

# Баллистический кондактанс точечного контакта сверхпроводника $d$ -типа с ферромагнетиком

Б. П. Водопьянов<sup>1)</sup>

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 20 декабря 2004 г.

После переработки 11 января 2005 г.

Вычислен баллистический кондактанс точечного контакта сильный ферромагнетик  $d$ -волновой сверхпроводник при произвольных спин-зависящих коэффициентах прохождения. Найдена ширина уровня андреевского локализованного состояния. Проанализирована возможность идентификации сверхпроводников  $d$ -типа по форме зависимости кондактанса точечного контакта от напряжения, когда контакт имеет хорошую металлическую проводимость.

PACS: 74.50.+r, 74.80.-g, 75.30.Et

Изучение баллистического электронного транспорта между ферромагнитными металлами (F) и высокотемпературными сверхпроводниками (HTSC) [1–3] важно как для понимания электронных свойств исследуемых материалов, так и для возможного создания электронных приборов, использующих спин-поляризованные токи [1, 4–6]. Основным отличием HTSC от обычных  $s$ -волновых сверхпроводников является анизотропность параметра порядка. В настоящее время считается установленным [7, 8], что параметр порядка в HTSC материалах имеет  $d_{x^2-y^2}$ -симметрию. Сверхпроводники (S) с  $d$ -волновой симметрией имеют внутреннюю, зависящую от импульса фазу, которая сильно влияет на транспортные свойства контактов между ними и другими материалами. В работе [9] было показано, что когда угол  $\alpha$  между  $a$ -осью HTSC кристалла и нормалью к поверхности высокоомного контакта равен  $\pi/4$ , то вблизи высокоомной границы на уровне Ферми образуются квазичастичные связанные состояния. В работе [10] было найдено, что эти связанные состояния приводят к острому пику при нулевом напряжении в туннельном кондактансе HTSC с обычными металлами (N). Экспериментальное наблюдение такого пика при низких температурах считается одним из доказательств существования  $d$ -волновой симметрии параметра порядка. Наблюдение расщепления этого пика интерпретируется как проявление поверхностно индуцированного, вблизи границы, параметра порядка с нарушенной симметрией по отношению к обращению времени [11–13]. Теоретическое изучение влияния андреевских связанных состояний, являющихся результатом интерференции между падающей и андреевской от-

раженной квазичастицами, на спин-поляризованный квазичастичный транспорт в F/S-контактах проводилось в работах [14–17]. Изучение проводилось на основе обобщения теории (ВТК) [18] на F/S-структуры. В этих статьях было установлено, что свойства андреевского отражения сильно изменяются в присутствии обменного взаимодействия. В работе [16] получено расщепление пика в кондактансе при нулевом напряжении под действием обменного взаимодействия.

Однако в недавней статье [19] авторы пришли к выводу, что работы, в которых обобщалась теория ВТК на F/S-структуры, не отслеживают важные аспекты физики андреевского отражения и не описывают корректно транспорт через интерфейс F/S. То, что такие работы не воспроизводят формулу для андреевского кондактанса при нулевой температуре, которая следует из физических соображений, отмечалось в работе [20]. Это поддерживает вывод, сделанный в работе [19]. Между тем, число экспериментальных работ, изучающих электронный транспорт через F/S-интерфейс, растет, что требует адекватного теоретического понимания и описания.

Цель данной работы: исходя из последовательной квазиклассической теории сверхпроводимости для металлов с расщепленной по спину зоной проводимости [20], получить аналитическое выражение для баллистического кондактанса точечного контакта сильный ферромагнетик  $d$ -волновой сверхпроводник при произвольных значениях спин-зависящих коэффициентах прохождения; установить роль прозрачности интерфейса F/S в формировании спектра андреевских связанных состояний в HTSC; проанализировать возможность идентификации  $d$ -волновых сверхпроводников по форме, производной от вольт-

<sup>1)</sup>e-mail: vodop@kzn.ru

амперной зависимости, их точечного контакта с ферромагнетиком, когда контакт имеет хорошую металлическую проводимость.

**Дифференциальный кондактанс точечного контакта F/HTSC.** Общее выражение для тока через точечный контакт нормальный металл/сверхпроводник, полученное в работе [18], представим для контакта F/S в виде

$$I_{F/S} = \frac{1}{e} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon (f_0(\varepsilon - eV) - f_0(\varepsilon)) G_{F/S}(\varepsilon). \quad (1)$$

Здесь  $f_0(\varepsilon)$  – равновесная функция распределения Ферми, а  $G_{F/S}(\varepsilon)$  – спектральная плотность кондактанса точечного контакта F/S при нулевом напряжении. Будем считать, что ферромагнетик расположен слева от границы  $x = 0$ , а сверхпроводник – справа ( $x > 0$ ). Координатная ось  $x$  и кристаллографическая плоскость  $a$ – $b$  HTSC перпендикулярны плоскости контакта. Выражение для  $G_{F/S}(\varepsilon)$  через матричные, квазиклассические функции Грина получено в работе [20]:

$$G_{F/S}(\varepsilon) = \frac{e^2 A}{4\pi} \text{Tr} \tau_z \int \frac{d\mathbf{p}_{\parallel}}{(2\pi)^2} \times [1 - \hat{g}_s^R \tau_z \hat{g}_s^A - \hat{g}_a^R \tau_z \hat{g}_a^A + \hat{\Upsilon}_s^R \tau_z \hat{\Upsilon}_s^A - \hat{\Upsilon}_a^R \tau_z \hat{\Upsilon}_a^A]. \quad (2)$$

