

Особенности кондактанса туннельных *SIN*- и *SIS*-контактов с киральными сверхпроводниками

А. М. Бобков¹⁾

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 марта 2002 г.

Рассмотрены пики в кондактансе, возникающие из-за поверхностных андреевских связанных состояний, в туннельных *SIN*- и *SIS*-контактах с киральными сверхпроводниками при низких температурах. Показано, что в туннельных *SIN*-контактах кондактанс $G(V)$ как функция напряжения очень чувствителен к зависимости прозрачности барьера от направления импульса квазичастиц. Приложенное к контакту слабое магнитное поле приводит к сдвигу пиков в кондактансе. В симметричных туннельных *SIS*-контактах наличие киральных уровней андреевских связанных состояний по обе стороны границы раздела приводит к появлению пика в кондактансе при $V = 0$.

PACS: 74.70.Pq, 74.80.Fp

Киральными сверхпроводниками предположительно являются, например, Sr_2RuO_4 и *B*-фаза UPt_3 . Эти соединения обладают сильно анизотропными параметрами порядка, о чем говорит, например, сильное подавление T_c немагнитными примесями [1]. Мюонные эксперименты свидетельствуют о наличии спонтанных магнитных полей и, следовательно, о спонтанном нарушении инверсии времени в данных сверхпроводниках [2].

Кондактанс в *SIN*-контактах со сверхпроводниками с анизотропным спариванием изучался теоретически сначала в связи с высокотемпературными сверхпроводниками (см., например, [3]), а позже – и применительно к киральным сверхпроводникам [4–6]. В работе [7] экспериментально изучался кондактанс в *SIN*-контактах со Sr_2RuO_4 . Кондактанс *SIS*-контактов с анизотропными сверхпроводниками экспериментально исследовался в [8, 9]. При этом обнаруженной характерной особенностью явилось наличие пика при нулевом напряжении, уменьшающегося и расплывающегося с ростом температуры.

При анализе поведения кондактанса в работах [4–6] для коэффициента прозрачности использовалась простейшая модель δ -барьера. В предлагаемой работе показано, что вид кондактанса как функции напряжения в действительности очень чувствителен к конкретной зависимости коэффициента прозрачности от направления импульса. Поэтому реальная зависимость коэффициента прозрачности от импульса может существенно сказаться на интерпретации экспериментальных данных.

Рассмотрим туннельный *SIN*-контакт. Координата x направлена вдоль нормали к туннельному барьеру, а киральный сверхпроводник *S* расположен так, что ось c кристалла направлена вдоль оси z . Для квазичастичного тока и, соответственно, кондактанса в туннельном контакте можно написать [3]:

$$j_x(V, T) = - \int_{v_{f,z} > 0} \frac{d\Omega}{4\pi} e N_f v_{f,x} D(\mathbf{p}_f) \times \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon \left(\text{th} \frac{\varepsilon + eV}{2T} - \text{th} \frac{\varepsilon}{2T} \right) \nu_l(\mathbf{p}_f, \varepsilon), \quad (1)$$

$$G(V, T) = - \frac{e^2}{2T} \times \int_{v_{f,z} > 0} \frac{d\Omega}{4\pi} N_f v_{f,x} D(\mathbf{p}_f) \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon \frac{\nu_l(\mathbf{p}_f, \varepsilon)}{\text{ch}^2 \left(\frac{\varepsilon + eV}{2T} \right)}. \quad (2)$$

Плотность состояний в сверхпроводнике $\nu_l(\mathbf{p}_f, \varepsilon)$ берется в (1), (2) для непрозрачной границы. Здесь и далее $e = -|e|$, $\hbar = 1$, $V = \Phi_r - \Phi_l$, где введены обозначения $\Phi_{r,l}$ – потенциалы справа и слева от барьера. Для упрощения также обозначим $|e|V$ через V , то есть $eV \rightarrow -V$. Нормируем кондактанс на величину G_N , обратную нормальному сопротивлению контакта (*NIN*-контакта):

$$G_N = -2e^2 N_f \int_{v_{f,z} > 0} \frac{d\Omega}{4\pi} v_{f,v} D(\mathbf{p}_f). \quad (3)$$

Удобно ввести перенормированную прозрачность барьера $\bar{D}(\mathbf{p}_f)$:

