

مطالعه وابستگی دمایی رسانش بایاس صفر در نانو سیم فلزی متصل شده به یک ابررسانای موج-d

حمیدرضا امامی پور^{۱*}، نرگس مهرباباد^۲

^۱بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ایلام، ایلام، ایران

^۲گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه آزاد، تهران مرکز، تهران، ایران

چکیده

در این مقاله رسانش بایاس صفر را برحسب دما در اتصالی مطالعه می‌کنیم که بین یک نانو سیم فلزی و یک ابررسانای موج-d قرار گرفته است. ابررسانا را در جهت (۱۰۰) و (۱۱۰) در نظر می‌گیریم و بر اساس نظریه پراکنندگی رسانش بایاس صفر را برحسب دما و شدت پتانسیل اتصال به دست می‌آوریم و نتایج را با موارد حجیم مقایسه خواهیم کرد. نتایج نشان می‌دهند که در جهت (۱۰۰) منحنی‌های رسانش به‌طور کیفی تفاوتی بین نانو سیم (فلز یک بعدی) و فلز نرمال دو بعدی را نشان نمی‌دهند درحالی‌که در جهت (۱۱۰) رسانش بایاس صفر برحسب شدت پتانسیل اتصال، صعودی می‌باشد درحالی‌که نتایج ما نشان می‌دهند که این منحنی برای مورد نانوسیم کاهشی می‌باشد که دلیل آن به ناپدید شدن پیک‌های رسانش در بایاس صفر مربوط می‌شود.

کلیدواژگان: ابررسانایی، نانو سیم، رسانش بایاس صفر

مقدمه

یکی از مشخصه‌های فیزیکی مهم در اتصالات ابررسانا-فلز نرمال رسانش بایاس صفر می‌باشد. اهمیت این مشخصه آنگاه مشخص شد که تاناکا و کاشیوا در سال ۱۹۹۵ نظریه تونلی خود را برای ابررساناهای غیر عادی ارائه کردند [۱]. آن‌ها پیک‌های رسانش بایاس صفر را در طیف تونلی مشاهده کردند که منشأ آن به تغییر علامت پارامتر نظم ابررسانایی در سطح فرمی مربوط می‌شود و در شرایطی اتفاق می‌افتد که زاویه ابررسانا نسبت به خط عمود بر فصل مشترک مخالف صفر بوده و نیز شدت پتانسیل اتصال نیز بالا باشد. پیک‌های رسانش در اتصالات تجربی ساخته شده آزمایشگاهی، با وجود ابررساناهای غیر عادی مشاهده شدند و پس از آن از حضور این پیک‌های رسانش به‌عنوان نشانه‌ای قوی از تقارن موج-d برای ابررسانای دمای بالای کشف شده در سال ۱۹۸۶ یاد می‌شود.

رسانش بایاس صفر برای موارد مختلف ابررساناهای غیرعادی تا کنون مطالعه شده است که برای نمونه می‌توان به مراجع [۲-۴] اشاره نمود. در تمامی این موارد اتصالات مطالعه شده از یک ابررسانای غیر عادی و یک فلز نرمال دو بعدی تشکیل شده است.

در این مقاله به مطالعه رسانش بایاس صفر در اتصالی خواهیم پرداخت که بین یک ابررسانای موج-d و یک نانو سیم فلزی قرار دارد. نتایج به‌دست آمده نشان می‌دهند که منحنی‌های رسانش هنگامی که ابررسانا در جهت (۱۰۰) قرار دارد تفاوت چندانی بین اتصالات نانو سیم/ابررسانا با فلز نرمال دو بعدی/ابررسانا نشان نمی‌دهند. اما هنگامی که ابررسانا در جهت (۱۱۰) قرار می‌گیرد پیک‌های رسانش که معمولاً در اتصالات دو بعدی فلز نرمال ظاهر می‌شوند در نانوسیم فلزی از بین می‌روند. ساختار این مقاله به این شکل است که ابتدا در بخش بعد سیستم مورد مطالعه و فرمول‌بندی مورد

پتانسیل جفتی ابررسانا را به صورت
 $\Delta(\vec{r}, \vec{k}) = \Delta(\vec{k})\theta(x)$
 آن $\theta(x)$ تابع گام می باشد که به ازای $x > 0$ برابر یک
 و برای $x < 0$ برابر صفر می باشد.

