Письма в ЖЭТФ, том 28, вып.10, стр. 637 – 640 *20 ноября 1978 г.*

ОБ ИЗБЫТОЧНОМ ТОКЕ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ТОЧЕЧНЫХ КОНТАКТАХ

С.Н.Артеменко, А.Ф.Волков, А.В.Зайцев

Теоретически показано, что при больших напряжениях $V >> \Delta/e$ ток в контактах складывается из омического V/R и избыточного I_{exc} токов. Полученная величина $I_{exc} = \left(\frac{\pi^2}{4} - 1\right)\Delta/2eR$ согласуется с экспериментальными данными.

Теория эффектов Джозефсона довольно детально развита лишь для туннельных переходов. Эффекты, наблюдаемые на других типах слабосвязанных сверхпроводников, имеют много общего с теми, которые обнаружены и исследованы на туннельных переходах. Однако, имеются и

существенные различия. По-видимому, наиболее ярким из них является наличие на вольт-амперной характеристике $I(V)$ контактов и мостиков избыточного тока (см., например, [1 – 5] и цитированные там работы), т.е. при больших V зависимость $I(V)$ имеет вид $I(V) = V/R + I_{exc}\,\mathrm{sgn}\,V$, где избыточный ток I_{exc} – независящая (в широком интервале изменения V) от V постоянная. Несмотря на то, что ток I_{exc} обнаружен давно, теоретическое объяснение ему фактически отсутствует. Если не считать чисто феноменологических моделей, лишь в работе Лихарева и Якобсон [6], которые рассмотрели контакт длины $d << \xi(T)$, предложен механизм избыточного тока (здесь $\xi(T)$ – длина когерентности). Однако, предложенный в [6] механизм I_{exc} существенно связан с использованием нестационарных уравнений Гинзбурга – Ландау, которые применимы только для бесщелевых сверхпроводников. Кроме того, избыточный ток в [6] появляется лишь, если ток через контакт намного превосходит критический ток I_c; при $I \approx I_c/\lambda$, где $\lambda = (d/\xi(T))^2 << 1$ – параметр, характеризующий слабость связи. В пределе $\lambda \to 0$ избыточный ток в этой модели отсутствует. В настоящей работе на основе микроскопических уравнений будет вычислен ток в точечном контакте (или мостике переменной толщины) длиной $2d << \xi(T)(1 - T/T_c)^{1/4}$ при больших напряжениях ($V >> \Delta/e$) и будет показано, что на зависимости $I(V)$ имеется избыточный ток.

Рассмотрим короткий контакт из обычного сверхпроводника со щелью. Будем предполагать, что сверхпроводник грязный ($\tau T << 1$) и примем одномерную модель, рассмотренную в [6, 7]. В этой модели считается, что контакт представляет собой тонкую сверхпроводящую нить длиной $2d$, соединяющую два массивных сверхпроводника (берега). В берегах ($x = \pm d$) все функции предполагаются равновесными, отвечающими фазам $\pm\frac{1}{2}\phi(t)$ и потенциалам $\pm\left(v = \frac{e}{2}V = \frac{\partial\phi}{\partial t}\right)$. Воспользуемся уравнениями для проинтегрированных по $(p - p_F)p/m$ матричных функций Грина $\hat{g}$ и $\hat{g}^{R(A)}$ [8 – 10]. В рассматриваемом случае короткого контакта наибольшими слагаемыми в этих уравнениях являются члены, содержащие пространственную производную

$$(p/m)\vec{\nabla}\hat{g} = 0\ ,\ (p/m)\vec{\nabla}\hat{g}^{R(A)} = 0, \tag{1}$$

где $\hat{g} = (\hat{g}_x, 0, 0)$ – векторная часть $\hat{g}$, определяющая ток в контакте ($\hat{g} = \hat{g}_0 = (p/p)\hat{g}$). Для определения не зависящих от x функций $\hat{g}$ и $\hat{g}^{R(A)}$ воспользуемся условиями ортогональности [10]

$$\hat{g}^{(R)}\hat{g}^{(R)} = \hat{1};\quad \hat{g}^{(R)}\hat{g} + \hat{g}\hat{g}^{(A)} = 0 \tag{2}$$

и граничными условиями $\hat{g}^{R}_{x=\pm d} = \hat{S}(t)\hat{g}^{R}_{eq}\hat{S}^{+}(t')$, где $\hat{g}^{R}_{eq}$ – равновесная запаздывающая функция Грина, матрица $[\hat{S}(t)]_{x=\pm d} = \frac{1}{2}[\hat{1}\cos(vt) \pm i\hat{\sigma}_2\sin(vt)]$ учитывает наличие потенциала. Под произведением функций в [2] понимается свертка по внутренней временно́й переменной. Граничное условие для функции $\hat{g}$ состоит в том, что при $x = \pm d$ $\hat{g}$ совпадает с регулярной частью $\hat{g}^{(r)}$, так как аномальная часть

$\hat{g}^{(a)}$ отлична от нуля только при отклонении от равновесия. Для Фурье-компонент $\hat{g}_x^{R(A)}$ нетрудно получить из (1)

$$\hat{g}_x^R = -\frac{l}{2d} \operatorname{arc\,sh}(2\hat{g}_+^R \hat{g}_-^R) = -\frac{l}{2d}\sum_{k=0}^{\infty} a_k (2\hat{g}_+^R \hat{g}_-^R)^{2k+1}, \quad (3)$$