¹⁾e-mail: bobkov@lpi.ru

$$\bar{D}(\mathbf{p}_f) = D(\mathbf{p}_f) \left(\int_{v'_{f,z} > 0} \frac{d\Omega' v'_{f,x}}{4\pi v_f} D(\mathbf{p}'_f) \right)^{-1}. \quad (4)$$

В результате для контактанса при нулевой температуре можно написать:

$$G(V, T = 0)/G_N = \int_{v_{f,z} > 0} \frac{d\Omega v_{f,x}}{4\pi v_f} \bar{D}(\mathbf{p}_f) \nu_l(\mathbf{p}_f, V). \quad (5)$$

В киральных сверхпроводниках вблизи поверхности существуют андреевские поверхностные состояния с уровнями энергии $\varepsilon_B(\mathbf{p}_f)$, рассмотренные подробно в [10]. Соответственно плотность состояний в сверхпроводнике $\nu_l(\mathbf{p}_f, \varepsilon)$ можно разбить на две части:

$$\nu(\mathbf{p}_f, \varepsilon) = \tilde{g}(\mathbf{p}_f) \delta(\varepsilon - \varepsilon_B(\mathbf{p}_f)) + \nu_c(\mathbf{p}_f, \varepsilon). \quad (6)$$

Здесь первый (дельтаобразный) член в (6) отвечает связанному состоянию, где $\tilde{g}(\mathbf{p}_f)$ -зависящий от подавления параметра порядка и типа спаривания в сверхпроводнике вычет полюсного члена квазиклассической гриновской функции, а $\nu_c(\mathbf{p}_f, \varepsilon)$ – часть плотности состояний, отвечающая непрерывному спектру, которая равна нулю под щелью. При $\varepsilon \gg |\Delta|$ она переходит в плотность состояний нормального металла $\nu_c(\mathbf{p}_f, \varepsilon) \rightarrow 1$. Величина $\tilde{g}(\mathbf{p}_f)$ определяется явным образом через выражение для зависящего от координат параметра порядка $\Delta(\mathbf{p}, x)$ [11]. Часть контактанса, соответствующая $\nu_c(\mathbf{p}_f, \varepsilon)$, не содержит пиков в случае киральных типов спаривания. А для части контактанса, соответствующей связанным состояниям, при $T = 0$ получается:

$$G_B(V)/G_N = \int_{v_{f,z} > 0} \frac{d\Omega v_{f,x}}{4\pi v_f} \bar{D}(\mathbf{p}_f) \tilde{g}(\mathbf{p}_f) \delta(V - \varepsilon_B(\mathbf{p}_f)). \quad (7)$$

Для Sr_2RuO_4 ферми-поверхность можно считать цилиндрической и это выражение можно проинтегрировать в общем виде:

$$G_B(V)/G_N = \frac{1}{2\pi v_f} \sum_i \frac{\tilde{g}(v_{f,y}) \bar{D}(v_{f,y})}{|\partial \varepsilon_{B,i}(v_{f,y}) / \partial v_{f,y}|}. \quad (8)$$

Здесь $v_{f,y}$ определяется из уравнения $V = \varepsilon_B(v_{f,y})$, а суммирование ведется по всем возможным решениям этого уравнения. Для ступенчатой модели параметра порядка и δ -образного барьера выражение (8) переходит в полученное в [6]. Но надо отметить то, какую критическую роль играет зависимость прозрачности барьера от направления на ферми-поверхности. Пики в контактансе возникают при напряжениях, соответствующих экстремумам энергии связанных состояний $\partial \varepsilon_{B,i}(v_{f,y}) / \partial v_{f,y} = 0$. Этой энергии отвечает направление φ , задаваемое соответствующим $v_{f,y}$.

