

اثر ثابت‌های جفت شدگی بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها در سیم و حلقه کوانتومی جفت شده

حسن پهلوانی، زهرا رنگرز جدی و سید مهدی فاضلی

گروه فیزیک دانشگاه قم

پست الکترونیکی: h-pahlavani@qom.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۱۲/۱۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۶/۰۹/۲۰)

چکیده

انتقال الکترون در یک زنجیره نامتناهی از چاه‌های کوانتومی (سیم کوانتومی) واداشته که با یک حلقه کوانتومی جفت شده است، بر اساس هامیلتونی بستگی قوی تک نواری به دو روش اختلالی و حل عددی مطالعه شده است. در روش اختلالی بر اساس دینامیک جبر کوانتومی یک رابطه تحلیلی بر حسب ثابت‌های جفت شدگی بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها در سیم و حلقه کوانتومی به دست آمده است. با انتخاب سه چاه در حلقه کوانتومی، احتمال‌های گذار از چاه صفرم سیم تحت تأثیر میدان ثابت خارجی به هر کدام از چاه‌های کوانتومی حلقه به ازای مقادیر عددی مختلف ثابت‌های جفت شدگی بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها در سیم و حلقه کوانتومی به دو روش بررسی شده است. اثر تغییرات این پارامترها روی مکان و ارتفاع بیشینه‌های اول مربوط به نمودار احتمال تونل زنی مطالعه و بررسی شده است.

واژه‌های کلیدی: تقریب بستگی قوی، جبر لی، احتمال گذار، سیم کوانتومی، حلقه کوانتومی، ثابت‌های جفت شدگی، روش اختلالی

۱. مقدمه

در مقیاس نانو و علم نانو الکترونیک، عبور الکترون از چاه‌های کوانتومی توسط تونل زنی کوانتومی امکان‌پذیر است و خاصیت موجی الکترون دارای اهمیت است. بنابراین دانستن قوانین حاکم بر رفتار ذرات کوانتومی باردار و چگونگی حرکت آنها در نانو ساختارها از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. پیشرفت نانو تکنولوژی سبب شده است که کارهای متعدد و جالبی در زمینه انتقال الکترون در مقیاس نانو به وسیله سیم‌های کوانتومی (زنجیره نامتناهی از چاه‌های کوانتومی) و حلقه‌های کوانتومی (N چاه کوانتومی با شرایط مرزی دوره‌ای) انجام شود [۱-۳]. از

آنجایی که کوچک سازی ابعاد سیم‌ها و حلقه‌های کوانتومی در مقیاس اتمی، منجر به خواص فیزیکی جدیدی می‌شوند، لذا مطالعه خواص انتقال ذره در چنین ساختارهای گسسته (سیم‌ها و حلقه‌های کوانتومی) در مقیاس اتمی تحت عنوان قطعات الکترونیکی در صنعت نانو الکترونیک مورد توجه قرار گرفته‌اند [۴-۵]. با توجه به اهمیت و کاربردهای متنوع هرکدام از این دو، به نظر می‌رسد که اگر این دو سامانه به هم جفت شوند [۶-۸] می‌توانند کاربردهای زیادی در علم نانو فناوری و نقش مهمی در ساخت قطعات الکترونیک کوانتومی ایفا کنند. بنا بر این مطالعه انتقال الکترون در چنین سامانه‌های مزوسکوپیکی

شرایط مرزی دوره‌ای) و یک سیم کوانتومی (یک آرایه نا متناهی از چاه‌های کوانتومی) تحت تأثیر میدان خارجی اختیاری وابسته به زمان تشکیل شده است. این سامانه مطابق شکل ۱ از طریق چاه شماره صفرم زنجیره نامتناهی (سیم کوانتومی) با چاه شماره یکم حلقه کوانتومی به یکدیگر مرتبط شده‌اند.

هامیلتونی چنین مدلی در تقریب مدل بستگی قوی- تک

نواری به صورت زیر بیان می‌شود

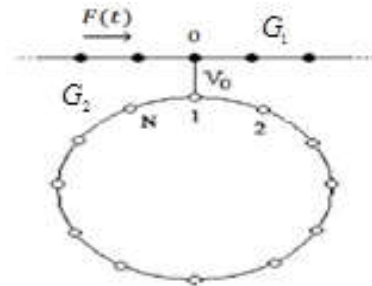
$$\hat{H}(t) = \hat{H}_W(t) + \hat{H}_R + \hat{H}_{WR}, \quad (1)$$

که در آن

$$\begin{aligned} \hat{H}_W(t) &= G_1(\hat{K} + \hat{K}^\dagger) + F(t)\hat{N} \\ \hat{H}_R &= G_2(\hat{A} + \hat{A}^\dagger) \\ \hat{H}_{WR} &= V_0(\hat{B} + \hat{B}^\dagger), \end{aligned} \quad (2)$$

در روابط بالا، $\hat{H}_W(t)$ هامیلتونی سیم کوانتومی، \hat{H}_R هامیلتونی حلقه کوانتومی، \hat{H}_{WR} هامیلتونی برهم‌کنش بین سیم و حلقه کوانتومی است. همچنین G_1 ثابت جفت شدگی بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها در سیم کوانتومی، G_2 ثابت جفت شدگی بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها در حلقه کوانتومی، V_0 ثابت تونل زنی بین سیم و حلقه کوانتومی و $F(t)$ میدان خارجی اختیاری وابسته به زمان است. عملگرهای $\hat{K}, \hat{K}^\dagger, \hat{A}, \hat{A}^\dagger$ به ترتیب، عملگرهای خلق و فنا یک الکترون در n امین مکان از سیم کوانتومی و z امین مکان حلقه کوانتومی است، \hat{N} عملگر موقعیت و \hat{B}, \hat{B}^\dagger عملگرهای تونل زنی هستند. این عملگرها بر حسب حالت‌های جایگزیده و انیبر استارک در سیم کوانتومی $|n\rangle$ و حلقه کوانتومی $|z\rangle$ به صورت زیر تعریف می‌شوند [۲۰-۲۱]:

$$\begin{aligned} \hat{K} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |n\rangle \langle n+1| \\ \hat{K}^\dagger &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |n+1\rangle \langle n| \\ \hat{N} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} n |n\rangle \langle n+1| \\ \hat{A} &= \sum_{j=1}^N |j\rangle \langle j+1| \\ \hat{A}^\dagger &= \sum_{j=1}^N |j+1\rangle \langle j| \\ \hat{B} &= |1\rangle \langle 0| \end{aligned} \quad (3)$$



