مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

ترابرد در جعبه جفت‌کوپر دارای ناخالصی

تبریزی دهنو ، راحله[۱] ؛ قربانزاده مقدم، علی[۱]

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه‌ی زنجان، ایران

چکیده

جعبه‌ی جفت‌کوپر دارای ناخالصی شامل یک جزیره‌ی ابررسانایی همراه با ناخالصی در دو انتهای آن است که توسط سدهای تونلی به الکترودهای نرمال متصل شده است. فرض می‌کنیم که انرژی گاف ابررسانایی بزرگترین مقیاس انرژی است و جفت‌شدگی بین حالت‌های ناخالصی و جفت‌های کوپر ضعیف است. ما مشاهده کردیم که جریان در جزیره‌های ابررسانایی به پاریته‌ی تعداد کل الکترون‌های آزاد در آن وابسته است. به این معنا که از ولتاژهای گیت متفاوت، جریان متفاوتی نتیجه می‌شود. بنابراین سیستم مورد مطالعه‌ی ما از سیستم‌هایی که در آنها مایورانا جایگزین ناخالصی است، تفاوت دارد.

Impurity-assisted transport in Cooper pair boxes

Tabrizi Dehno, Raheleh[1]; Moghaddam , Ali G.[1]

Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, *Zanjan, Iran*

Abstract

we study electron transport in cooper pair box including two impurity states its ends where couple through tunnel barriers to two normal leads. In addition, we assume the superconducting gap is the largest energy scale and the coupling between impurity states and cooper pairs condensate is weak We see that the current depends on the number parity which means different currents for different gate voltages. This signature make the studied system very different from similar system hosting two majorans instead of impurities.

PACS No: 71.10, 73.23

اتصالات تونلی ضعیف بین ابررساناها پایه‌های مناسبی برای کیوبیتها هستند. با پیشرفت تکنولوژی تولید سیستم‌های دو حالته کوانتومی در دستگاههای حالت جامد منجر به توجه بیشتر به سیستم‌هایی از جمله حالت‌های شار مغناطیسی در حلقه‌های ابررسانایی [۱] و حالت‌های مقید انرژی صفر مایورانا در ابررساناهای توپولوژیکی [۲] و جعبه‌ی جفت‌کوپر شده است.

علاوه بر کنترل همدوسی کوانتومی [۳] و چگونگی ایجاد برهم‌نهی کوانتومی در جعبه‌ی جفت کوپر، آنها نیز تشکیل سیستم دوحالته‌ی الکترونی را می‌دهند. به دلیل حضور جفت‌کوپرها ناشی از برهم‌کنش الکترون-الکترون در ابرساناها اثرات پاریته تعداد در آنها اهمیت می‌یابد. در واقع براساس تئوری ابررسانایی، این امر موجب می‌شود که انرژی حالت پایه‌ی جزیره‌ی ابرسانایی با تعداد N الکترون به پاریته‌ی تعداد کل الکترون‌های آن وابسته باشد. بدین ترتیب برای تعداد فردی از الکترون‌ها، انرژی حالت پایه جزیره‌ی ابررسانایی به اندازه‌ی انرژی گاف بزرگتر از تعداد زوجی از الکترون‌ها است. از این‌رو تلاش برای بررسی اثرات پاریته تعداد بر جریان در سیستم‌های اتصال تونلی کم‌ظرفیت به صورت تجربی [٤] و تئوری [٥] انجام شده است.

انسداد کولنی در سیستم‌های اتصال تونلی نیز ناشی از کوانتش بار و انرژی باردارشدگی است. این پدیده در دما و ولتاژ پایین، مانع تونل‌زنی الکترون‌ها در سیستم‌های ابررسانایی یا فلزی با اتصالات کم ظرفیت می‌گردد. با این وجود پیش‌بینی شده است در سیستم‌های ابررسانای توپولوژیکی مکانیسم غالبی که ترابرد الکترون‌ها حتی در ولتاژهای کم را ممکن می‌سازد، وجود حالت‌های مقید مایورانای انرژی صفر است. حضور این حالت‌ها در انتهای ابررسانای مزوسکوپی به فرایندهای انتقال غیرموضعی الکترون‌ها منجر می‌شود [۷]. بر همین اساس در این مقاله هدف ما

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

بررسی تأثیر ناخالصی بر ترابرد الکترونی در سیستم جعبه‌ی جفت‌کوپر است.

