Февраль 1998 г. | **УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК** | *Том 168, № 2*

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Мезоскопические и сильнокоррелированые электронные системы "Черноголовка — 97"

5. Мезоскопическая сверхпроводимость и кулоновская блокада

PACS numbers: **73.40.–c**, 74.80.Fp

В пятом разделе конференции были представлены следующие доклады:

1. **Петрашов В.** (Лондон, Англия). *Неравновесные гибридные наноструктуры сверхпроводник-нормальный металл.*

2. **Волков А.Ф.** (Институт радиоэлектроники РАН, Россия), **Павловский В.В.** (Физико-технологический институт РАН, Россия). *Явления фазовой когерентности в* S/N/S *структурах.*

3. **Пурье В.** (Сакле, Франция), **Санкер М.** (Гренобль, Франция). *Аномалии подщелевой проводимости в контактах* GaAs *со сверхпроводником.*

4. **Андреев А.Ф.** (ИФП им. Капицы, Москва, Россия). *Бозе-конденсация и сверхпроводимость в мезоскопических системах: спонтанное нарушение пространственно-временных симметрий.*

5. **Имри И.** (Институт Вейцмана, Израиль). *Орбитальный парамагнитный отклик электронов на границе сверхпроводник – металл.*

6. **Спивак Б.** (Физический факультет, Вашингтонский университет, Сиэттл, Вашингтон, США и Институт исследований твердого тела Макса Планка, Лаборатория сильных магнитных полей, Гренобль, Франция), **Зюзин А.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Россия). *Взаимодействие Рудермана – Киттеля с памятью знака в неупорядоченных металлах и магнитная связь в мезоскопических слоистых системах металл/ферромагнетик.*

7. **Гейм А.** (Университет Ниймеген, Голландия). *Фазовые переходы в мезоскопических сверхпроводниках.*

8. **Аверин Д.А.** (Университет Стони Броок, США). *Многократное Андреевское рассеяние и электронный транспорт в неупорядоченных S-N-S контактах.*

9. **Мартин Родеро А.** (Независимый университет, Мадрид, Испания). *Сверхпроводящий транспорт в наноструктурах с несколькими проводящими каналами.*

10. **Иванов Д. А.** (ИТФ им. Л.Д. Ландау, Черноголовка, Россия; Массачусетский технологический институт, Кембридж, Массачусетс, США), **Фейгельман М.В.** (ИТФ им. Л.Д. Ландау, Россия). *Кулоновские эффекты в баллистическом одноканальном S-S-S-транзисторе.*

11. **Матвеев К.А.** (Университет Дюк, США), **Ларкин А.И.** (Университет Миннесота, США, и ИТФ им. Л.Д. Ландау, Россия). *Сверхпроводимость в сверхмалых гранулах.*

12. **Мюллер П.** (Университет Эрланген, Германия). *Электроника на атомном масштабе: от ВТСП до самоорганизующихся сверхмолекул.*

13. **Солдатов Е.С., Ханин В.В., Трифонов А.С., Преснов Д.Е., Яковенко С.А., Хомутов Г.Б.** (Физический факультет, Московский государственный университет, Москва, Россия), **Губин С.П.** (Институт общей и неорганической химии, Москва, Россия), **Колесов В.В.** (Институт радиоэлектроники, Москва, Россия), **Коротков А.Н.** (Научно-исследовательский институт ядерной физики, Московский государственный университет, Москва, Россия). *Молекулярный одноэлектронный транзистор, работающий при комнатной температуре.*

14. **Крупенин В.А., Лотхов С.В.** (Лаборатория криоэлектроники, Московский государственный университет, Москва, Россия), **Шерер Х., Вайманн Т., Зорин А.Б., Алерс Ф.-Й., Нимайер Й., Вольф Х.** (Федеральная лаборатория технической физики, Брауншвайг, Германия). *Зондирование динамических зарядовых состояний с помощью одноэлектронных туннельных транзисторов.*

