

# Резонансное туннелирование в сверхпроводящих структурах с $s$ - и $d$ -симметрией параметра порядка

Д. В. Гончаров, И. А. Девятков<sup>1)</sup>, М. Ю. Куприянов

Научно-исследовательский институт ядерной физики, Московский государственный университет, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 октября 2003 г.

Исследуются процессы резонансного туннелирования в сверхпроводящих переходах малой прозрачности с различной симметрией параметра порядка электродов. В рамках формализма функций Грина выводится общая формула резонансного тока для переходов любой размерности. Для сверхпроводящих переходов с изотропным параметром порядка проведен анализ фазовой зависимости сверхтока, усредненного по множеству локализованных состояний. В 2D случае выполнен численный анализ резонансного транспорта тока в переходах с ВТСП электродами с  $d$ -симметрией параметра порядка.

PACS: 74.50.+r, 74.80.Fr

Экспериментальные исследования джозефсоновских переходов с прослойкой из полупроводниковых оксидов показали наличие “аномального эффекта близости” [1–4]. Он состоит в существовании заметного критического тока в переходах с аномально большими толщинами прослойки  $d > 100$  нм, значительно большими длины когерентности материалов прослойки. В джозефсоновских структурах с изотропным  $s$ -спариванием в электродах этот эффект был объяснен в рамках модели, учитывающей возможность резонансного туннелирования через локализованные состояния (ЛС) [5]. Влияние ЛС на транспорт тока было также отмечено в Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb-переходах с высокой плотностью критического тока [6].

Теоретические исследования вопроса резонансного туннелирования в NIN-структурах (нормальный металл–изолятор–нормальный металл) проводились ранее в туннельной модели [7] и в трехмерной модели переходов [8, 9]. Также был рассмотрен резонансный транспорт в переходах, в которых один или оба электрода имели  $s$ -симметрию параметра порядка [10–15]. Резонансный транспорт тока с  $d$ -спариванием в электродах был ранее исследован лишь в рамках одномерной модели резонансной связи между берегами в работе [16]. В то же время последовательной теории резонансного транспорта сверхтока в DID-структурах (сверхпроводник  $d$ -типа–изолятор–сверхпроводник  $d$ -типа) до настоящего времени создано не было.

Анализ экспериментальных данных [17] показал, что в ряде ВТСП переходов нормальная компонента тока переносится резонансным образом, в то время как транспорт сверхтока определяется прямым тун-

нелированием без участия ЛС. До настоящего времени последовательного объяснения этого эффекта не было. В то же время в работе [18] было показано, что в NID-структурах (нормальный металл–изолятор–сверхпроводник  $d$ -типа) процессы резонансного туннелирования приводят к подавлению особенностей в проводимости при малых напряжениях на переходе, возникающих из-за наличия в сверхпроводящих электродах связанных состояний с нулевой энергией (ZES) [19]. Нечто подобное можно ожидать и при резонансном транспорте сверхтока, когда один или оба электрода имеют  $d$ -симметрию параметра порядка. Целью данной работы является создание теории резонансного транспорта джозефсоновского тока в таких ВТСП переходах.

Будем считать, что туннельный барьер  $V(r)$  в исследуемом переходе представляет собой сумму потенциалов

$$V(r) = V_{\text{rect}} + V_{\text{imp}}, \quad (1)$$

в которой первое слагаемое моделирует прямоугольный барьер высотой  $V$  и толщиной  $d$ :  $V_{\text{rect}}(x) = V\theta(x(d-x))$ , а второе описывает ЛС в материале прослойки:

$$V_{\text{imp}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = - \begin{cases} \alpha, & \text{если } |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| \leq \rho, \\ 0, & \text{если } |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| > \rho, \end{cases} \quad (2)$$

которое локализовано в некоторой точке  $\mathbf{r}_0$  и имеет радиус  $\rho \ll |\mathbf{k}|^{-1}$ ,  $\mathbf{k}$  – ферми-импульс квазичастиц в электродах. Мы ограничимся пределом слабой связи и будем считать, что вектор  $\mathbf{k}$  фиксирован на поверхности Ферми ( $|\mathbf{k}| = k \cong k_F$ ). Потенциал (2) нарушает пространственную однородность структуры и приводит к несохранению параллельной барьеру компоненты импульса квазичастиц в процессе их

