

اثر جوزفسون در ابررساناهای بر پایه آهن دوگانه

محمد علی ملکی^۱، علی قربان‌زاده مقدم*^۲، میترا ظاهرخانی^۱

^۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

^۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان، ایران

چکیده

اثر جوزفسون در پیوندهای $S_{\pm}IS_{\pm}$ ساخته‌شده از ابررساناهای دونواره موج s ، با علامت‌های خلاف هم مطالعه می‌شود. برای ناحیه عایق I ، ضخامت متناهی در نظر گرفته می‌شود. جواب‌های معادله بوگولیووف-دورن در دو ناحیه ابررسانا و همچنین در ناحیه میانی عایق، جداگانه، در نظر گرفته می‌شوند. سپس، شرط‌های مرزی مناسب حاکم بر تابع‌های موج در دو فصل مشترک ابررسانا-عایق بر تابع‌های موج به دست آمده اعمال می‌گردد. یک معادله ویژه‌مقداری برای طیف انرژی به دست می‌آید که به تعدادی از پارامترهای مسئله، از جمله ضخامت ناحیه عایق، بستگی دارد. به‌ازای برخی مقادیر برای پارامترهای مسئله، با تغییر ضخامت ناحیه عایق، گذار فازی از نوع $\pi-0$ مشاهده می‌گردد.

کلیدواژگان: اثر جوزفسون، ابررساناهای بر پایه آهن، گذار فاز $\pi-0$.

مقدمه

ابررسانایی چندنواره، ابتدا، بیشتر در فلزهای واسطه مشاهده گردید. این خاصیت توسط نظریه BCS چندنواره توصیف می‌شود که مدت زمان کوتاهی بعد از تئوری اولیه BCS پیشنهاد شد. این ابررساناها جزو گروه ابررساناهای نوع دوم بوده و دماهای بحرانی نسبتاً بالایی دارند و برهم‌کنش الکترون-فونون قادر به توجیه گذار با دمای بالا در این نمونه‌ها نمی‌باشد.

تحقیق‌ها روی ابررساناهای چندنواره با کشف ابررساناهای بر پایه آهن شتاب گرفت. پس از کوپریت‌ها، ابررساناهای بر پایه آهن، که با نام Pnictideها نیز معروفند، مورد توجه و بررسی بیشتر قرار دارند. این ابررساناها در سال‌های ۲۰۰۶ و ۲۰۰۸ توسط دو گروه مختلف در توکیو شناسایی شدند [۵] و [۶]. این کشف به‌عنوان مبدأ جدیدی برای تحقیقات

اثر جوزفسون یکی از مهم‌ترین اثرهای در ارتباط با ابررسانایی می‌باشد [۱]. از جمله پرکاربردترین پدیده‌های مربوط به اثر جوزفسون، گذار فاز $\pi-0$ است. در گذار فاز $\pi-0$ با تغییر دادن پارامترهای سیستم، بیشینه جریان جوزفسون تغییر علامت می‌دهد [۲]. تشکیل اتصال‌های π در سیستم‌های جوزفسون، اهمیت‌ها و کاربردهای زیادی در رایانه‌های کوانتومی و Qubitها دارد [۳ و ۴].

برخی از ابررساناها نظیر $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2F$ ، دارای سطح‌های فرمی چندگانه در ساختار نواری خود هستند. در این گونه ماده‌ها، چگالش ابررسانایی ممکن است در نتیجه برهم‌کنش بین جهش الکترون‌های نوارهای مختلف در هر سطح فرمی ایجاد شود. خاصیت

*نویسنده مسئول: agorbanz@iasbs.ac.ir

تشکیل می‌دهد. ضخامت لایه عایق $2L$ می‌باشد. ابرساناهای S فلزهایی دونواره هستند که هرکدام دو حالت متفاوت در تراز فرمی با بردارهای موج q و p دارند. فرض می‌کنیم که حرکت شبه‌ذره‌ها با معادله بوگولیوف-دوژن (BdG) توصیف می‌شود [۱۰]. پتانسیل‌های جفت برای ابرساناهای موج s دو نواره سمت‌های چپ و راست با رابطه

$$\Delta_j(x) = \Delta_j e^{i\varphi_j} [\theta(-x-L) + e^{i\varphi} \theta(x-L)], \quad 1$$