سیستم مورد نظر ما در شکل۱ توضیح داده می‌شود. این سیستم شامل یک جزیره‌ی ابررسانایی است که از طریق اتصال تونلی به دو الکترود نرمال متصل شده است. جزیره میزبان ناخالصی‌ها در دو انتهای آن است.

شکل۱: طرح شماتیکی از مدل. سیستم از جزیره‌ی ابررسانایی متشکل از دو ناخالصی در دو انتهای آن.

الکترود ابررسانایی با انرژی گاف بزرگ در نظر گرفته شده است. یعنی $\Delta \to \infty$. ما الکترودهای نرمال را در پتانسیل شیمیایی متفاوتی قرار داده‌ایم. مقیاس مزوسکوپی جزیره ابررسانایی ما را به محاسبه‌ی انرژی باردارشدگی مستلزم می‌کند.

هامیلتونی سیستم به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$H = H_{Ch} + \sum_j H_{impj} + H_{CP-imp} + H_{T-leads} \qquad (۱)$$

این جملات به ترتیب توصیف کننده‌ی هامیلتونی ناشی از انرژی باردارشدگی جزیره‌ی ابررسانایی، ناخالصی‌ها، جفتیدگی بین حالت‌های ناخالصی و جفت‌کوپرهای جزیره‌ی ابررسانایی و همچنین تونل‌زنی بین ترازهای ناخالصی و الکترودهای نرمال است که با روابط زیر مشخص می‌گردند.

$$H_{Ch} = E_C \left(2N + \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} d^{\dagger}_{i,\sigma} d_{i,\sigma} - n_g \right)^2 + \sum_{\sigma,\sigma'=\uparrow,\downarrow} \sum_{i=1,2} d^{\dagger}_{i,\sigma} d^{\dagger}_{i,\sigma} d_{i,\sigma} d_{i,\sigma} \qquad (۲)$$

$$H_{imp} = \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \sum_{i=1,2} \varepsilon_{i,\sigma} d^{\dagger}_{i,\sigma} d_{i,\sigma} \qquad (۳)$$

$$H_{CP-imp} = \sum_{i=1,2} \Gamma_{s_i} e^{-i\varphi} d^{\dagger}_{i,\uparrow} d_{i,\downarrow} \qquad (۴)$$

$$H_{CP-imp} = \sum_{k,\sigma} t_{k,\sigma} d^{\dagger}_{\sigma} c_{k,\sigma} + H.c. \qquad (۵)$$

U انرژی دافعه‌ی کولنی مشخص کننده‌ی اشغال دوگانه‌ی ناخالصی است. N_{CP} تعداد الکترون‌های جزیره‌ی ابررسانایی، n_g تعداد الکترون‌های اولیه‌ی جزیره ، $n_{i,\sigma} = \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \sum_{i=1,2} d^{+}_{i,\sigma} d_{i,\sigma}$ تعداد الکترون‌های ناخالصی و d^{+} و d عملگرهای خلق و فنای ناخالصی است. ε_i انرژی تراز هر ناخالصی، Γ_{si} بیانگر جفتیدگی بین ناخالصی و جفت‌های کوپر جزیره‌ی ابررسانایی و t_k نرخ تونل‌زنی است. مناسب‌ترین انتخاب برای پایه‌های متناظر با این هامیتونی به صورت $|N, n_1, n_2>$ است که N تعداد جفت‌کوپرها و n_1 و n_2 حالت‌های ناخالصی است.