<sup>1)</sup>e-mail: idev@pn.sinp.msu.ru

туннелирования. Пусть плотность ЛС в прослойке мала, так что их взаимное влияние несущественно. Толщину барьера будем считать достаточно большой:  $\lambda_0 d \gg 1$ , где  $\lambda_0 = \sqrt{2mV_0}$  – импульс квазичастиц в прослойке ( $V_0 = V - \mu$ ),  $m$  – электронная масса,  $\mu$  – энергия Ферми. Кроме того, будем полагать, что для рассматриваемых ЛС выполняются условия  $\lambda_0(d-x_0)$ ,  $\lambda_0 x_0 \gg 1$ . Выполнение последнего условия необходимо для эффективной локализации волновой функции квазичастицы на дефекте.

Для расчета транспортных свойств перехода будем пользоваться общей формулой для тока

$$I(\varphi) = \frac{eT}{2im} \lim_{x' \rightarrow x} \left( \frac{\partial}{\partial x'} - \frac{\partial}{\partial x} \right) \sum_{\omega_n} \text{Tr} \{ \mathbf{G}_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \} \Big|_{x=0}, \quad (3)$$

где  $\varphi = \varphi_L - \varphi_R$  есть разность макроскопических фаз параметров порядка левого и правого сверхпроводников, соответственно,  $e$  – заряд электрона,  $T$  – температура. Для функции Грина  $\mathbf{G}_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  справедливо матричное уравнение [20]

$$\left[ i\omega \hat{I} - \sigma_z \hat{h} - \frac{1}{2} (\Delta(x, \theta) \sigma_+ + \Delta^*(x, \theta) \sigma_-) \right] \times \mathbf{G}_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \hat{I}, \quad (4)$$

где оператор  $\hat{h} = -\nabla^2/2m - \mu + V(\mathbf{r})$ ,  $\omega = (2n+1)\pi T$  – мацубаровские частоты и  $\Delta(x, \theta)$  – анизотропный параметр порядка, зависящий от угла  $\theta$  распространения квазичастиц относительно оси  $x$ . При записи уравнения использовались: единичная матрица второго порядка  $\hat{I}$ , матрицы Паули  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$  ( $\sigma_\pm = \sigma_x \pm i\sigma_y$ ).

Дифференциальное уравнение (4) в нашем случае удобно переписать в интегральной форме:

$$\mathbf{G}_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathbf{G}_\omega^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \int \mathbf{r}_1 \mathbf{G}_\omega^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \sigma_z V_{\text{imp}}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0) \mathbf{G}_\omega(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}'). \quad (5)$$

Функция Грина  $\mathbf{G}_\omega^0$  “невозмущенной” задачи определяется из уравнения (4), в котором оператор  $\hat{h}$  заменяется на оператор  $\hat{h}_0 = -\nabla^2/2m - \mu + V_{\text{rect}}$ , не содержащий потенциала ЛС. При этом функция Грина  $\mathbf{G}_\omega^0$  представляется суммой плоских волн с коэффициентами, следующими из условий непрерывности самих функций и их производных на границах структуры. Подстановка найденной функции  $\mathbf{G}_\omega^0$  в уравнение (5) и учет локальности потенциала (2) приводит к универсальной с точки зрения размерности

формуле для резонансного сверхтока (см. (3)) со значением следа матрицы  $\mathbf{G}_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ :

$$\begin{aligned} \text{Tr} \{ \mathbf{G}_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \} &= \\ &= \Lambda(\mathbf{r}_0) \sum_{j,l=1}^2 (-1)^{l+1} G_{jl}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) g_{jl}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'), \\ g_{11} &= G_{11}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') (1 + V_{22}(\mathbf{r}_0)) - G_{21}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') V_{12}(\mathbf{r}_0), \\ g_{12} &= G_{21}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') (1 - V_{11}(\mathbf{r}_0)) + G_{11}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') V_{21}(\mathbf{r}_0), \\ g_{21} &= G_{12}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') (1 + V_{22}(\mathbf{r}_0)) - G_{22}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') V_{12}(\mathbf{r}_0), \\ g_{22} &= G_{22}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') (1 - V_{11}(\mathbf{r}_0)) + G_{12}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') V_{21}(\mathbf{r}_0), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Lambda(\mathbf{r}_0) = \frac{1}{\Phi} \int d\mathbf{r}_1 V_{\text{imp}}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0).$$