شکل ۱. حلقه کوانتومی که با سیم نامتناهی جفت شده است.

جفت شده نقش مهمی در فهم اثرات کوانتومی جدید از دیدگاه آزمایشگاهی ایجاد می‌کنند [۹-۱۱]. کارهای زیادی برای محاسبه جریان ماندگاری و رسانش در سامانه‌ای که در آن سیم با حلقه کوانتومی جفت شده‌اند توسط افراد مختلف مورد مطالعه قرار گرفته است [۱۲-۱۹] در این مقاله، یک حلقه با یک سیم کوانتومی واداشته (تحت تأثیر میدان اختیاری وابسته به زمان) که به طور اتصال ضعیف با یکدیگر جفت شده‌اند در نظر گرفته شده است. احتمال گذار الکترون از سیم به حلقه به روش اختلالی بر اساس دینامیک جبر کوانتومی محاسبه شده است و یک رابطه تحلیلی بر حسب پارامترهای اساسی ثابت‌های جفت شدگی بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها در سیم و حلقه پیدا شده است. همچنین برای چنین سامانه‌ای، معادله شرودینگر به طور دقیق به روش حل عددی حل شده است و بر اساس آن احتمال‌های گذار محاسبه شده‌اند. در ادامه به ازای مقادیر مختلف ثابت‌های جفت شدگی بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها در سیم و حلقه کوانتومی، نمودارهای احتمال گذار به دو روش اختلالی و حل عددی رسم شده و سازگاری بین دو روش نشان داده شده است. با توجه به نتایج به دست آمده از نمودارهای احتمال گذار به منظور بررسی خواص فیزیکی و کاربردی ثابت‌های جفت شدگی، اثر تغییرات آنها را روی ارتفاع اولین بیشینه‌ها به روش حل عددی بررسی کرده و رفتار دینامیکی ثابت‌های جفت شدگی در چنین سامانه‌ای مطالعه شده است.

۲. مدل سامانه

سامانه مورد نظر از یک حلقه کوانتومی (N چاه کوانتومی با

$$\begin{aligned} \hat{V}_I(t) &= e^{i\frac{\hat{H}_t}{\hbar}} \hat{V}(t) e^{-i\frac{\hat{H}_t}{\hbar}} \\ \hat{V}_I(t) &= V_0 \sum_{m,n=0}^{N-1} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left(\sum_{\ell'=-\infty}^{\infty} \alpha_{mn\ell\ell'}(t) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{\ell'=1}^{\infty} \beta_{mn\ell\ell'}(t) |N+n-m+1\rangle \langle \ell'| \right) \\ &+ V_0 \sum_{m,n=0}^{N-1} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left(\sum_{\ell'=-\infty}^{\infty} \alpha'_{mn\ell\ell'}(t) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{\ell'=1}^{\infty} \beta'_{mn\ell\ell'}(t) |\ell'\rangle \langle N+n-m+1| \right) \\ &+ F(t) \left[\hat{N} + \left(\frac{itG_1}{\hbar} \right) (\hat{K} - \hat{K}^\dagger) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

که در آن

$$\begin{aligned} \alpha_{mn\ell\ell'}(t) &= \frac{(-1)^{-\ell}}{m!n!\ell!(\ell-\ell')!} \left(\frac{itG_1}{\hbar} \right)^{\ell-\ell'} \left(\frac{itG_2}{\hbar} \right)^{m+n}, \\ \beta_{mn\ell\ell'}(t) &= \frac{(-1)^{\ell}}{m!n!\ell!(\ell+\ell')!} \left(\frac{itG_1}{\hbar} \right)^{\ell+\ell'} \left(\frac{itG_2}{\hbar} \right)^{m+n}, \\ \alpha'_{mn\ell\ell'}(t) &= \frac{(-1)^{n+m}}{m!n!\ell!(\ell-\ell')!} \left(\frac{itG_1}{\hbar} \right)^{\ell-\ell'} \left(\frac{itG_2}{\hbar} \right)^{m+n}, \\ \beta'_{mn\ell\ell'}(t) &= \frac{(-1)^{m+n}}{m!n!\ell!(\ell+\ell')!} \left(\frac{itG_1}{\hbar} \right)^{\ell+\ell'} \left(\frac{itG_2}{\hbar} \right)^{m+n}. \end{aligned} \quad (7)$$

