تأثیر زبری فصل مشترک بر رسانندگی تونلی در اتصال فلز نرمال و ابررسانای نوع d

خاطره رشنو[۱]، حمیدرضا امامی پور[۱*]، مسعود علی محمدی[۲]

[1*]دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک دانشگاه ایلام ، بلوار پژوهش، ایلام
۲ [*]دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک دانشگاه فرهنگیان، تهران

اطلاعات مقاله

تاریخ دریافت: ۱۴۰۴/۱۱/۱۰
تاریخ پذیرش: ۱۴۰۵/۰۵/۲۴
تاریخ چاپ: ۱۴۰۵/۰۵/۲۵

شاپای چاپی: 2588-4921
شاپای الکترونیکی: 2588-493X

* نویسنده مسئول: حمیدرضا امامی پور
hr.emamipour@ilam.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، تأثیر زبری فصل مشترک بر رفتار اتصالات فلز نرمال-ابررسانا موج d در فرآیند تونلی بررسی می‌شود. با استفاده از نظریه پراکندگی و حل معادلات بوگولیوبوف-دژن، ضرایب بازتاب آندریف و نرمال محاسبه شده و از طریق آن‌ها رسانش تونلی تحلیل می‌گردد. یکی از مهمترین مشخصه های فیزیکی در اتصالات ابررسانایی، ظاهر شدن پیک های رسانش در بایاس صفر است [11] که از جمله اصلی ترین نشانه ها برای تقارن موج d در ابررساناهای غیر عادی می باشد. نتایج نشان می‌دهد اگر جهت بلور ابررسانا از خط عمود بر فصل مشترک اندکی منحرف شود حضور زبری سطح فصل مشترک منجر به ناپدید شدن پیک‌های رسانش در ولتاژ صفر می‌شود. همچنین، علت فیزیکی کاهش پیک‌های رسانش در ولتاژ صفر توضیح داده می‌شود. این پژوهش، گامی مؤثر در جهت ارائه مدل‌های دقیق‌تر از رفتار تونلی در سیستم‌های ابررسانایی مدرن است و فاصله بین مدل‌های ایده‌آل و شرایط واقعی فصل مشترک را کاهش می‌دهد.

واژگان کلیدی: ابررسانای موج d ، رسانش تونلی ، پیک رسانش در بایاس صفر ، فصل مشترک

مقدمه

ابررسانایی، پدیده‌ای شگفت‌انگیز که در سال ۱۹۱۱ توسط کامرلینگ اونس کشف شد، همچنان موضوع تحقیقات گسترده‌ای در حوزه‌ی فیزیک ماده‌ی چگال است. توصیف پدیده‌های ماکروسکوپی ابررسانایی نخستین بار در چارچوب نظریه‌ی پدیدارشناختی گینزبورگ–لانداو ارائه شد[1]. متعاقب آن، نظریه‌ی BCS در سال ۱۹۵۷ با معرفی تشکیل جفت‌های کوپر و گشایش شکاف انرژی در سطح فرمی، بنیان میکروسکوپی ابررسانایی در مواد مرسوم را تبیین کرد[2]. با این حال، کشف ابررساناهای دمای بالا نشان داد که بسیاری از این مواد از رفتارهای غیرمتعارفی پیروی می‌کنند که به‌طور کامل در چارچوب نظریه‌ی BCS قابل توضیح نیستند[3].

در این میان، ابررساناهای با تقارن موج d به دلیل ساختار زاویه‌مند شکاف انرژی و وجود گره‌ها روی سطح فرمی، توجه ویژه‌ای را به خود جلب کرده‌اند. یکی از پیامدهای مهم این تقارن، شکل‌گیری حالت‌های مقید سطحی آندریف در فصل مشترک ابررسانا–فلز نرمال است که نقش کلیدی در خواص انتقالی این سیستم‌ها ایفا می‌کنند [5]. بررسی جامع این حالت‌ها و اثر آن‌ها بر طیف تونلی در ابررساناهای نامتعارف در مطالعات مروری متعددی گزارش شده است [7]. آزمایش‌های تونل‌زنی در اتصالات فلز نرمال–ابررسانا به‌عنوان ابزاری قدرتمند برای بررسی ساختار شکاف انرژی و دینامیک شبه‌ذرات به‌کار می‌روند. نظریه‌ی Blonder–Tinkham–Klapwijk که به اختصار به نظریه BTK معروف است،

