است).

ثابت s، برای چند پارامتر کمانش مختلف در شکل (۲) رسم شده است. همان‌گونه که از شکل (۲) مشاهده می‌شود، برای $r=0.1$، رفتار مؤلفه x اسپین تقریباً به صورت سینوسی و برای مؤلفه y به صورت کسینوسی می‌باشد. این رفتار با افزایش r، الگوی سینوسی و کسینوسی‌اش را به‌تدریج از دست می‌دهد تا اینکه در $r=1$ الگوی نوسان‌ها به صورت رمبش واحیا می‌باشد.



شکل ۳: رفتار کلی ضرایب F_1, F_2, F_3 بر حسب r ، به ازای $s=0.01$.

قابل‌توجه است که در مراجع [6,7] نشان داده‌ایم که سیلیسن در $r=1$ گذار فاز کوانتومی انجام می‌دهد. با افزایش مجدد r، الگوی نوسان به‌تدریج به شکل سینوسی و کسینوسی باز خواهد گشت.

مرجع ها

[1] C. J. Tabert and E. J. Nicol, “AC/DC Spin and Vallet Hall Effect in Silicene and Germanene”, Phys. Rev. B 87 235426 (2013).

[2] M. Ezawa, “Quantum Hall Effect in Silicene’, J. Phys, Soc. Jpn. 81, 064705 (2012).

[3] Y. Ling, P. Liu and J. P. Wu, “Characterization of Quantum Phase Transition Using Holographic Entanglement Entropy”, Phys. Rev. D 93, 126004 (2016).

[4] M. Idrish Miah, “Voltage probe of the optically oriented electron spin relaxation”, Current Science 101, 765 (2011).

[5] Y. S. Dedkov, M. Fonin, U. Rudiger and C. Laubschat, “Rashba Effect in the Graphene/Ni(111) System”, Phys. Rev. Lett. 100, 107602 (2008).

[6] S. Rastgoo, H. Shirkani and M. M. Golshan, “Entanglement between Electronic States in Silicene and Photons”, Phys. Lett. A. 379, 2048-2052 (2015).

[7] S. Rastgoo and M. M. Golshan, “Thermal Entanglement between π-Electrons in Silicene and Photons; Occurrence of Phase Transitions”, Phys. Lett. A. 381, 964-969 (2017).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-06]