با استفاده از رابطه (۶) عملگر تحول زمانی $\hat{U}_I(t)$ تا تقریب مرتبه سوم اختلال به روش دینامیک جبر کوانتومی در تصویر برهم‌کنش محاسبه و در پیوست آمده است. بر اساس روش به کار رفته در این مقاله، معادله تحول زمانی $\hat{U}_I(t)$ به شکل یک فرمول بر حسب پارامترهای اصلی مدل مربوطه به دست آمده و از روی آن می‌توان خواص این پارامترها را تجزیه و تحلیل کرد. در ادامه این مقاله با در نظر گرفتن سه عدد چاه کوانتومی در حلقه با استفاده از عملگر تحول زمانی $\hat{U}_I(t)$ ، احتمال‌های تونل زنی الکترون از چاه شماره صفر سیم کوانتومی وقتی تحت تأثیر میدان استاتیکی F_0 است به اولین، دومین و سومین چاه حلقه کوانتومی به شکل زیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned} P_{0,1}(t) &= \left| \langle 1 | \hat{U}_I(t,0) | 0 \rangle \right|^2 \\ P_{0,2}(t) &= \left| \langle 2 | \hat{U}_I(t,0) | 0 \rangle \right|^2 \\ P_{0,3}(t) &= \left| \langle 3 | \hat{U}_I(t,0) | 0 \rangle \right|^2, \end{aligned} \quad (8)$$

توابع احتمال (۸) تنها معادله‌های تحلیلی برای چنین سامانه‌هایی‌اند که می‌توان مطابق آنها رفتار دینامیکی پارامترهای

$$\hat{B}^\dagger = |0\rangle \langle 1|,$$

به طوری که حالت‌های جایگزیده وانیر استارک در سیم و حلقه کوانتومی به ترتیب از شرط‌های تعامد $\langle n | m \rangle = \delta_{nm}$ و $\langle i | j \rangle = \delta_{ij}$ پیروی می‌کنند. با استفاده از معادله (۳) روابط جابه‌جایی بین عملگرها $\hat{B}^\dagger, \hat{B}, \hat{K}, \hat{K}^\dagger, \hat{A}, \hat{A}^\dagger, \hat{N}$ به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned} [\hat{N}, \hat{K}] &= -\hat{K} & [\hat{N}, \hat{K}^\dagger] &= \hat{K}^\dagger \\ [\hat{K}^\dagger, \hat{K}] &= 0 & [\hat{A}, \hat{A}^\dagger] &= 0 \\ [\hat{A}, \hat{N}] &= 0 & [\hat{A}^\dagger, \hat{N}] &= 0 \\ [\hat{A}, \hat{K}] &= 0 & [\hat{A}, \hat{K}^\dagger] &= 0 \\ [\hat{A}^\dagger, \hat{K}] &= 0 & [\hat{A}^\dagger, \hat{K}^\dagger] &= 0 \\ [\hat{B}, \hat{K}] &= |1\rangle \langle 1| & [\hat{B}, \hat{K}^\dagger] &= |1\rangle \langle -1| \\ [\hat{B}, \hat{A}] &= -|N\rangle \langle 0| & [\hat{B}, \hat{A}^\dagger] &= -|2\rangle \langle 0| \\ [\hat{B}, \hat{N}] &= 0 & [\hat{B}^\dagger, \hat{K}] &= -| -1 \rangle \langle 1| \\ [\hat{B}^\dagger, \hat{K}^\dagger] &= -|1\rangle \langle 1| & [\hat{B}^\dagger, \hat{A}] &= |0\rangle \langle 2| \\ [\hat{B}^\dagger, \hat{A}^\dagger] &= |0\rangle \langle N| & [\hat{B}^\dagger, \hat{N}] &= 0 \\ [\hat{B}, \hat{B}^\dagger] &= |1\rangle \langle 1| - |0\rangle \langle 0|. \end{aligned} \quad (4)$$

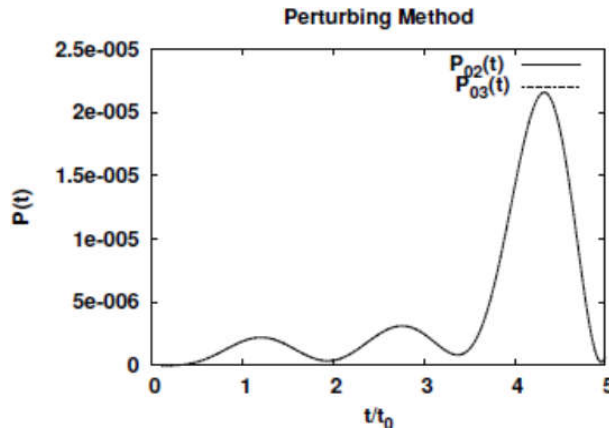
۳. محاسبه احتمال تونل زنی الکترون از سیم کوانتومی

به حلقه به روش اختلالی

بر اساس روابط ساختاری (۴) و عملگر هامیلتونی (۱)، حل دقیق معادله شرودینگر برای چنین مسئله‌ای به روش تحلیلی امکان پذیر نمی‌باشد بنابراین برای بررسی تحول زمانی چنین هامیلتونی از روش اختلالی استفاده می‌کنیم. از آنجایی که هامیلتونی کل سیستم در تقریب تک نواری مدل بستگی قوی بیان شده است، باید مقادیر عددی میدان خارجی $F(t)$ و ثابت تونل زنی V_0 خیلی کوچک باشد تا بتوان از اثر زبر و برهم‌کنش بین الکترون- الکترون صرف نظر کرد. بر این اساس هامیلتونی (۱) را به دو قسمت زیر تجزیه می‌کنیم:

$$\begin{aligned} \hat{H}(t) &= \hat{H}_0 + \hat{V}(t) \\ \hat{H}_0 &= G_1(\hat{K} + \hat{K}^\dagger) + G_2(\hat{A} + \hat{A}^\dagger) \\ \hat{V}(t) &= F(t)\hat{N} + V_0(\hat{B} + \hat{B}^\dagger), \end{aligned} \quad (5)$$

که در آن \hat{H}_0 و $\hat{V}(t)$ به ترتیب قسمت‌های غیراختلالی و اختلالی هستند. بر اساس روابط جبری کوانتومی (۴)، تحول زمانی عملگر پتانسیل (اختلالی) در تصویر برهم‌کنش به صورت زیر به دست می‌آید



شکل ۲. نمودار احتمال تونل زنی الکترون بر حسب t/t_0 به دو روش اختلالی و حل عددی به ازای $V_0 = -0.01$ ، $F_0 = 0.01$ ، $\hbar = 1$ ، $G_1 = -1$ و $G_2 = -0.5$.