15. **Кузьмин Л.** (Физический факультет, Московский Государственный университет, Москва, и Университет Чалмерс, Швеция). *Блоховские осцилляции в сверхмалых джозефсоновских переходах с высокоомным окружением.*

16. **Шитов А.В., Ли П.А., Левитов Л.С.** (Массачусетский технологический институт, Кембридж, Массачусетс, США). *Локализация квазичастиц в NS-структуре.*

Ниже публикуются доклады 2, 6, 10, 13, 14, 16. Содержание ряда других докладов можно найти: № 4 — *Письма в ЖЭТФ* **63** 963 (1996); **64** 618 (1996), № 8 — cond-mat/9706087, № 9 — cond-mat/9711263, № 11 — cond-mat/9701041

Явления фазовой когерентности в S/N/S структурах

А.Ф. Волков, В.В. Павловский

1. Введение

Прогресс в нанотехнологии за последние несколько лет сделал возможным получение проводящих наноструктур, в которых наблюдаются новые физические явления.

В частности, были созданы структуры смешанного типа, 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 весьма необычными. Во-первых, в магнитном поле H наблюдались осцилляции проводимости этих мезоскопических структур (т.е. структур, размеры которых меньше, чем длина сбоя фазы L_{φ}). Осцилляции проводимости N-каналов возникали, если структура содержала сверхпроводящий или нормальный контур [1–4, 6]. Более того, для N-канала, находящегося в контакте со сверхпроводниками, при $T \ll T_{\rm c}$ наблюдалась немонотонная зависимость проводимости от температуры T и напряжения V [4]. Основные экспериментальные факты были объяснены в недавних теоретических работах. Установлено, что эффект близости играет главную роль в транспортных свойствах. Например, проводимость N-канала в структуре, показанной на рис. 1, изменяется в результате вклада конденсата, индуцированного эффектом близости. Поскольку конденсат индуцируется обоими сверхпроводниками нелокальным образом, возникает интерференция, и в сопротивлении N-канала появляется член $-\delta R\cos\varphi$, который зависит от разности фаз φ между сверхпроводниками [8–10]. При увеличении магнитного поля H разность фаз возрастает, и это приводит к осцилляциям проводимости N-канала в магнитном поле. Немонотонная зависимость сопротивления R N-канала от T и V тоже получила объяснение [11, 12] (см. также теоретические работы в трудах конференции [7]). Немонотонная зависимость сопротивления $R(T, V)$ в точке контакта ScN (c — сужение) впервые получена теоретически в работе [13].

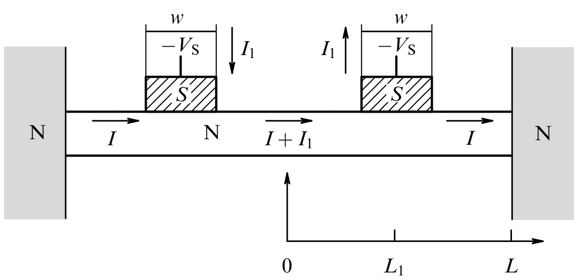

Рис. 1. Схема исследуемой системы.

Новые эффекты были предсказаны также в теоретических работах, посвященных S/N структурам. Например, в работе [14, 15] было показано, что джозефсоновский ток $I_{\rm c}$ в структуре типа изображенной на рис. 1 зависит от напряжения $V_{\rm S}$ между S и N проводниками, изменяя знак (π-контакт), если $V_{\rm S}$ превышает некоторое значение. Кроме того, было показано, что эффект Джозефсона возникает также в случае, когда ток течет только через одну S/N границу. Несколько разных конфигураций S/N структур изучались в работе [16]. Было установлено, что при определенных условиях вольт-амперные характеристики S/N структур имеют понижающиеся участки ($\mathrm{d}I/\mathrm{d}V < 0$).