چارچوب استانداردی برای تحلیل رسانش تونلی ارائه می‌دهد که در آن بازتاب آندریف، بازتاب نرمال و شفافیت فصل مشترک لحاظ می‌شوند [4]. نقش بازتاب آندریف، به‌ویژه در ابررساناهای کوپرات، به‌طور گسترده به‌عنوان ابزاری برای آشکارسازی خواص الکترونی و تقارن شکاف انرژی مورد استفاده قرار گرفته است [8]. تعمیم نظریه‌ی BTK به ابررساناهای موج d امکان توضیح ظهور پیک رسانش در ولتاژ صفر (ZBCP) را در طیف تونلی فراهم می‌سازد؛ پدیده‌ای که مستقیماً با وجود حالت‌های مقید سطحی آندریف مرتبط است و بعنوان نشانه ای قوی برای وجود تقارن موج d در چنین ابررساناهایی شناخته می شود [6]. این حالت‌ها نه‌تنها بر رسانش تونلی، بلکه بر ویژگی‌های انتقالی دیگر نظیر جریان جوزفسون در پیوندهای شامل ابررساناهای نامتعارف نیز اثرگذارند و می‌توانند منجر به بروز ناهنجاری‌های دمای پایین در جریان بحرانی شوند[9]. علاوه بر این، مطالعات نظری و تجربی نشان داده‌اند که ساختار و پایداری این حالت‌های مقید به‌شدت به ویژگی‌های فصل مشترک وابسته است [10]. رسانش بایاس صفر یکی از اصلی ترین ویژگی های فیزیکی در اتصالات ابررسانایی با تقارن غیر عادی است و در مرجع [6] تاناکا نشان داد که وجود پیک های رسانش بایاس صفر در تطابق با نتایج تجربی، ثابت می کند که ابررساناهای دمای بالا تقارن جفتی موج d دارند. رسانش تونلی در بایاس صفر و غیر صفر اخیرا در مقالات متعددی مورد بررسی قرار گرفته است که برای نمونه به مراجع [11-17] اشاره می شود. به هر حال در این مطالعات تاثیر زبری فصل مشترک بر رسانش تونلی و رسانش بایاس صفر بررسی نشده است. هدف پژوهش حاضر، بررسی دقیق و کمی تأثیر زبری سطح فصل مشترک بر پدیده‌ی تونل‌زنی در اتصالات فلز نرمال–ابررسانای d-wave است. در حالی که مدل‌های استاندارد BTK معمولاً فصل مشترکی ایده‌آل و صاف را فرض می‌کنند، زبری میکروسکوپی موجود در اتصالات واقعی می‌تواند با ایجاد پراکندگی زاویه‌ای و اختلال در فاز شبه‌ذرات، سازوکار بازتاب آندریف و تشکیل حالت‌های مقید سطحی را به‌طور جدی تحت تأثیر قرار دهد. ازاین‌رو، در این کار به توسعه‌ی یک چارچوب BTK تعمیم‌یافته می‌پردازیم که اثرات پراکندگی ناشی از زبری سطح را به‌صورت نظام‌مند در تحلیل رسانش تونلی لحاظ می‌کند. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش زبری فصل مشترک، پیک‌های رسانش در ولتاژ صفر (ZBCP)به‌تدریج تضعیف شده و در نهایت می‌توانند به‌طور کامل ناپدید شوند؛ امری که بیانگر نقش تعیین‌کننده‌ی ناهمگنی‌های سطحی در رفتار الکترونی ابررساناهای با تقارن d-wave است

۱- مدل و روش تحقیق

سیستم مورد مطالعه، یک ساختار پیوندی متشکل از یک فلز نرمال (N) و یک ابررسانا با تقارن موج d است که در وسط آنها یک عایق قرار دارد.

فلز نرمال در ناحیه $x<0$و ابررسانا در ناحیه $x>0$ قرار دارد و هامیلتونی فلز نرمال و ابرسانا را میتوان به صورت زیر توصیف کرد :

$$H_N=\begin{pmatrix}\frac{\hbar^2k^2}{2\,m}-\mu & 0\\ 0 & -\left(\frac{\hbar^2k^2}{2\,m}-\mu\right)\end{pmatrix} \quad (۱)$$

(۲)

$$H_S=\begin{pmatrix}H_0 & \Delta\\ \Delta\,* & -H_0\end{pmatrix}$$

$$H_0=\frac{\hbar^2k^2}{2\,m}-\mu$$

ویژگی متمایز این مدل، در نظر گرفتن فصل مشترک با ناهمواری (زبری) قابل توجه است. این زبری ایجاب می‌کند که پتانسیل اتصال در ناحیه مرزی با استفاده از ماتریس زیر توصیف می شود که در مراجع [20-22] معرفی شده اند:

(۳)

$$U=\begin{pmatrix}U_0-ip & 0\\ 0 & U_0+ip\end{pmatrix}$$

در ماتریس بالا U_0 شدت پتانسیل عایق و p شدت زبری فصل مشترک را توصیف می کند.