Здесь  $\Lambda(\mathbf{r}_0)$  – модуль амплитуды резонансного рассеяния, а

$$\begin{aligned} \Phi &= (1 + V_{22}(\mathbf{r}_0)) (1 - V_{11}(\mathbf{r}_0)) + V_{12}(\mathbf{r}_0) V_{21}(\mathbf{r}_0), \\ \begin{pmatrix} V_{11}(\mathbf{r}_0) & V_{12}(\mathbf{r}_0) \\ V_{21}(\mathbf{r}_0) & V_{22}(\mathbf{r}_0) \end{pmatrix} &= \int d\mathbf{r}_1 \mathbf{G}_\omega^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1) V_{\text{imp}}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0). \end{aligned}$$

Наибольший интерес в ВТСП структурах представляет 2D транспорт в  $ab$ -плоскости. В этом случае из (6) следует формула

$$I_{\text{res}}^{2D} = -2ieT\gamma_0^2 \sum_{\omega} \frac{1}{\Phi_{2D}} [J_-^R J_-^L + J_+^L J_+^R], \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{2D} &= -\omega^2 - E_R^2 - \frac{\Gamma^2}{4} - \omega V_0 (2(J_1 + J_2)\gamma_0 - \Gamma) + \gamma_0^2 \times \\ &\times \left( \Gamma \gamma_0^{-1} (J_1 + J_2) - (J_1 + J_2)^2 - (J_-^L + J_+^R) (J_-^R + J_+^L) \right), \end{aligned}$$

$$\Gamma_{01} = V_0 |t| e^{\lambda_0(d-2x_0)} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda_0 x_0}},$$

$$\Gamma_{02} = V_0 |t| e^{-\lambda_0(d-2x_0)} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda_0(d-x_0)}},$$

$$\Gamma_0^2 = \Gamma_{01}\Gamma_{02}, \quad \Gamma = \Gamma_{01} + \Gamma_{02}, \quad \gamma_0 = 2V_0 |t|,$$

$$E_R \cong E_0 - \frac{\lambda_0^2 + \kappa^2}{4\lambda k_F} \Gamma.$$

Здесь  $\Gamma_0$  – ширина уровня электронного состояния на ЛС,  $E_R$  – эффективная энергия резонансного уровня, в которой учтен сдвиг, обусловленный конечной шириной барьера,  $|t|$  – модуль коэффициента прозрачности потенциального барьера. В модели 2D перехода параметры задачи выбираются таким образом, чтобы в потенциальной яме (2) реализовался хотя бы один

энергетический уровень  $E_0$ . В этом случае энергетические параметры ЛС выражаются через модельные константы  $\rho$  и  $\alpha$  аналогично работе [18].

Другие параметры в формуле (7) определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{J_1}{J_+^L} &= \left\langle \frac{e^{\lambda_0 d - 2\lambda(k_y)x_0}}{\lambda(k_y)\Gamma_1} \frac{1}{\beta_+^L} \right\rangle_{k_y}, & (8) \\ \frac{J_2}{J_+^R} &= \left\langle \frac{e^{\lambda_0 d - 2\lambda(k_y)(d-x_0)}}{\lambda(k_y)\Gamma_2} \frac{1}{\beta_+^{R*}} \right\rangle_{k_y}, \end{aligned}$$

где  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по поперечному импульсу  $k_y$ :

$$\begin{aligned} \langle f(k_y) \rangle_{k_y} &= \frac{k_F}{2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \cos(\theta) f(k_F \sin(\theta)), \\ \Gamma_1 &= 1 + \beta_-^L \beta_+^{L*}, \quad \Gamma_2 = 1 + \beta_+^R \beta_-^{R*}, \\ \Gamma_3 &= 1 + \beta_-^L \beta_-^{L*}, \quad \Gamma_4 = 1 + \beta_+^R \beta_+^{R*}, \\ \beta_{\pm}^{L,R} &= \frac{-i \text{Sign}(\omega) (\Delta_{\pm}^{L,R})^*}{\omega + \text{Sign}(\omega) \Omega_{\pm}^{L,R}}, \\ \Omega_{\pm}^{L,R} &= \sqrt{\omega^2 + |\Delta_{\pm}^{L,R}|^2}, \\ \lambda(k_y) &= \sqrt{\lambda_0^2 + k_y^2 - 2mi\omega}. \end{aligned}$$