В уравнении (2)  $(\hat{g}_s, \hat{\Upsilon}_s)$  и  $(\hat{g}_a, \hat{\Upsilon}_a)$  – симметричные и антисимметричные – по отношению к проекции импульса  $\hat{\mathbf{p}}$  на поверхности Ферми на ось  $x$  – квазиклассические, запаздывающие (индекс  $R$ ) и опережающие (индекс  $A$ ) функции Грина. Все функции Грина (ФГ) относятся к ферромагнетику и вычисляются при  $x = 0$ . Для их нахождения надо для каждого из металлов решить квазиклассические уравнения сверхпроводимости для металлов с расщепленной по спину зоной проводимости [20]:

$$\begin{aligned} \text{sign}(\hat{p}_x) \frac{\partial}{\partial x} \hat{g} + \frac{1}{2} \mathbf{v}_{\parallel} \frac{\partial}{\partial \rho} (\hat{v}_x^{-1} \hat{g} + \hat{g} \hat{v}_x^{-1}) + [\hat{K}, \hat{g}]_- = 0, \\ \hat{K} = -i \hat{v}_x^{-\frac{1}{2}} (i \varepsilon_n \hat{\tau}_z + \hat{\Delta} - \hat{\Sigma}) \hat{v}_x^{-\frac{1}{2}} - i (\hat{p}_x - \hat{\tau}_x \hat{p}_x \hat{\tau}_x) / 2, \\ \hat{\Delta} \equiv \hat{\Delta}(x, \mathbf{p}_F), \quad [a, b]_{\pm} = ab \pm ba. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\varepsilon_n = (2n+1)\pi T$  – мацубаровская частота,  $\mathbf{p}_F$  – импульс на поверхности Ферми,  $\hat{\tau}$  – матрицы Паули. Матрицы  $\hat{g}$ ,  $\hat{\Delta}$  и  $\hat{p}_x$  имеют следующую структуру:

$$\begin{aligned} \hat{g} = \begin{pmatrix} g_{\alpha\alpha} & f_{\alpha-\alpha} \\ f_{-\alpha\alpha}^+ & -g_{-\alpha-\alpha} \end{pmatrix}, \quad \hat{g} = \begin{cases} \hat{g}_> & \hat{p}_x > 0 \\ \hat{g}_< & \hat{p}_x < 0 \end{cases}, \\ \hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ -\Delta^* & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{p}_x = \begin{pmatrix} p_{x\alpha} & 0 \\ 0 & p_{x(-\alpha)} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

В уравнении (4)  $\alpha = (\uparrow, \downarrow)$  – спиновый индекс,  $\hat{\Sigma}$  – собственно-энергетическая часть.

Уравнения (3) будем решать с учетом граничных условий (ГУ) для них, выведенных в [20]:

$$\begin{aligned} (\hat{g}_a^S)_d = (\hat{g}_a^F)_d, \quad (\hat{\Upsilon}_a^S)_d = (\hat{\Upsilon}_a^F)_d, \\ (\sqrt{\hat{R}_\alpha} - \sqrt{\hat{R}_{-\alpha}}) (\hat{\Upsilon}_a^+)_n = \alpha_3 (\hat{g}_a^-)_n, \\ (\sqrt{\hat{R}_\alpha} - \sqrt{\hat{R}_{-\alpha}}) (\hat{\Upsilon}_a^-)_n = \alpha_4 (\hat{g}_a^+)_n, \\ -\hat{\Upsilon}_s^- = \sqrt{\hat{R}_\alpha} (\hat{g}_s^+)_d + \alpha_1 (\hat{g}_s^+)_n, \\ -\hat{\Upsilon}_s^+ = (\hat{R}_\alpha)^{-\frac{1}{2}} (\hat{g}_s^-)_d + \alpha_2 (\hat{g}_s^-)_n, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\hat{g}_{a(s)}^{\pm} = 1/2 [\hat{g}_{a(s)}^S \pm \hat{g}_{a(s)}^F]$ . Функции  $\hat{\Upsilon}_{a(s)}^{\pm}$  определены аналогично. Явный вид матриц  $\hat{g}_s^{S(F)}$  дан в [20]. Структура матриц коэффициентов прохождения –  $\hat{D}_\alpha$  и отражения –  $\hat{R}_\alpha$  ( $\hat{R}_\alpha = 1 - \hat{D}_\alpha$ ) такая же, как у матрицы  $\hat{p}_x$  в (4). Индекс  $d$  означает диагональную, а  $n$  – недиагональную части матрицы:  $\hat{T}_{d(n)} = 1/2 [\hat{T} \pm \tau_z \hat{T} \tau_z]$ . Коэффициенты  $\alpha_i$  равны:

$$\begin{aligned} \alpha_{1(2)} = \frac{1 + \sqrt{\hat{R}_\uparrow \hat{R}_\downarrow} \mp \sqrt{\hat{D}_\uparrow \hat{D}_\downarrow}}{\sqrt{\hat{R}_\uparrow} + \sqrt{\hat{R}_\downarrow}}, \\ \alpha_{3(4)} = 1 - \sqrt{\hat{R}_\uparrow \hat{R}_\downarrow} \pm \sqrt{\hat{D}_\uparrow \hat{D}_\downarrow}. \end{aligned}$$