همچنین $\Delta(\vec{k}) = \Delta_{\pm} = \Delta(T) \cos(2\theta \mp 2\beta)$
 می باشد. $\Delta(T)$ از نظریه BCS برای تقارن موج-d
 به دست می آید که جزئیات مربوط به محاسبه آن در
 مرجع [۱۰] آمده است. به این ترتیب می توان معادلات ۱
 را برای نواحی نانو سیم و ابررسانا حل نمود. با حل
 این معادلات تابع موج نانو سیم به صورت زیر به دست
 می آید:

۲

$$\psi_N(x, y) = \begin{pmatrix} e^{ik_x} + be^{-ik_x} \\ ae^{ik_x} \end{pmatrix} \sqrt{\frac{2}{w}} \sin\left[\frac{\pi}{w}\left(y + \frac{w}{2}\right)\right]$$

که در اینجا a و b ضرایب بازتاب آندریف [۵] و نرمال

$$k_x = \sqrt{k_f^2 - \left(\frac{\pi}{w}\right)^2}$$

می باشند. k_x به صورت

تعریف می شود. تابع موج در ناحیه دو بعدی ابررسانا
 از رابطه زیر تبعیت می کند [۱۱-۱۳]:

۳

$$\psi_S = C \int_{-k_F}^{+k_F} \left(\frac{\Delta_+}{E - \Omega_+} \right) \exp\left[i\left(y\rho + x\sqrt{k_F^2 - \rho^2}\right)\right] d\rho$$

$$+ D \int_{-k_F}^{+k_F} \left(\frac{\Delta_-}{E + \Omega_-} \right) \exp\left[i\left(y\rho - x\sqrt{k_F^2 - \rho^2}\right)\right] d\rho$$

که در اینجا $\Omega_{\pm} = \sqrt{E^2 - |\Delta_{\pm}|^2}$. رسانش بهنجار
 شده در بایاس های مخالف صفر به صورت زیر است:

۴

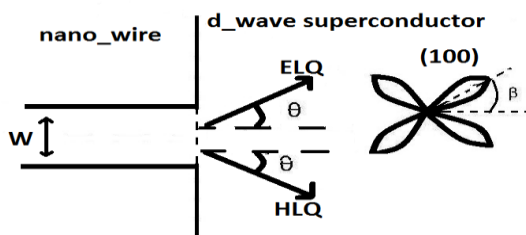
$$G(ev) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} g_{NS}(E) \sec h^2\left(\frac{E - ev}{2k_B T}\right)}{\int_{-\infty}^{+\infty} g_{NN}(E) \sec h^2\left(\frac{E - ev}{2k_B T}\right)}$$

رسانش بایاس صفر بهنجار شده به صورت زیر تعریف
 می شود [۸]:

نظر را بیان می کنیم سپس در بخش بعد به ارائه نتایج
 عددی مربوط به رسانش می پردازیم. لازم است اشاره
 کنیم که مطالعه وابستگی دمایی رسانش بایاس صفر در
 نانو سیم متصل شده به ابررسانای غیر عادی موج-d تا
 کنون انجام نشده و برای اولین بار در این مقاله ما به آن
 می پردازیم.

مدل و فرمول بندی

مدل مورد نظر یک اتصال نانو سیم/ابررسانای موج-d
 می باشد که به طور نمادین در شکل ۱ نشان داده شده
 است. پهنای نانو سیم w بوده و ضخامت صفحه ای که
 نانو و ابررسانا در آن قرار دارند را بی نهایت کوچک در
 نظر می گیریم.