Параметры порядка левого и правого сверхпроводников обозначаются верхними индексами  $L$  и  $R$  и в случае  $d$ -симметрии параметра порядка в обоих берегах определяются формулой:

$$\Delta_{\pm}(x) = \begin{cases} \Delta^L \cos(2\theta \mp 2\alpha_L) e^{i\varphi^L}, & \text{если } x < 0, \\ 0, & \text{если } 0 < x < d, \\ \Delta^R \cos(2\theta \mp 2\alpha_R) e^{i\varphi^R}, & \text{если } x > d. \end{cases} \quad (9)$$

Формула (7) описывает общий случай резонансного транспорта тока в 2D структурах с произвольной симметрией параметра порядка в электродах и является главным результатом данной работы. В предельном случае изотропных параметров порядка электронов (7) дает формулу для сверхтока в SIS переходе:

$$\begin{aligned} I_{\text{res}} &= eT\Delta^2 \sin(\varphi) \Gamma_0^2 \sum_{\omega} \left[ \Gamma_0^2 \Delta^2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) - \right. \\ &\left. - (\Delta^2 + \omega^2) \left( \omega^2 + E_R^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right) - \omega^2 \Gamma \sqrt{\Delta^2 + \omega^2} \right]^{-1}. \quad (10) \end{aligned}$$

Выводимое из (10) при аналитическом продолжении  $\omega \rightarrow -iE$  дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} \Gamma_0^2 \Delta^2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) + (\Delta^2 - E^2) \left( E^2 - E_R^2 - \frac{\Gamma^2}{4} \right) + \\ + E^2 \Gamma \sqrt{\Delta^2 - E^2} = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

было получено ранее в одномерных моделях для короткого перехода  $d \ll \xi_0$  ( $\xi_0$  – длина когерентности) [11] и обобщено для произвольных соотношений между шириной барьера и длиной когерентности [12].

Форма соотношений (10), (11) нечувствительна к размерности задачи. Таким образом, дисперсионное уравнение Бинаккера-ван Хоутена (11), полученное в свое время в одномерной модели, имеет более общий смысл и остается справедливым для переходов с широким барьером и в задачах больших размерностей.

Формула (10) позволяет аналитическое суммирование спектра мацубаровских частот в случаях "широкого" ( $\Delta/\Gamma_0 \ll 1$ ) и "узкого" ( $\Delta/\Gamma_0 \gg 1$ ) резонансов. Исследование сверхтока в этих двух пределах позволяет повторить выводы [12], но уже для переходов с 2D и 3D геометрией. При этом только при близкой к нулю энергии резонансного уровня ( $E_R \sim 0$ ) и положении ЛС вблизи центра барьера ( $x_0 \sim d/2$ ) мы получили резонансную прозрачность, близкую к единице, и несинусоидальную зависимость сверхтока от фазы  $I_{\text{res}}(\varphi) \propto \sin(\varphi/2)$ . Смещение резонансной энергии ЛС от нулевого уровня либо смещение локализованного состояния от центра барьера уменьшают резонансную прозрачность и приводят как к падению сверхтока, так и к восстановлению синусоидальности зависимости  $I_{\text{res}}(\varphi)$ . При усреднении по энергии и координатам локализованных состояний сверхток в 2D и 3D SIS-переходах в обоих предельных случаях оказывается пропорционален  $\sin(\varphi)$ .

В случае протяженного ( $\lambda_0 d \gg 1$ ) перехода с низкой прозрачностью предел "широкого" резонанса реализовать на практике трудно. С экспериментальной точки зрения более интересен обратный случай, когда переход имеет две границы малой прозрачности, разделенные относительно низкоэнергетическим барьером. Тогда параметры интерфейсов можно подобрать так, что в процессе резонансного туннелирования будут участвовать только ЛС, расположенные в центре барьера с  $x_0 \approx d/2$ . В этом случае при усреднении сверхтока мы можем использовать подход работы [6]. Считая, что распределение ЛС однородно по энергиям  $\rho(E_R) = \text{const}$ , и переходя при усреднении (10) от интегрирования по энергии к интегрированию по резонансной прозрачности  $D(E_R) = \Gamma_0^2 / (E_R^2 + \Gamma^2/4)$ , нетрудно доказать, что, как и в [6], усред-