Зная функции  $g_{s(a)}$ , из ГУ (5) найдем матрицы  $\hat{\Upsilon}_s^{\pm}$  и  $(\hat{\Upsilon}_a^{\pm})_n$ . Для нахождения  $(\hat{\Upsilon}_a^+)_d$  получим еще одно соотношение между матрицами  $\hat{g}$  и  $\hat{\Upsilon}$ .

Умножим уравнение (4) в [20] на  $\hat{G}_{mk}(x', x)$  слева, а сопряженное ему – на  $\hat{G}_{kn}(x, x')$  справа. Вычитая одно из другого, получим уравнение

$$-(-1)^k \frac{\partial}{\partial x} (\hat{G}_{mk}(x', x) \hat{v}_{xj} \hat{G}_{kn}(x, x')) = 0, \quad (6)$$

из которого следует, что

$$\hat{G}_{mk}(x', x) \hat{v}_{xj} \hat{G}_{kn}(x, x') = 0, \quad (7)$$

так как  $\hat{G}_{kn}(x, x')$  на бесконечности равна нулю. Переходя в (7) к функциям  $\hat{g}_{a(c)}$  по формулам (5) в [20], получим следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \hat{g}_s^F \hat{\Upsilon}_s^F + \hat{g}_a^F \hat{\Upsilon}_a^F = -\hat{\Upsilon}_a^F, \quad \hat{g}_s^S \hat{\Upsilon}_s^S + \hat{g}_a^S \hat{\Upsilon}_a^S = \hat{\Upsilon}_a^S, \\ \hat{\Upsilon}_s^F \hat{g}_s^F - \hat{\Upsilon}_a^F \hat{g}_a^F = \hat{\Upsilon}_a^F, \quad \hat{\Upsilon}_s^S \hat{g}_s^S - \hat{\Upsilon}_a^S \hat{g}_a^S = \hat{\Upsilon}_a^S. \end{aligned} \quad (8)$$

Исключая из этих соотношений функции  $\widehat{\Upsilon}_a^F$  и  $\widehat{\Upsilon}_a^S$ , получаем систему ГУ для функций Грина  $\widehat{g}$ :

$$\widehat{g}_a^+ \widehat{b}_1 + \widehat{b}_2 \widehat{g}_a^+ + \widehat{g}_a^- \widehat{b}_3 + \widehat{b}_4 \widehat{g}_a^- = \widehat{b}_3 - \widehat{b}_4, \quad (9)$$

$$\widehat{g}_a^- \widehat{b}_1 + \widehat{b}_2 \widehat{g}_a^- + \widehat{g}_a^+ \widehat{b}_3 + \widehat{b}_4 \widehat{g}_a^+ = \widehat{b}_1 - \widehat{b}_2.$$

Матрицы  $\widehat{b}_i$  в (9) равны:

$$\begin{aligned} \widehat{b}_1 &= \widehat{\Upsilon}_s^+ \widehat{g}_s^- + \widehat{\Upsilon}_s^- \widehat{g}_s^+, & \widehat{b}_2 &= \widehat{g}_s^+ \widehat{\Upsilon}_s^- + \widehat{g}_s^- \widehat{\Upsilon}_s^+, \\ \widehat{b}_3 &= \widehat{\Upsilon}_s^+ \widehat{g}_s^+ + \widehat{\Upsilon}_s^- \widehat{g}_s^-, & \widehat{b}_4 &= \widehat{g}_s^+ \widehat{\Upsilon}_s^+ + \widehat{g}_s^- \widehat{\Upsilon}_s^-. \end{aligned} \quad (10)$$

Входящую в выражение (2)  $(\widehat{\Upsilon}_a^+)_d$  найдем из второй строки соотношений (8)Ж

$$(\widehat{\Upsilon}_a^+)_d = (b_1)_d - (\widehat{\Upsilon}_a^+)_n \widehat{g}_a^- - \widehat{\Upsilon}_a^- (\widehat{g}_a^+)_n. \quad (11)$$

Теперь, решая первое уравнение в (3) совместно с граничными условиями (9), найдем матрицы  $\widehat{g}_{s(a)}$ . Затем, с их помощью, из (5) и (11) найдем матрицы  $\widehat{\Upsilon}_{s(a)}$  и, подставив все найденные выражения в формулу (2), вычислим кондактанс. Далее будем считать, что параметр порядка не зависит от координаты. Это даст нам возможность получить аналитическое решение задачи. Самосоглаванное вычисление параметра порядка не изменяет качественных выводов, полученных из такого решения [21]. Для пространственно однородного параметра порядка решение первого уравнения в (3) для каждого из металлов имеет вид [22]

$$\widehat{g} = e^{-\text{sign}(\widehat{p}_x) \widehat{K}x} \widehat{C}(\mathbf{p}_F) e^{\text{sign}(\widehat{p}_x) \widehat{K}x} + \widehat{C}_0(\mathbf{p}_F). \quad (12)$$

