

p-wave

() SNS
p-wave

در اتصال جوزفسون SIS مطالعه شده است [۷]. در این مقاله نشان داده شده است که بستگی‌های جریان-فاز نمونه ما به طور کلی از بستگی‌های جریان-فاز اتصال جوزفسون ابررساناهای s-wave [۸ و ۹] و ابررساناهای دمای بالای d-wave متفاوت است [۱۰].

ما در این مقاله ابتدا معادلات نیمه‌کلاسیکی برای توابع گرین را مطرح می‌کنیم. فرمول‌های به دست آمده برای به دست آوردن جریان بار و اسپین به کار گرفته می‌شود. سپس اثرات لایه نرمال و چرخیدگی بلورهای ابررسانا نسبت به هم بر روی این جریان‌ها را بررسی می‌کنیم و مقاله را با بیان نتایج به پایان می‌بریم.

ما یک فلز نرمال مثل مس با ضخامت l را بین دو ابررسانا با تقارن جفت‌شدگی p -wave مثل URhGe [۱۱] یا

امروزه ابررسانایی اسپین سه‌تایی یک موضوع مهم و جالب در فیزیک حالت جامد است. ابررسانایی اسپین سه‌تایی در ترکیب Upt_3 و چند فرمیون‌سنگین دیگر دیده شد [۱-۳].

اثر جوزفسون به عنوان یک نتیجه‌ای از هم‌دوسی کوانتومی در اتصال سه‌تایی یکی دیگر از موضوعاتی است که توجه بسیاری را به خود جلب کرده است [۴]. اتصال جوزفسون مبنای خیلی از وسایل کاربردی مانند اسکویدها است [۵]. در اتصال جوزفسون dc یک جریان بار پایا ناشی از اختلاف فاز بین ابررساناها مشاهده شده است [۶]. در حالی که جریان بار ویژگی معروفی در اتصال جوزفسون می‌باشد، جریان اسپین به خاطر کاربردش در اسپینترونیک مورد مطالعه بهتر و جدیدتری می‌باشد. ما در اینجا می‌خواهیم نشان دهیم که بستگی جریان بار به پارامتر نظم کاملاً متفاوت از بستگی جریان اسپین به پارامتر نظم می‌باشد. اخیراً اثر اختلاف فاز روی جریان اسپینی

که $\Delta_{1,2}$ بردارهای حقیقی در ابرساناهای سمت چپ و راست می‌باشد. بردار گلف (پارامتر نظم) برای ابرساناها از معادله خود سازگار زیر به دست می‌آید:

$$\vec{d}(\hat{v}_F, r) = \pi TN(\circ) \sum_m \langle V(\hat{v}_F, \hat{v}'_F) \vec{g}_\nu(\hat{v}_F, r, \varepsilon_m) \rangle, \quad (5)$$

که $V(\hat{v}_F, \hat{v}'_F)$ پتانسیل برهم‌کنش جفت‌شدگی است، $\langle \dots \rangle$ برای متوسط‌گیری روی جهت‌گیری‌های مختلف تکانه الکترون در سطح فرمی \hat{v}_F است و $N(\circ)$ چگالی حالت‌های الکترون در سطوح انرژی فرمی است.

همچنین ما می‌توانیم با جایگذاری $\vec{d} = 0$ در معادله بالا از آنها برای فلز نرمال استفاده کنیم. معادلات (۱) و (۶) باید شرایط تابع گرین و بردار d در انباره ابرسانا را برآورده کند:

$$\vec{g}(\pm\infty) = \frac{\varepsilon_m \hat{\sigma}_\nu + i\vec{\Delta}_{\nu,1}}{\sqrt{\varepsilon_m^2 + |\vec{d}_{\nu,1}|^2}},$$

$$\vec{d}(0 \leq z \leq l) = 0, \quad (6)$$

$$\vec{d}(\pm\infty) = \vec{d}_{\nu,1}(\hat{v}_F) \exp(\mp \frac{i\varphi}{\nu}).$$

که φ اختلاف فاز خارجی بین پارامترهای نظم برای انباره ابرساناهاست. توابع گرین باید در مرز مشترک بین ابرساناها و فلز نرمال پیوسته باشند.