нение по энергии эквивалентно усреднению по прозрачности проводящих каналов с функцией распределения Шэпа–Бауэра [21]  $\rho(D) \propto D^{-3/2} (1 - D)^{-1/2}$ . Такое распределение  $\rho(D)$  является универсальным для переходов с неупорядоченными границами. Это же распределение может реализовываться и в двухбарьерных структурах [22]. Усреднение сверхтока по прозрачности  $\rho(D) \propto D^{-3/2} (1 - D)^{-1/2}$  в пределе “узкого” резонанса приводит к следующей зависимости резонансного тока от  $\varphi$ :

$$\langle I_{\text{res}} \rangle|_{x_0=d/2} = eT \sin(\varphi) \times \sum_{\omega} \frac{\pi \Delta^2 \Gamma_0^2 \rho(E_R)}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2} \sqrt{\omega^2 (\Delta + \Gamma_0)^2 + \Delta^2 \Gamma_0^2 \cos^2(\varphi/2)}}. \quad (12)$$

Интересно, что структура (12) подобна формуле для сверхтока в двухбарьерных SINIS-переходах в когерентном режиме проводимости [23, 26], причем в пределе “широкого” резонанса. Также отметим, что даже после усреднения сверхток как функция разности фаз  $\varphi$  отличается от обычной синусоидальной зависимости и при  $T = 0$  (12) приводится к виду

$$\langle I_{\text{res}} \rangle|_{x_0=d/2} = \frac{e\Delta}{(\Delta + \Gamma_0)} \Gamma_0^2 \rho(E_R) \sin(\varphi) \times K \left( \sqrt{1 - \frac{\Gamma_0^2 \cos^2(\varphi/2)}{(\Delta + \Gamma_0)^2}} \right).$$

Эта формула наглядно демонстрирует отклонение зависимости  $\langle I_{\text{res}}(\varphi) \rangle$  от синусоидального закона.

В общем случае анизотропных параметров порядка не все интегралы (8) берутся в аналитическом виде. Для симметричных переходов с ВТСП “берегами” аналитические выражения из (7) можно получить только в случае “узкого” резонанса при  $\alpha_L = \alpha_R = 0$  и  $k/\lambda \gg 1$ . При этом для сверхтока и энергетического спектра резонансных состояний получаются формулы, аналогичные (10), (11).

При исследовании резонансного транспорта тока в ВТСП переходах будем считать, что  $ab$ -плоскость кристалла ВТСП перпендикулярна поверхности перехода, а параметр порядка определяется формулой (9). Электронные и дырочные возбуждения на границе анизотропного сверхпроводника при  $\alpha \neq 0$  будут чувствовать разный параметр порядка. В случае, если знак параметра порядка до отражения квазичастицы от поверхности ВТСП и после него не сохраняется, на поверхности сверхпроводника возникают связанные андреевские состояния с нулевой относительно уровня Ферми энергией (ZES – Zero Energy States или Mid Gap States) [19]. Область появления ZES зависит от угла ориентации кристаллической решетки

ВТСП. Например, в случае SID-перехода андреевские состояния будут появляться на направлениях налетающих слева квазичастиц, удовлетворяющих условию  $\theta \in (\pm\pi/4 - \alpha_R; \pm\pi/4 + \alpha_R)$ . Интерес представляет вопрос, как возникновение ZES на поверхности ВТСП повлияет на резонансный ток.

Графики фазовых и температурных зависимостей сверхтока для SID-перехода представлены на рис.1, 2. Графики были получены при соотношении кри-

