Письма в ЖЭТФ, том 64, вып.9, стр.624 - 629

ДИССИПАТИВНЫЙ ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА В S/N/S-СТРУКТУРЕ ПРИ ИСЧЕЗАЮЩЕ МАЛОЙ ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ СВЯЗИ

А.Ф.Волков, В.В.Павловский

Институт радиотехники и электроники РАН

103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 октября 1996 г.

Теоретически рассмотрена мезоскопическая S/N/S-структура. Показано, что даже если расстояние между сверхпроводниками намного превышает длину корреляции $\xi_N(T)$ и джозефсоновская связь пренебрежимо мала, в структуре возможен эффект Джозефсона. Он возникает, если по нормальному проводнику протекает дополнительный ток I.

PACS: 74.50.+r

Успехи в нанотехнологии, достигнутые в последние годы, позволили создать проводящие наноструктуры, в которых наблюдались новые физические явления. В частности, были созданы гибридные структуры, состоящие из сверхпроводников (S) и нормальных проводников (N). В качестве нормальных проводников использовались металлические пленки [1–5] или полупроводниковые слои [5–7]. Транспортные свойства этих S/N-структур оказались довольно необычными. Прежде всего, в этих мезоскопических структурах (то есть в структурах с размерами, меньшими длины сбоя фазы L_φ) наблюдались осцилляции проводимости в магнитном поле H. Осцилляции проводимости N-каналов возникали, если в структуре имелись сверхпроводящие или нормальные контуры [1–4,6]. Кроме того, при $T \ll T_c$ наблюдалась немонотонная зависимость проводимости N-канала, контактирующего со сверхпроводниками, от температуры T и напряжения V [4]. В недавних теоретических работах основные экспериментальные факты были объяснены. Было выяснено, что основную роль в транспортных свойствах играет эффект близости. Например, проводимость N-канала в структуре, изображенной на рис.1, меняется из-за вклада конденсата, наведенного в силу эффекта близости. Поскольку конденсат наводится обоими сверхпроводниками нелокальным образом, возникает интерференция, и в сопротивлении N-канала появляется слагаемое $-\delta R \cos\varphi$, зависящее от разности фаз φ между сверхпроводниками [8–10]. Разность фаз растет с ростом магнитного поля H, что приводит к осцилляциям проводимости N-канала в магнитном поле. Была объяснена также немонотонная зависимость сопротивления N-канала R от T и V [11,12] (см. также теоретические работы в трудах конференции [7]). Впервые немонотонная зависимость сопротивления $R(T,V)$ точечного контакта ScN (c – сужение) была теоретически получена в [13].

В теоретических работах, посвященных S/N-структурам, были предсказаны и новые эффекты. Например, в [14,15] было показано, что критический ток Джозефсона I_c в структуре, типа изображенной на рис.1, зависит от напряжения V_S между S- и N-проводниками, меняя знак (π – контакт), если V_S превысит определенное значение. Кроме того, показано, что эффект Джозефсона возникает и в том случае, если ток течет только через одну S/N-границу. Несколько различных конфигураций S/N-структур было рассмотрено

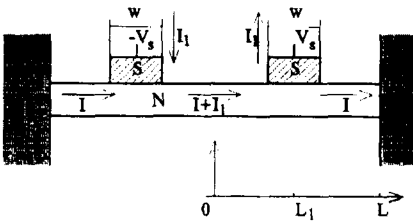

Рис.1. Схематическое изображение рассматриваемой системы

Зайцевым [16]. Установлено, что при определенных условиях вольт-амперные характеристики S/N-структур могут иметь падающие участки ($dI/dV < 0$).

Важное обстоятельство было отмечено в работе [17] (см. также работы в трудах [7]). Было показано, что локальная проводимость N-канала изменяется на расстояниях от S/N-границы, которые могут существенно превышать длину когерентности $\xi_N = \sqrt{D/2\pi T}$ (D – коэффициент диффузии). Из этого факта вытекают важные следствия. Так, фазовая когерентность и интерференционные эффекты в проводимости N-канала сохраняются даже если расстояние между сверхпроводниками $2L_1$ существенно превышает ξ_N. Это означает, что осцилляции проводимости в структуре, изображенной на рис.1, будут наблюдаться и в случае пренебрежимо малого критического тока I_c. Эффект сохранения осцилляций связан с тем, что I_c убывает с ростом T экспоненциально ($I_c \sim \exp(-2L_1/\xi_N(T))$, а δR убывает медленно ($\delta R \sim T^{-1}$) [18].

