

رسانایی تونلی در اتصال گرافینی نرمال- عایق- ابررسانا با ساختار قرص کاربینو

حسینیه خاتمی^۱، الهام مومیوند^۱، بابک عبداللهی پور^۲ و رامین محمدخانی^۱

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان، زنجان

۲. گروه فیزیک حالت جامد، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

پست الکترونیکی: rmkhani@znu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۰۲/۲۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۴/۱۰/۲۰)

چکیده

ما رسانایی تونلی اتصال گرافینی نرمال- عایق- ابررسانا با ساختار کاربینو را مورد مطالعه قرار می‌دهیم. با حل معادله دیراک- بوگولیوبوف- دژن در نواحی مختلف اتصال و به کار بردن نظریه پراکندگی ضرایب بازتاب معمولی و اندریو برای اتصال به دست می‌آیند. با کمک فرمول بلوندر- تینخام- کلاپویک رسانایی تونلی اتصال به شکل تابعی از شدت سد پتانسیل ناحیه عایق محاسبه می‌شود. نتایج به دست آمده نشان می‌دهند که رسانایی تونلی این اتصال مانند اتصال مشابه تخت به صورت تابعی از شدت سد پتانسیل نوسان می‌کند. رسانایی تونلی در نقاط تشدیدی که نسبت به اتصال تخت به اندازه $\pi/2$ اختلاف فاز دارند بیشینه می‌شود.

واژه‌های کلیدی: گرافین؛ رسانایی تونلی، ابررسانا، قرص کاربینو، بازتاب اندریو، سد پتانسیل باریک

۱. مقدمه

وسیله مطالعه رسانایی تونلی یک اتصال گرافینی فلز نرمال- ابررسانا درک نمائیم. هر چند گرافین یک ابررسانای طبیعی نمی‌باشد، اما ویژگی ابررسانایی می‌تواند در اثر مجاورت یک الکترواثر ابررسانا با لایه گرافین در آن القا شود [۳ و ۴]. رسانایی در اتصال‌های فلز نرمال و ابررسانا بر پایه بازتاب اندریو بسیار مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. در سال‌های اخیر رسانایی در اتصال‌های مشابه گرافینی توجه زیادی را به خود جلب کرده است [۵-۱۱]. بینکر نشان داده است که در اتصال گرافینی نرمال- ابررسانا علاوه بر بازتاب معمولی اندریو، بازتاب اندریو ویژه یا آینه‌ای نیز می‌تواند رخ دهد، که تأثیر

گرافین یک تک‌لایه از اتم‌های کربن با آرایش شش‌گوشی لانه‌زنبوری است که اتم‌های کربن در آن در دو زیرشبکه (A و B) قرار گرفته‌اند [۱]. گرافین یک نیم‌رسانای بدون گاف و دارای رابطه پاشندگی خطی در حد برانگیختگی‌های کوچک است که منجر به نوارهای رسانش و ظرفیت مخروطی شکلی می‌شود. این نوارها در گوشه‌های شش‌گوشی منطقه اول بریلوئن که نقاط دیراک خوانده می‌شوند با یکدیگر در تماس هستند. ساختار الکترونی گرافین توسط هامیلتونی دیراک برای ذرات بدون جرم بیان خواهد شد [۲]. وجود شبه ذرات دیراک را می‌توانیم به

توسط معادله دیراک-بوگولیوبوف-دژن داده می‌شوند [۳]:

$$\begin{pmatrix} H - E_F & \Delta(r) \\ \Delta^*(r) & E_F - H \end{pmatrix} \psi = \varepsilon \psi, \quad (1)$$

در رابطه بالا Δ پتانسیل زوج ابررسانایی است که شبه ذرات الکترون گونه ψ_e و حفره گونه ψ_h را با یکدیگر جفت می‌کند و ε انرژی برانگیختگی شبه ذرات نسبت به انرژی فرمی است. ψ در معادله (۱) به شکل ۱ اسپینور چهار مؤلفه‌ای به صورت $(\Psi_{A+}, \Psi_{B+}, \Psi_{A-}, \Psi_{B-})$ است که در آن زیر نوشت B, A مربوط به دو زیر شبکه گرافین هستند و علامت‌های $\pm$ درجه آزادی وادی^۱ (valley) را نشان می‌دهند. بنابراین برانگیختگی‌های الکترونی در یک وادی با برانگیختگی‌های حفره در وادی دیگر با هم جفت می‌شوند. هامیلتونی دیراک برای فرمیون‌های دیراک بدون جرم H ، در مختصات قطبی به شکل زیر است [۱۲]:

$$H(r, \varphi) = -i\hbar v_F (\cos \varphi \sigma_x + \sin \varphi \sigma_y) \partial_r - \quad (2)$$