شکل ۱. نمایش نمادین سیستم مورد مطالعه. β زاویه بین جهت
 (۱۰۰) ابررسانا با خط عمود بر فصل مشترک می باشد. ELQ و
 HLQ به ترتیب شبه ذرات الکترونی و حفره ای را نشان می دهند.

شبه ذرات از نانو سیم به سمت فصل مشترک حرکت
 می کنند و از معادلات زیر که به معادلات بوگلیو بوف-
 دژن معروف هستند تبعیت می کنند:

۱

$$\begin{pmatrix} \hat{h}_0 & \Delta(\vec{r}, \vec{k}) \\ \Delta^*(\vec{r}, \vec{k}) & -\hat{h}_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f(\vec{r}, \vec{k}) \\ g(\vec{r}, \vec{k}) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} f(\vec{r}, \vec{k}) \\ g(\vec{r}, \vec{k}) \end{pmatrix}$$

در اینجا \hat{h}_0 هامیلتونی تک ذره بوده که به صورت
 $\hat{h}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 - V_0 \delta(x) - \varepsilon_F$ تعریف می شود.
 E انرژی شبه ذرات می باشد که نسبت به انرژی فرمی
 E_F سنجیده می شود. فرض می کنیم که جرم مؤثر و
 انرژی فرمی در دو طرف اتصال یکسان می باشند.

نتایج عددی

شکل‌های ۲ و ۳ منحنی‌های رسانش بایاس صفر ZBC را به ترتیب برحسب دما و شدت پتانسیل اتصال نشان می‌دهند. لازم است اشاره کنیم که نتایج عددی به‌ازای

$$\gamma_F = k_F \frac{w}{\pi} = 1.7$$

بعدی است که شدت پتانسیل اتصال را نشان می‌دهد.

این منحنی‌ها برای جهت‌های بلوری (۱۰۰) و (۱۱۰) و

در دماها و شدت‌های پتانسیل مختلف رسم شده‌اند.

جهت بلوری (۱۰۰) به‌ازای $\beta = 0$ ، و جهت بلوری

(۱۱۰) به‌ازای $\beta = \pi/4$ تعریف می‌شوند. همانگونه که

از شکل ۲(a) مشاهده می‌شود در دماهای پایین و

به‌ازای $z=0$ یک بیشینه در ZBC مشاهده می‌شود که

با افزایش z این بیشینه به سمت صفر میل می‌کند.

افزایش دما باعث می‌شود که منحنی ZBC به‌ازای

$z=0$ کاهش یابد در حالی که به‌ازای $ZBC, z=1,10$

رفتاری افزایشی را نشان می‌دهد. علت این امر به‌این

واقعیت برمی‌گردد که با افزایش دما، پارامتر نظم

ابرسانایی کاهش می‌یابد به‌گونه‌ای که در [۱۰]

$$\frac{k_B T}{\Delta_0} \approx 0.47$$

پارامتر نظم ابرسانایی صفر شده و

لذا g_{NS} به g_{NN} تبدیل می‌شود به‌گونه‌ای در

ZBC ، $\frac{k_B T}{\Delta_0} \approx 0.47$ به‌سمت یک میل می‌کند.

شکل ۲b منحنی ZBC برحسب دما برای جهت بلوری

(۱۱۰) به‌ازای Z های مختلف، نشان می‌دهد. نکته جالب

مشاهده شده در این نمودار این است که در دماهای

پایین، مثلاً در $\frac{k_B T}{\Delta_0} \approx 0$ ، مقدار ZBC مستقل از

مقدار z برابر صفر می‌شود. این مطلب در تضاد با

اتصالات دو بعدی ابرساناهای غیر عادی می‌باشد.