В настоящем сообщении мы покажем, что в системе, изображенной на рис.1, возможно наблюдение эффекта Джозефсона даже при выполнении условия

$$2L_1 \gg \xi_N(T) = \sqrt{D/2\pi T}, \tag{1}$$

когда критический ток I_c пренебрежимо мал. Однако эффект возникает только в том случае, когда по N-каналу течет ток I и имеет место диссипация. Как и в работах [8–18], мы рассмотрим диффузионный режим переноса заряда ($l \ll \xi_N$, l – длина свободного пробега) и будем использовать уравнения для суперматрицы $\check{G}$, элементами которой являются матричные функции Грина: запаздывающие (опережающие) функции $\hat{G}^{R(A)}$ и матрица келдышевских функций $\hat{G}$ [19]. Эти уравнения дополняются условиями сшивки на S/N-границе [20, 21]. Для простоты мы рассмотрим случай слабого эффекта близости, когда амплитуда конденсатных функций $\hat{F}^{R(A)}$, наведенных в N-канале, мала. Этот случай реализуется либо при малой прозрачности S/N-барьера (сопротивление барьера R_b превышает сопротивление канала R), либо в случае малых конденсатных функций в сверхпроводниках $\hat{F}_S^{R(A)}$ (например, в бесщелевом случае). Кроме того, мы предположим, что напряжения в системе $V_{S,N}$ малы (адиабатическое приближение): $V_{S,N} \ll \epsilon_L, \Delta, T$, где $\epsilon_L = D/(2L)^2$ – так называемая энергия Таулесса.

Уравнение для суперматрицы $\check{G}$, усредненное по толщине N-пленки, имеет вид [10, 18]

$$D\partial_x(\check{G}\partial_x\check{G}) + i\epsilon[\check{\sigma}_z, \check{G}] = \epsilon_b w\delta(x \pm L_1)[\check{G}_S, \check{G}]. \tag{2}$$

Правая часть в (2) описывает влияние сверхпроводников S, где все функции $\check{G}_S$ считаются равновесными, на N-канал. Коэффициент ϵ_b является характерной энергией, пропорциональной прозрачности S/N-границы: $\epsilon_b = \rho D/2R_{b\square}d_N$, $R_{b\square}$ – сопротивление S/N-границы единичной площади; ρ, d_N – удельное сопротивление и толщина N-пленки. Взаимодействием с фононами и расспариванием мы пренебрегли, считая систему мезоскопической: $2L < \sqrt{D\tau_\epsilon}, D/\gamma$, τ_ϵ – время энергетической релаксации, γ – скорость расспаривания. Ширину S/N-границы w для простоты мы считаем малой по сравнению с $\xi_{\rm N}$. Элементами суперматрицы $\check{G}$ являются матрицы запаздывающих (опережающих) функций Грина $\hat{G}^{R(A)}$ и матрица $\hat{G}$, связанная с функциями распределения f и f_0 [19]. Ток в системе выражается через функцию f, которую мы должны определить из уравнения (2) с граничным условием

$$f(\pm L) = \pm F_{\rm N}(\epsilon), \tag{3}$$

где $F_{\rm N}(\epsilon) = 1/2[{\rm th}(\epsilon + eV_{\rm N})\beta - {\rm th}(\epsilon - eV_{\rm N})\beta]$ – равновесная функция в N-резервуарах, $\beta = (2T)^{-1}$. Метод решения такой же, как и в [15–18]. Умножим элемент (1,2) уравнения (2) на $\hat{\sigma}_z$ (уравнение для $\hat{G}$) и вычислим шпур. После однократного интегрирования получим

$$(1 - m_-(x))\partial_x f = \begin{cases} J + J_1 - J_{\rm S}, & 0 < x < L_1 \\ J, & L_1 < x < L \end{cases}. \tag{4}$$