В работе [17] было отмечено одно важное обстоятельство (см. также [7]). Было показано, что локальная проводимость N-канала изменяется на расстояниях от S/N границы, которое может быть много больше длины когерентности $\xi_{\rm N} = \sqrt{D/2\pi T}$ (D — коэффициент диффузии). Из этого факта вытекают важные следствия. Например, в проводимости N-канала эффекты фазовой когерентности сохраняются, даже когда расстояние $2L_1$ между сверхпроводниками много больше $\xi_{\rm N}$. Это означает, что осцилляции проводимости в структуре, показанной на рис. 1, будут наблюдаться также в случае пренебрежимо малого критического тока $I_{\rm c}$. Эффект сохранения осцилляций обусловлен тем фактом, что когда T возрастает, $I_{\rm c}$ уменьшается экспоненциально ($I_{\rm c} \sim \exp(-2L_1/\xi_N(T))$, а δR уменьшается медленно ($\delta R \sim T^{-1}$) [18].

В настоящей работе рассматривается возможность наблюдения дальнодействующих эффектов фазовой когерентности в S/N/S структуре, изображенной на рис. 1. В частности, будет показано, что эффекты джозефсоновского типа могут возникать в этой структуре даже когда выполняется условие

$$2L_1 \gg \xi_{\rm N}(T) = \sqrt{\frac{D}{2\pi T}}, \tag{1}$$

т.е. когда джозефсоновский ток $I_{\rm c}$ пренебрежимо мал. Эти эффекты возникают только в том случае, когда вдоль N-канала течет ток I, и имеется диссипация [23].

2. Основные уравнения. Дальнодействующие эффекты Джозефсона

Как и в работах [8–18], в настоящей работе исследуется диффузионный режим переноса заряда ($l \ll \xi_{\rm N}$, l — средний свободный пробег), и используется уравнение для суперматрицы $\check{G}$, элементами которой являются матричные функции Грина — запаздывающая (опережающая) функции $\hat{G}^{R(A)}$ — и функция Келдыша $\hat{G}$ [19]. Эти уравнения дополняются подходящими условиями на S/N границе [20, 21].

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

$$D\partial_x(\check{G}\partial_x\check{G}) + \mathrm{i}\epsilon[\check{\sigma}_z, \check{G}] = \epsilon_{\rm b} w\delta(x \pm L_1)[\check{G}_{\rm S}, \check{G}]\,. \tag{2}$$

Правая часть (2) описывает влияние сверхпроводника S на N-канал, в котором все функции $\check{G}_{\rm S}$ считаются равновесными. Коэффициент $\epsilon_{\rm b}$ представляет собой характеристическую энергию, которая пропорциональна коэффициенту прохождения через S/N-границу: $\epsilon_{\rm b} = \rho D/2R_{\rm b\square}d_{\rm N}$, $R_{\rm b\square}$ — сопротивление единицы площади S/N-границы; ρ и $d_{\rm N}$ — удельное сопротивление и толщина N-пленки. Взаимодействие с фононами и эффекты распаривания не учитываются, поскольку система является мезоскопической: $2L < \min(\sqrt{D\tau_\epsilon}$, $\sqrt{D/\gamma})$, τ_ϵ — время релаксации энергии, а γ — скорость распаривания. Для простоты предполагается, что ширина w S/N границы мала по сравнению с $\xi_{\rm N}$. Элементами суперматрицы $\check{G}$ являются матрицы запаздывающей (опережающей) функций Грина $\hat{G}^{R(A)}$ и матрица $\hat{G}$, связанная с функциями распределения f и f_0 [19].

При выводе уравнения (2) использовалось граничное условие

$$D(\check{G}\partial_x\check{G}) = (\epsilon_{\rm b}d_{\rm N})[\check{G}, \check{G}_{\rm S}]\,. \tag{3}$$

Здесь ось z перпендикулярна к плоскости S/N. Граничные условия для квазиклассических функций Грина $\check{G}$ в общем случае были выведены Зайцевым [20] и были сведены в "грязном" случае к простому виду (3) Купри-