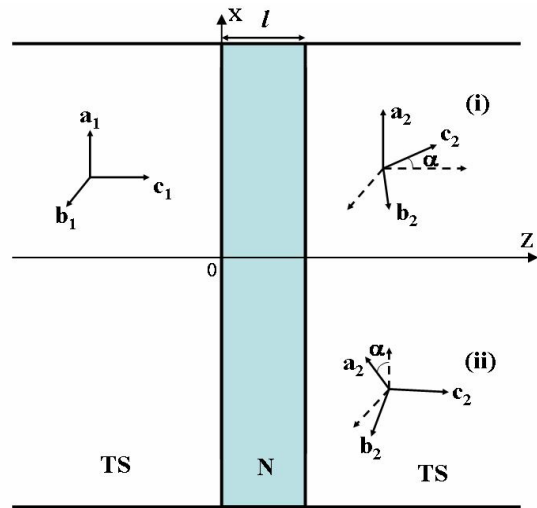
سیستم با معادلات (۱) و (۶) می‌تواند به صورت عددی حل شوند. با استفاده از معادله خود سازگار برای پارامتر نظم (۶) ما می‌توانیم تغییرات فضایی پارامتر نظم را محاسبه کنیم که در این مقاله از این محاسبه صرف نظر می‌کنیم. ما محاسباتمان را برای اختلاف زاویه بین دو بلور ابرسانا به اندازه $\alpha = \pi/6, \pi/4$ انجام داده‌ایم.

با حل معادلات (۱) و (۶) ما می‌توانیم چگالی‌های جریان بار و اسپین را در فلز نرمال به دست آوریم. بسط برای جریان بار به صورت زیر است:

$$j_e(r) = \nu i \pi TN(\circ) \sum_m \langle v_F g_\nu(\hat{v}_F, r, \varepsilon_m) \rangle, \quad (7)$$

و برای جریان اسپینی داریم:

$$j_{s_i}(r) = \hbar i \pi TN(\circ) \sum_m \langle v_F \hat{e}_i \cdot \vec{g}_\nu(\hat{v}_F, r, \varepsilon_m) \rangle, \quad (8)$$



شکل ۱. شکل فلز نرمال ساندویچ شده بین دو ابرسانا. در هندسه (i) ابرسانای سمت راست حول محور \hat{a} به اندازه α چرخیده و در هندسه (ii) حول محور \hat{c} به همان مقدار چرخیده است.

Sr_2RuO_6 [۱۲] که جهات بلوری آنها نسبت به هم چرخیده شده قرار می‌دهیم. از معادله نیمه‌کلاسیکی آیلنبرگر استفاده می‌کنیم:

$$\vec{v}_F \nabla \vec{g} + [\varepsilon_m \hat{\sigma}_\nu + i\vec{\Delta}, \vec{g}] = 0, \quad (1)$$

به علاوه یک شرط بهنجارش $\vec{g} \vec{g} = \bar{1}$ نیز برقرار است. در اینجا $\varepsilon_m = \pi T(\nu m + 1)$ و $m = 0, 1, 2, 3$ برقرار است و انرژی‌های ماتسوبارای گسسته می‌باشند. T دما و v_F سرعت فرمی هستند و داریم $\hat{\sigma}_\nu = \hat{\sigma}_\nu \otimes \bar{I}$ که $\hat{\sigma}_j (j = 1, 2, 3)$ ماتریس‌های پائولی هستند. انتشارگر ماتسوبارای \vec{g} می‌تواند به صورت استاندارد زیر نوشته شود:

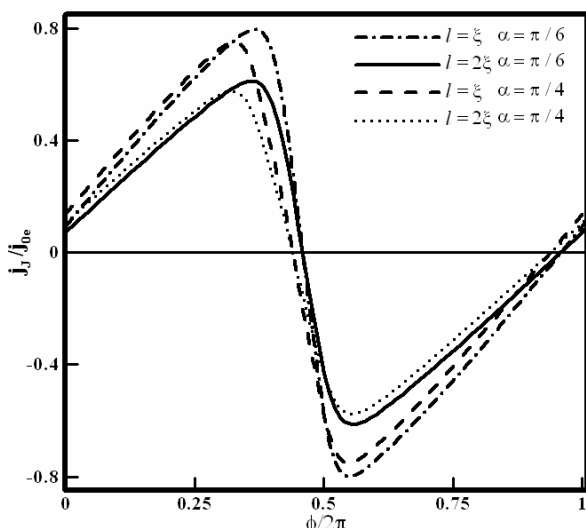
$$\vec{g} = \begin{pmatrix} g_\nu + \vec{g}_\nu \cdot \hat{\sigma} & (g_\nu + \vec{g}_\nu \cdot \hat{\sigma}) i \hat{\sigma}_\nu \\ i \hat{\sigma}_\nu (g_\nu + \vec{g}_\nu \cdot \hat{\sigma}) & g_\nu - \hat{\sigma}_\nu \vec{g}_\nu \cdot \hat{\sigma} \hat{\sigma}_\nu \end{pmatrix}, \quad (2)$$

که ساختار ماتریسی غیر قطری $\vec{\Delta}$ در فضای نامبو به صورت زیر است:

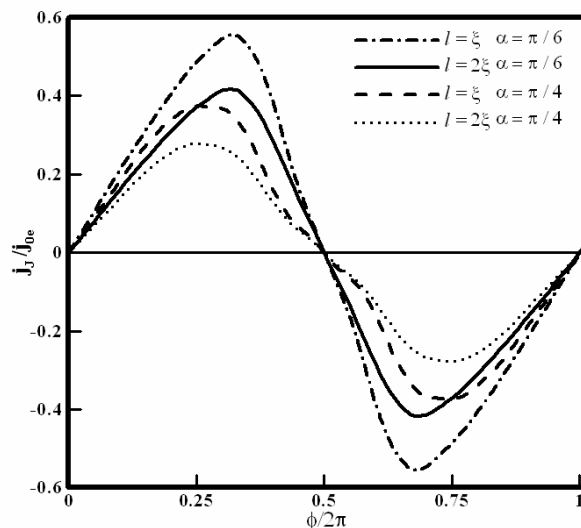
$$\vec{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{d} \cdot \hat{\sigma} i \hat{\sigma}_\nu \\ i \hat{\sigma}_\nu \vec{d}^* \cdot \hat{\sigma} & 0 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

در این مقاله، یک حالت یکانی، که برای آنها $\vec{d} \times \vec{d}^* = 0$ مورد بررسی قرار می‌گیرد. همچنین بردارهای حالت یکانی $d_{1,2}$ می‌تواند به صورت زیر نوشته شوند:

$$d_n = \Delta_n \exp(i\psi_n), \quad (4)$$



شکل ۳. مولفه عمودی جریان جوزفسون نسبت به جریان فاز φ برای پارامتر نظم (۱۱) برای طول‌های متفاوت لایه نرمال و دمای $T = 0.05T_c$ برای حالتی که کریستال سمت راست در هندسه (i) چرخیده باشد. جریان‌ها بر حسب $j_e = eN(\cdot)v_F\Delta(\cdot)\pi/2$ به دست آمده‌اند.



شکل ۴. مولفه عمودی جریان جوزفسون نسبت به جریان فاز φ برای پارامتر نظم (۱۱) برای طول‌های متفاوت لایه نرمال و دمای $T = 0.05T_c$ برای حالتی که کریستال سمت راست در هندسه (ii) چرخیده باشد. جریان‌ها بر حسب $j_e = eN(\cdot)v_F\Delta(\cdot)\pi/2$ به دست آمده‌اند.

$$\vec{g}_{1N} = \frac{\eta \vec{\Delta}_1 \times \vec{\Delta}_\nu}{\vec{\Delta}_1 \cdot \vec{\Delta}_\nu + [(\varepsilon_m^\nu + \Omega_1 \Omega_\nu) \cos \beta + i \varepsilon_m (\Omega_1 + \Omega_\nu) \sin \beta]} \quad (10)$$