شایان ذکر است که رابطه (۳) نشان‌دهنده هامیلتونی کل سیستم نیست، بلکه صرفاً «ماتریس پتانسیل مرزی» را در نقطه اتصال $x=0$ توصیف می‌کند؛ در حالی که هامیلتونی نواحی توده ($x<0$ و $x>0$)کاملاً هرمیتی بوده و اصول پایستگی جریان در آن‌ها برقرار است. بخش موهومی موجود در این ماتریس پتانسیل مرزی، به عنوان یک شرط مرزی پدیدارشناختی برای شبیه‌سازی ریاضی اتلافِ جریان

هم‌دوس به کار می‌رود. از نظر فیزیکی، شبه‌ذرات در حین عبور از فصل مشترک زبر، به دلیل ناهمواری‌های سطحی دچار پراکندگی فضایی و درهم‌ریختگی فاز شده و از کانال هم‌دوس اصلی خارج می‌شوند. این رهیافت پیش از این بر پایه روش تابع گرین و تحت تقریب نویز سفید در چارچوب نظریه بلاندربار-تینکام-کلاپویک (BTK)برای اعمال اثرات زبری در اتصالات ابررسانایی توسعه یافته و با موفقیت به کار گرفته شده است [18].

به منظور بررسی دقیق‌تر اثرات این مرز، پارامترهای بدون‌بعدِ شدت سد پتانسیل Z_1و شدت زبری فصل مشترک Z_2 به صورت زیر تعریف می‌شوند:

(۴)

$$Z_1 = \frac{2\,mU_0}{\hbar^2 K_F} \qquad Z_2 = \frac{2\,mp}{\hbar^2 K_F}$$

(۶)

$$\Psi_N(x) = \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} e^{iqcos\theta x} + a\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} e^{iq'cos\theta x} + b\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} e^{-iqcos\theta x}$$

$$\Psi_s(x) = c\begin{pmatrix}u\\v\end{pmatrix} e^{ikcos\theta x} + d\begin{pmatrix}\alpha\\\beta\end{pmatrix} e^{-ik'cos\theta x}$$

از آنجا که ابررسانای مورد بررسی از نوع موج d است گاف ابررسانایی (Δ) به صورت تابعی از θ α، نمایش داده میشود :

(۵)

$$\Delta(\theta_+) = \Delta_0 \cos(2\,\theta - 2\,\alpha)$$

$$\Delta(\theta_-) = \Delta_0 \cos(2\,\theta + 2\,\alpha)$$

که در ان θ زاویه ی حرکت الکترون در رسانش تونلی نسبت به صفحه فصل مشترک و αزاویه ی محور بلور ابررسانا نسبت به خط عمود بر فصل مشترک است. مطابق نظریه BTK برای به دست آوردن انرژی شبه ذرات و ویژه توابع متناظر آن باید معادله ویژه مقداری $H_{S(N)}\Psi = E\,\Psi$ را حل کنیم که در اینجا H_Sو H_N هامیلتونی نواحی ابررسانا و نرمال هستند که در روابط (۱) و (۲) تعریف شده اند.

با حل معادله ویژه مقداری معادلات انتشار برای حالات موج در ناحیه فلز نرما ل$\Psi_N(x)$و ناحیه ابررسانا$\Psi_S(x)$، بر مبنای ضرایب بازتاب آندریف و نرمال (a , b) به صورت زیر تعریف می‌گردد:

در معادلات (۶) ، a و b به ترتیب ضریب بازتاب آندریف و ضریب بازتاب نرمال هستند. c و d هم ضرایبی هستند که احتمال ورود شبه ذرات الکترونی و حفره ای به ناحیه ابررسانایی در $x > 0$را نشان می دهند. پتانسیل ناحیه فصل مشترک به صورت تابع دلتای دیراک به شکل $V(x) = U\delta(x)$ در نظر می گیریم که U در رابطه (۳) تعریف شده است. با اعمال شرایط مرزی زیر در نقطه $(x = 0)$ میتوان ضرایب بازتاب نرمال و اندریف را محاسبه کرد.

شرط مرزی ۱ :

$$\Psi_N(0) = \Psi_S(0)$$

شرط مرزی ۲ :

$$\Psi'_S(0) - \Psi'_N(0) = 2\frac{m}{\hbar^2} U\,\Psi(0)$$

Uدر شرط مرزی (۲) و رابطه (۳) به یک معنا هستند.

بنابراین ضرایب بازتاب اندریف و نرمال به صورت زیر بدست می آیند:

$$a = \frac{ce^{-i\varphi_1}}{1 + \frac{1}{4}\left(\frac{z_1^2 + z_2^2}{\cos^2\theta}\right) + \frac{z_2}{cos\theta} - \frac{1}{4}\left(\frac{z_1^2 + z_2^2}{\cos^2\theta}\right) sc\, e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)}}$$

(۷)

$$b = \frac{-\left(\left(\frac{i\, z_1 + z_2}{2\, cos\theta}\right) + \frac{1}{4}\left(\frac{z_1^2 + z_2^2}{\cos^2\theta}\right)\right) + \left(\frac{1}{4}\left(\frac{z_1^2 + z_2^2}{\cos^2\theta}\right) - \frac{z_2}{cos\theta}\right) sc\ \ e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)}}{1 + \frac{1}{4}\left(\frac{z_1^2 + z_2^2}{\cos^2\theta}\right) + \frac{z_2}{cos\theta} - \frac{1}{4}\left(\frac{z_1^2 + z_2^2}{\cos^2\theta}\right) sc\, e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)}}$$

$$G_S = 1 + |a|^2 - |b|^2$$

$$G_N = \frac{1 + \frac{z_2}{cos\theta}}{1 + \frac{1}{4}\left(\frac{z_1^2 + z_2^2}{\cos^2\theta}\right) + \frac{z_2}{cos\theta}}$$