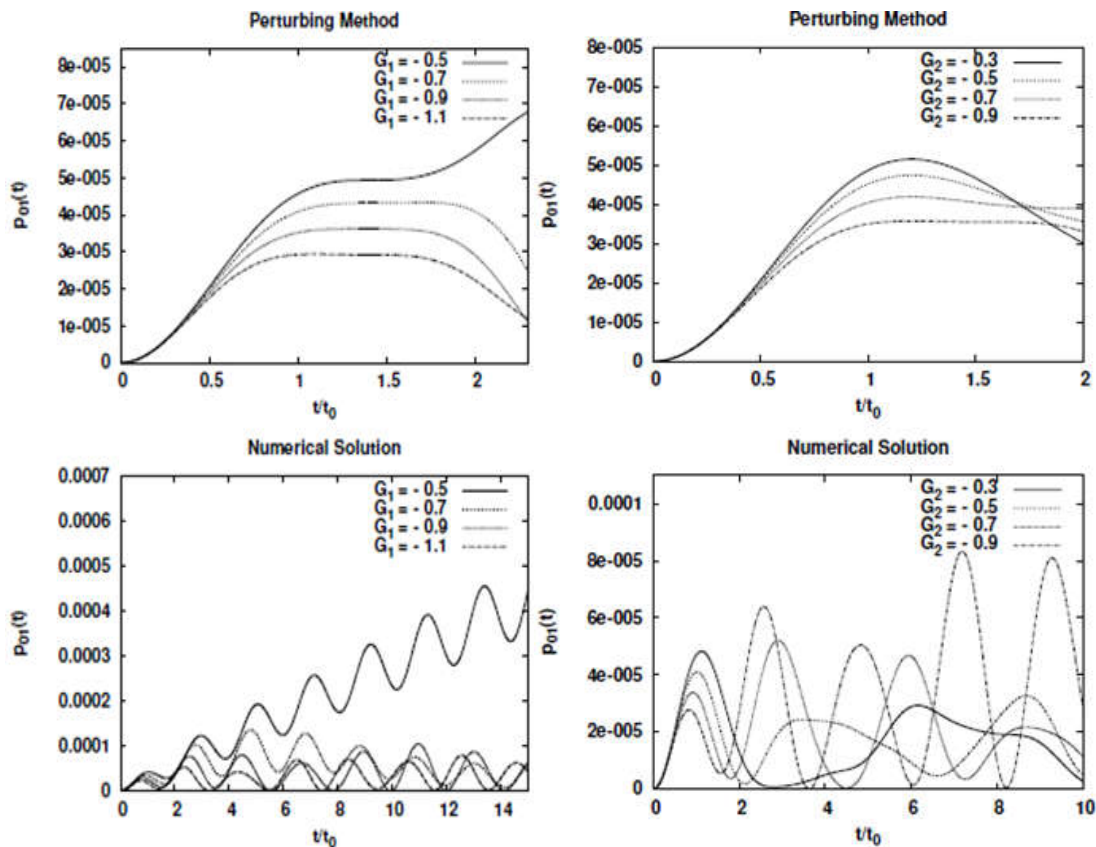
۲ به روش اختلالی نشان داده شده است.

شکل ۳ احتمال تونل زنی الکترون به اولین چاه کوانتومی حلقه (P_1) را به ازای مقادیر مختلف G_1 و G_2 بر اساس دو روش اختلالی و حل عددی نشان می‌دهد. همان طوری که مشاهده می‌شود، در هر دو روش با افزایش مقادیر عددی G_1 و G_2 احتمال تونل زنی الکترون از سیم به چاه شماره یکم حلقه کوانتومی کاهش می‌یابد. در شکل ۴ دو روش حل عددی و اختلالی با یکدیگر مقایسه شده‌اند، مطابق این شکل، نمودارهای احتمال گذار مربوط به دو روش در بازه زمانی صفر تا یک سازگاری خوبی دارند. در یک روش مشابه، احتمال تونل زنی الکترون به دومین چاه کوانتومی حلقه (P_2) نیز به ازای مقادیر مختلف عددی ثابت‌های بر هم کنش نزدیک‌ترین همسایگان سیم و حلقه کوانتومی بر اساس دو روش نشان داده شده و نتایج مشابهی به دست آمده است. مطابق نمودار ۵ با زیاد شدن شدت‌های G_1 و G_2 ، مقدار احتمال گذار به چاه شماره دوم حلقه (P_2) کاهش پیدا می‌کند. از آنجایی که پارامتر زمان جز پارامترهای اختلالی است لذا نمودارهای مربوط به روش اختلالی باید در بازه‌های زمانی کوچک با روش حل عددی مقایسه شوند. بنابراین سازگاری بین دو روش در بازه زمانی کوچک در شکل‌های (۴) و (۶) برقرار است.