Матрицы  $\widehat{C}_0(\mathbf{p}_F)$  есть значения ФГ  $\widehat{g}$  вдали от F/S-границы:

$$\widehat{C}_0^S(\mathbf{p}_F) = \begin{pmatrix} g & f \\ f^+ & -g \end{pmatrix} = \frac{\begin{pmatrix} \varepsilon_n & -i\Delta(\mathbf{p}_F) \\ i\Delta^*(\mathbf{p}_F) & -\varepsilon_n \end{pmatrix}}{\sqrt{\varepsilon_n^2 + |\Delta(\mathbf{p}_F)|^2}},$$

$$\widehat{C}_0^F = \tau_z \frac{\varepsilon_n}{|\varepsilon_n|}, \quad \Delta(\mathbf{p}_F) = \Delta_d(T) \cos(2\theta^S - 2\alpha). \quad (13)$$

В этом выражении  $\theta^S$  – угол между импульсом электрона в сверхпроводнике и осью  $x$ . ФГ  $\widehat{g}^F$  в (12) должна стремиться к  $\widehat{C}_0^F$  при  $x \rightarrow -\infty$ , а ФГ  $\widehat{g}^S$  – к  $\widehat{C}_0^S(\mathbf{p}_F)$  при  $x \rightarrow \infty$ . Выполняя в (12) матричное умножение, находим, что для этого необходимо, чтобы при  $x = 0$  выполнялись соотношения

$$\begin{aligned} \widehat{C}_0^F(\mathbf{p}_F) \widehat{C}^F(\mathbf{p}_F) &= -\text{sign}(p_x) \widehat{C}^F(\mathbf{p}_F), \\ \widehat{C}_0^S(\mathbf{p}_F) \widehat{C}^S(\mathbf{p}_F) &= \text{sign}(p_x) \widehat{C}^S(\mathbf{p}_F). \end{aligned} \quad (14)$$

Из этих соотношений следует, что

$$\begin{aligned} \widehat{g}_s^S &= \widehat{X} \widehat{g}_a^S + \widehat{X}, & \widehat{X} &= (1 + \widehat{C}_{0,s}^S) (\widehat{C}_{0,s}^S)^{-1}, \\ \widehat{g}_s^F &= \widehat{C}_0^F - \widehat{C}_0^F \widehat{g}_a^F, & \widehat{X} &= X_d \widehat{\tau}_z + (\widehat{X})_n. \end{aligned} \quad (15)$$

В уравнении (15)  $\widehat{C}_{0,s}^S$  – симметричная и антисимметричная комбинации матрицы  $\widehat{C}_0^S(\mathbf{p}_F)$  относительно проекции импульса Ферми на ось  $x$ :  $\widehat{C}_{0,s}^S = 1/2[\widehat{C}_0^S(p_x) \pm \widehat{C}_0^S(-p_x)]$ . Матрица  $\widehat{X}$  в уравнении (15) обладает свойством  $(\widehat{X})^2 = \widehat{1}$ , которое проверяется непосредственным вычислением.  $(\widehat{X})_n$  – недиагональная часть матрицы  $\widehat{X}$ .

Теперь составим из  $\widehat{g}_s^S$  и  $\widehat{g}_s^F$ , найденных в (15), комбинации  $\widehat{g}_s^\pm$  и, подставив их в систему ГУ (9), найдем  $\widehat{g}_a^S(x=0)$  и  $\widehat{g}_a^F(x=0)$ :

$$\begin{aligned} \widehat{g}_a^S &= \frac{(1 - \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow})(\widehat{X})_n \widehat{\tau}_z}{(1 + \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow}) \text{sign}(\varepsilon_n) + (1 - \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow}) X_d}, \\ \widehat{g}_a^F &= \frac{\sqrt{D_\uparrow D_\downarrow} (\widehat{X})_n \widehat{\tau}_z}{(1 + \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow}) \text{sign}(\varepsilon_n) + (1 - \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow}) X_d}. \end{aligned} \quad (16)$$

При решении системы ГУ (9) мы пренебрегли спиновой зависимостью фаз амплитуд рассеяния. Теперь, зная ФГ  $\widehat{g}_a^S$  и  $\widehat{g}_a^F$ , находим выражение для спектральной плотности кондактанса –  $G_{F/S}(\varepsilon)$  через матрицу  $\widehat{X}$ :

$$\begin{aligned} G_{F/S}(\varepsilon) &= \frac{e^2 A}{\pi} \int \frac{d\mathbf{p}_\parallel}{(2\pi)^2} \times \left[ Z^R Z^A + \right. \\ &+ (\sqrt{R_\uparrow} - \sqrt{R_\downarrow})^2 X_d^R X_d^A - (\sqrt{R_\uparrow} + \sqrt{R_\downarrow})^2 + \\ &\left. + \frac{1}{2} D_\uparrow D_\downarrow \text{Tr}[(\widehat{X}^R)_n (\widehat{X}^A)_n] \right] \frac{1}{Z^R Z^A}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$Z^R = 1 + \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow} + (1 - \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow}) X_d^R,$$

$$Z^A = 1 + \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow} - (1 - \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow}) X_d^A.$$