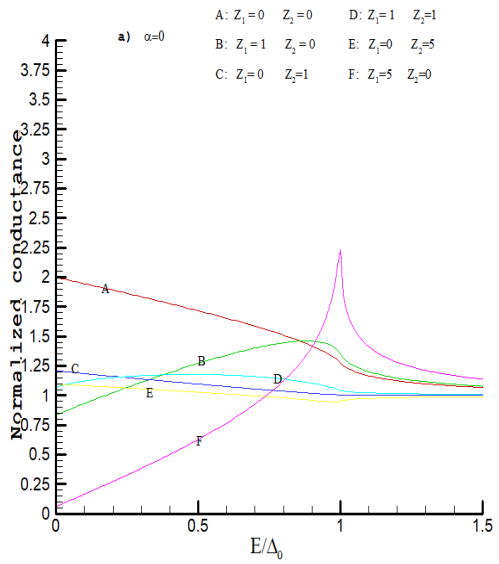
sوcپارامتر های کمکی هستند که به صورت زیر تعریف میشوند :

(۸)

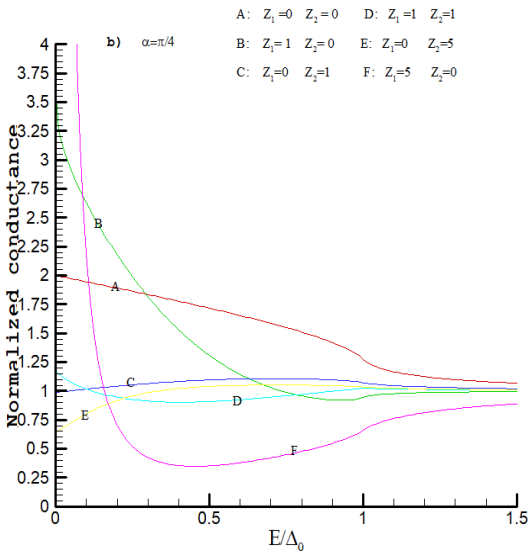
$$s = \frac{\sqrt{E - \Omega_2}}{\sqrt{E + \Omega_2}} \qquad c = \frac{\sqrt{E - \Omega_1}}{\sqrt{E + \Omega_1}}$$

در مرجع [۶] همین اتصال را بدون در نظر گرفتن زبری فصل مشترک مورد بررسی قرار داده است . بنابراین اگر در روابط (۷) مقدار z_2 که پارامتر زبری است صفر در نظر بگیریم به روابط (۶) مرجع [۶] میرسیم که این موضوع درستی و صحت محاسبات پژوهش حاضر را نشان میدهد.