Здесь $m_-(x) = (1/8){\rm Sp}(\hat{F}^R(x) - \hat{F}^A(x))^2$ – функция, определяющая поправку к проводимости N-канала в силу эффекта близости. Она является основной в данной задаче. Константы интегрирования J и J_1 могут быть названы парциальными "токами" на единицу энергии. Точнее, на отрезке (L_1, L) ток I есть интеграл по энергии:

$$I = (2e\rho)^{-1} d_{\rm N} \int d\epsilon J(\epsilon). \tag{5}$$

Ток на отрезке $(0, L_1)$ выражается той же формулой, если J заменить на $(J + J_1)$. Величина $J_{\rm S}$ есть сверхпроводящий "ток", не зависящий от x на отрезках (L_1, L) и $(0, L_1)$:

$$J_{\rm S} = (1/4){\rm Sp}\hat{\sigma}_z(\hat{F}^R\partial_x\hat{F}^R - \hat{F}^A\partial_x\hat{F}^A). \tag{6}$$

Интеграл по энергиям от $J_{\rm S}$ (6) экспоненциально мал при выполнении условия (1). Константа J_1, как следует из (2), связана с функциями Грина и распределения в сверхпроводнике. Ее можно записать в виде [10, 18]

$$J_1 = J_q + \tilde{J}_{\rm S}, \quad J_q = (\rho/d_{\rm N}\Re_b)[F_{\rm S}(\epsilon) - f(L_1)]. \tag{7}$$

Здесь $\Re_b = R_{b\square}/w[\nu_{\rm N}\nu_{\rm S} + (1/8){\rm Sp}(\hat{F}^R + \hat{F}^A)(F_S^R + F_S^A)]^{-1}$ – сопротивление S/N-границы на единицу длины в направлении y, $\nu_{\rm N}$, $\nu_{\rm S}$ – плотности состояний в N- и S-проводниках. При $N_{\rm N,S}$, малых по сравнению с T/e, "сверхток" через S/N-границу $\tilde{J}_{\rm S}$, как можно убедиться, совпадает с $J_{\rm S}$. Функция распределения в сверхпроводниках $F_{\rm S}$ является равновесной, то есть совпадает с (3), если $V_{\rm N}$ заменить на $V_{\rm S}$ (потенциалы отсчитываем от точки 0, где потенциал равен нулю). Пользуясь малостью m_-, можно проинтегрировать уравнение (4) и найти связь J и J_q с $F_{\rm N}$ и $F_{\rm S}$ (см. граничное условие (3)). Получим для нормальных токов

$$(d_{\rm N}/\rho)J = \frac{\Re_b F_{\rm N} + \Re_1(F_{\rm N} - F_{\rm S})}{\Re_b\Re + \Re_1\Re_2}, \quad (d_{\rm N}/\rho)J_1 \approx J_q(d_{\rm N}/\rho) = \frac{\Re_2 F_{\rm S} + \Re_1(F_{\rm S} - F_{\rm N})}{\Re_b\Re + \Re_1\Re_2}. \tag{8}$$

Здесь $\Re_b$ определено в (7); $\Re = \Re_1 + \Re_2$, $\Re_{1,2} = R_{1,2}(1+ < m_- >_{1,2})$ – величина, которую можно назвать парциальным сопротивлением. Среднее по пространству $< m_- >_{1,2}$ на отрезках $(0, L_1)$ и (L_1, L) дает уменьшение сопротивлений за счет эффекта близости ($< m_- >$ – отрицательна). Все "сопротивления" в (8) зависят от разности фаз φ и энергии; их можно представить в виде $\Re_b = R_b - \delta\Re_b \cos\varphi$ и $\Re_{1,2} = R_{1,2} - \delta\Re_{1,2} \cos\varphi$. Поправки к сопротивлениям $\delta\Re_b$ и $\delta\Re_{1,2}$ малы в случае малого эффекта близости. Величины R_b и $R_{1,2}$ вообще говоря, зависят от энергии ϵ (например, ν_S зависит от ϵ). Мы предположим для простоты, что эти величины не зависят от энергии. Это справедливо, если считать сверхпроводники бесщелевыми (качественно выводы сохраняются и в случае сверхпроводников со щелью). Тогда, интегрируя (8) по энергиям, мы получим слева токи I и I_1 (см. (5)). Исключая V_N из полученных двух уравнений, найдем для V_S

$$V_S = \hbar\partial_t\varphi/4e = I_1[R_b + R_1 - (\delta R_b + \delta R_1)\cos\varphi] + I(R_1 - \delta R_1 \cos\varphi). \tag{9}$$