В этой формуле  $\widehat{X}^R$  и  $\widehat{X}^A$  – запаздывающие и опережающие матрицы, получающиеся из матрицы  $\widehat{X}(\varepsilon_n)$  (15) после аналитического продолжения:

$$X_d^R = \frac{\varepsilon(\xi_\>^R + \xi_\<^R)}{\xi_\>\xi_\<^R + \varepsilon^2 - \Delta_\>\Delta_\<^*}, \quad (18)$$

$$\widehat{X}_n^R = \frac{\begin{pmatrix} 0, & \Delta_\>\xi_\<^R + \Delta_\<\xi_\>^R - \varepsilon(\Delta_\> - \Delta_\<) \\ -\Delta_\>\xi_\<^R - \Delta_\<\xi_\>^R - \varepsilon(\Delta_\>^* - \Delta_\<^*), & 0 \end{pmatrix}}{\xi_\>\xi_\<^R + \varepsilon^2 - \Delta_\>\Delta_\<^*}.$$

В уравнении (18)  $\Delta_\> = \Delta_d(T) \cos(2\theta^S - 2\alpha)$ ,  $\Delta_\< = \Delta_d(T) \cos(2\theta^S + 2\alpha)$ . Диапазон изменения угла  $\theta^S$  –

от нуля до угла  $\theta_0 \leq \pi/2$ . Угол  $\theta_0$  находится из условия зеркального отражения электронов от границы:  $p_{\parallel} = p^S \sin \theta^S = p_{F\uparrow} \sin \theta_{\uparrow} = p_{F\downarrow} \sin \theta_{\downarrow}$ . Здесь  $p_{F\uparrow}, p_{F\downarrow}$  и  $p^S$  – импульсы Ферми спиновых подзон ферромагнетика и сверхпроводника, соответственно. Величина  $\widehat{\xi}_{>}^R$  имеет следующий вид:

$$\widehat{\xi}_{>}^R = -(\widehat{\xi}_{>}^A)^* = \begin{cases} \frac{\varepsilon}{|\varepsilon|} \sqrt{\varepsilon^2 - |\Delta_{>}|^2}, & \varepsilon^2 > |\Delta_{>}|^2, \\ i\sqrt{|\Delta_{>}|^2 - \varepsilon^2}, & \varepsilon^2 < |\Delta_{>}|^2. \end{cases}$$

Величина  $\widehat{\xi}_{<}^R$  определена аналогично. Формулы (1) и (17) позволяют вычислять зависимость кондактанса  $\sigma_{F/S}(V) = dI_{F/S}/dV$  точечного контакта F/HTSC от напряжения при произвольных спин-зависящих коэффициентах прохождения и углах ориентации кристаллических осей HTSC относительно нормали к плоскости контакта. Для углов  $\alpha = 0$  и  $\alpha = \pi/4$  выражение для кондактанса принимает простой вид:

$$\sigma_{F/S}(V) = \frac{e^2 A}{\pi} \int \frac{d\mathbf{p}_{\parallel}}{(2\pi)^2} \left\{ \int_{|\Delta_{>}|}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{2T} \left[ \frac{1}{\cosh^2(\frac{\varepsilon+eV}{2T})} + \frac{1}{\cosh^2(\frac{\varepsilon-eV}{2T})} \right] \frac{\varepsilon \xi^R (D_{\uparrow} + D_{\downarrow}) + \varepsilon(\varepsilon - \xi^R) D_{\uparrow} D_{\downarrow}}{Z_{\uparrow}} + \int_0^{|\Delta_{>}|} \frac{d\varepsilon}{2T} \left[ \frac{1}{\cosh^2(\frac{\varepsilon+eV}{2T})} + \frac{1}{\cosh^2(\frac{\varepsilon-eV}{2T})} \right] \frac{D_{\uparrow} D_{\downarrow} |\Delta_{>}|^2}{Z_{\downarrow}} \right\}, \quad (19)$$

$$Z_{\uparrow} = \begin{cases} [\varepsilon(1 - \sqrt{R_{\uparrow}R_{\downarrow}}) + \xi^R(1 + \sqrt{R_{\uparrow}R_{\downarrow}})]^2; & \alpha = 0 \\ [\varepsilon(1 + \sqrt{R_{\uparrow}R_{\downarrow}}) + \xi^R(1 - \sqrt{R_{\uparrow}R_{\downarrow}})]^2; & \alpha = \frac{\pi}{4} \end{cases},$$

$$Z_{\downarrow} = \begin{cases} (1 + \sqrt{R_{\uparrow}R_{\downarrow}})^2 |\Delta_{>}|^2 - 4\varepsilon^2 \sqrt{R_{\uparrow}R_{\downarrow}}; & \alpha = 0 \\ (1 - \sqrt{R_{\uparrow}R_{\downarrow}})^2 |\Delta_{>}|^2 + 4\varepsilon^2 \sqrt{R_{\uparrow}R_{\downarrow}}; & \alpha = \frac{\pi}{4} \end{cases}.$$