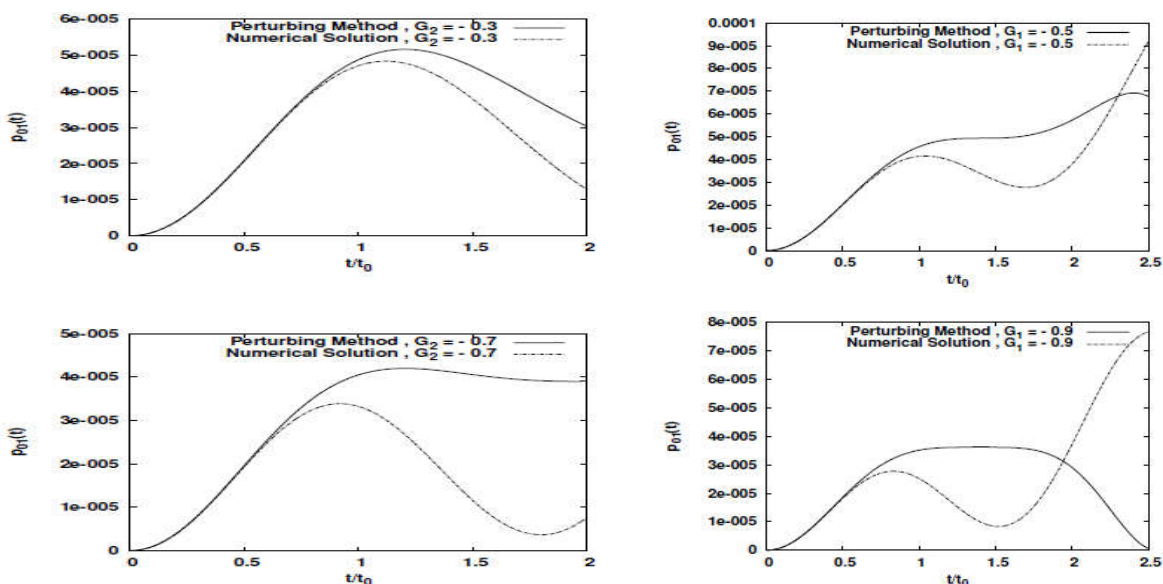
همچنین با توجه به نمودارهای ۳ و ۵، با افزایش مقادیر عددی G_1 و G_2 ارتفاع و مکان اولین بیشینه‌ها در هر دو روش

اساسی F_0 ، V_0 ، G_1 و G_2 را در یک مقیاس زمانی تجزیه و تحلیل کرد. همچنین در این مقاله یک روش حل عددی (حل دقیق معادله شرودینگر) برای محاسبه احتمال‌های رابطه (۸) بیان شده است و نهایتاً نمودارهای احتمال گذار به ازای مقادیر عددی مختلف G_1 و G_2 به دو روش حل عددی و اختلالی نشان داده شده است. بر اساس نتایج استخراج شده، رفتار دینامیکی ثابت‌های جفت شدگی G_1 و G_2 و نقش مهم آنها در انتقال ذره مورد بررسی قرار گرفته است.

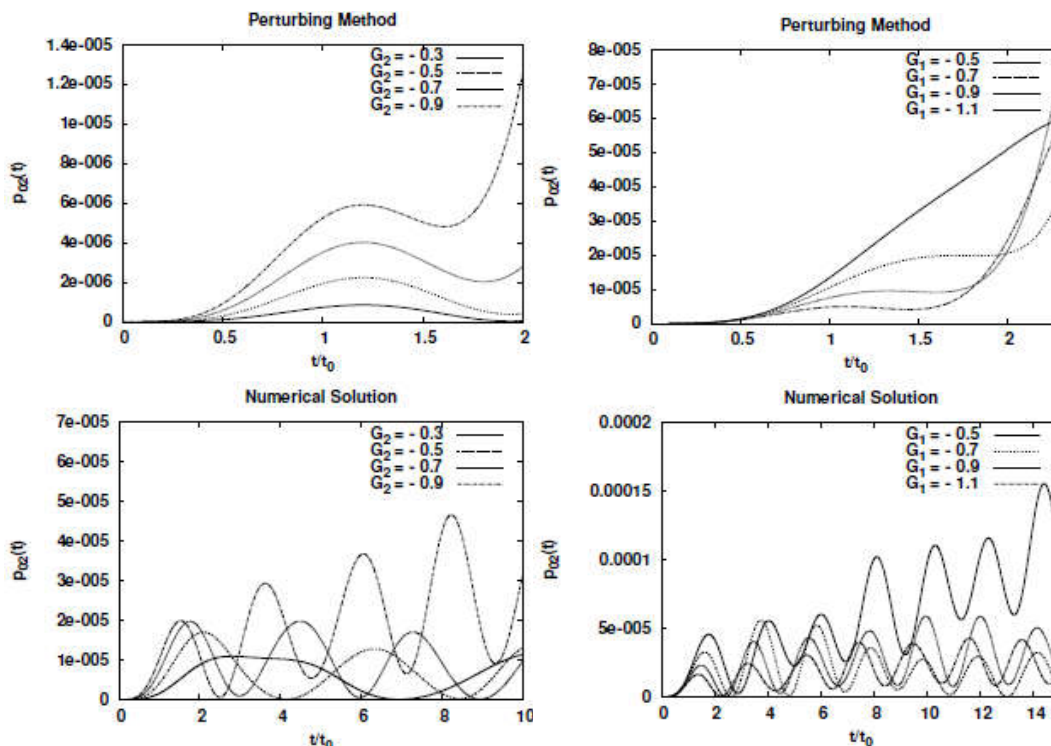
۴. بررسی رفتار ثابت‌های جفت شدگی بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها روی احتمال تونل زنی الکترون به حلقه کوانتومی در این بخش، به منظور بررسی رفتار و خواص دینامیکی ثابت‌های جفت شدگی بین نزدیک‌ترین همسایگان سیم و حلقه کوانتومی، نمودارهای احتمال گذار (P_{01}, P_{02}, P_{03}) به ازای مقادیر عددی مختلف G_1 و G_2 با ثابت نگه داشتن پارامترهای F_0 و V_0 بر اساس دو روش حل عددی و اختلالی مورد مطالعه قرار می‌گیرد. در روش حل عددی، با انتخاب $\hbar = 1$ ، مقیاس زمانی از مرتبه $t_0 = 10^{-15}$ s و مقیاس انرژی از مرتبه $E_0 = 1$ eV در نظر گرفته شده است. با توجه به شکل و ساختار هندسی حلقه کوانتومی، دومین و سومین چاه کوانتومی دارای تقارن مکانی هستند، بنابراین انتقال الکترون از چاه شماره صفر سیم به هر کدام از چاه‌های شماره دو و سه حلقه با هم برابرند که در شکل