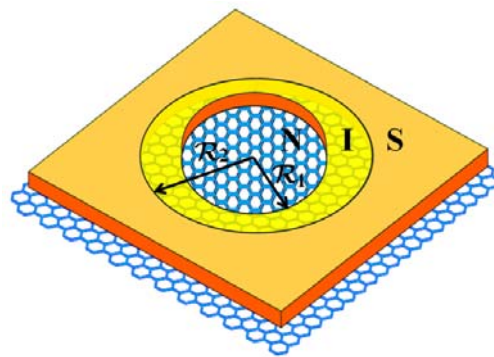
$$i\hbar v_F (\cos \varphi \sigma_y - \sin \varphi \sigma_x) \frac{1}{r} \partial_\varphi + U(r),$$

که در آن σ_x و σ_y ماتریس‌های پائولی هستند و پتانسیل الکتروستاتیک به شکل زیر است:

$U(r) = -U_0 \theta(r - R_1) + V_0 \theta(-r + R_2) \theta(r - R_1)$ که θ در آن یک تابع پله‌ای است، U_0 و V_0 به ترتیب اندازه شدت پتانسیل در ناحیه‌های ابررسانا و نارسانا هستند. با حل معادله دیراک-بوگولیوبوف-دژن در هر یک از سه ناحیه موجود در اتصال، ویژه توابع مربوط به هر ناحیه به دست می‌آیند. توابع موج در ناحیه نرمال یا عایق، با در نظر گرفتن پتانسیل مربوط به آن ناحیه، به شکل زیر به دست می‌آیند:

$$\psi e^{+(-)} = e^{i(m-\frac{1}{2})\varphi} \begin{pmatrix} H_{m-\frac{1}{2}}^{(+)}(k_e r) \\ ie^{i\varphi} \text{sign}[\varepsilon + \mu - U(r)] H_{m+\frac{1}{2}}^{(+)}(k_e r) \\ \vdots \\ \vdots \\ H_{m-\frac{1}{2}}^{(+)}(k_h r) \\ ie^{i\varphi} \text{sign}[-\varepsilon + \mu - U(r)] H_{m+\frac{1}{2}}^{(+)}(k_h r) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\psi h^{+(-)} = e^{i(m-\frac{1}{2})\varphi} \begin{pmatrix} \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ H_{m-\frac{1}{2}}^{(-)}(k_h r) \\ ie^{i\varphi} \text{sign}[-\varepsilon + \mu - U(r)] H_{m+\frac{1}{2}}^{(-)}(k_h r) \end{pmatrix}$$



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمای اتصال گرافینی نرمال-عایق-ابررسانا با ساختار قرص کاربینو.

به سزایی در رسانایی اتصال دارد [۳]. در مرجع [۱۰] رسانندگی تونلی اتصال گرافینی نرمال-عایق-ابررسانا با ساختار تخت و در حد اتصال بسیار پهن، که در آن شکل لبه‌های عرضی اتصال اهمیت خود را از دست می‌دهند، مطالعه شده است. آنها نشان داده‌اند که در حد سد پتانسیل نازک برای ناحیه نارسانا، رسانایی تونلی به شکل یک تابع نوسانی از شدت پتانسیل ناحیه نارسانا با دوره تناوب π است.