Пределы интегрирования по углам в формуле (19) зависят от соотношения между импульсами Ферми спиновых подзон ферромагнетика и сверхпроводника. Если это соотношение удовлетворяет условию  $p_{F\downarrow} < p^S < p_{F\uparrow}$ , то при интегрировании по углам по области  $p_{F\downarrow} < p_{\parallel} = p^S \sin \theta^S = p_{F\uparrow} \sin \theta_{\uparrow}$  в формуле (19) следует положить  $D_{\downarrow} = 0, R_{\downarrow} = 1$ .

В случае немагнитного металла ( $D_{\uparrow} = D_{\downarrow}$ ) при  $\alpha = 0$  из формулы (19) следует выражение для кондактанса точечного контакта N/S, полученное в работе [22], если в нем заменить  $|\Delta|$  на  $|\Delta_d(T) \cos(2\theta_S)|$ .

А для  $\alpha = \pi/4$  из уравнения (19) следуют формулы (32), (33) обзорной статьи [23] для спектральной плотности кондактанса. Для туннельных контактов из уравнений (1) и (19) как для  $\alpha = 0$ , так и для  $\alpha = \pi/4$  можно получить выражения для тока, найденные в работе [24].

**Обсуждение результатов.** Формула (19) отличается от выражений, полученных ранее на основе теории рассеяния [14–17] и приводит к ряду качественно новых результатов. Из нее следует, что конечные значения спин-зависящих коэффициентов отражения приводят к уширению андреевского связанного состояния, ширина которого  $\Gamma$  равна

$$\Gamma = \sqrt{\frac{(1 - \sqrt{R_{\uparrow}R_{\downarrow}})^2 |\Delta_d(T) \sin(2\theta_S)|^2}{4\sqrt{R_{\uparrow}R_{\downarrow}}} + \frac{1}{\tau_{\varphi}^2}}. \quad (20)$$

Здесь  $\tau_{\varphi}$  – время сбоя фазы квазичастиц, которое учитывается в квазиклассических функциях Грина (13) заменой  $\varepsilon_n \rightarrow (\varepsilon_n + i \text{sign}(\varepsilon_n)/\tau_{\varphi})$ . Ширина, связанная с конечной прозрачностью границы F/S, является основной при низких температурах. Так что нормированный  $\sigma_{F/S}(V)/\sigma_0^F$  кондактанс ( $\sigma_0^F = e^2(p_{F\uparrow}^2 + p_{F\downarrow}^2)/8\pi^2$  – шарвинский кондактанс ферромагнетика ( $\sigma_0^F = e^2(p_{F\uparrow} + p_{F\downarrow})/2\pi^2$  в двумерном случае)) не может быть больше двух, то есть изменяется в тех же пределах, что и кондактанс при  $\alpha = 0$ .

При значении поляризации  $\delta = p_{F\downarrow}/p_{F\uparrow}$ , равном единице, и малой прозрачности интерфейса формула (20) переходит в выражение для ширины андреевского связанного состояния, полученного ранее в работах [25, 26] для немагнитных туннельных контактов.

Из формулы (19) следует, что при  $\alpha = \pi/4$  спин-зависящий потенциальный барьер, входящий в теории [16] в выражение для кондактанса через параметр  $Z_{0,\uparrow[\downarrow]}$  непосредственно, а в нашей работе учитываемый при нахождении спин-зависящих коэффициентов прохождения  $D_{\uparrow[\downarrow]}$ , не приводит, в данной теории, к расщеплению андреевского локализованного состояния без учета влияния индуцированной намагниченности на энергетический спектр HTCS. В этом случае, при увеличении поляризации ферромагнетика, пик кондактанса при  $V = 0$  не расщепляется, а подавляется (на рис.1 и 2 показано это для контактов F/S – с хорошей металлической проводимостью). Такой вывод следует как из вида формы линии подщелевого кондактанса, так и из того, как фигурируют в полном кондактансе спин-зависящие коэффициенты прохождения при  $\alpha = \pi/4$ . Подщелевой кондактанс имеет форму нерасплывающегося при увеличении поляризации ферромагнетика лоренциана. Квазичастичная часть кондактанса пропор-