где $\hat{g}_\pm^R = \frac{1}{2}[\hat{g}_{x=d}^R \pm \hat{g}_{x=-d}^R]$, l – длина пробега. Будем искать $\hat{g}$ в виде $\hat{g} = \hat{g}^R \hat{F} - \hat{F}\hat{g}^{(A)}$. Записывая второе из условий (2) в точках $x = \pm d$, найдем после простых преобразований

$$(\hat{g}^R \hat{F} - \hat{F}\hat{g}^{(A)} - \hat{g}^{(r)})_{x=\pm d} = 0. \quad (4)$$

Как видно из разложения $\hat{g}_x^R$ в ряд по степеням $(\hat{g}_+^R \hat{g}_-^R)$, для определения тока

$$I = -\frac{ep}{12\pi} \operatorname{Sp} \int \frac{d\epsilon}{2\pi} (\hat{\sigma}_z \hat{g}_x) \quad (5)$$

следует вычислить слагаемые типа

$$(\hat{g}_+^R \hat{g}_-^R)^{2k+1} \hat{F} - \hat{F}(\hat{g}_+^A \hat{g}_-^A)^{2k+1}. \quad (6)$$

Такого рода члены можно вычислить с помощью (3) – (4). Действуя таким образом, получим ряд для $\hat{g}_x$. Выпишем его "аномальную" часть $\hat{g}^{(a)}$, которая определяет искомый ток квазичастиц

$$\hat{g}_x^{(a)} = -\frac{l}{2d}\sum_{k=0}^{\infty} a_k \sum_{n=0}^{2k} (\hat{g}_+^R \hat{g}_-^R)^{2k-n} \hat{A} (\hat{g}_+^A \hat{g}_-^A)^n, \quad (7)$$

где

$$\hat{A} = [(\hat{g}_+^R)^2 \hat{\sigma}_z - \hat{g}_+^R \hat{\sigma}_z \hat{g}_+^A + \hat{g}_-^R \hat{\sigma}_z \hat{g}_-^A - \hat{\sigma}_z (\hat{g}_-^A)^2][\operatorname{th}\beta(\epsilon + v) - \operatorname{th}\beta(\epsilon - v)],$$

$\beta = 1/2T$. Вычисление сумм в (7) можно провести в предположении больших напряжений $v > \Delta$. Тогда суммируя главные по параметру Δ/v слагаемые, получим

$$I_{qp} = \frac{1}{4R} \int d\epsilon N_s(\epsilon + v) N_s(\epsilon - v)[D(\epsilon + v) \pm D(\epsilon - v)] \times \left\{\operatorname{th}\beta(\epsilon + v) - \operatorname{th}\beta(\epsilon - v)\right\}, \quad (8)$$

по вине автор

где $D(\epsilon) = (f^R - f^A)^{-1}[\operatorname{arc\,sh} f^R - \operatorname{arc\,sh} f^A]$, $f^{R(A)}$ – равновесная запаздывающая (опережающая) горьковская функция Грина с учетом затухания, $N_s = g^R - g^A$, $g^R = \frac{\epsilon}{\Delta} f^R$. Выражение для тока (8) отличается от соответствующего выражения в случае туннельного контакта наличием множителя в квадратных скобках, который имеет особенность при $|\epsilon \pm v| < \Delta$ (учет затухания устраняет эту особенность). Поэтому даже при $T = 0$ подынтегральное выражение отлично от нуля при всех

энергиях. Это связано с тем, что в месте сужения контакта, где происходят колебания щели с частотой $2eV/>\Delta$, не успевает установиться спектр квазичастиц, поэтому вклад в ток I_{qp} вносят и состояния, соответствующие энергиям под щелью. Выполняя интегрирование, найдем

$$I_{qp} R = V + \frac{\Delta}{2}\left(\frac{\pi^2}{4} - 1\right) \mathrm{th}\,(eV/2T).$$ по мнению авторов

Это выражение справедливо при $eV > \Delta$ и любых температурах. Избыточный ток, определяемый вторым слагаемым, порядка критического тока I_c при низких температурах ($I_c R \approx \Delta$ при $T << \Delta$ [7]) и превосходит I_c вблизи T_c ($I_c R = (\pi\Delta^2/4T)$ при $T >> \Delta$ [7]). Полученная температурная зависимость и величина тока I_{exc} согласуются с экспериментальными данными, полученными на точечных контактах [5].

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 октября 1978 г.

Литература

[1] J.I.Pankove. Phys. Lett., 21, 406, 1966.

[2] А.И.Акименко, В.С.Соловьев, И.К.Янсон. ФНТ, 2, 480, 1976.

[3] M.Octavio, W.J.Skocpol, M.Tinkham. Phys. Rev., B17, 159, 1978.

[4] В.Н.Губанков, В.П.Кошелец, Г.А.Овсянников. ЖЭТФ, 73, 1435, 1977.

[5] Ю.Я.Дивин, Ф.Я.Надь. ФНТ, 4, 1105, 1978.

[6] К.К.Лихарев, Л.А.Якобсон. ЖЭТФ, 68, 1150, 1975.

[7] И.О.Кулик, А.Н.Омельянчук. ФНТ, 4, 296, 1978.

[8] Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 61, 1254, 1971.

[9] Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин. ЖЭТФ, 64, 356, 1973.

[10] А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ, 73, 2709, 1977.