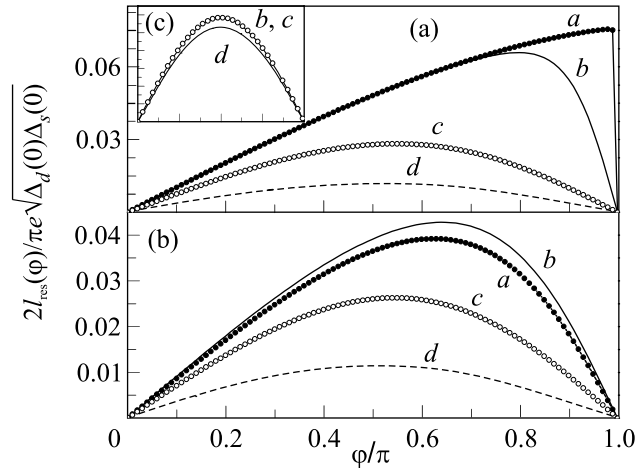


Рис.1. Фазовые зависимости сверхтока  $I_{\text{res}}(\varphi)$  в SID-переходе в случае  $\gamma_0/\Delta_d(0) = 0.1$  при  $\lambda d = 6$ ,  $k/\lambda = 2$ ,  $E_R = 0$ ,  $x_0 = d/2$ ; (a):  $\alpha_R = 0$ ; (b):  $\alpha_R = \pi/12$ ; и a,  $T/T_s = 0$ ; b,  $T/T_s = 0.05$ ; c,  $T/T_s = 0.3$ ; d,  $T/T_s = 0.6$ ; (c) – для тех же параметров и  $\alpha_R = 0$  в произвольных единицах построены зависимости нерезонансного сверхтока от фазы

тических температур  $T_s/T_d = 1/9$  в предположении, что параметры порядка удовлетворяют соотношениям теории БКШ. Рис.1a,b демонстрируют отклонения  $I(\varphi)$  от  $\sin(\varphi)$  при низких температурах. Увеличение температуры или угла ориентации  $\alpha_R$  приближают кривые к синусоидальной зависимости. Для сравнения на рис.1c приведены зависимости туннельного сверхтока от фазы при тех же параметрах перехода и значении угла  $\alpha_R = 0$ , следующие из теории [25].

На рис.2 показаны зависимости критического тока SID-перехода от температуры при различных значениях углов ориентации кристалла ВТСП. Графики 2a,b,c демонстрируют более резкое уменьшение  $I_c$  с ростом температуры при “сужении” резонанса. В то же время результаты теории [25], приведенные для сравнения на рис.2d, дают с ростом температуры плавный спад туннельного критического тока.

Из рис.1, 2 видно, что увеличение угла ориентации кристалла ВТСП приводит к падению сверх-

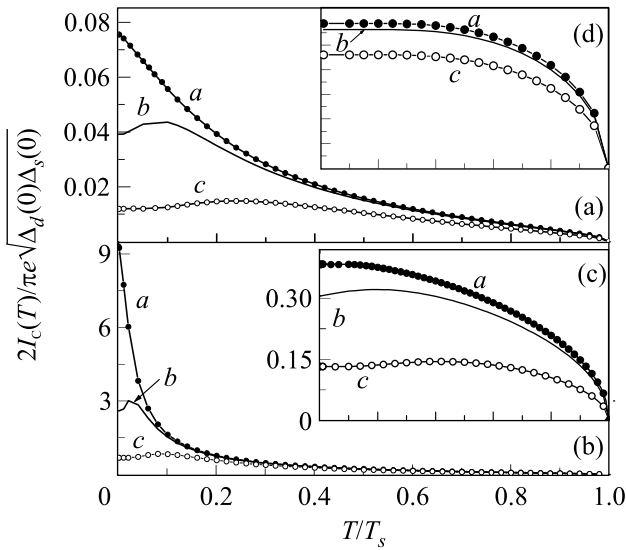


Рис.2. Зависимости сверхтока  $I_C(T)$  от температуры в SID-переходе в случаях (a)  $\gamma_0/\Delta_d(0) = 0.1$ ; (b)  $\gamma_0/\Delta_d(0) = 0.01$  и (c)  $\gamma_0/\Delta_d(0) = 10$ ; при  $\lambda d = 6$ ,  $k/\lambda = 2$ ,  $E_R = 0$ ,  $x_0 = d/2$ : a,  $\alpha_R = 0$ ; b,  $\alpha_R = \pi/12$ ; c,  $\alpha_R = \pi/12$ ; (d) – для тех же параметров в произвольных единицах построены температурные зависимости нерезонансного сверхтока

тока. Наглядно этот процесс демонстрирует рис.3, на котором представлены зависимости критического тока от угла  $\alpha_R$ . Графики 3a,b,c показывают, что