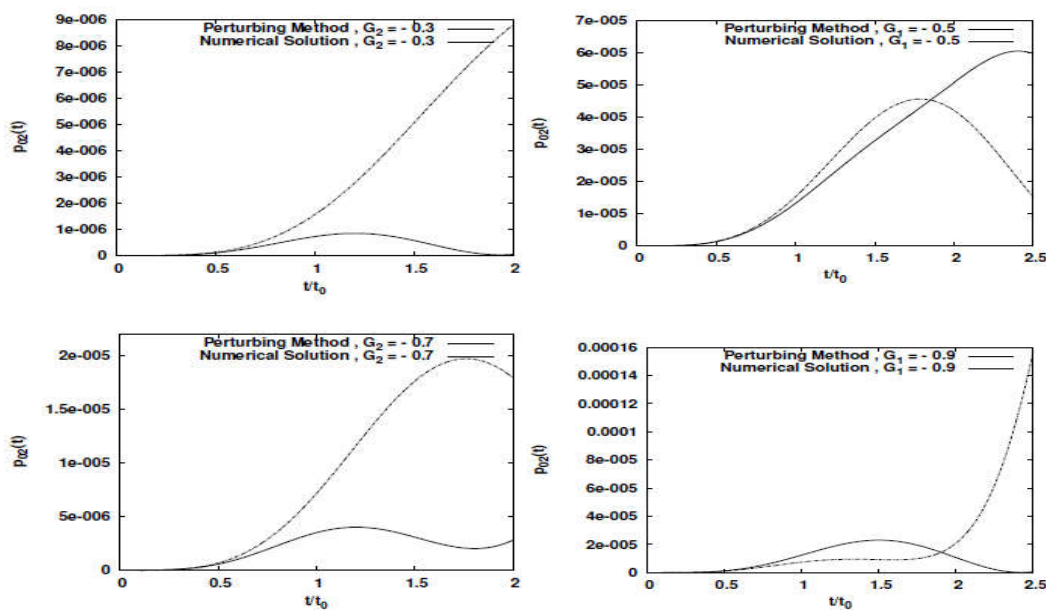
شکل ۳. نمودار احتمال تونل زنی الکترون از چاه صفرم سیم کوانتومی به چاه یکم حلقه کوانتومی بر حسب t/t_0 به دو روش اختلالی و حل عددی به ازای $V_0 = -0.1$ ، $F_0 = 0.1$ ، $\hbar = 1$ ، سمت راست به ازای $G_1 = -1$ و مقادیر مختلف G_2 و سمت چپ به ازای $G_2 = -1$ و مقادیر مختلف G_1 .



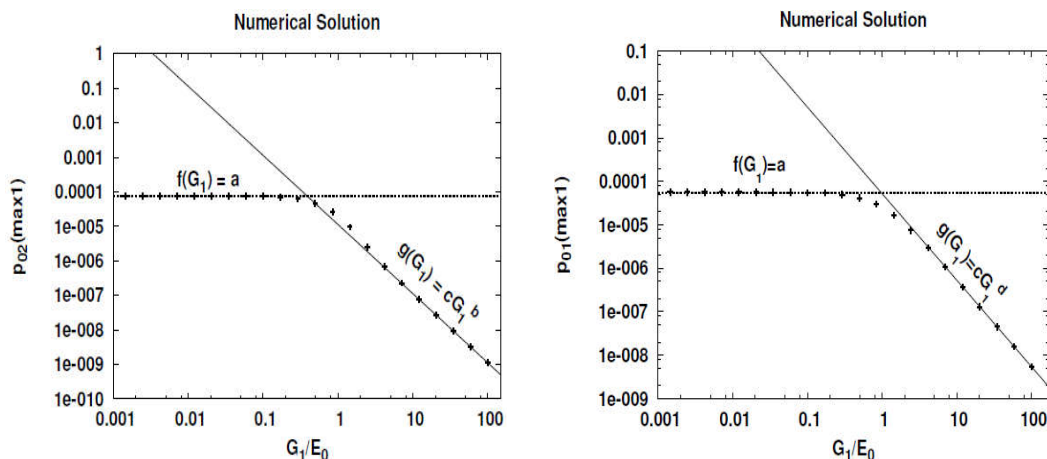
شکل ۴. مقایسه نمودارهای احتمال تونل زنی الکترون از سیم کوانتومی نامتناهی به چاه یکم حلقه کوانتومی مربوط به دو روش اختلالی و حل عددی سمت راست به ازای $G_1 = -1$ و مقادیر مختلف G_2 و سمت چپ به ازای $G_2 = -1$ و مقادیر مختلف G_1 .