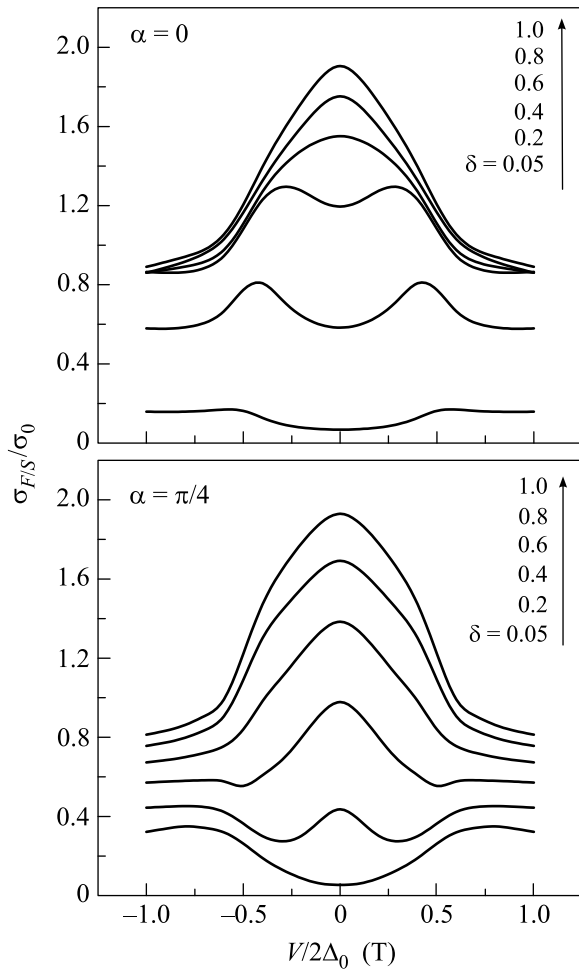


Рис.1. Зависимость нормированного кондактанса  $\sigma_{F/S}(V)/\sigma_0^F$ , следующая из формулы (19), от приложенного напряжения для различных значений поляризации ферромагнетика  $\delta = p_{F\downarrow}/p_{F\uparrow}$  при значении отношения  $\Delta_d(T)/2T = 5$

циональна сумме разноспиновых коэффициентов прохождения ( $D_{\uparrow} + D_{\downarrow}$ ) с весами, не зависящими от энергетической переменной, так что расщепление полного кондактанса из-за спин-зависящих барьерных потенциалов невозможно ни при каких значениях  $Z_{0,\uparrow[\downarrow]}$ .

Расщепление, при отсутствии внешнего магнитного поля, возможно лишь в результате учета влияния на энергетический спектр сверхпроводника спин-поляризованного тока [27] или наведенного обменного поля [28].

Проанализируем возможность идентификации  $d$ -волновых сверхпроводников по форме, производной от вольт-амперной зависимости, их точечного контакта с ферромагнетиком, когда потенциальный барьер отсутствует. Для этого, для численных расчетов, используем модельные выражения для коэффициентов прохождения, соответствующие

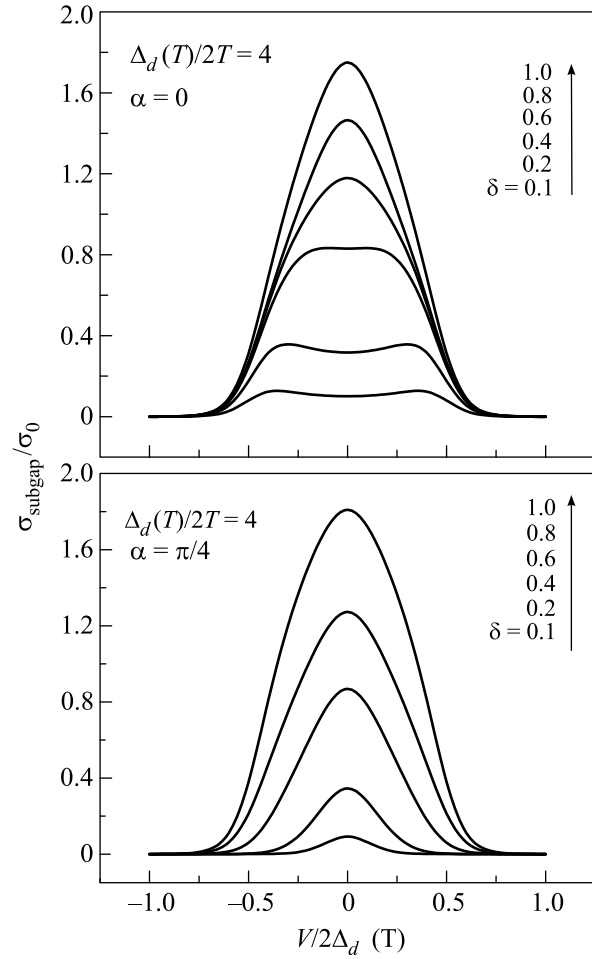


Рис.2. Зависимость подщелевого ( $\epsilon < |\Delta_s|$ ) кондактанса от приложенного напряжения

непосредственному контакту между металлами (для  $p^S$  взято  $p^S = (p_{F\downarrow} + p_{F\uparrow})/2$ ):

$$D_{\uparrow} = \frac{4p_{x\uparrow}p_{xs}}{(p_{x\uparrow} + p_{xs})^2}, \quad D_{\downarrow} = \frac{4p_{x\downarrow}p_{xs}}{(p_{x\downarrow} + p_{xs})^2}. \quad (21)$$

Из рис.1 видно, что при увеличении поляризации ферромагнетика  $\delta$  пиковое значение кондактанса при  $\alpha = 0$  подавляется, как и для  $s$ -волнового сверхпроводника [20, 29]. Это связано с тем, что эффективность андреевского отражения определяется числом проводящих каналов в подзоне с меньшим значением импульса Ферми, в данном случае это  $p_{F\downarrow}$ , которое уменьшается с ростом поляризации ферромагнетика.