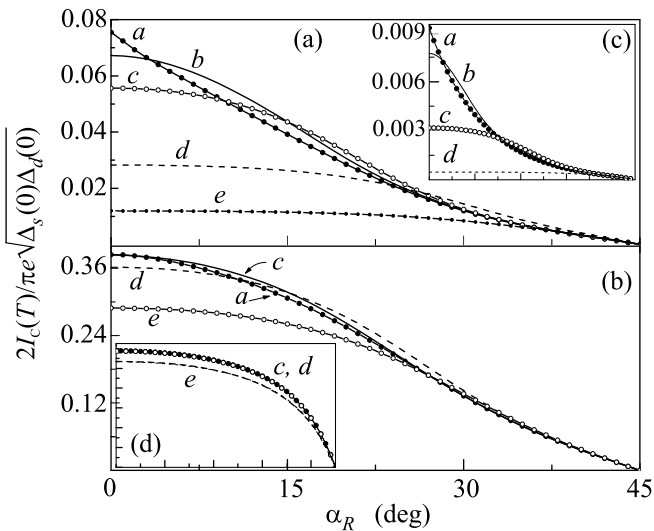


Рис.3. Зависимости сверхтока  $I_C(\alpha_R)$  в SID-переходе в случаях (a)  $\gamma_0/\Delta_d(0) = 0.1$ ; (b)  $\gamma_0/\Delta_d(0) = 10$ ; (c)  $\gamma_0/\Delta_d(0) = 0.01$ ; при  $\lambda d = 6$ ,  $k/\lambda = 2$ ,  $E_R = 0$ ,  $x_0 = d/2$ : a,  $T/T_s = 0$ ; b,  $T/T_s = 0.01$ ; c,  $T/T_s = 0.05$ ; d,  $T/T_s = 0.3$ ; e,  $T/T_s = 0.6$ ; (d) – для тех же параметров в произвольных единицах построены угловые зависимости нерезонансного сверхтока

чем “уже” резонанс, тем быстрее падает критический ток при увеличении угла ориентации ВТСП. В то же время кривая  $I_c(\alpha_R)$ , рассчитанная для случая прямого туннелирования (см. рис.3d), спадает с ростом  $\alpha_R$  более монотонно.

Аналогичная ситуация наблюдается и в случае, когда оба электрода имеют параметры порядка с  $d$ -симметрией. Графики резонансного критического тока как функции углов ориентации кристаллов в DID-переходе показаны на рис.4. Здесь рассмотрен интересный с практической точки зрения случай ан-

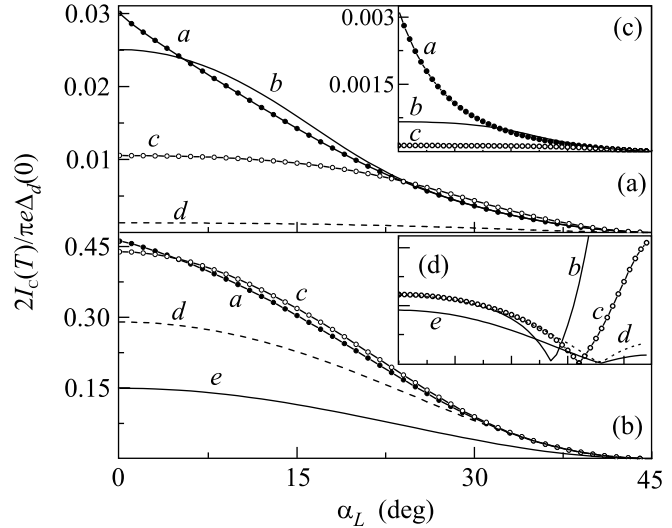


Рис.4. Зависимости критического тока  $I_C(\alpha_L)$  в DID-переходе в случаях (a)  $\gamma_0/\Delta_d(0) = 0.1$ ; (b)  $\gamma_0/\Delta_d(0) = 10$ ; (c)  $\gamma_0/\Delta_d(0) = 0.01$ ; при  $\alpha_L = -\alpha_R$ ,  $k/\lambda = 2$ ,  $\lambda d = 6$ ,  $E_R = 0$ ,  $x_0 = d/2$ : a,  $T/T_s = 0$ ; b,  $T/T_s = 0.01$ ; c,  $T/T_s = 0.05$ ; d,  $T/T_s = 0.3$ ; e,  $T/T_s = 0.6$ ; (d) – для тех же параметров в произвольных единицах построены угловые зависимости нерезонансного сверхтока

тисимметричной ориентации кристаллов  $\alpha_L = -\alpha_R$ . При этом из работы [25] следует, что прямой сверхток имеет ярко выраженную немонотонную зависимость от угла ориентации левого сверхпроводника (см. рис.4d). Напротив, графики резонансного сверхтока DID-перехода 4a,b,c ведут себя вполне монотонно и подтверждают выводы, сделанные нами при описании угловых зависимостей критического тока SID-контакта. Нами также было показано, что ситуация качественно не меняется и в случае переходов с отношениями углов  $\alpha_L = \alpha_R$ .