Для δ -образного барьера в туннельном пределе получается следующая зависимость прозрачности барьера от направления (полярный угол φ отсчитывается в плоскости xy от нормали): $D(\varphi) = D_0 \cos^2 \varphi$. Такая зависимость $D(\varphi)$ не оказывает качественного влияния на вид зависимости $G(V)$. Однако для реального туннельного барьера может быть довольно небольшим раствор угла φ , в котором прозрачность не исчезающе мала. При этом сама возможность образования пиков в контактансе зависит от того, каково значение $D(\varphi)$ в направлении, соответствующем экстремуму $\varepsilon_B(v_{f,y})$. Это хорошо видно на рис.1, на котором изображена зависимость $G(V, T = 0)/G_N$ от $|e|V/\Delta_{\max}$ для SIN -контакта со сверхпроводником с $f_{x^2-y^2}$ – типом спаривания. В этом случае энергия поверхностных андреевских связанных состояний имеет следующую дисперсию: $\varepsilon_B(\varphi) = \pm \Delta_{\max} |\cos(2\varphi)| \sin(\varphi)$ [10], чему соответствует пик в контактансе при $|e|V/\Delta_{\max} \approx 0.27$. Прозрачность туннельного барьера взята следующей: $D(\varphi) = D_0 \exp(-A \sin^2 \varphi)$. Параметр порядка моделируется ступенчатой функцией, и введено небольшое уширение связанных уровней $\gamma = 0.01 \Delta_{\max}$. Видно, как при увеличении параметра A (то есть при уменьшении конуса прозрачности) пики в контактансе пропадают. При этом интересно отметить то, что чем уже конус прозрачности барьера, тем выше центральная часть зависимости $G(V, T = 0)/G_N$. Дело в том, что контактанс при близких к нулю напряжениях зависит фактически только от абсолютного значения прозрачности на нормали D_0 , в то время как нормировочная величина G_N зависит еще и от раствора области прозрачности барьера.

Влияние слабого магнитного поля может быть приближенно учтено в случае $\xi \ll \lambda$ как

$$\begin{aligned} \varepsilon_B(\mathbf{p}_f) &\rightarrow \varepsilon_B(\mathbf{p}_f) + \frac{ev_y(\mathbf{p}_f)}{c} A_y(x=0) = \\ &= \varepsilon_B(\mathbf{p}_f) + \frac{v_y(\mathbf{p}_f)}{v_f} \varepsilon_M. \end{aligned} \quad (9)$$

Вообще говоря, в (9) следует учитывать спонтанный ток, который всегда появляется на поверхности киральных сверхпроводников [12, 13, 10]. Однако оценка ε_M , сделанная на основе результатов численных расчетов [10], показывает, что вклад в ε_M от спонтанных токов мал и $\varepsilon_M \sim 10^{-1} \frac{\xi}{\lambda} \Delta_{\max}$.

Доплеровский сдвиг бесдисперсионных нулевых уровней в d -сверхпроводниках приводит к расщеплению пика контактанса в магнитном поле [14]. В случае же, когда ε_B изначально имеет дисперсию (причем, по своей амплитуде значительно превышающую ε_M), влияние магнитного поля сказывается