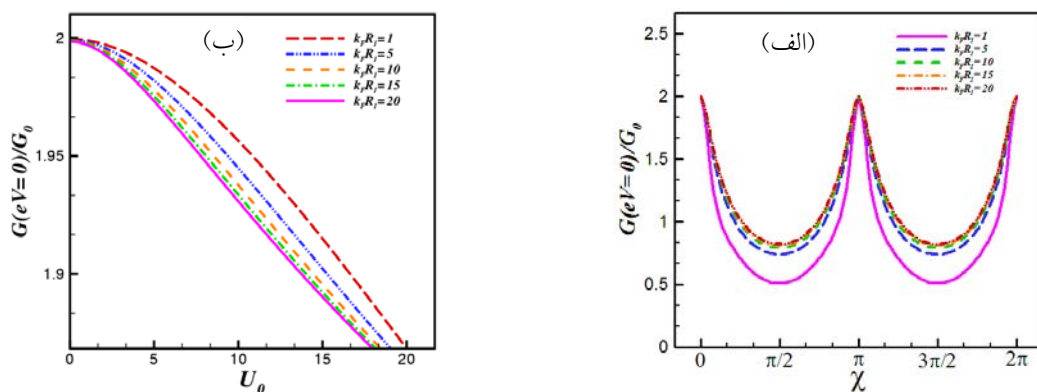
در این مقاله ما رسانایی تونلی یک اتصال گرافینی نرمال-عایق-ابررسانا با ساختار قرص کاربینو را مورد مطالعه قرار می‌دهیم. برتری اتصال با ساختار قرص کاربینو بر اتصال تخت در نداشتن لبه است. نتایج ما نشان می‌دهند که در حد سد پتانسیل نازک، رسانندگی تونلی این ساختار همانند ساختار مشابه تخت [۱۰] بر حسب شدت سد پتانسیل نارسانا یک رفتار نوسانی با دوره تناوب π دارد که نسبت به ساختار تخت دارای اختلاف فاز $\pi/2$ است.

۲. مدل و معادلات اساسی

ما یک اتصال گرافینی نرمال-عایق-ابررسانا با ساختار قرص کاربینو را در نظر می‌گیریم. بخش نرمال قرصی به شعاع R_1 است که توسط یک ناحیه عایق به شعاع R_2 احاطه شده است و ناحیه ابررسانا باقی فضا را اشغال می‌کند. نمایی از ساختار مورد بررسی در شکل ۱ نشان داده شده است.

برانگیختگی‌های با انرژی‌های کم الکترون و حفره در گرافین

۱. Valley



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) (الف) رسانایی تونلی بر حسب شدت سد پتانسیل در بایاس صفر برای $k_F R_1 = 1, 5, 10, 15, 20$, $U_0 = 0$, $\Delta_0 = 0.1 E_F$ و (ب) رسانایی تونلی بر حسب پتانسیل ناحیه ابرسانا برای مقادیر مختلف $k_F R_1$ و $\chi = 0$ و $\Delta_0 = 0.1 E_F$.

$$\chi = \frac{V_0 d}{\hbar v_F} \quad (6)$$

حد سد پتانسیل باریک را با در نظر گرفتن $V_0 \rightarrow \infty$ و $d \rightarrow 0$ معرفی می‌کنیم، طوری که شدت سد پتانسیل (χ) مقداری متناهی داشته باشد. با اعمال حد سد پتانسیل باریک ضرایب بازتاب در این حد به دست می‌آیند که توابع متناوبی بر حسب χ هستند. با در دست داشتن ضرایب بازتاب، رسانایی تونلی اتصال از فرمول بلوندِر-تینخام-کلاپویک به دست می‌آید [۱۰].

$$G = G_0 \sum_m (1 - |r_{ee}|^2 + |r_{eh}|^2 \frac{K e^N R_1}{K_h^N R_1}) \quad (8)$$

در این رابطه $G_0 = \frac{4e^2}{h}$ است که ضریب ۴ از تبهگنی درجه‌های آزادی اسپین و وادی حاصل می‌شوند. با محاسبه عددی و انجام جمع بر روی مقادیر مختلف m رسانایی تونلی بر حسب پارامترهای اتصال به دست می‌آید.

۳. نتایج و بحث

رسانایی تونلی اتصال گرافینی NIS با ساختار قرص کاربونی با در نظر گرفتن سطح فرمی یکسان در نواحی ابرسانا و نرمال، برای مقادیر مختلف غلظت حامل‌های بار $k_F R_1$ ، در شکل ۲ (الف) نشان داده شده است. در این نمودارها، G/G_0 بر حسب کمیت بدون بعد شدت سد پتانسیل ناحیه عایق χ رسم شده است. نتایج حاصل نشان

که در آن بردارهای موج شبه‌ذرات الکترون گونه و حفره گونه به

$$k_e(h) = \frac{|(-)\varepsilon + \mu - U(r)|}{\hbar v_F} \quad \text{شکل}$$

موج در ناحیه ابرسانا با روابط زیر داده می‌شوند:

$$\psi_S^{+(-)} = e^{i(m-\frac{1}{2})\varphi} \begin{pmatrix} e^{(-)i\beta} H_{m-\frac{1}{2}}^{(\nu)}(k_e^S(h)r) \\ ie^{(-)i\beta} H_{m+\frac{1}{2}}^{(\nu)}(k_e^S(h)r) e^{i\varphi} \\ e^{-i\Phi} H_{m-\frac{1}{2}}^{(\nu)}(k_e^S(h)r) \\ e^{-i\Phi} H_{m+\frac{1}{2}}^{(\nu)}(k_e^S(h)r) e^{i\varphi} \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$k_e^S(h) = \frac{|(\mu + U_0) + (-)\Delta_0 \sin \beta|}{\hbar v_F},$$