Здесь мы использовали соотношение Джозефсона; R_b – сопротивление S/N-границы, которое в случае бесщелевых сверхпроводников примерно совпадает с его значением в нормальном состоянии. Сопротивление R_1 также приблизительно равно $\rho L_1/d_N$ (поправка, возникающая от $< m_- >$ и не зависящая от φ, мала и несущественна). Интегрируя (9), получим связь среднего напряжения $\bar{V}_S$ с заданными токами I и I_1:

$$\bar{V}_S = \{[(I + I_1)R_1 + I_1 R_b]^2 - [(I + I_1)\delta R_1 + I_1 \delta R_b]^2\}^{1/2}. \tag{10}$$

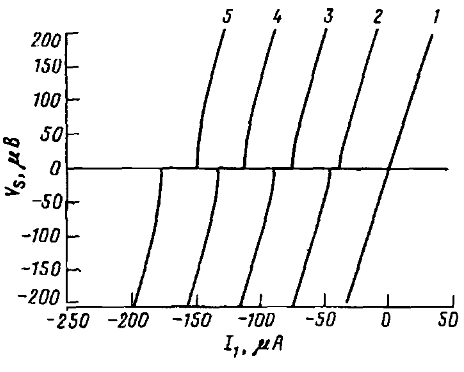

Рис.2. Зависимость напряжения V_S от тока I_1 при следующих значениях тока: *1* – 0, *2* – 250 μA, *3* – 500 μA, *4* – 750 μA, *5* – 1 mA. При этом $\delta R_1 = 0.1 R_1$, $R_b = 5R_1$, $R_1 = 1$ Ом

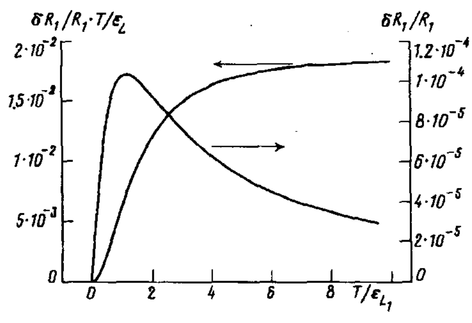

Рис.3. Зависимость интерференционной поправки к сопротивлению δR_1 от температуры в случае $L_1 = 0.5L$, $R/R_b = 0.4$, $\gamma/\epsilon_L = 100$, $\Delta/\epsilon_L = 30$

На рис.2 представлена зависимость $\bar{V}_S(I_1)$ при различных токах I. Видно, что при $I \neq 0$ эта зависимость совпадает с вольт-амперной характеристикой обычного джозефсоновского контакта. Критический ток в данном случае

$$I_c = I\frac{\delta R_1 R_b - \delta R_b R_1}{(R_b + R_1)^2}. \tag{11}$$

Таким образом, I_c растет пропорционально току I. Ниже мы покажем, что поправка δR_1 убывает медленно с ростом температуры ($\delta R_1 \sim T^{-1}$), а поправка δR_b при выполнении условия (1) мала. Таким образом, при $R_b \gg R_1$ получаем $I_c \cong I\delta R_1/R_b$. Максимальная величина I ограничена условием малости джоулева нагрева и условием $eV_{\rm N} \cong eIR \ll T$. В противном случае δR_1 уменьшается с ростом $V_{\rm N}$. Если условие (1) не выполнено и существует конечная джозефсоновская связь между сверхпроводниками, то, как нетрудно показать, критический ток структуры равен $I_c^* = \sqrt{I_c^2 + I_{cJ}^2}$, где I_{cJ} – критический ток Джозефсона. Выражение для I_{cJ} может быть легко получено с помощью (6). Оно приведено в [10]. Равновесная разность фаз φ_0 при $I_1 + IR_1/(R_b + R_1) = 0$ равна $\varphi_0 = -\arcsin I_c/I_c^*$.