همانگونه که مراجع [۸و۱] نشان می‌دهند مقدار

رسانش بایاس صفر به مقدار z وابسته می‌باشد

به‌گونه‌ای که با افزایش z مقدار ZBC نیز افزایش یافته

۵

$$ZBC(T, z) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} g_{NS}(E) \sec h^2(E/2k_B T) dE}{\int_{-\infty}^{+\infty} g_{NN}(E) \sec h^2(E/2k_B T) dE}$$

که در اینجا $g_{NS} = 1 + |a|^2 - |b|^2$ بوده و g_{NN} به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$g_{NN} = \frac{4\gamma_x F_0}{z^2 + (\gamma_x + F_0)^2}$$

$$F_0 = \frac{4}{\pi^2} \int_{-\gamma_F}^{+\gamma_F} \sqrt{\gamma_F^2 - q^2} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2}q\right)}{(1-q^2)^2} dq$$

در اینجا z, γ_x, γ_F و پارامترهای بدون بعدی

هستند که به‌صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$z = \frac{2mwV_0}{\pi \hbar^2}; \gamma_F = k_F \frac{w}{\pi}; \gamma_x = k_x \frac{w}{\pi}; q = \frac{\pi}{w} \rho$$

ضرایب $a(E)$ و $b(E)$ نیز با اعمال شرایط مرزی به‌شکل

زیر به‌دست می‌آیند:

$$a(E) = \frac{2\gamma_x F_3}{[\gamma_x + F_1]^2 + z^2 - F_2 F_3}$$

$$b(E) = \frac{(\gamma_x - iz)^2 + F_2 F_3 - F_1^2}{[\gamma_x + F_1]^2 + z^2 - F_2 F_3}$$

که در آن F_1, F_2, F_3 به‌شکل زیر تعریف می‌شوند:

$$F_i = \frac{4}{\pi} \int_{-\gamma_F}^{+\gamma_F} \sqrt{\gamma_F^2 - q^2} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2}q\right)}{(1-q^2)^2} f_i(q) dq$$

$$f_1 = \frac{1 + \Gamma_{\pm} \Gamma_{\mp} e^{-i4\beta}}{1 - \Gamma_{\pm} \Gamma_{\mp} e^{-i4\beta}}, f_2 = \frac{2\Gamma_{\pm} e^{+i2(\theta+\beta)}}{1 - \Gamma_{\pm} \Gamma_{\mp} e^{-i4\beta}}$$

$$f_3 = \frac{2\Gamma_{\pm} e^{-i2(\theta-\beta)}}{1 - \Gamma_{\pm} \Gamma_{\mp} e^{-i4\beta}}, \Gamma_{\pm} = \frac{\sqrt{E - \Omega_{\pm}}}{\sqrt{E + \Omega_{\pm}}}$$

با قرار دادن ضرایب $a(E)$ و $b(E)$ در رابطه ۵ رسانش

بایاس صفر به دست می‌آید که در بخش بعد به ارائه

نتایج عددی حاصل از آن می‌پردازیم.

۹

۱۰

۱۱

$$f_1 = \frac{1 - e^{-i4\beta}}{1 + e^{i4\beta}}; f_2 = \frac{2ie^{i2(\theta+\beta)}}{1 + e^{i4\beta}}; f_3 = \frac{2ie^{i2(\theta-\beta)}}{1 + e^{i4\beta}}$$