داده می‌شوند که $j = 1, 2$ می‌باشد. φ اختلاف فاز بین دو ناحیه ابرسانا و φ_1 و φ_2 فازهای گاف‌های Δ_1 و Δ_2 ، به ترتیب، در نوارهای p و q هستند. در حالت مدل گاف S_{\pm} ، این دو گاف علامت‌های خلاف هم دارند و $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi$ می‌باشد. در ناحیه عایق، $\Delta_j = 0$ است. ویژه‌تابع‌های حالت‌های مقید با انرژی‌های $|E| < \Delta_1$ در سه ناحیه، با فرض $\Delta_1 < \Delta_2$ ، جواب‌های معادله BdG به صورت‌های

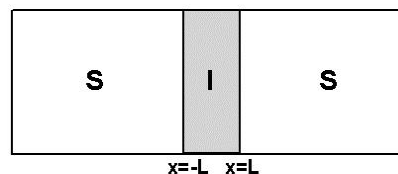
$$\Psi_{SL}(x) = a_1 \left[\begin{pmatrix} u_1 \\ v_1 e^{-i\varphi_1} \end{pmatrix} \phi_{-pe}(x) + \alpha \begin{pmatrix} u_2 \\ v_2 e^{-i\varphi_2} \end{pmatrix} \phi_{-qe}(x) \right] + b_1 \left[\begin{pmatrix} v_1 \\ u_1 e^{-i\varphi_1} \end{pmatrix} \phi_{ph}(x) + \alpha \begin{pmatrix} v_2 \\ u_2 e^{-i\varphi_2} \end{pmatrix} \phi_{qh}(x) \right], \quad 2$$

$$\Psi_{SL}(x) = a_2 \left[\begin{pmatrix} u_1 \\ v_1 e^{-i(\varphi_1+\varphi)} \end{pmatrix} \phi_{pe}(x) + \alpha \begin{pmatrix} u_2 \\ v_2 e^{-i(\varphi_2+\varphi)} \end{pmatrix} \phi_{qe}(x) \right] + b_2 \left[\begin{pmatrix} v_1 \\ u_1 e^{-i(\varphi_1+\varphi)} \end{pmatrix} \phi_{-ph}(x) + \alpha \begin{pmatrix} v_2 \\ u_2 e^{-i(\varphi_2+\varphi)} \end{pmatrix} \phi_{-qh}(x) \right], \quad 3$$

به ترتیب برای ابرساناهای چپ و راست، و

ابرسانایی مورد توجه قرار گرفت و، از آن پس، مطالعات نظری و تجربی از کوپریت‌ها به ابرساناهای بر پایه آهن تمرکز پیدا کرد [۷]. چند دلیل را می‌توان برای علت توجه محققان به این دسته از ابرساناها ذکر نمود. اول این‌که این ماده‌ها هر دوی خاصیت‌های ابرسانایی و مغناطیس را از خود بروز می‌دهند. دوم، با توجه به امکان دسترسی به تنوع بسیار زیاد ترکیبات این ماده‌ها جهت انجام آزمایش و تحقیق و نیز دارا بودن ساختار الکترونی چندنواره، امید آن می‌رود که سرانجام مکانیسم پدیده ابرسانایی دمای بالا حل شده و روشی عملی برای افزایش دمای بحرانی پیدا شود. در نهایت، به دلیل داشتن دمای بحرانی بالاتر و جریان‌های بحرانی همسانگرد بالا، کاربرد ابرساناهای بر پایه آهن در صنعت محتمل‌تر است [۸].

به تازگی، گذار فاز $\pi-0$ در اتصال‌های جوزفسون برای ابرساناهای بر پایه آهن با در نظر گرفتن ضخامت قابل چشم‌پوشی برای لایه عایق گزارش شده است [۹]. در این پژوهش، گذار فاز $\pi-0$ برای ضخامت‌های متناهی ناحیه عایق، بررسی شده است.



شکل ۱. تصویر شماتیک از یک اتصال جوزفسون $S_{\pm}IS_{\pm}$.