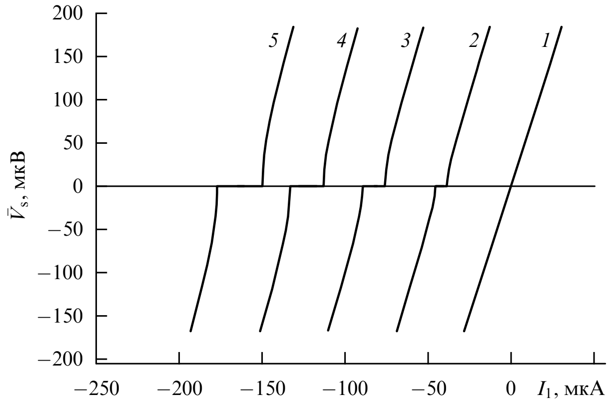

Рис. 2. $\bar{V}_S$ в зависимости от тока I_1 для следующих значений тока: *1* — 0; *2* — 250 мкА; *3* — 500 мкА; *4* — 750 мкА; *5* — 1 мкА. Здесь $\delta R_1 = 0{,}1 R_1$; $R_b = 5R_1$; $R_1 = 1$ Ом.

яновым и Лукичевым [21]. В случае хорошего S/N-контакта условие (3) сводится к непрерывности функций Грина на границе раздела S/N: $\breve{G} = \breve{G}_S$. Для плохого контакта ($\epsilon_b \to 0$) условие (3) дает тот же результат для тока через поверхность раздела S/N, который был получен с помощью метода туннельного гамильтониана [20]. Однако для S/N контакта с произвольной прозрачностью барьера условие (3) неприменимо. Дело в том, что при выводе уравнения (3) Куприянов и Лукичев [21] ограничились при разложении зависящей от углов функции Грина $\breve{G}$ полиномами Лежандра нулевого и первого порядка. Между тем, нетрудно показать, что вблизи S/N-границы (или N/N$'$) возбуждаются все гармоники Лежандра. На расстоянии от границы раздела порядка средней длины свободного пробега они спадают до нуля (за исключением полиномов Лежандра нулевого и первого порядка). Чтобы получить поправку следующего порядка по ϵ_b к условию (3), надо решить интегральное уравнение [22]. В случае S/N-границы с произвольной прозрачностью барьера проблема граничных условий для квазиклассических функций Грина усложняется.

Далее рассматривается случай высокого барьера, причем рассмотрение ограничивается самым низшим членом разложения по ϵ_b. Затем с использованием (3) в качестве граничного условия будет получено уравнение (2).

Ток в системе выражается через функции f, которые определяются из уравнения (2) с граничным условием

$$f(\pm L) = \pm F_N(\epsilon)\,, \tag{4}$$

где $F_N(\epsilon) = 1/2\big[\tanh(\epsilon + eV_N)\beta - \tanh(\epsilon - eV_N)\beta\big]$ — равновесная функция в N-резервуарах, и $\beta = (2T)^{-1}$. Метод решения тот же, что и в работах [15–18]. Умножим элементы (1,2), соответствующие Келдышевской функции $\breve{G}$ суперматричного уравнения (2) на $\hat{\sigma}_z$ и вычислим шпур. После одного интегрирования получаем

$$\big[1 - m_-(x)\big]\partial_x f = \begin{cases} J + J_1 - J_S, & 0 < x < L_1\,, \\ J, & L_1 < x < L \end{cases}\,. \tag{5}$$

Здесь функция $m_-(x) = (1/8)\mathrm{Sp}\big[\hat{F}^R(x) - \hat{F}^A(x)\big]^2$ определяет поправку к проводимости N канала, обусловленную эффектом близости. Это главная поправка в данной задаче. Постоянные интегрирования J и J_1 можно было бы назвать парциальными "токами" на единицу энергии. Точнее говоря, ток I на участке (L_1, L) есть интеграл по энергии

$$I = (2e\rho)^{-1} d_N \int \mathrm{d}\epsilon J(\epsilon)\,. \tag{6}$$

Ток на участке $(0, L_1)$ выражается той же формулой, если заменить J на $J + J_1$. Величина J_S, входящая в уравнение (5), представляет собой сверхпроводящий "ток", который на участках (L_1, L) и $(0, L_1)$ не зависит от x и определен через конденсатные функции как

$$J_S = \left(\frac{1}{4}\right)\mathrm{Sp}\,\hat{\sigma}_z(\hat{F}^R \partial_x \hat{F}^R - \hat{F}^A \partial_x \hat{F}^A)\,. \tag{7}$$