که

$$\beta = \psi_\nu - \psi_1 + \varphi - \frac{\eta i \varepsilon_m l}{|v_z|},$$

$$\eta = \text{sgn}(v_z),$$

$$\Omega_n = \sqrt{\varepsilon_m^\nu + |d_n|^2},$$

مدل پارامتر نظمی که برای ابرسانایی p -wave در نظر گرفته شده است به صورت زیر می‌باشد:

$$d(T, v_F) = \Delta(T) \hat{z} (k_x + i k_y), \quad (11)$$

محورهای مختصات $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ در طول محورهای بلوری $\hat{a}, \hat{b}, \hat{c}$ ابرسانای سمت چپ شکل ۱ انتخاب شده است. تابع $\Delta = \Delta(T)$ در معادله (۱۱) بستگی پارامتر نظم d به دمای T را بیان می‌کند. ما محاسبات عددی را در دمای پایین $T = 0.05T_c$ انجام می‌دهیم.

که $\hat{e}_i = (\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$. ما فرض می‌کنیم که پارامتر نظم به مختصات بستگی ندارد و در هر ابرسانا و دور از سطح مشترک با معادله (۶) نشان داده می‌شود.

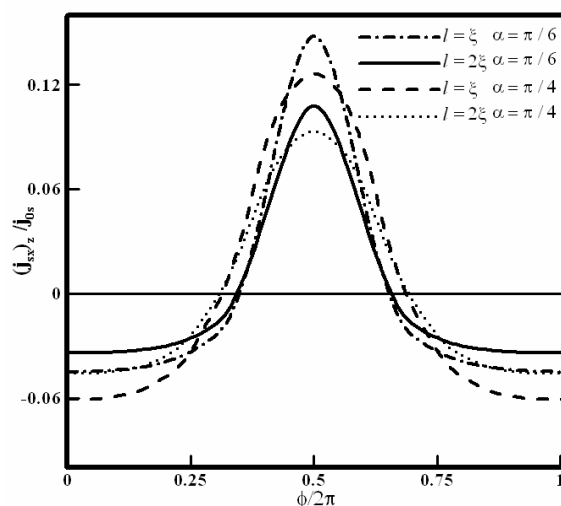
برای چنین مدلی بستگی جریان-فاز یک اتصال جوزفسون می‌تواند به صورت تحلیلی محاسبه شود. بنابراین ما می‌توانیم ویژگی‌های اصلی بستگی جریان-فاز برای یک مدل خاص از تقارن جفت شدگی با ابرسانایی p -wave را تحلیل کنیم.

معادله آیلنبرگر (۱) برای توابع گرین \vec{g} برای یک مدل ناخودسازگار از پارامتر نظم را به طور تحلیلی حل می‌کنیم و از ترکیب معادلات به دست آمده برای توابع گرین، ما معادلات مهمی از توابع \vec{g}_i, \vec{g}_N به دست می‌آوریم. واضح است که توابع \vec{g}_i, \vec{g}_N در ناحیه فلز نرمال $0 \leq z \leq l$ ثابت باقی می‌ماند با استفاده از شرایط پیوستگی در $z=0, z=l$ و جواب‌های انباره ابرسانا و معادلات اصلی به دست آمده از معادله آیلنبرگر ما می‌توانیم توابع گرین مورد نظر در فلز نرمال را به صورت زیر به دست آوریم:

$$g_{1N} = \frac{i \varepsilon_m (\Omega_1 + \Omega_\nu) \cos \beta - \eta (\varepsilon_m^\nu + \Omega_1 \Omega_\nu) \sin \beta}{\vec{\Delta}_1 \cdot \vec{\Delta}_\nu + [(\varepsilon_m^\nu + \Omega_1 \Omega_\nu) \cos \beta + i \varepsilon_m (\Omega_1 + \Omega_\nu) \sin \beta]} \quad (9)$$

کوانتومی فازهای ماکروسکوپی کاهش پیدا می‌کند.