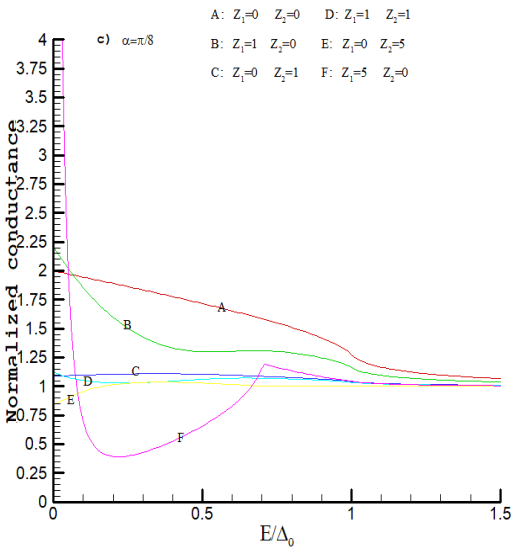
۲- یافته ها و نتیجه گیری



شکل (۱) :رسانش بهنجارشده بر حسب ولتاژاعمالی به اتصال $(\alpha = 0)$



شکل (۲) : رسانش بهنجار شده بر حسب ولتاژ اعمالی به اتصال $(\alpha = \pi/4)$



شکل (۳): رسانش بهنجار شده بر حسب ولتاژ اعمالی به اتصال $(\alpha = \pi/8)$

شکل‌های (۱)، (۲) و (۳) منحنی‌های رسانندگی بهنجارشده بر حسب ولتاژ بایاس را نشان می‌دهند. سد پتانسیل اتصال بین فلز نرمال و ابررسانای نوع بر حسب پارامترهای بی‌بعد شده شدت پتانسیل z_1و زبری سطح فصل مشترک z_2 نمایش داده می‌شود. شکل (۱) مربوط به حالتی است که جهت‌گیری زاویه بلور ابررسانایی عمود بر فصل مشترک است، یعنی برای $(\alpha = 0)$در غیاب زبری فصل مشترک و در سد پتانسیل بزرگ منحنیF ، ملاحظه می‌شود که منحنی رسانش، نمودار چگالی حالت‌های کوانتومی ابررسانا را به طور دقیق بازتولید می‌کند؛ به عبارت دیگر، در غیاب زبری فصل مشترک و در سد پتانسیل بزرگ، منحنی رسانندگی بهنجارشده به چگالی حالت‌های کوانتومی توده ابررسانا میل پیدا می‌کند. زمانی که همچنان در غیاب زبری فصل مشترک، مقدار سد پتانسیل را کاهش دهیم یعنی برای حالت نیمه‌شفاف ؛ منحنی B ، انحراف کمی مقادیر رسانش از نمودار چگالی حالت‌های کوانتومی آغاز می‌شود که این نتایج با مدل کلاسیک تاناکا در مرجع [۶] سازگار است.

اگر پتانسیل فصل مشترک را به طور کامل خاموش کنیم و فصل مشترک فقط تحت تأثیر زبری باشد یعنی برای مورد ؛ منحنی E ، ملاحظه می‌شود که منحنی‌های رسانندگی بهنجارشده به طور جدی از چگالی‌های حالت کوانتومی انحراف پیدا می‌کنند. در این مورد، رسانندگی بهنجارشده با رفتاری میرا مانند و به شکل نرمی رفتار می‌کند و حول مقدار یک یعنی حد فلز نرمال افت و خیز می‌کند. تحلیل حساسیت کمی سیستم نشان می‌دهد که اگر مقدار این زبری را کاهش دهیم همان‌طور که در منحنی C مشاهده می‌شود، بازه نوسانات جابه‌جا شده حول عدد ۱,۲۵ (عددی بزرگتر از ۱) قرار می‌گیرد که نشان‌دهنده افزایش منسجم نرخ بازتاب آندریف در حضور زبری‌های ضعیف‌تر است. اگر هم زبری و هم پتانسیل فصل مشترک را به طور همزمان در نظر بگیریم یعنی حالت برهم‌کنش دو پارامتر منحنیD ، نمایه کلی منحنی تقریباً شبیه منحنی‌هایی است که فقط زبری را در نظر گرفته بودیم؛ و تنها تفاوت آن به دلیل وارد شدن سد پتانسیل حقیقی این است که به نرمی منحنی‌های قبلی نیست و دامنه نوسانات عددی نمودار افزایش یافته و افت و خیزهای بزرگتری دارد. در موردی که اتصال کاملاً شفاف و تمیز باشد، یعنی حالت مرز ایده‌آل ؛ شکل ۱، منحنی A ، ضریب بازتاب نرمال به سمت صفر و ضریب بازتاب آندریف به لایه بیشینه (یک) میل می‌کند که در نتیجه آن، رسانندگی بهنجارشده در بایاس صفر دقیقاً روی مرز کوانتومی ۲ تثبیت می‌شود.

با چرخش بلور ابررسانایی به اندازه $(\alpha = \frac{\pi}{4})$(همان‌طور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود)، پاسخ سیستم و منحنی‌های رسانش رفتاری کاملاً متفاوت بر حسب پارامترهای اتصال نشان می‌دهند. ابتدا موردی را بررسی می‌کنیم که در آن زبری وجود ندارد و پتانسیل قوی است، یعنی نمودار مربوط به منحنی F در این مورد ملاحظه می‌شود که در بایاس صفر، رسانندگی تونلی به مقادیر بیشینه بسیار بزرگی میل پیدا می‌کند و پیک‌های رسانش در بایاس صفر تشکیل می‌شود. لازم است اشاره کنیم که چنین پیک‌هایی به عنوان یک امضا و دلیل تئوریک قوی برای اختصاص تقارن موج دی برای ابررساناهای دمای بالا یاد می‌شود. یافته کلیدی و کمی این پژوهش در بررسی حساسیت نمودار در حضور زبری ، منحنی E آشکار می‌شود؛ جایی که وجود زبری در فصل مشترک باعث می‌شود چنین پیک‌هایی در بایاس صفر به طور ۱۰۰ درصد سرکوب شده و کاملاً از بین بروند و مقدار رسانش در ولتاژ صفر به حد رسانش فلز نرمال (عدد ۱) تقلیل یابد. از منظر فیزیکی، سرکوب کامل این پیک‌ها به این دلیل است که در ابررساناهای موج دی، ظهور قله رسانش در بایاس صفر (ZBCP) مستقیماً به تشکیل حالت‌های مقید سطحی آندریف (ABS) وابسته است. این حالت‌ها زمانی پایدار می‌مانند که شبه‌ذرات در فرآیند بازتاب، تغییر علامتِ پارامتر نظم شکاف را در فضای تکانه تجربه کنند و تداخل فازیِ سازنده‌ای میان توابع موج الکترون و حفره برقرار شود. با این حال، هنگامی که زبری در فصل مشترک حضور دارد، پراکندگی زاویه‌ای تصادفی (Diffuse scattering) رخ می‌دهد. این امر منجر به ایجاد تغییرات تصادفی در فاز شبه‌ذرات یا اصطلاحاً درهم‌ریختگی فاز (Phase Scrambling) می‌گردد. این اختلالِ فازی، شرایط تداخل سازنده را که برای حفظ و پایداری حالت‌های مقید آندریف ضروری است، تخریب می‌کند. در نتیجه، با افزایش پارامتر شدت زبری z_2 ، حالت‌های مقید سطحی تضعیف شده و پیک رسانش بایاس صفر تدریجاً محو می‌گردد.