Если выполняется условие (1), интеграл от J_S (7) по энергии экспоненциально мал. Как следует из уравнения (2), константа J_1 связана с функцией Грина и функцией распределения в сверхпроводнике. Ее можно записать в следующем виде [10, 18]

$$J_1 = J_q + \widetilde{J}_S\,, \quad J_q = \left(\frac{\rho}{d_N}\Re_b\right)\big[F_S(\epsilon) - f(L_1)\big]\,. \tag{8}$$

Здесь $\Re_b = R_{b\square}/w\big[\nu_N\nu_S + (1/8)\mathrm{Sp}(\hat{F}^R + \hat{F}^A)(F_S^R + F_S^A)\big]^{-1}$ — сопротивление S/N-границы на единицу длины в направлении y и ν_N, ν_S — плотность состояний в N- и S-проводниках. Можно показать, что для $V_{N,S}$, которое мало по сравнению с T/e, "сверхток" $\widetilde{J}_S$, протекающий через S/N-границу, равен J_S. Функция распределения F_S представляет собой равновесную функцию, т.е. она идентична функции в уравнении (4), если V_N заменить на V_S (потенциалы отсчитываются от точки 0, где напряжение равно нулю). Используя малость m_-, можно проинтегрировать (5) и найти связь J и J_q с F_N и F_S (см. граничное условие (4)). Получаем нормальные токи

$$\begin{aligned} \left(\frac{d_N}{\rho}\right) J &= \frac{\Re_b F_N + \Re_1(F_N - F_S)}{\Re_b \Re + \Re_1 \Re_2}\,, \\ \left(\frac{d_N}{\rho}\right) J_1 &\approx J_q\left(\frac{d_N}{\rho}\right) = \frac{\Re_2 F_S + \Re_1(F_S - F_N)}{\Re_b \Re + \Re_1 \Re_2}\,. \end{aligned} \tag{9}$$

Здесь $\Re_b$ определено в (8); величину $\Re = \Re_1 + \Re_2$, где $\Re_{1,2} = R_{1,2}(1 + \langle m_-\rangle)$, можно назвать парциальным сопротивлением. Пространственное среднее $\langle m_-\rangle_{1,2}$ на участках $(0, L_1)$ и (L_1, L) дает уменьшение сопротивления за счет эффекта близости ($\langle m_-\rangle$ отрицательно). Все сопротивления в (9) зависят от разности фаз φ и от 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 $\delta\Re_{1,2}$ в случае слабого эффекта близости малы, величины R_b и $R_{1,2}$, вообще говоря, зависят от энергии ϵ (например, ν_S зависит от ϵ). Предположим для простоты, что эти величины не зависят от энергии. Это справедливо, если допустить, что сверхпроводники являются бесщелевыми (в случае сверхпроводников с щелью результаты качественно не меняются). Тогда, интегрируя уравнение (9) по энергии, получаем в левой части токи I и I_1 (см. (6)). Исключая V_N из двух полученных уравнений, находим для V_S

$$\begin{aligned} V_S = \hbar\frac{\partial_t\varphi}{4e} &= I_1\Big[R_b + R_1 - (\delta R_b + \delta R_1)\cos\varphi\Big] + \\ &+ I(R_1 - \delta R_1\cos\varphi)\,. \end{aligned} \tag{10}$$

Здесь использованы соотношения Джозефсона; R_b — сопротивление на S/N-границе, которое в случае сверхпроводников с нулевой щелью приблизительно равно значению в нормальном состоянии. Сопротивление R_1 также приблизительно равно $\rho L_1/d_N$ (независящая от φ поправка, возникающая из $\langle m_- \rangle$ мала и несущественна). Интегрируя уравнение (10), получаем соотношение между средним напряжением $\bar{V}_S$ и фиксированными токами I и I_1.