Лишь при очень высокой степени поляризации ферромагнетика,  $\delta \leq 0.1$ , квазичастичная часть кондактанса совместно с вкладом крыльев лоренциана превышает пиковое значение лоренциана. Пик в кондактансе при  $V = 0$  исчезает и зависимость  $\sigma_{F/S}(V)$  принимает V-образный вид. Такой вид наблюдался в эксперименте [1], выполненном на F/S-структуре

$\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Увеличение поляризации ферромагнетика, с одной стороны, увеличивает подщелевой вклад в кондактанс, связанный с андreeвским локализованным состоянием, через уменьшение ширины локализованного состояния (см. (19)), с другой стороны, уменьшает количество куперовских пар, образующихся на границе F/S и пользующихся этим состоянием для резонансного проникновения в глубину HTSC. Сам же уровень дает вклад в кондактанс, уменьшающийся с ростом температуры, при всех значениях поляризации, кроме  $\delta = 0$ . Таким образом, по зависимостям кондактанса  $\sigma_{F/S}$  от напряжения можно идентифицировать симметрию параметра порядка ( $d_{x^2-y^2}$  или  $s$  в данном случае), если в качестве одного из электродов использовать ферромагнетик с  $0.5 > \delta > 0.1$ . По мере увеличения силы потенциального барьера верхний предел этого неравенства движется по направлению к единице.

Таким образом, в настоящей работе вычислен баллистический кондактанс точечного контакта F/HTSC при произвольных спин-зависящих коэффициентах прохождения, найдена ширина уровня локализованного андreeвского состояния. Установлено, что наличие спин-зависящего потенциального барьера не может привести к расщеплению андreeвского локализованного состояния без учета влияния индуцированной намагниченности на энергетический спектр HTCS. Проанализирована возможность идентификации сверхпроводников  $d$ -типа по форме зависимости кондактанса их точечного контакта, имеющего металлическую проводимость, с ферромагнетиком от напряжения.

Автор признателен Г. Б. Тейтельбауму за обсуждение полученных результатов. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант # 03-02-17432.

1. V. A. Vas'ko, K. R. Nikolaev, V. A. Larkin et al., Appl. Phys. Lett. **73**, 844 (1998).
2. Z. W. Dong et al., Appl. Phys. Lett. **71**, 1718 (1997).
3. Z. Y. Chen, A. Biswas, I. Zutic et al., Phys. Rev. **B63**, 212508 (2001).

4. G. Prinz, J. Magn. Magn. Mat. **200**, 57 (1999).
5. R. J. Soulen, J. M. Byers et al., Science **282**, 85 (1998).
6. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
7. D. J. Van Harlingen, Rev. Mod. Phys. **67**, 515 (1995).
8. C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).
9. C. R. Hu, Phys. Rev. Lett. **72**, 1526 (1994).
10. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. **74**, 3451 (1995).
11. M. Sigrist, D. B. Bailey, and R. B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **74**, 3249 (1995).
12. M. Matsumoto and H. Shiba, J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 3384 (1995), **65**, 4867 (1995).
13. M. Covington, M. Aprili, E. Paraoanu, and L. H. Greene, Phys. Rev. Lett. **79**, 277 (1997).
14. I. Zutic and O. T. Valls, Phys. Rev. **B60**, 6320 (1999).
15. J. X. Zhu, B. Friedman, and C. S. Ting, Phys. Rev. **B59**, 9558 (1999).
16. S. Kashiwaya, Y. Tanaka, N. Yoshida, and M. R. Beasley, Phys. Rev. **B60**, 3572 (1999).
17. I. Zutic and O. T. Valls, Phys. Rev. **B61**, 1555 (2000).
18. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. **B25**, 4515 (1982).
19. K. Xia, P. J. Kelly, G. E. W. Bauer, and I. Turek, Phys. Rev. Lett. **89**, 166603 (2002).
20. Б. П. Водопьянов, Л. Р. Тагиров, Письма в ЖЭТФ **77**, 153 (2003) [JETP Lett. **77**, 126 (2003)].
21. Yu. S. Barash and I. V. Bobkova, Phys. Rev. **B65**, 144502 (2002).
22. А. В. Зайцев, ЖЭТФ **86**, 1742 (1984).
23. T. Löfwander, V. S. Shumeiko, and G. Wendin, Supercond. Sci. Technol. **14**, 53 (2001).
24. Yu. S. Barash, A. V. Galaktionov, and A. D. Zaikin, Phys. Rev. **B52**, 665 (1995).
25. M. B. Wolker and P. Pairor, Phys. Rev. **B59**, 1421 (1999).
26. Yu. S. Barash, Phys. Rev. **B61**, 678 (2000).
27. А. Г. Аронов, Письма в ЖЭТФ **24**, 37 (1976).
28. T. Tokuyasu, J. A. Sauls, and D. Rainer, Phys. Rev. **B38**, 8823 (1988).
29. M. J. M. de Jong and C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. Lett. **74**, 1657 (1995).