مورد خیلی مهمی که در شکل ۴ نشان داده شده است مربوط به جریان اسپینی می‌باشد. معادله ۱۰ صراحتاً بیان می‌کند که جریان اسپینی ناشی از ناهم‌جهتی پارامترهای نظم ابررساناهای دو طرف و چرخیدگی بلورهای چپ و راست می‌باشد. و به همین دلیل ما برای هندسه (ii) جریان اسپینی نداریم. جریان اسپینی به دست آمده در هندسه (i) جریان اسپینی S_x در جهت z عمود بر سطح مشترک و گذرنده از اتصال یا در طول ساختار SQUID-گونه است.



شکل ۴. مولفه عمودی جریان اسپین نسبت به جریان فاز ϕ برای

پارامتر نظم (۱۱) برای طول‌های متفاوت لایه نرمال و دمای $T = 0.05T_c$ برای حالتی که کریستال سمت راست در هندسه (i) چرخیده باشد. جریان‌ها بر حسب $j_{i,s} = N(\phi) v_F \Delta(\phi) \pi / 2$ به دست آمده‌اند.

یک اتصال جوزفسون SNS اسپین سه تایی در این مقاله به صورت تحلیلی مورد بررسی قرار گرفت. یک جریان قطبیده از اسپین عمود بر سطح مشترک ابررساناها و فلز نرمال مشاهده شد. آنچنانکه انتظار داشتیم جریان بار و اسپین با افزایش ضخامت لایه نرمال کاهش یافتند.

نتیجه جالب دیگر این است که با وجود اینکه حامل جریان بار و اسپین هر دو زوج کوپر است ولی در فاز خاص ما می‌توانیم جریان اسپینی داشته باشیم در حالی که جریان بار وجود ندارد. و این به دلیل چگالی حالت‌های متفاوت زوج‌های کوپر اسپین-بالا و اسپین-پایین می‌باشد.

دو بلور ابررسانای دوطرف ممکن است نسبت به هم با هندسه‌های مختلف مثل هندسه (i) یا هندسه (ii) نشان داده شده در شکل (۱) چرخیده شوند. برای این دو هندسه ما جریان‌ها را بر حسب تغییرات فاز در شکل‌های ۲ تا ۴ رسم کرده‌ایم. جریان‌ها، توابع دوره‌ای از اختلاف فاز بین ابررساناهاست. و نیز نشان داده شده است که با افزایش ضخامت لایه نرمال، دامنه جریان کاهش می‌یابد. و این قابل انتظار بود، چون با افزایش ضخامت لایه نرمال، همدوسی

31. (2007)
 8. I O Kulik, A N Omelyanchouk. *Fiz. Nizk. Temp.* **4** (1978) 296.
 9. G Rashedi and Yu A Kolesnichenko. *Phys. Rev. B* **69** (2004) 024516.
 10. M H S Amin, M Coury, S N Rashkeev, A N Omelyanchouk, A M Zagoskin, *Physica B* **318** (2002) 162.
 11. D Aoki, A Huxley, E Ressouche, I Sheikin, J P Brison, J Flouquet, C Paulsen. *Phys. and Chem. of Solids.* **63** (2002) 1179.
 12. K Yoshida, Y Maeno, S Nishizaki, T Fujita. *Physica C* **263** (1996) 519.

1. V Müller, Ch Roth, D Maurer, E W Scheidt, K Lüders, E Bucher, H E Bmmel. *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1224.
 2. Y J Qian, M F Xu, A Schenstrom, H P Baum, J B Ketterson, D Hinks, M. Levy, Bimal K Sarma *Solid State Comm.* **63** (1987) 599.
 3. A A Abrikosov, *Low. Temp. Phys.* **53** (1983) 359.
 4. T F Finnegan, A Denenstien, D N Langenberg, *Phys. Rev. B4* (1971) 1487.
 5. G D Guttman, E B Jacob, D J Bergman. *Phys. Rev. B* **57** (1998) 2717.
 6. A A Golubov, M Yu Kupriyanov, E Ilichev, *Rev. Mod. Phys.* **76** (2004) 411.
 7. G Rashedi, Yu A Kolesnichenko. *Physica C* **451**