ترابرد الکترونی مرتبه‌ی اول در آهنگ تونل‌زنی هنگامی اتفاق می‌افتد که حداقل دو حالت تبهگنی داشته باشند، به طوری که الکترون‌ها با گذار بین آنها انتقال یابند در غیر این صورت در رژیم انسداد کولنی قرار می‌گیرند. در جعبه‌ی جفت‌کوپر به علت پاریته‌ی الکترون‌ها، تبهگنی حالت‌ها در n_gهای صحیح اتفاق می‌افتد. در سیستم مورد بررسی ما انتظار می‌رود حضور ناخالصی، تبهگنی حالت‌ها را جابجا کرده و در n_gهای نیم‌صحیح رخ می‌دهد. بر همین اساس با بارهای گیت $n_g = \frac{1}{2}$ و $n_g = \frac{3}{2}$ و در رژیم انسداد کولنی کار را شروع کرده‌ایم. فرض می‌کنیم که جفتیدگی ضعیفی بین ناخالصی و ابررسانا وجود دارد. یعنی Γ_s کوچک است.

محاسبات با استفاده از روش نموداری زمان حقیقی [۷] انجام می‌شود. ابتدا ماتریس چگالی کاهیده‌ی سیستم را نوشته و با استفاده از روش نموداری نرخ گذارهای مرتبه‌ی اول بین عناصر ماتریس چگالی را به‌دست می‌آوریم. برای توصیف تحول دینامیکی جزیره کافی است که معادله‌ی مادر حاکم بر آن را بیابیم.

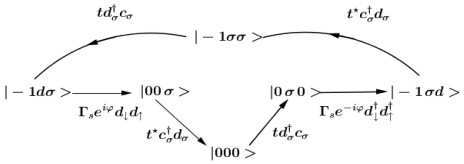
$$\frac{d}{dt} P^{\chi_1}_{\chi_2}(t) + i(\varepsilon_{\chi_1} - \varepsilon_{\chi_2}) P(t) = \sum_{\chi_1',\chi_2'} \int_0^{\infty} dt' W^{\chi_1,\chi_1'}_{\chi_2,\chi_2'} P(t) \qquad (۶)$$

$W^{\chi_1,\chi_1'}_{\chi_2,\chi_2'}$ همان نرخ‌های گذار هستند.

برای به‌دست آوردن رابطه‌ی جریان، باید کرنل‌های مربوط به آن را محاسبه کنیم. این کرنل‌ها در واقع همان نرخ‌های گذار هستند.

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

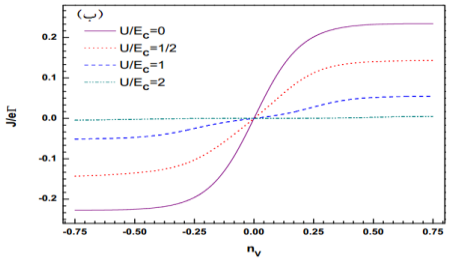
چرخه‌ی جریان وابسته به ولتاژ گیت $\left(n_g=\frac{1}{2}\right)$ در شکل۲ رسم شده است.

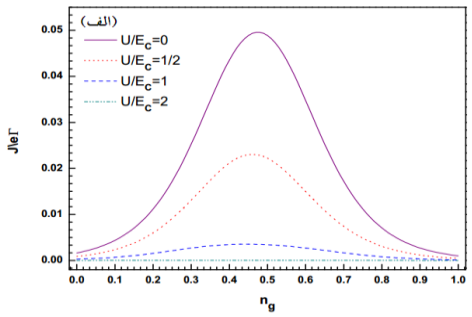


شکل۲: چرخه‌ی جریان وابسته به ولتاژگیت به ازای $n_g=\frac{1}{2}$

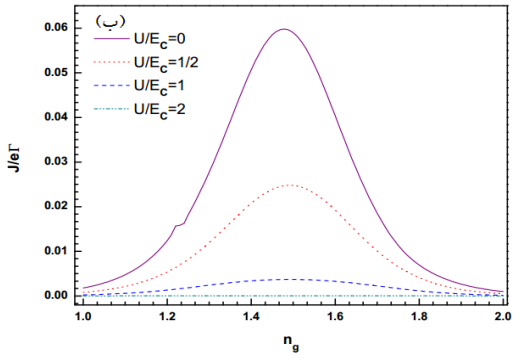
رابطه‌ی جریان به صورت $I=\Sigma W\begin{matrix}\chi_1\chi_1'\\ \chi_2\chi_2'\end{matrix}P\begin{matrix}\chi_1'\\ \chi_2'\end{matrix}$ است. ازاین‌رو با تشکیل ماتریس کرنل‌های جریان، ضرب آنها در عناصر ماتریس چگالی و نهایتاً جمع همه‌ی آنها با هم جریان را به‌دست می‌آوریم. با محاسبه‌ی جریان به‌صورت عددی می‌توان تغییرات جریان بر حسب ولتاژ بایاس را برای بارهای گیت $n_g=\frac{1}{2}$ و $n_g=\frac{3}{2}$ به‌دست آورد.