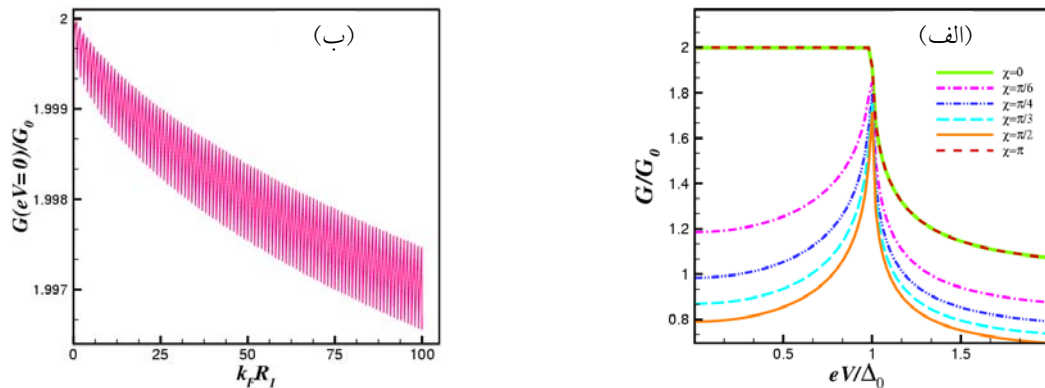
که در آن فاز ابررسانایی، m دارای مقادیر نیمه صحیح است. توابع موج کلی در سه ناحیه مورد بررسی با در نظر گرفتن فرایندهای بازتاب نرمال و اندریو، به شکل زیر هستند:

$$\begin{aligned} \psi_N(r, \varphi) &= \psi_N^{e^+} + r_{ee} \psi_N^{e^-} + r_{eh} \psi_N^{h^-}, \\ \psi_I(r, \varphi) &= p \psi_I^{e^+} + q \psi_I^{e^-} + m \psi_I^{h^+} + n \psi_I^{h^-}, \\ \psi_S(r, \varphi) &= t_{ee} \psi_S^{e^+} + t_{eh} \psi_S^{e^-}. \end{aligned} \quad (10)$$

با اعمال شرایط مرزی زیر که عبارت از پیوستگی توابع موج در مرزهای ناحیه‌های مختلف هستند، ضرایب‌های بازتاب نرمال (r_{ee}) و اندریو (r_{eh}) به دست می‌آیند [۱۳]:

$$\begin{aligned} \psi_N(r=R_1) &= \psi_I(r=R_1), \\ \psi_I(r=R_1) &= \psi_S(r=R_1). \end{aligned} \quad (11)$$

شدت سد پتانسیل ناحیه عایق به شکل کمیت بدون بعد χ تعریف می‌شود [۱۰]:



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) (الف) رسانایی تونلی بر حسب ولتاژ بایاس ($eV = \Delta_0$) برای مقادیر مختلف χ ، برای $k_F R_1 = 10$ و $U_e = 0$. (ب) رسانایی تونلی در ولتاژ بایاس صفر بر حسب غلظت حاملین بار $k_F R_1$ ، $\chi = 0$ و $U_e = 0$.

است. همچنین به ازای ولتاژهای زیر گاف ($eV < \Delta_0$) رسانایی تونلی برای $\chi = n\pi$ دارای بیشترین مقدار $2G_0$ است. این نقاط، همان نقاطی هستند که به ازای آنها عبور تشدید رخ می‌دهد ($r_{ee} = 0$) و رسانندگی دستگاه دارای قله تیز است.

همان طور که در شکل ۳ (ب) مشاهده می‌شود رسانایی اتصال در نقاط تشدید با افزایش سطح اتصال و یا افزایش غلظت حاملین بار ($k_F R_1$) به صورت نوسانی و به میزان بسیار کم کاهش می‌یابد. بنابراین ملاحظه می‌شود که رفتار رسانایی بر حسب غلظت حاملین بار در نقاط تشدید برخلاف سایر مقادیر شدت سد پتانسیل می‌باشد.