معرفی سیستم و مدل

مطابق شکل ۱، یک لایه عایق (I) از دو طرف به دو ابرسانا (S) متصل شده و یک پیوند جوزفسون را

استفاده می‌کنیم. با برابر صفر قرار دادن دترمینان ضریب‌های معادله‌های خطی معادله ویژه‌مقداری

$$(-1+2\alpha^2\sqrt{(1-e^2)(r^2-e^2)}-r^2\alpha^4)(2Z^2+1) + 2e^2[1-\alpha^2+\alpha^4+Z^2(1+\alpha^4)]+[-1+\alpha^2] \quad \wedge$$

$$(2e^2+2\sqrt{(1-e^2)(r^2-e^2)}-r^2\alpha^2)\cos\varphi=0,$$

حاصل می‌شود. در این رابطه $r = \Delta_2 / \Delta_1$ نسبت اندازه گاف‌ها، $e = E / \Delta_1$ انرژی بی‌بعد شده و

$$Z = \sqrt{\frac{(v-v_1)^2(1-\cos\theta)}{8b^4-8b^2(v+v_1)+8vv_1+(v-v_1)^2\cos\theta}}, \quad 9$$

می‌باشد که در آن $v = \mu / \Delta_1$ (پتانسیل شیمیایی

بی‌بعد شده مشترک ناحیه‌های ابررسانا)،

بی‌بعد شده $v_1 = \mu_1 / \Delta_1$ (پتانسیل شیمیایی بی‌بعد شده ناحیه

عایق)، $b = k_y \sqrt{2m\Delta_1} / \hbar$ (مؤلفه عرضی بی‌بعد

شده بردار موج) و $\theta = 4L_1 \sqrt{2(v_1 - b^2)}$ با

ضخامت بی‌بعد شده ناحیه $L_1 = L \sqrt{m\Delta_1} / \hbar$

عایق) است. در حالت خاص مدل تک‌نواره، $\alpha = 0$ ،

نتیجه آشنای $e = \pm \sqrt{1 - D \sin^2(\varphi/2)}$ برای یک

پیوند جوزفسون معمولی به دست می‌آید که در آن

$D = 1/(1+Z^2)$ ضریب عبور پیوند است [۱۲] و

[۱۳].

رابطه جریان-فاز جوزفسون و نتیجه‌ها

جریان جوزفسونی که توسط ترازهای گسسته

اندریف E_k ، از پیوند عبور می‌کند از رابطه

$$I(\varphi) = \frac{2e}{\hbar} \sum_{k=1,2} \frac{\partial E_k}{\partial \varphi} f(E_k), \quad 10$$

$$\Psi_I(x) = a \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \phi_{ple}(x) + b \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \phi_{-ple}(x) \quad 4$$

$$+ c \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \phi_{plh}(x) + d \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \phi_{-plh}(x),$$

برای ناحیه میانی عایق، می‌باشند [۱۱]. سهم هر کدام از نوارهای p و q با پارامتر α مشخص می‌گردد.

ضریب آمیختگی α به صورت نسبت دامنه‌های احتمال

برای این که یک شبه‌ذره به نوار اول (نوار p) یا نوار

دوم (نوار q) برود، معرفی می‌گردد. تابع‌های ϕ

تابع‌های موج بلاخ در ابررساناهای دونواره هستند که

به صورت

$$\phi_{k_x}(x) = \exp(ik_x x + ik_y y), \quad 5$$

در نظر گرفته می‌شوند. پارامترهای (u_1, v_1) و

(u_2, v_2) ، به ترتیب، ضریب‌های بوگولیبوف برای

نوارهای اول و دوم هستند و از رابطه‌های

$$u_1 = \sqrt{(1+i\Omega_1/E)/2}, \quad v_1 = \sqrt{(1-i\Omega_1/E)/2}, \quad 6$$

$$u_2 = \sqrt{(1+i\Omega_2/E)/2}, \quad v_2 = \sqrt{(1-i\Omega_2/E)/2},$$

با

$$\Omega_1 = \sqrt{|\Delta_1|^2 - E^2}, \quad \Omega_2 = \sqrt{|\Delta_2|^2 - E^2}, \quad 7$$

به دست می‌آیند.

حال شرط‌های مرزی مسئله را بر تابع موج $\Psi(x)$

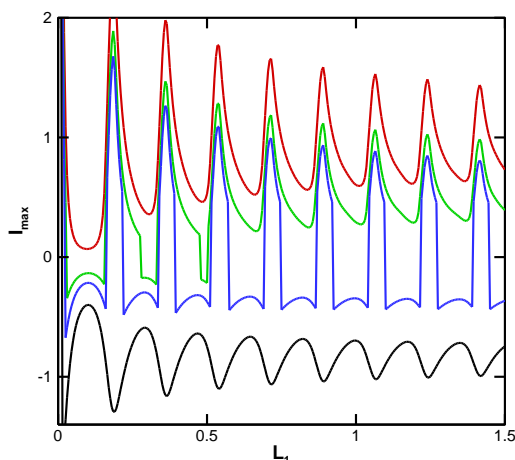
اعمال می‌کنیم. این شرط‌ها به صورت پیوستگی تابع