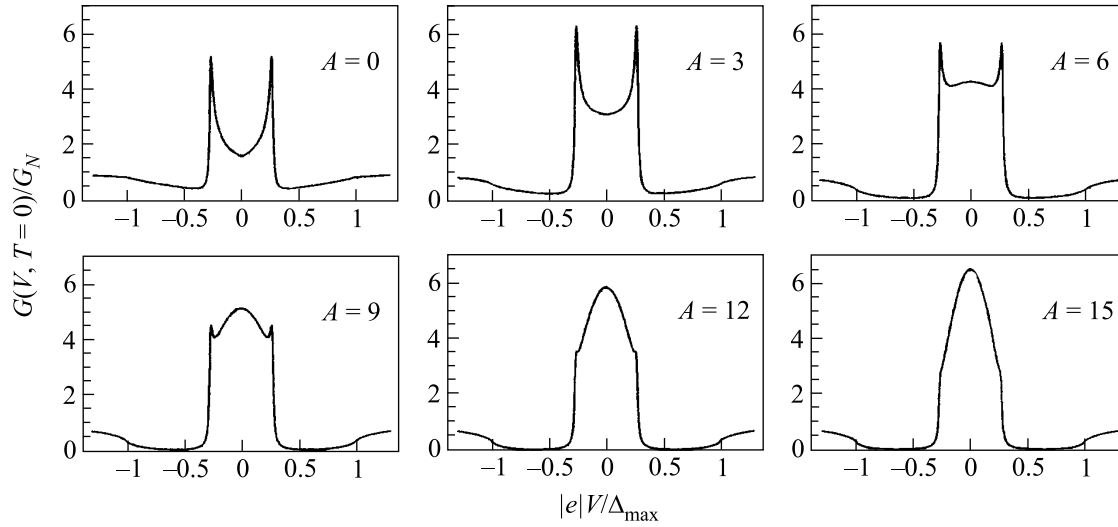


Рис.1. Зависимость контактного сопротивления от напряжения для *SIN*-контакта со сверхпроводником с $f_{x^2-y^2}$ -спариванием. Прозрачность задана как $D(\varphi) = D_0 \exp(-A \sin^2 \varphi)$. Графики соответствуют различным значениям параметра A . Уровни энергии поверхностных связанных состояний имеют конечную ширину $\gamma = 0.01 \Delta_{\max}$

по-другому. Для киральных типов спаривания, не имеющих пиков в контактансе (p -спаривание, при котором $\varepsilon_B = \Delta v_{f,y}/v_f$) наличие слабого магнит-

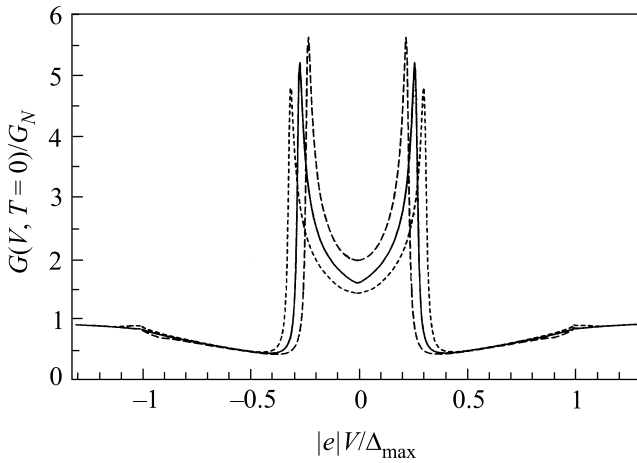


Рис.2. Контактанс для *SIN*-контакта со сверхпроводником с $f_{x^2-y^2}$ -спариванием при наличии слабого магнитного поля. Сплошная линия соответствует нулевому потоку магнитного поля через сверхпроводник, пунктирная кривая соответствует потоку магнитного поля, приводящего к $\varepsilon_M = +0.1 \Delta_{\max}$, а штриховая кривая – к $\varepsilon_M = -0.1 \Delta_{\max}$

ного поля не может вызвать их появления, и в результате не приводит ни к каким качественным изменениям зависимости $G(V)$. Если же в $\varepsilon_B(v_{f,y})$ есть экстремумы при неких $v_{f,y}^0$ (как это получается в f -спаривании), то в контактансе имеются пики при $V = \varepsilon_B(v_{f,y}^0)$, а при наличии слабого магнитно-

го поля точки пиков в $G(V)$ сместятся на расстояние $V - V_0 \approx \varepsilon_M v_{f,y}^0/v_f$, пропорциональное магнитному потоку, проникающему в сверхпроводник. На рис.2 изображено изменение зависимости $G(V, T=0)/G_N$ при наличии в сверхпроводнике слабого магнитного поля, приводящего к $\varepsilon_M = \pm 0.1 \Delta_{\max}$.

Теперь рассмотрим случай симметричного *SIS*-контакта двух одинаковых киральных сверхпроводников. Хотя по обе стороны барьера уровни энергии поверхностных андреевских связанных состояний сильно зависят от направления импульса, тем не менее, они могут приводить к пикам в контактансе при нулевом напряжении. Часть квазичастичного тока, которая определяется наличием связанных состояний по обе стороны барьера, выглядит так:

$$j_B(V, T) = -e N_f \int_{v_{f,x} > 0} \frac{d\Omega}{4\pi} v_{f,x} D(\mathbf{p}_f) \tilde{g}_r(\mathbf{p}_f) \tilde{g}_l(\mathbf{p}_f) \times \\ \times \left(\text{th} \frac{\varepsilon_{B,r}(\mathbf{p}_f)}{2T} - \text{th} \frac{\varepsilon_{B,l}(\mathbf{p}_f)}{2T} \right) \times \\ \times \delta(\varepsilon_{B,r}(\mathbf{p}_f) - \varepsilon_{B,l}(\mathbf{p}_f) + V). \quad (10)$$