Для определения δR_1 и δR_b необходимо найти конденсатные функции $\hat{F}^{R(A)}$, наведенные эффектом близости. Уравнение для $\hat{F}^{R(A)}$ вытекает из (2) и является линейным в случае малых $\hat{F}^{R(A)}$ [10, 15, 18]. Решение этого уравнения имеет вид при $|x| < L_1$

$$\hat{F}^{R(A)}(x) = F_{\rm S}^{R(A)}[i\hat{\sigma}_y \cos(\varphi/2) P_y {\rm ch}\,(kx) + i\hat{\sigma}_x \sin(\varphi/2) P_x {\rm sh}\,(kx)]^{R(A)}. \qquad (12)$$

Здесь $F_{\rm S}^{R(A)}$ – амплитуды конденсатных функций в сверхпроводниках: в бесщелевом случае $\hat{F}_{\rm S}^{R(A)} = \pm\Delta/(\epsilon \pm i\gamma_{\rm S})$, где $\gamma_{\rm S}$ – частота соударений с примесями с переворотом спина. Функции $P_{x,y}$ равны

$$P_x = b{\rm sh}\,\theta_2/({\rm sh}\,\theta + b{\rm sh}\,\theta_1{\rm sh}\,\theta_2), \qquad P_y = b{\rm sh}\,\theta_2/({\rm ch}\,\theta + b{\rm ch}\,\theta_1{\rm sh}\,\theta_2),$$

$$b = \rho w/(R_{b\square} d_{\rm N})k, \quad k^{R(A)} = \sqrt{\mp 2i\epsilon/D}, \quad \theta = \theta_1 + \theta_2, \quad \theta_{1,2} \equiv \theta'_{1,2} + i\theta''_{1,2} = kL_{1,2}.$$

Зная функции $\hat{F}^{R(A)}$, можно вычислить интерференционную поправку к сопротивлению δR_1:

$$\delta R_1 = -R_1 \int_0^\infty d\epsilon \beta {\rm ch}^{-2}\epsilon\beta \langle m_-(x,\varphi) - m_-(x,\pi/2)\rangle_1. \qquad (13)$$

С помощью выражения для $\langle m_- \rangle_1$ (см. (4)) и для $\hat{F}^{R(A)}$ (см. (12)) найдем

$$\delta R_1/R_1 = \int_0^\infty d\epsilon\beta {\rm ch}^{-2}\epsilon\beta M(\epsilon), \qquad (14)$$

где

$$M(\epsilon) = (1/8)\{|F_{\rm S}|^2|P_y|^2[{\rm sh}(2\theta'_1)/2\theta'_1 + \sin(2\theta''_1)/2\theta''_1] -$$
$$- |P_x|^2[{\rm sh}(2\theta'_1)/2\theta'_1 - \sin(2\theta''_1)/2\theta''_1] + {\rm Re} F_{\rm S}^2[P_y^2({\rm sh}(2\theta_1)/2\theta_1 + 1) - P_x^2({\rm sh}(2\theta_1)/2\theta_1 - 1)]\}.$$

На рис.3 приведена температурная зависимость δR_1. Видно, что при $T > \epsilon_{L_1} = D/(2L_1)^2$ величина δR_1 спадает как T^{-1} с увеличением температуры. Медленное спадание $\delta R_1(T)$, как отмечалось в [15, 18], связано с так называемым аномальным членом $F^R F^A$ в $\langle m_- \rangle_1$. Особая роль этого члена, не аналитичного ни в верхней, ни в нижней полуплоскостях ϵ, отмечалась Горьковым и Элиашбергом [22].

Джозефсоновский ток $I_{\rm S}$ определяется интегралом по всем энергиям от $J_{\rm S}$ (6), то есть от произведений либо опережающих, либо запаздывающих функций Грина. Его можно вычислить, замыкая контур интегрирования в верхней (нижней) полуплоскости ϵ и преобразуя в сумму по мацубаровским частотам $\omega_n = \pi T(2n+1)$. Для таких энергий функции $F^{R(A)}$ спадают экспоненциально на длинах $k^{-1}(\omega_n) \leq \xi_n(T)$ при удалении от S/N-границы. Поэтому ток I_S будет экспоненциально малым ($I_S \sim \exp(-2L_1/\xi_N(T))$. Зависимость $I_S(T)$ для структуры, изображенной на рис.1, приведена в [18]. Подобные же рассуждения применимы и к вычислению δR_b, так как при $T < \gamma_S$ функции F_S^R и F_S^A можно считать равными и не зависящими от энергии. В то же время, функция $F^R F^A$, входящая в выражение для δR_1 спадает на малой по сравнению с T энергии $\epsilon_{L_1} = D/(2L_1)^2$ и дает ненулевой вклад. Для таких энергий характерная длина спадания $F^{R(A)}(x)$ порядка L_1, то есть порядка расстояния между сверхпроводниками.