Из результатов данной работы следует, что в случае “узкого” резонанса, который обычно и реализуется в экспериментах, конечность температуры и отклонение углов разориентации от нулевого значения приводят к существенному падению резонансно-

го сверхтока. Таким образом в длинных ВТСП переходах с наличием ЛС в прослойке действительно имеет место ситуация, описанная в обзоре [17], когда резонансный сверхток оказывается подавленным по сравнению со сверхтоком от прямого туннелирования через барьер.

В развитем выше подходе не учитывалось подавление параметра порядка вблизи границ ВТСП структур и, следовательно, не был исследован вклад в транспорт сверхтока, обусловленный резонансным туннелированием на локализованные вблизи границы андреевские уровни с энергией, отличной от нуля. Точный учет данного вклада требует численных расчетов. Тем не менее, на основании проделанного анализа можно утверждать, что качественно картина изменится мало, то есть что взаимодействие двух резонансов, обусловленных наличием ЛС в прослойке, и андреевских уровней в электродах не приведет к заметному усилению сверхтока.

Работа поддержана Министерством науки и технологии РФ.

1. U. Kabasawa, Y. Tamutani, T. Fukazawa et al., *Jap. J. Appl. Phys.* **30**, 1670 (1991).
2. И. И. Венгрус, М. Ю. Куприянов, О. В. Снигирев и др., *Письма в ЖЭТФ* **60**, 372 (1994).
3. T. Satoh, M. Hidaka, M. Yu. Kupriyanov et al., *IEEE Trans. Appl. Sup.* **5**, 2612 (1995).
4. M. Yu. Kupriyanov and J. S. Tsai, *IEEE Tran. Appl. Sup.* **5**, 2531 (1995).
5. И. А. Девятов и М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 187 (1994).
6. Y. Naveh, Vijay Patel, D. V. Averin et. al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5404 (2000).
7. А. И. Ларкин и К. А. Матвеев, *ЖЭТФ* **93**, 1030 (1987).
8. H. Knauer, J. Rihter, and P. Siedel, *Phys. Status Solidi* **A44**, 303 (1977).
9. И. М. Лифшиц и В. Я. Кирпиченков, *ЖЭТФ* **77**, 989 (1979).
10. I. L. Aleiner, H. Clarke, and L. I. Glazman, *Phys. Rev.* **B53**, R7630 (1996).
11. C. W. J. Beenakker and H. van Houten, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3056 (1991).
12. И. А. Девятов, М. Ю. Куприянов, *ЖЭТФ* **112**, 342 (1997).
13. Л. Г. Асламазов, М. В. Фистуль, *ЖЭТФ* **83**, 1170 (1982).
14. М. В. Фистуль, А. В. Тартаковский, *ЖЭТФ* **94**, 353 (1988).
15. Л. И. Глазман, К. А. Матвеев, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 570 (1989).
16. G. Johansson, E. N. Bratus, V. S. Shumeiko et al., *Phys. Rev.* **B60**, 1382 (1999).
17. J. Yoshida, *IEICE Trans. Elect.* **E83-C**, 49 (2000).
18. И. А. Девятов, Д. В. Гончаров, М. Ю. Куприянов, *ЖЭТФ* **119**, 749 (2001) [*JETP* **92**, 652 (2001)].
19. C.-R. Hu, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1526 (1994).
20. Chr. Bruder, *Phys. Rev.* **B41**, 4017 (1990).
21. K. M. Schep and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3015 (1997).
22. C. W. J. Beenakker, *Rev. Mod. Phys.* **69**, 731 (1997).
23. М. Ю. Куприянов, В. Ф. Лукичев, *ЖЭТФ* **94**, 139 (1988).
24. А. А. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. P'ichev, *Current-Phase Relations in Josephson Junctions*, submitted to *Rev. Mod. Phys.*
25. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, *Phys. Rev.* **B56**, 892 (1997).