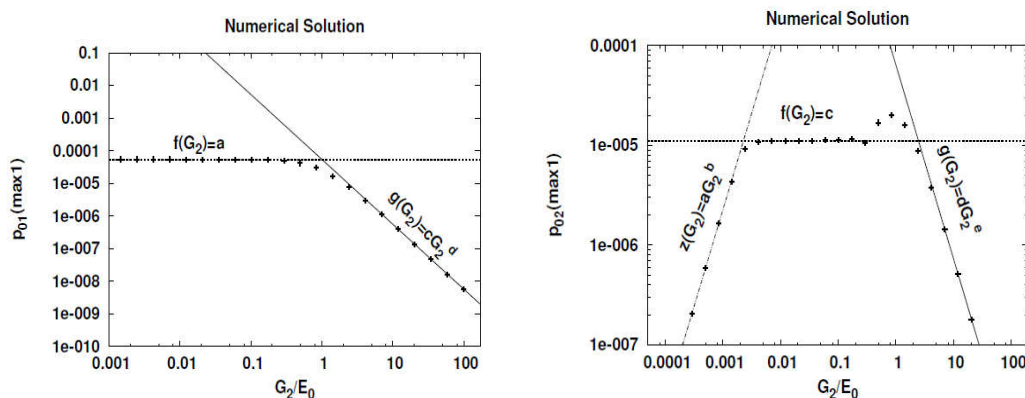
شکل ۵. نمودار احتمال تونل زنی الکترون از چاه صفرم سیم کوانتومی به چاه دوم حلقه کوانتومی بر حسب t/t_0 به دو روش اختلالی و حل عددی به ازای $V_0 = -0.1$, $F_0 = 0.01$, $\hbar = 1$ ، سمت راست به ازای $G_1 = -1$ و مقادیر مختلف G_1 و سمت چپ به ازای $G_2 = -1$ و مقادیر مختلف G_2 .



شکل ۶. مقایسه نمودارهای احتمال تونل زنی الکترون از سیم کوانتومی نامتناهی به چاه دوم حلقه کوانتومی مربوط به دو روش اختلالی و حل عددی سمت راست به ازای $G_1 = -1$ و مقادیر مختلف G_1 و سمت چپ به ازای $G_2 = -1$ و مقادیر مختلف G_2 .



شکل ۷. نمودار لگاریتمی احتمال تونل زنی الکترون به حلقه کوانتومی $P_{01}(\max 1)$ و $P_{02}(\max 1)$ به ترتیب مربوط به بیشینه‌های اول احتمال تونل زنی به چاه یکم و دوم حلقه بر حسب G_1/E_0 به ازای مقادیر $V_0 = -0.1$, $F_0 = 0.1$, $\hbar = 1$, $G_2 = -1$ و $E_0 = 1 \text{ eV}$ به روش حل عددی.



شکل ۸. نمودار لگاریتمی احتمال تونل زنی الکترون به حلقه کوانتومی $P_{01}(\max 1)$ و $P_{02}(\max 1)$ به ترتیب مربوط به بیشینه‌های اول احتمال تونل زنی به چاه یکم و دوم حلقه بر حسب G_2/E_0 به ازای مقادیر $V_0 = -0.1$, $F_0 = 0.1$, $\hbar = 1$, $G_1 = -1$ و $E_0 = 1 \text{ eV}$ به روش حل عددی.

گذار از سیم به چاه‌های یکم و دوم حلقه کوانتومی مربوط به ارتفاع بیشینه‌های اول است که بر حسب G_1/E_0 به ازای مقادیر عددی زیر رسم شده است. در نمودار سمت راست، $a = 5.609e^{-0.5} \pm 1.031e^{-0.7}$ ، $d = -1.99 \pm 0.01$ ، $c = 5.224e^{-0.5} \pm 2.273e^{-0.8}$ نمودار سمت چپ $a = 7.486e^{-0.5} \pm 8.345e^{-0.8}$ و $b = -2.003 \pm 0.001$ و $c = 1.128e^{-0.5} \pm 3.139e^{-0.8}$ مطابق شکل ۷ مقدار احتمال گذار الکترون به حلقه مربوط به اولین بیشینه‌ها برای هر دو نمودار به ازای مقادیر $G_1 \ll G_2$ ثابت و مستقل از G_1 است و به ازای مقادیر عددی $G_1 \ll G_2$

کاهش می‌یابد. بنابر این در ادامه این مقاله، به منظور استخراج نتایج کاربردی و فیزیکی بیشتری از نمودارهای احتمال گذار P_{01} ، P_{02} ، P_{02} اثر تغییرات ثابت‌های جفت شدگی G_1 و G_2 را روی ارتفاع اولین بیشینه‌ها به روش حل عددی مورد مطالعه قرار می‌دهیم. برای این منظور نمودارهای لگاریتمی مربوط به احتمال گذار $P_{01}(\max 1)$ را بر حسب G_1/E_0 و G_2/E_0 بر حسب G_1/E_0 و G_2/E_0 را به طور جداگانه مورد مطالعه قرار داده‌ایم که نتایج کلی آنها در نمودارهای ۷ و ۸ آمده است. در شکل ۷ نمودار لگاریتمی مربوط به نتایج مستخرج شده از نمودارهای

سیم کوانتومی، بررسی انتقال الکترون (رسانش) در سامانه‌هایی که از ترکیب آنها به وجود می‌آید در مقیاس نانو و علم نانو الکترونیک بسیار مورد توجه است. بر اساس دینامیک جبر کوانتومی، احتمال‌های گذار از یک زنجیره نامتناهی از چاه‌های کوانتومی واداشته که به یک حلقه کوانتومی به صورت اتصال ضعیف جفت شده‌اند به روش اختلالی محاسبه شده‌اند. در روش اختلالی عملگر تحول زمان در قالب یک رابطه تحلیلی برحسب ثابت‌های تونل زنی نزدیک‌ترین همسایگان در سیم و حلقه کوانتومی به دست آمده است و رفتار دینامیکی این پارامترها در این معادله قابل تفسیر است. همچنین احتمال‌های انتقال الکترون از چاه صفرم سیم به هر کدام از چاه‌ها در حلقه کوانتومی به روش حل عددی به دست آمد. این احتمال‌ها نیز به پارامترهای اساسی از جمله به ثابت‌های جفت شدگی بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها در سیم و حلقه بستگی دارد، بنابراین وابستگی احتمال نسبت به تغییرات این دو پارامتر با دو روش اختلالی و حل عددی مطالعه و بررسی شد. همچنین اثر تغییرات هر یک از این پارامترها روی ارتفاع اولین بیشینه‌ها مربوط به نمودارهای احتمال تونل زنی به صورت لگاریتمی به روش عددی مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت. مطالعه این نمودارهای لگاریتمی متناظر با مقادیر عددی مختلف ثابت‌های برهم‌کنش نتایج به دست آمده از روش اختلالی را تأیید می‌کنند. بررسی اثر تغییرات این ثابت‌ها در نانو تکنولوژی و نانوالکترونیک مفید و کاربردی است. با مطالعه تغییرات این ثابت‌ها، روی احتمال‌های گذار می‌توان شدت ثابت‌های تونل زنی را کنترل کرد و از آنها برای اندازه‌گیری نوسانات در مقیاس اتمی به عنوان ابزار دقیق استفاده کرد.