اگر در غیاب زبری فصل مشترک، مقدار پتانسیل را از ۵ به ۱ کاهش دهیم مانند منحنیB ، پیک تیز رسانش در بایاس صفر مشاهده نمی‌شود، اما رسانندگی بهنجارشده در ولتاژهای کوچک به دلیل پهن‌شدگی قله، مقادیر نسبتاً بزرگی به خود می‌گیرد. در غیاب پتانسیل فصل مشترک، اگر مقدار زبری را از ۵ به ۱ کاهش دهیم منحنیC ، تقریباً همان نتایج منحنی C در شکل ۱ را به ما می‌دهد. حال اگر هم زبری و هم پتانسیل فصل مشترک داشته باشیم یعنی حالت برهم‌کنش ؛ منحنی D، منحنی رسانش به صورت نرمی ابتدا کاهشی و سپس افزایشی است و در نهایت به مجانب ۱ همگرا می‌شود. و اما یک نتیجه مهم و قابل توجه که باید به آن اشاره شود این است که برای موردی که اتصال به صورت کاملاً شفاف باشد منحنی A ، مشاهده می‌شود که منحنی رسانش در بایاس ولتاژهای کوچک مقدار عددی ۲ می‌گیرد و این نتیجه به این معناست که اتصال شفاف

اجازه می‌دهد جفت‌های کوپر به طور کامل عبور کنند؛ در این مورد ضریب بازتاب نرمال به سمت صفر میل می‌کند در حالی که ضریب بازتاب آندریف به سمت یک تمایل می‌یابد. شکل‌های (۱)، (۲) و (۳) نشان می‌دهند که این نتیجه مستقل از زاویه انحراف بلوری است.

در شکل (۳) ، انحراف بلور ابررسانایی را از خط عمود بر فصل مشترک به نسبت حالت قبل اندکی کمتر کرده‌ایم، یعنی حالتی که $(\alpha = \frac{\pi}{8})$است. ملاحظه می‌شود که وقتی زبری وجود ندارد منحنی F ، به نسبت منحنی F در حالتی که $\left(\alpha = \frac{\pi}{4}\right)$باشد، پیک‌های رسانش در بایاس صفر به صورت کمی ضعیف‌تری ظاهر می‌شوند بقیه نمودارها تقریباً شبیه نمودارهای متناظر خود در حالت $\left(\alpha = \frac{\pi}{4}\right)$در شکل (۲) هستند با این تفاوت که در زاویه منحنی‌ها نرخ تغییرات و شیب نرم‌تری رفتار می‌کنند و افت و خیزهای کوچک‌تری دارند.

بررسی نتایج نشان می‌دهد که رفتار منحنی‌های رسانش به شدت به جهت‌گیری بلوری ابررسانا نسبت به فصل مشترک وابسته است. تغییر زاویه باعث می‌شود که شبه‌ذرات در مسیر حرکت خود مقادیر متفاوتی از شکاف ابررسانایی را تجربه کنند. در ابررساناهای ناهمسانگرد مانند ابررساناهای موج d ، مقدار شکاف انرژی به جهت حرکت شبه‌ذرات در فضای تکانه بستگی دارد و حتی ممکن است در برخی جهات علامت آن تغییر کند. این تغییر علامت می‌تواند شرایط لازم برای تشکیل حالت‌های مقید سطحی را فراهم کند و در نتیجه منجر به ظهور قله‌های رسانندگی در بایاس صفر شود. در حالتی که زاویه جهت‌گیری بلور به گونه‌ای باشد که تغییر علامت پارامتر نظم در مسیر حرکت شبه‌ذرات رخ دهد، احتمال تشکیل حالت‌های مقید سطحی افزایش پیدا می‌کند. اما هنگامی که این زاویه تغییر کند، شرایط تداخل میان مسیرهای بازتاب ممکن است ضعیف‌تر شود و در نتیجه شدت قله‌های رسانندگی نیز کاهش یابد. به همین دلیل مشاهده می‌شود که با تغییر زاویه از مقادیر بزرگ‌تر به مقادیر کوچک‌تر، پیک‌های رسانندگی در بایاس صفر به تدریج ضعیف‌تر می‌شوند و رفتار منحنی‌ها نرم‌تر می‌گردد.