موج و مشتق اول آن در مرزهای $x = \pm L$ می‌باشند

که به هشت معادله خطی برای ضریب‌های مجهول a_1

$a_1, b_1, a_2, b_2, a, b, c$ و d منجر می‌شود. برای

سادگی در محاسبه‌ها از تقریب $|\Delta_1|, |\Delta_2| \gg \mu$



شکل ۲. نمودار بیشینه جریان جوزفسون برحسب ضخامت ناحیه عایق در یک اتصال $S_{\pm}IS_{\pm}$ به ازای $r = 2$ ، $v = 1000$ ، $v_I = 40$ و $\alpha = 0.62$ (نمودار قرمز)، $\alpha = 0.64$ (نمودار سبز)، $\alpha = 0.647$ (نمودار آبی) و $\alpha = 0.66$ (نمودار سیاه) در دمای $T = 0.01T_c$.

باید دقت شود که رفتار گذار فاز $\pi-0$ مشاهده شده در این مسئله، بسیار متمایز از گذارهای $\pi-0$ در اتصال‌های شامل سیستم‌های فرومغناطیس (F) به شکل اتصال‌های SFS می‌باشد. دلیل به وجود آمدن گذار فاز $\pi-0$ در اتصال‌های SFS، شکافتگی اسپینی و اختلاف تکانه فرمی برای اسپین‌های بالا و پایین روی تکانه متناهی جفت‌های کوپر می‌باشد [۲]. این در حالی است که پیش‌تر برای اتصال‌های $S_{\pm}IS_{\pm}$ نشان داده شده بود که با تغییر ضریب آمیختگی نوارها، شدت سد در ناحیه عایق و دما، به ازای مقدارهایی ویژه برای این پارامترها، گذار فازی از نوع $\pi-0$ اتفاق می‌افتد [۹]. نتیجه جالب کار انجام شده در این مقاله، مشاهده رفتار نوسانی در بیشینه جریان جوزفسون با تغییر ضخامت ناحیه اتصال ضعیف بین ابررساناهای دوگانه می‌باشد. ماهیت این

به دست می‌آید [۱۳ و ۱۴]. از این رابطه جریان-فاز، با تغییر پارامترهای α ، Z و دمای T ، گذار فازی از نوع $\pi-0$ برای یک پیوند با ضخامت خیلی نازک، به صورت تابع دلتای دیراک، مشاهده می‌گردد [۹]. حال بستگی جریان جوزفسون به ضخامت عایق، یعنی L ، را بررسی می‌نماییم.

در شکل ۲ بیشینه جریان جوزفسون برحسب ضخامت عایق بی‌بعد شده L_1 به ازای $r = 2$ ، $T = 0.01T_c$ در دمای $v_I = 40$ و $v = 1000$ رسم شده است. محور افقی L_1 در محدوده صفر تا 1.5 انتخاب شده است که متناظر با محدوده صفر تا 26 نانومتر برای ضخامت ناحیه عایق می‌باشد. جریان بیشینه جوزفسون، به ازای ضخامت‌های ناحیه عایق از مرتبه کمتر از چند نانومتر، تغییراتی ناپه‌نجا از خود نشان می‌دهد. این محدوده برای ضخامت ناحیه عایق، محدوده‌ای است که انتظار پاسخ فیزیکی درستی از معادله BdG در آن محدوده نمی‌رود. نمودار بیشینه جریان جوزفسون، همان طوری که در شکل ۲ دیده می‌شود، دارای دوره تناوبی است که به پارامترهای مسئله وابسته می‌باشد. همان‌طور که در شکل ۲ مشاهده می‌گردد، به ازای $\alpha = 0.647$ (نمودار آبی)، با تغییر ضخامت ناحیه عایق گذار فازی از نوع $\pi-0$ مشاهده می‌گردد. علامت منفی در جریان بیشینه، نشان می‌دهد که انرژی آزاد اتصال دارای یک کمینه در $\varphi = \pi$ است به طوری که حالت پایه اتصال دارای انتقالی به اندازه π می‌باشد.