اثر انرژی دافعه‌ی کولنی را می‌توان در شکل‌های ۳ و ٤ مشاهده کرد. نرخ تونل‌زنی $\Gamma_N=0.5K_BT$ در نظرگرفته شده است. در شکل ۳ مشاهده می‌شود که سیستم به ازای مقادیر کوچک n_V رفتار خطی از خود نشان می‌دهد، در حالی‌که برای مقادیر بزرگ n_Vاشباع می‌شود. در حالت کلی U باید جریان را مسدود کند. اما همان‌طوری که مشاهده می‌شود برای هر دو بار گیت این انسداد جریان به ازای مقادیر به اندازه‌ی کافی بزرگ انرژی دافعه‌ی کولنی به صفر می‌رسد. افزایش U در سیستم منجر می‌شود که اختلاف انرژی بین حالت‌های که یک الکترون انتقال می‌دهند، زیاد می‌شود. از آنجایی که گذار بین حالت‌ها از طریق ولتاژ بایاس خارجی میسر می‌شود. لذا برای گذار بین این حالت‌ها به ولتاژ بایاس بزرگتری نیازمندیم. به همین دلیل به ازای n_Vهای کوچک، جریان خیلی کوچک و نزدیک به صفر است.





شکل۳: تغییرات جریان برحسب ولتاژس با برای مقادیر متفاوت U. الف) $n_g=\frac{1}{2}$ و ب) $n_g=\frac{3}{2}$. پارامترهای E_C، Γ_S، $\delta\varepsilon$ و n_V به ترتیب $5K_BT$، $0.25K_BT$، $0.005K_BT$ و $0.0125K_BT$هستند.



شکل٤: تغییرات جریان برحسب ولتاژ گیت برای مقادیر متفاوت U. الف) $n_g=\frac{1}{2}$ و ب) $n_g=\frac{3}{2}$. پارامترهای E_C، Γ_S، $\delta\varepsilon$ و n_V به ترتیب $5K_BT$، $0.25K_BT$، $0.005K_BT$ و $0.0125K_BT$هستند.

نتیجه گیری

انتظار می‌رفت که برای وجود حالت‌های ناخالصی در دو انتهای جزیره‌ی ابررسانا، نتایجی مشابه با حالت‌های مقید مایورانا داشته

باشد. اما علیرغم وجود حالت‌های ناخالصی، پاریته در سیستم جعبه‌ی جفت‌کوپر اهمیت دارد و با توجه به زوج یا فرد بودن پاریته، سیستم رفتار متفاوتی از خود نشان می‌دهد.

مرجع‌ها

[1] C. D. Tesche; "Can a noninvasive measurement of magnetic flux be performed with superconducting circuits?"; *Phys. Rev. Lett.***64**, (1990) 2358-2361.
[2] A.Y. Kitaev, Physics-Uspekhi 44, 131 (2001).
[3] Y. Nakamura and et al.; "Coherent control of macroscopic quantum states in a single cooper pair box. "; *Nature***398** , (1999) 786-788.
[4] M. T. Tuominen and et al.; "Experimental evidence for parity-based 2e periodicity in superconductine single-electron tunneling Transistor"; *Phy. Rev. Lett.***69**, (1992) 1997-2000.
[5] D. V. Averin and Yu. V. Nazarov; "Single-Electron Charging of a superconducting island"; *Phy. Rev. Lett.***69**, (1992) 1993-1996.
[6] L. Fu, "Electron teleportation via majorana bound states in a mesoscopic superconductor"; *Phys. Rev. Letts.***104**, (2010) 056402-056405.
[7] J. könig; *Resonance tunneling in Mesoscopic System, MSC thesis*; University Karlsruhe; (1995).