نکته قابل توجه دیگر این است که در بسیاری از موارد اثرات زبری سطح و سد پتانسیل می‌توانند به طور همزمان بر طیف رسانندگی تأثیر بگذارند. هنگامی که هر دو عامل در سیستم حضور داشته باشند، رفتار منحنی‌های رسانش نتیجه برهم‌کنش میان این دو اثر خواهد بود. از یک سو سد پتانسیل می‌تواند احتمال عبور شبه‌ذرات از فصل مشترک را کاهش دهد و از سوی دیگر زبری سطح می‌تواند باعث پراکندگی زاویه‌ای و تغییر مسیر حرکت آن‌ها شود. ترکیب این دو اثر معمولاً باعث می‌شود طیف رسانندگی شکلی میانی میان حالت‌های ایده‌آل مختلف به خود بگیرد.

شایان ذکر است که پیش‌بینی‌های تحلیلی این مدل با واقعیت‌های فیزیکی مشاهده‌شده در سیستم‌های آزمایشگاهی نیز سازگاری بالایی دارد. مطالعات تجربی دقیق بر روی ساختار اتصالات ابررسانایی، از جمله بررسی‌های پراکندگی اشعه ایکس (به عنوان نمونه نگاه کنید به کارهای وکیونه (Vecchione) و همکاران، ۲۰۱۱)، به روشنی نشان داده‌اند که حضور زبری‌های میکروسکوپی و ناهمواری‌ها در فصل مشترک اتصالات یک واقعیت هندسی اجتناب‌ناپذیر در فرآیندهای ساخت آزمایشگاهی است[19]. این مطالعات تجربی تأیید می‌کنند که ناهمواری‌های مرزی منجر به پراکندگی فضایی (Diffuse scattering) قابل‌توجه امواج در فصل مشترک می‌شوند. در چارچوب پژوهش حاضر، دقیقاً همین مکانیزم پراکندگی فضایی تایید شده تجربی است که در اتصالات واقعی باعث درهم‌ریختگی فاز شبه‌ذرات شده و با تخریب تداخل سازنده در حالت‌های مقید سطحی آندریف، قله‌های رسانش بایاس صفر (ZBCP)را سرکوب می‌کند.

به طور کلی نتایج به‌دست‌آمده نشان می‌دهد که ویژگی‌های فصل مشترک نقش بسیار مهمی در تعیین رفتار انتقال شبه‌ذرات در اتصالات فلز نرمال–ابررسانا دارند. حتی تغییرات نسبتاً کوچک در پارامترهای مربوط به سد پتانسیل یا زبری سطح می‌تواند به تغییرات قابل توجهی در شکل طیف رسانندگی منجر شود. این موضوع

اهمیت کنترل دقیق شرایط ساخت فصل مشترک در آزمایش‌های تونل‌زنی را برجسته می‌کند. در نهایت می‌توان نتیجه گرفت که تحلیل همزمان اثر سد پتانسیل، زبری سطح و جهت‌گیری بلوری ابررسانا می‌تواند چارچوب جامع‌تری برای درک رفتار رسانندگی تونلی در ابررساناهای ناهمسانگرد فراهم کند.چنین مطالعاتی نه تنها به تفسیر دقیق‌تر نتایج تجربی کمک می‌کنند، بلکه می‌توانند اطلاعات ارزشمندی درباره ساختار پارامتر نظم، مکانیزم‌های بازتاب آندریف و نقش حالت‌های مقید سطحی در ابررساناهای دمای بالا ارائه دهند. به همین دلیل بررسی نظری این نوع اتصالات همچنان یکی از ابزارهای مهم در مطالعه ویژگی‌های بنیادی مواد ابررسانا محسوب می‌شود.

منابع

[1] V. L. Ginzburg and L. D. Landau, “On the theory of superconductivity,” *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 20, pp. 1064–1082, 1950.

[2] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, “Theory of superconductivity,” *Phys. Rev.*, vol. 108, no. 5, pp. 1175–1204, 1957.

[3] J. G. Bednorz and K. A. Müller, “Possible high TcT_cTc superconductivity in the Ba–La–Cu–O system,” *Z. Phys. B*, vol. 64, pp. 189–193, 1986.

[4] G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, “Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions,” *Phys. Rev. B*, vol. 25, no. 7, pp. 4515–4532, 1982.

[5] C.-R. Hu, “Midgap surface states as a novel signature for d-wave superconductivity,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 72, no. 10, pp. 1526–1529, 1994.

[6] Y. Tanaka and S. Kashiwaya, “Theory of tunneling spectroscopy of d-wave superconductors,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, no. 17, pp. 3451–3454, 1995.

[7] S. Kashiwaya and Y. Tanaka, “Tunnelling effects on surface bound states in unconventional superconductors,” *Rep. Prog. Phys.*, vol. 63, no. 10, pp. 1641–1724, 2000.