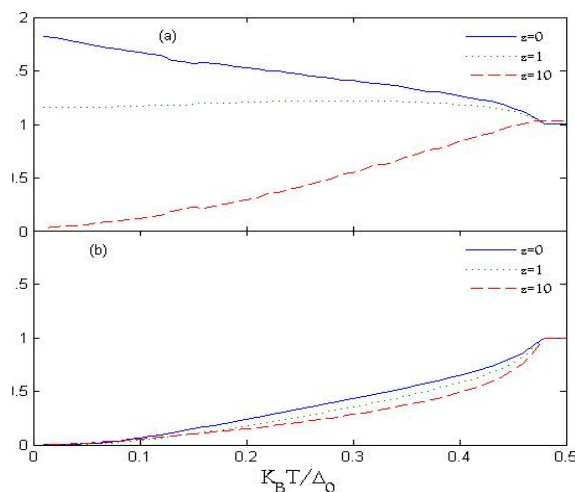
در جهت بلوری (۱۱۰) مقدار $\beta = \pi/4$ می باشد که در این حالت مقادیر f_1, f_2, f_3 و اگر می شوند، همان طور که معادلات ۱۱ نشان می دهند. در این صورت مقادیر F_1, F_2, F_3 نیز واگرا شده، به گونه ای که مقدار بازتاب آندریف به سمت صفر و مقدار بازتاب نرمال به سمت یک میل می کنند (روابط ۸ را ببینید) و لذا رسانش $g_{NS} = 1 + |a|^2 - |b|^2$ به سمت صفر میل خواهد کرد. افزایش دما باعث می شود که مقدار ZBC افزایش یافته و در $\frac{k_B T}{\Delta_0} \approx 0.47$ به یک برسد. علت این مطلب همان طور که در بالا نیز ذکر شد به دلیل کاهش پارامتر نظم ابررسانایی مربوط می باشد.

در شکل ۳ منحنی های ZBC را بر حسب شدت پتانسیل اتصال در دماهای مختلف رسم کرده ایم. مقایسه شکل های (a) و (b) نشان می دهد که رفتار ZBC به طور کیفی برای جهت های بلوری (۱۰۰) و (۱۱۰) یکسان است. اما بررسی های دقیق تر تفاوت های مهمی را آشکار می سازد.

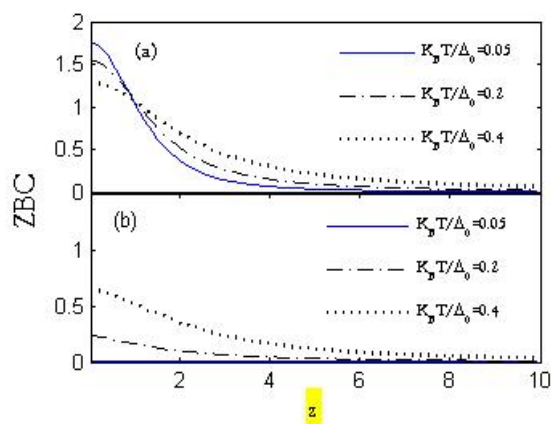
به عنوان نمونه شکل (a) نشان می دهد که Z های کوچک مقدار رسانش ZBC در دماهای پایین بیشتر است. یعنی در $Z=0$ مقدار ZBC در دمای $\frac{k_B T}{\Delta_0} = 0.05$ تقریباً ۱.۷۵، در دمای $\frac{k_B T}{\Delta_0} = 0.2$ تقریباً ۱.۵ و در دمای $\frac{k_B T}{\Delta_0} = 0.4$ تقریباً ۱.۳ می باشد.

این روند در شکل ۳b، یعنی به ازای جهت بلوری (۱۱۰) معکوس می شود. یعنی در Z های کوچک مقدار رسانش ZBC در دماهای بالا بیشتر است، به عبارتی دیگر همانگونه که شکل (b) نشان می دهد به ازای $Z=0$ در دمای $\frac{k_B T}{\Delta_0} = 0.05$ مقدار رسانش ZBC تقریباً

و پیک های رسانش بایاس صفر ظاهر می گردند. در حالی که اگر فلز دو بعدی را با یک سیم کوانتومی یک بعدی (نانوسیم) جایگزین کنیم این پیک ها از بین می روند که این مطلب در دماهای پایین از شکل ۲b قابل مشاهده است.



شکل ۲. منحنی رسانش بایاس صفر بر حسب دما، به ازای شدت های پتانسیل مختلف اتصال. شکل a برای جهت (۱۰۰) و شکل b برای جهت (۱۱۰) رسم شده اند.



شکل ۳. منحنی رسانش بایاس صفر بر حسب شدت پتانسیل اتصال در دماهای مختلف. شکل a برای جهت (۱۰۰) و شکل b برای جهت (۱۱۰) رسم شده اند.