[6] Y. Kamihara T. Watanabe, M. Hirano, H. Hosono, Iron-Based Layered Superconductor La [O_{1-x}F_x] FeAs (x = 0.05–0.12) with T_c = 26 K, *Journal of American Chemical Society* 130 (2008) 3296-3297.

[7] P.J. Hirschfeld, M.M. Korshunov, I. Mazin, Gap symmetry and structure of Fe-based superconductors, *Report on Progressive Physics* 74 (2011) 124508-124552.

[8] A.A. Kordyuk, Iron based superconductors: magnetism, superconductivity and electronic structure, *Low Temperature Physics* 38 (2012) 888-899.

[9] C. Nappi, S. De Nicola, M. Adamo, E. Sarenelli, Model prediction of high-temperature π -states in iron pnictide superconductor-insulator-superconductor Josephson junctions, *Europhysics Letters* 102 (2013) 47007-47009.

[10] P.G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, Benjamin, New York (1966).

[11] A.A. Golubov, A. Brinkman, Y. Tanaka, I.I. Mazin, O.V. Dolgov, Andreev Spectra and Subgap Bound States in Multiband Superconductors, *Physical Review Letters* 103 (2009) 077003-.77007.

[12] I.O. Kulik, Macroscopic Quantization and proximity effect in S-NS junctions, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 57 (1969) 1745-1749.

[13] R.A. Riedel, P.F. Bagwell, Low-temperature Josephson current peak in junctions with d-wave order parameters, *Physical Review B* 57 (1998) 6084-6089.

[14] C.W.J. Beenakker, Universal limit of critical-current fluctuations in mesoscopic Josephson junctions, *Physical Review Letters* 67 (1991) 3836-3839.

رفتار نوسانی متمایز از ماهیت رفتار مشابه آن در سیستم‌های SFS می‌باشد.

نتیجه‌گیری

اثر جوزفسون در پیوندهای $S_{\pm}IS_{\pm}$ ، ساخته شده از ابررساناهای دونواری موج S، با علامت‌های خلاف هم مطالعه شده است. رهیافت استفاده از جواب‌های معادله بوگولیووف-دوژن برای مسئله فورمول‌بندی گردیده است. نشان داده شده است که با تغییر ضخامت ناحیه عایق، گذار فازی از نوع $\pi-0$ قابل دسترسی است. رفتار گذار فاز در این سیستم‌ها تمایز آشکاری با گذارهای فاز در سیستم‌های SFS دارد. اهمیت کار حاضر، مشاهده گذار فاز $\pi-0$ بدون حضور سیستم‌های فرومغناطیس می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] B.D. Josephson, Possible new effects in superconductive tunnelling, *Physics Letters* 1 (1962) 251-253.

[2] A.I. Buzdin, Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures, *Reviews of Modern Physics* 77 (2005) 935-976.

[3] L.B. Ioffe, V.B. Geshkenbein, M.V. Feigel'man, A.L. Fauchère, G. Blatte, Environmentally decoupled sds -wave Josephson junctions for quantum computing, *Nature* 398 (1999) 679-681.

[4] J.E. Mooij, T.P. Orlando, L. Levitov, L. Tian, C.H. van der Wal, S. Lloyd, Josephson Persistent-Current Qubit, *Science* 285 (1999) 1036-1039.

[5] Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, T. Kamiya, H. Hosono, Iron-Based Layered Superconductor: LaOFeP, *Journal of American Chemical Society* 128 (2006) 10012-10013.

Josephson effect in two-gap iron-based superconductors

Mohammad Ali Maleki¹, Ali Ghorbanzadeh Moghaddam^{2,*}, Mitra Taherkhani¹

¹Department of Physics, Faculty of Science, University of Zanjan, Zanjan, Iran

²Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran

Abstract

The Josephson effect is studied in $S_{\pm}IS_{\pm}$ junctions made of two band reversed sign s-wave superconductors. The insulator region I is considered to have finite thickness. The solutions of the Bogoliubov de genes equation are considered in two superconducting regions and also in intermediate insulator region. Then, the appropriate boundary value conditions are applied on the wave functions. An eigenvalue equation is obtained for the energy spectrum which depends on a few parameters of the problem, like the thickness of the insulator region. For some special values for parameters of the problem, changing the thickness of the insulator region, a $0-\pi$ phase transition is observed.

Keywords: Josephson effect, Iron-based superconductors, $0-\pi$ phase transition.

* Corresponding Author: agorbanz@iasbs.ac.ir