۴. نتیجه‌گیری

در این مطالعه رسانایی تونلی اتصال گرافینی نرمال-عایق-ابررسانا با ساختار قرص کاربینو مورد مطالعه قرار گرفته است. با استفاده از معادله بلوندر-تینخام-کلاپویک رسانایی تونلی این اتصال بر حسب شدت سد پتانسیل ناحیه عایق محاسبه شده است. نتایج این محاسبات نشان دادند که در حد سد پتانسیل باریک رسانایی تونلی این اتصال همانند اتصال مشابه تخت یک رفتار نوسانی بر حسب شدت سد پتانسیل ناحیه عایق از خود نشان می‌دهد. رسانایی اتصال در نقاط تشدید نسبت به حالت تخت دارای اختلاف فاز $\pi/2$ هستند بیشینه می‌شود. افزایش غلظت الکترونی در ناحیه نرمال سبب کاهش اندک رسانایی در نقاط تشدید شده و در سایر نقاط باعث

می‌دهند که رسانایی تونلی در اتصال NIS با ساختار قرص کاربینو رفتاری نوسانی بر حسب شدت سد پتانسیل ناحیه عایق با دوره تناوب π دارد. رسانایی تونلی به ازای مقادیر $\chi = n\pi$ برای شدت سد پتانسیل، که در آن n یک عدد صحیح است، به بیشترین مقدار خود می‌رسد. این نتیجه نشان می‌دهد که در قیاس با اتصال گرافینی NIS با ساختار تخت [۱۰]، تشدید رسانایی بر حسب شدت سد پتانسیل دارای اختلاف فاز $\pi/2$ است. علاوه بر این افزایش غلظت حامل‌های بار منجر به افزایش رسانایی اتصال برای همه مقادیر شدت سد پتانسیل به جز نقاط تشدید می‌شود.

در شکل ۲ (ب) رفتار رسانایی تونلی بر حسب پتانسیل ناحیه ابررسانا برای مقادیر مختلف $k_F R_1$ و برای $x = 0$ نشان داده شده است. بررسی نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که رسانایی با افزایش U_e کاهش می‌یابد. افزایش U_e سبب افزایش اختلاف در سطح فرمی نواحی ابررسانا و نرمال شده و منجر به کاهش رسانایی دستگاه می‌شود. رفتار رسانایی تونلی بر حسب ولتاژ بایاس eV/Δ_0 ، برای مقادیر مختلف χ در شکل ۳ (الف) نشان داده شده است. رفتار نوسانی رسانایی تونلی با دوره تناوب π در این شکل نیز قابل مشاهده است. در این جا حالتی که سطوح انرژی فرمی ناحیه نرمال و ابررسانا هم تراز هستند، در نظر گرفته شده است. همان گونه که دیده می‌شود در لبه گاف ($eV = \Delta_0$) رسانایی تونلی به بیشترین مقدار خود ($2G_0$) می‌رسد که این مقدار مستقل از شدت سد پتانسیل ناحیه عایق

افزایش رسانایی تونلی می‌شود. نتایج به دست آمده در این مطالعه اجازه می‌دهند که درک بهتری از اتصال‌های نرمال-ابررسانای گرافینی داشته باشیم.

مراجع

1. K S Novoselov *et al.*, *Science* **306** (2004) 666.
2. K S Novoselov *et al.*, *Nature* **438** (2005) 197.
3. C W J Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 067007.
4. M Titov and C W J Beenakker, *Phys. Rev. B* **74** (R) (2006) 041401.
5. A G Moghaddam and M Zareyan, *Phys. Rev. B* **74** (R) (2006) 241403.
6. A G Moghaddam and M Zareyan, *Appl. Phys. A* **89** (2007) 579.
7. J Gonzalez and E Perfetto, *J. Phys. Condens. Matter.* **20** (2008).
8. X Du, I Skachko, and E Y Andrei, *Phys. Rev. B* **77** (2008) 184507.
9. F Miao, S Wijeratne, and Y Zhang *et al.*, *Science* **317** (2007) 1530.
10. S Bhattacharjee and K Sengupta, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 217001.
11. B Abdollahipour and E Moomivand, *Physica E* **86** (2017) 204.
12. P Recher, B Trauzettel, A Rycerz, M Blanter, C W J Beenakker, and A F Morpurgo, *Phys. Rev. B* **76** (2007) 235404.
13. G E Blonder, M Tinkham, and T M Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25** (1982) 4515.