یعنی مقدار رسانش برخلاف اتصالات دو بعدی غیر عادی با افزایش Z کاهش یافته و به سمت صفر میل پیدا می کند. برای درک عمیق تر ویژگی غیر عادی، معادلات ۱۰ را بررسی می کنیم. در انرژی های برانگیخته صفر مقادیر f_1, f_2, f_3 به صورت زیر می باشند:

بایاس صفر ناپدید می‌گردند. علت این امر، آن است که هنگامی که ابعاد فلز نرمال متصل شده به ابررسانا را کاهش می‌دهیم و آنرا به یک فلز نرمال یک بعدی (نانو سیم) تبدیل می‌کنیم اثرات کوانتومی ظاهر شده باعث می‌شود که بازتاب آندریف به سمت صفر میل کند، و در نتیجه مقدار رسانش بایاس صفر به سمت صفر میل پیدا می‌کند.

به‌طور خلاصه در این مقاله رسانش بایاس صفر را برحسب دما و شدت پتانسیل اتصال در نانو سیم متصل شده به ابررسانای موج-d مطالعه کردیم. ابررسانای موج-d را در دو جهت (۱۰۰) و (۱۱۰) در نظر گرفته و نتایج را با موتر دو بعدی مقایسه کردیم. نتایج نشان می‌دهند هنگامی که ابررسانا در جهت بلوری (۱۰۰) قرار می‌گیرند طیف رسانش بایاس صفر برای موارد یک بعدی و دو بعدی مشابه می‌باشند. در جهت بلوری (۱۱۰) وضعیت فرق کرده و در اتصالات دو بعدی که پیک‌های رسانش در بایاس صفر تشکیل می‌گردند در مورد اتصال نانوسیم به ابررسانا این پیک‌ها کاملاً از بین می‌روند که علت آن به ظاهر شدن اثرات کوانتومی در کاهش فلز از حالت دو بعدی به یک بعدی مربوط می‌شود.

مرجع‌ها

- [1] Y. Tanaka, S. Kashiwaya, *physics Review letters* 74 (1995) 3451.
- [2] F. Giazotto, F. Taddei, Superconductors as spin sources for spintronics, *Physics Review B* 77 (2008) 132501.
- [3] Linder, J., et al, Strongly spin-polarized current generated in a Zeeman-split unconventional superconductor, *Physics Review B* 78 (2008) 014516.

صفر، در دمای $\frac{k_B T}{\Delta_0} = 0.2$ مقدار رسانش ZBC تقریباً 0.3 و در دمای $\frac{k_B T}{\Delta_0} = 0.4$ مقدار رسانش ZBC تقریباً 0.6 است، یعنی با افزایش دما مقدار ZBC نیز زیاد می‌شود. اما در Zهای بزرگ مقدار رسانش ZBC در هر دو جهت بلوری (۱۰۰) و (۱۱۰) کاهش می‌یابد که شیب کاهشی برای جهت (۱۰۰) تندتر است.

در اینجا خوب است که مقایسه با موارد اتصال ابررسانا/فلز دو بعدی انجام شود. در مرجع [۱] رسانش تونلی در دمای صفر برای اتصال دو بعدی فلز نرمال/ابررسانای موج-d محاسبه شده است. در مرجع [۱] تاناکا و کاشیویا نشان داده‌اند که به‌ازای $\beta = 0$ (جهت بلوری (۱۰۰)) رسانش در بایاس صفر با افزایش شدت پتانسیل اتصال (Z) کم شده و به صفر می‌رسد. مقدار بیشینه به‌ازای $Z=0$ بوده و برابر 2 است که با افزایش Z مقدار آن کاهش یافته و نهایتاً صفر می‌شود. این رفتار کاملاً مشابه رفتار ZBC به‌ازای $\frac{k_B T}{\Delta_0} = 0.05$ در شکل ۳(a) می‌باشد. تأکید می‌کنیم که در مرجع [۱] رسانش در دمای صفر محاسبه شده است و بنابراین ما سعی می‌کنیم که مقادیر رسانش بایاس صفر در دماهای نزدیک صفر مثل $\frac{k_B T}{\Delta_0} = 0.05$ با نتایج مرجع [۱]