Для рассматриваемых киральных сверхпроводников возможно либо $\varepsilon_{B,l}(\mathbf{p}_f) = \varepsilon_{B,r}(\mathbf{p}_f) \neq 0$ в случае разных киральностей по обе стороны барьера [10] или $\varepsilon_{B,l}(\mathbf{p}_f) = -\varepsilon_{B,r}(\mathbf{p}_f) \neq 0$ в случае одинаковых киральностей. В первом случае эта часть тока об-

ращается в нуль, а во втором для цилиндрической ферми-поверхности можно написать

$$J_B(V, T) = -\frac{eN_f}{2\pi} \text{th} \frac{V}{4T} \sum_i \frac{\tilde{g}^2(v_{f,y}) D(v_{f,y})}{|\partial \varepsilon_{B,i}(v_{f,y}) / \partial v_{f,y}|}, \quad (11)$$

где $v_{f,y}$ определяется из уравнения $V = -2\varepsilon_{B,r}(v_{f,y})$. Таким образом, наличие экстремумов в $\varepsilon_B(v_{f,y})$ приводит к появлению пиков уже в квазичастичном токе через симметричный *SIS*-контакт, а не только в контактансе. Вместе с тем двойные пики в *SIN*-контактах со Sr_2RuO_4 не наблюдались экспериментально. Это отсутствие пиков в экспериментах является аргументом против того, что в Sr_2RuO_4 реализуется *f*-спаривание (или любое другое спаривание, имеющее нули $\partial \varepsilon_{B,i}(v_{f,y}) / \partial v_{f,y}$). Другое объяснение связано со значительным уширением связанных состояний или с обрезанием пиков малой прозрачностью барьера в соответствующих направлениях. Также из (11) видно, что для любого типа кирального спаривания в контактансе появляется пик шириной $\sim T$ и высотой $\sim 1/T$ при нулевом напряжении, что похоже на полученные экспериментально результаты [8, 9].

Автор выражает благодарность Ю. С. Барашу за плодотворное обсуждение. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 02-02-16643.

1. A. P. Mackenzie, R. K. W. Haselwimmer, A. W. Tyler et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 161 (1998); Z. Q. Mao, Y. Mori,

and Y. Maeno, *Phys. Rev.* **B60**, 610 (1999).
 2. G. M. Luke, Y. Fudamoto, K. M. Kojima et al., *Nature (London)* **394**, 558 (1998).
 3. Yu. S. Barash, A. A. Svidzinsky, and H. Burkhardt, *Phys. Rev.* **B55**, 15282 (1997).
 4. M. Yamashiro, Y. Tanaka, and S. Kashiwaya, *Phys. Rev.* **B56**, 7847 (1997); M. Yamashiro, Y. Tanaka, Y. Tanuma, and S. Kashiwaya, *J. Phys. Soc. Jpn.* **67**, 3224 (1998); N. Yoshida, Y. Tanaka, J. Inoue, and S. Kashiwaya, *ibid.* **68**, 1071 (1999); M. Yamashiro, Y. Tanaka, N. Yoshida, and S. Kashiwaya, *ibid.* **68**, 2019 (1999).
 5. C. Honerkamp and M. Sigrist, *J. Low. T. Phys.* **111**, 895 (1998).
 6. K. Sengupta, Hyok-Jon Kwon, and Victor M. Yakovenko, *Phys. Rev.* **B65**, 104504 (2002).
 7. F. Laube, G. Goll, H. v. Löhneysen et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1595 (2000).
 8. Z. Q. Mao, K. D. Nelson, R. Jin et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037003 (2001).
 9. L. Alff, S. Kleefisch, U. Schoop et al., *Eur. Phys. J.* **B5**, 423 (1998).
 10. Yu. S. Barash, A. M. Bobkov, and M. Fogelström, *Phys. Rev.* **B64**, 214503 (2001).
 11. Yu. S. Barash, *Phys. Rev.* **B61**, 678 (2000).
 12. Г. Е. Воловик, Письма в ЖЭТФ **66**, 492 (1997) [*JETP Lett.* **66**, 522 (1997)].
 13. M. Matsumoto and M. Sigrist, *J. Phys. Soc. Jpn.* **68**, 994 (1999); **68**, 3120 (1999).
 14. M. Fogelström, D. Rainer, and J. A. Sauls, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 281 (1997).