متناسب با $\sqrt{G_1^2}$ تغییر می‌کند. همچنین به منظور بررسی اثر تغییرات G_1 روی ارتفاع اولین بیشینه‌ها، نمودارهای لگاریتمی $P_1(\max)$ و $P_2(\max)$ مربوط به اولین بیشینه‌ها بر حسب G_1/E_1 در شکل ۸ به ازای مقادیر زیر نشان داده شده است. در نمودار سمت راست، $a = 5.7392e^{-0.05} \pm 8.182e^{-0.08}$ ، $b = 1.979 \pm 0.004$ ، $c = 5.7399e^{-0.05} \pm 2.287e^{-0.07}$ و $d = -1.988 \pm 0.002$ در نمودار سمت چپ $a = 2.015 \pm 0.059$ ، $b = 1.979 \pm 0.004$ ، $c = 1.118e^{-0.05} \pm 5.469e^{-0.08}$ و $d = 7.038e^{-0.05} \pm 4.743e^{-0.07}$ است. نمودار سمت راست این شکل به ازای مقادیر عددی $G_1 \ll G_2$ ، احتمال انتقال الکترون از سیم به حلقه کوانتومی مربوط به اولین بیشینه‌ها ثابت و مستقل از G_2 و به ازای مقادیر عددی $G_1 \gg G_2$ این احتمال متناسب با $\sqrt{G_2^2}$ است. در نمودار سمت چپ شکل ۸، به ازای مقادیر $G_1 \ll G_2$ احتمال انتقال الکترون از سیم به چاه دوم حلقه کوانتومی مربوط به اولین بیشینه‌ها با G_2^2 متناسب است و به ازای مقادیر $G_1 \gg G_2$ این احتمال ثابت و مستقل از G_2 است و در نهایت به ازای $G_1 \ll G_2$ ، $P_2(\max)$ به صورت $\sqrt{G_2^2}$ تغییر می‌کند. با استفاده از نتایج فوق که از نمودارهای ۳ و ۵ حاصل می‌شوند می‌توان بیشترین مقدار عددی ثابت‌های تونل زنی G_1 و G_2 را به دست آورد. یعنی به محتمل‌ترین مقدار احتمال تونل زنی از سیم به حلقه کوانتومی توسط مقادیر عددی پارامترهای G_1 و G_2 رسید که از آنها به عنوان ابزاری برای اندازه‌گیری‌های دقیق در مقیاس اتمی استفاده می‌شود.

۵. نتیجه‌گیری

با توجه به اهمیت و کاربردهای گسترده و خواص ویژه حلقه و

مراجع

1. C M Fischer, M Burghard, S Roth, and K V Klitzing, *Appl. Phys. Lett.* **66** (1995) 3331.
2. R H M Smit, C Untiedt, G Rubio-Bollinger, R C Segers, and J M Van Ruitenbeek *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 076805.
3. A Fuhrer, S Luscher, T Ihn, T Heinzel, K Ensslin, W Wegscheiner, and M Bichler *Nature* **413** (2001) 385.
4. M Kawamura, N Paul, V Cherepanov, and B Voigtlander, *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 096102.
5. P A Orellana, M L Ladron de Guevara, M Pacheco, and A Latge, *Phys. Rev. B* **68** (2003) 195321.
6. M Hjort and S Stafstrom *Phys. Rev. B* **62** (2000) 5245.
7. K Walczak, *Stat. Sol. B* **241** (2004) 2555.
8. P A Orellana and M Pacheco *Phys. Rev. B* **71** (2005) 235330.
9. P Singha Deo, P Koskinen, and M Manninen, *Phys. Rev. B* **72** (2005) 155332.
10. M Buttiker, *Phys. Rev. B* **32** (1985) 1846.

- (2004) 139
17. K Walczak, *Stat. Sol. (b)* **241** (2004) 2555.
18. P A Orellana and M Pacheco, *Phys. Rev. B* **71** (2005) 235330.
19. M Buttiker and C A Stafford, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 495.
20. H J Korsh and S Mossmann, *Phys. Lett. A* **317** (2003) 54.
21. H Pahlavani and F Arezoumandi, *Mod. Phys. Lett. B* **26** (2012) 1250054.
11. A Azari, S Zabihi A, K Seyyedi, *Int. J. Nano Dimens* **2** (2012) 213.
12. J Taylor, Gou and J Wang, *Phys. Rev. B* **63** (2001) 245407.
13. P S Damle, A W Ghosh, and S Datta, *Phys. Rev. B* **64** (2001) R201403.
14. K Walczak, *Cent. Eur. J. Chem* **2** (2004) 524.
15. M Hjort and S Staffrom, *Phys. Rev. B* **62** (2000) 5245.
16. D Walter, D Neuhauser and R Baer, *Chem. Phys.* **299**