مقایسه کنیم. اما به‌ازای $\beta = \pi/4$ (جهت بلوری (۱۱۰)) وضعیت کاملاً متفاوت است. به‌عبارتی دیگر در مورد دو بعدی هر چه شدت پتانسیل اتصال (Z) افزایش یابد مقدار رسانش در بایاس صفر نیز زیاد و زیادتر می‌گردد به‌گونه‌ای که پیک‌های رسانش در بایاس صفر تشکیل می‌گردند (شکل ۳c در مرجع [۱] را ببینید). درحالی‌که نتایج ما نشان می‌دهند که در دماهای پایین (مثلاً $\frac{k_B T}{\Delta_0} = 0.05$) مقدار رسانش عملاً صفر است (شکل ۳c) و پیک‌های رسانش در

- [12] Y. Takagaki, K. Ploog, Quantum point contact spectroscopy of d-wave superconductors, *Physics Review B* 60 (1999) 9750.
- [13] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk, Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstions: Excess current, charge imbalance and supercurrent conversion, *Physics Review B* 25 (1982) 4551.
- [4] Igor Zutic, Jaroslav Fabian, and S. Das Sarma, Spintronics: Fundamentals and applications, *Reviews of Modern Physics* 76 (2004) 323.
- [5] A.F. Andreev, The thermal conductivity of the intermediate state in superconductors, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 19 (1964) 1228.
- [6] H. Emamipour, N. Mehrabzad, Zeeman effects on the tunneling spectra of a ferromagnetic d-wave superconductor in contact with a quantum wire, *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, (2015) (DOI: 10. 1007/s10948- 015- 2975-z).
- [7] T. Hirai, et.al, Temperature dependence of transport spin-polarized transport in ferromagnet/ unconventional superconductor junctions, *Physics Review B* 67 (2003) 174501.
- [8] H. Emamipour and M. Abolhasani, Temperature dependence of zero-bias conductance in a normal metal/ ferromagnetic junction, *Superconductor Science and Technology* 23 (2010) 105001.
- [9] N. Yoshida and H. Itoh, - A relation between the zero-bias conductance and spin polarization in ferromagnetic metal/d-wave superconductor junctions, *Physica C* 367 (2002) 165.
- [10] K. Yang and S. Sondhi, Response of a dx^2-y^2 superconductor to a Zeeman magnetic field, *Physics Review B* 57 (1998) 8566.
- [11] W. Herrera, J. Grraldo, Quantum point contact conductance in normal-metal/ insulator/ metal/ superconductor junctions, *Physics Review B* 71 (2005) 094515.

Investigating temperature dependence of zero bias conductance in a Nano-wire connected to a d-wave superconductor

Hamidreza Emamippour^{1,*}, Narges Mehrabzad²

¹ Department of Physics, Ilam University, Ilam, Iran

² Department of Physics, Tehran Markaz University, Tehran, Iran

Abstract

In this paper, we study zero bias Conductance versus temperature in a junction which is located between a Nano-wire and a d-wave superconductor. We consider superconductor in two directions: (100) and (110). Based on the scattering theory, we calculate zero bias conductance versus temperature and potential strength of the junction and compare our results with bulk cases. Qualitatively, our results in the (100) direction do not show any difference with bulk cases, while the difference between a Nano-wire (one dimensional metal) and a two dimensional normal metal is remarkable when superconductor is in the (110) direction. On the other hand, in two dimensional cases, zero bias conductance is an increasing function of potential strength of the junction, while our results show that it is a decreasing function which is due to the disappearance of zero bias conductance peaks.

Keywords: Superconductivity, Nano wire, Zero bias conductance