[8] G. Deutscher, “Andreev–Saint James reflections: A probe of cuprate superconductors,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 77, no. 1, pp. 109–135, 2005.

[9] Y. S. Barash, M. S. Kalenkov, and J. Kurkijärvi, “Low temperature anomaly in the Josephson critical current of junctions with unconventional superconductors,” *Phys. Rev. B*, vol. 62, no. 10, pp. 6665–6676, 2000.

[10] T. Löfwander, V. S. Shumeiko, and G. Wendin, “Andreev bound states in high TcT_cTc superconducting junctions,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 14, no. 5, pp. R53–R77, 2001.

[11] L. Guo et al., “Phase-Controlled Josephson Junctions based on Unconventional Superconductors,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 126, no. 5, p. 057701, Feb. 2021.

[12] H. Pan and S. Das Sarma, “Physical properties of unconventional superconducting junctions,” *Phys. Rev. Research*, vol. 2, no. 1, p. 013377, Mar. 2020.

[13] H. Emamipour and M. R. Abolhasani, “Tunneling conductance of d-wave superconductor junctions,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 10, p. 105001, Oct. 2010.

[14] H. Emamipour and M. R. Abolhassani, “Study of Josephson current in superconducting junctions,” *Commun. Theor. Phys.*, vol. 55, no. 1, p. 171, Jan. 2011.

[15] H. Emamipour and N. Mehrabzad, “Spin Polarization Dependence of Zero Bias Conductance in Ferromagnetic Quantum Wire/D-wave Superconductor Junctions,” *J. Supercond. Nov. Magn.*, vol. 28, no. 7, pp. 1967–1970, Jul. 2015.

[16] H. Emamipour and N. Mehrabzad, “Transport properties of ferromagnetic wire junctions,” *Physica B*, vol. 493, pp. 81–85, Jul. 2016.

[17] C. Tan, Q. Wu, H. Li, et al., “Zero bias conductance peak related to spin triplet states in noncollinear magnetized graphene superconducting junctions,” *Sci. Rep.*, vol. 15, no. 1, p. 13752, 2025.

[18] Z. C. Dong, “Spin-polarized tunneling spectroscopy and shot noise in ferromagnet/f-wave superconductor junctions,” *Commun. Theor. Phys.*, vol. 41, no. 5, p. 775, May 2004.

[19] A. Vecchione, R. Fittipaldi, C. Cirillo, M. Hesselberth, J. Aarts, S. L. Prischepa, et al., “X-ray scattering study of interfacial roughness in Nb/PdNi multilayers,” *Surf. Sci.*, vol. 605, no. 19-20, pp. 1791–1796, Oct. 2011.

[20] Y.-H. Liao, Z.-C. Dong, Z.-P. Liang, and Z.-F. Yin, "Josephson Current in f-Wave Superconductor/f-Wave Superconductor Junctions," *Commun. Theor. Phys.*, vol. 52, no. 4, pp. 715-720, Oct. 2009.

[21] Y.-H. Liao, J. Li, and F. Wang, "Interface Scattering Effect on Josephson Current in a d-Wave Superconductor/d-Wave Superconductor Junction," *Mod. Phys. Lett. B*, vol. 25, no. 2, pp. 131-140, 2011.

[22] Z. C. Dong, "Spin-Polarized Tunneling Spectroscopy and Shot Noise in Ferromagnet/f-Wave Superconductor Junctions," *Commun. Theor. Phys.*, vol. 41, no. 5, pp. 775-780, May 2004.

The Effect of Interface Roughness on Tunneling Conductance in Normal Metal–d-wave Superconductor Junctions

[1*] Hamid Reza Emamipour, [1]Khatereh Rashnoo, [2]Masoud Alimohamadi

[1*] Faculty of Basic Sciences, Department of Physics, Ilam University, Pajohesh Blvd., Ilam, Iran
[2] Department of Physics, Farhangian University, Tehran, Iran

Article details

Received: 2026/01/30
Accepted: 2026/08/15
Published: 2026/08/16

ISSN: 2588-493X
eSSN: 2588-4921

Correspondence email:

hr.emamipour@ilam.ac.ir

Abstract

In this research, the influence of interface roughness on the tunneling behavior of normal metal–d-wave superconductor junctions is investigated. Utilizing scattering theory and solving the Bogoliubov-de Gennes equations, Andreev and normal reflection coefficients are calculated, through which the tunneling conductance is analyzed. The results demonstrate that if the orientation of the superconducting crystal is slightly deviated from the line perpendicular to the interface, the presence of interface roughness leads to the disappearance of zero-bias conductance peaks (ZBCP). Furthermore, the physical origin for the suppression of these zero-bias peaks is explained. This study represents an effective step towards providing more accurate models for tunneling behavior in modern superconducting systems and bridges the gap between idealized models and the real conditions of the interface

Keywords: d-wave Superconductor, Tunneling Conductance, Zero-Bias, Conductance Peak