В заключение отметим, что мы рассмотрели систему, представленную на рис.1, и показали, что даже в случае экспоненциально слабой джозефсоновской связи между сверхпроводниками в такой системе возможен эффект Джозефсона. Эффект возникает, если по N-проводнику протекает дополнительный ток I, и связан с интерференционным вкладом конденсата, наведенного в N-канале, в сопротивление.

Авторы признательны Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку (проект 96-02-16663а).

---

1. V.T.Petrashov, V.N.Antonov, P.Delsing, and T.Claeson, Phys. Rev. Lett. **70**, 347 (1993); Phys. Rev. Lett. **74**, 5268 (1995).
2. H.Pothier, S.Gueron, D.Esteve, and M.H.Devoret, Phys. Rev. Lett. **73**, 2488 (1994).
3. P.G.N.Vegvar, T.A.Fulton, W.H.Mallison, and R.E.Miller, Phys. Rev. Lett. **73**, 1416 (1994).
4. H.Courtois, Ph.Grandit, D.Mailly, and B.Pannetier, Phys. Rev. Lett. **76**, 130 (1996).
5. H.Dimoulas, J.P.Heida, B.J. van Wees et al. Phys. Rev. Lett. **74**, 602 (1995); S.G. den Hartog, C.M.A.Kapteyn, B.J. van Wees et al. ibid **76**, 4592 (1996).
6. C.Nguen, H.Kroemer, and E.L.Hu, Phys. Rev. Lett. **69**, 2847 (1992).
7. W.Poirier, D.Mailly, and M.Sanquer, In *Proc. of the Conference on "Correlated Fermions and Transport in Mesoscopic Systems*, Les Arcs, France, 1996.
8. F.W.Hekking and Yu.V.Nazarov, Phys. Rev. Lett. **71**, 1525 (1993); Phys. Rev. **B49**, 6847 (1994).
9. A.V.Zaitsev, Phys. Lett. **A194**, 315 (1994).
10. A.F.Volkov and A.V.Zaitsev, Phys. Rev. **B53**, 9267 (1996).
11. Yu.V.Nazarov and T.H.Stoof, Phys. Rev. Lett. **76**, 823 (1996).
12. A.F.Volkov, N.Allsopp, and C.J.Lambert, J. Phys. Cond. Matter **8**, 45 (1996).
13. S.N.Artemenko, A.F.Volkov, and A.V.Zaitsev, Solid State Comm. **30**, 771 (1979).
14. A.F.Volkov, Phys. Rev. Lett. **74**, 4730 (1995); Письма в ЖЭТФ **61**, 556 (1995).
15. A.F.Volkov and V.V.Pavlovskii, In *Proc. of the Conference on "Correlated Fermions and Transport in Mesoscopic Systems*, Les Arcs, France, 1996.
16. А.В.Зайцев, Письма в ЖЭТФ **61**, 755 (1995).
17. F.Zhou, B.Z.Spivak, and A.Zyuzin, Phys. Rev. **B52**, 4467 (1995).
18. A.F.Volkov and H.Takayanagi, Phys. Rev. Lett. **76**, 4026 (1996); Phys. Rev. (submitted for publication).
19. A.I.Larkin and Yu.N.Ovchinnikov, In *Nonequilibrium Superconductivity*, Eds. D.N.Langenberg and A.I.Larkin, Elsevier, Amsterdam, 1986, p.493.
20. А.В.Зайцев, ЖЭТФ **86**, 1742 (1984).
21. М.Ю.Куприянов и В.Ф.Лукичев, ЖЭТФ **94**, 139 (1988).
22. Л.П.Горьков и Г.М.Элиашберг, ЖЭТФ **56**, 1297 (1969).