$$\bar{V}_S = \sqrt{\left[(I+I_1)R_1 + I_1 R_b\right]^2 - \left[(I+I_1)\delta R_1 + I_1 \delta R_b\right]^2} \,. \tag{11}$$

Функция $\bar{V}_S(I_1)$ изображена на рис. 2 для различных токов I. Видно, что для $I \neq 0$ эта зависимость идентична вольт-амперной характеристике стандартного джозефсоновского контакта. В этом случае критический ток

$$I_c = I \frac{\delta R_1 R_b - \delta R_b R_1}{(R_b + R_1)^2} \,. \tag{12}$$

Следовательно, I_c возрастает пропорционально току I. Ниже будет показано, что поправка δR_1 медленно уменьшается при повышении температуры ($\delta R_1 \sim T^{-1}$), а поправка δR_b мала, если выполняется условие (1). Следовательно, для $R_b \gg R_1$ получаем $I_c \simeq I\delta R_1/R_b$. Максимальный ток I ограничен условием малости Джоулева тепла и условием $eV_N \simeq eIR \ll T$. В противоположном случае δR_1 уменьшается, когда увеличивается V_N. Если условие (1) не выполняется, и между сверхпроводниками существует конечное джозефсоновское взаимодействие, то нетрудно показать, что критический ток в структуре равняется $I_c^* = (I_c^2 + I_{cJ}^2)^{1/2}$, где I_{cJ} — критический джозефсоновский ток. Выражение для I_{cJ} можно легко получить с помощью уравнения (6). Это выражение приведено в работе [10]. Равновесная разность фаз φ_0 для $I_1 + IR_1/(R_b + R_1) = 0$ равна $\varphi_0 = -\arcsin(I_c/I_c^*)$.

Чтобы определить δR_1 и δR_b, надо найти конденсатные функции $\hat{F}^{R(A)}$, индуцированные эффектом близости. Уравнение для $\hat{F}^{R(A)}$ следует из (2) и является линейным в случае малой $\hat{F}^{R(A)}$ [10, 15, 18]. Для $|x| < L_1$ решение этого уравнения имеет вид

$$\hat{F}^{R(A)}(x) = F_S^{R(A)} \left[\mathrm{i}\hat{\sigma}_y \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) P_y \cosh(kx) + \right.$$
$$\left. + \mathrm{i}\hat{\sigma}_x \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) P_x \sinh(kx) \right]^{R(A)} . \tag{13}$$

Здесь $F_S^{R(A)}$ — амплитуда конденсатных функций в сверхпроводниках. В случае нулевой щели $F_S^{R(A)} = \pm\Delta/(\epsilon \pm \mathrm{i}\gamma_S)$, где γ_S — частота столкновений с примесями с переворотом спина. Функции $P_{x,y}$ равны:

$$P_x = \frac{b \sinh\theta_2}{(\sinh\theta + b \sinh\theta_1 \sinh\theta_2)} \,,$$
$$P_y = \frac{b \sinh\theta_2}{(\cosh\theta + b \cosh\theta_1 \sinh\theta_2)} \,,$$
$$b = \frac{\rho w}{(R_{b\square} d_N)} k \,, \qquad k^{R(A)} = \sqrt{\mp\frac{2\mathrm{i}\epsilon}{D}} \,,$$
$$\theta = \theta_1 + \theta_2 \,, \qquad \theta_{1,2} \equiv \theta'_{1,2} + i\theta''_{1,2} = kL_{1,2} \,. \tag{14}$$

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

$$\delta R_1 = -R_1 \int_0^\infty \mathrm{d}\epsilon\beta \cdot \cosh^{-2}(\epsilon\beta) \left\langle m_-(x,\varphi) - m_-\left(x, \frac{\pi}{2}\right) \right\rangle_1 . \tag{15}$$

С помощью выражений для $\langle m_- \rangle_1$ (см. (5)) и для $\hat{F}^{R(A)}$ (см. (13)) находим

$$\frac{\delta R_1}{R_1} = \int_0^\infty \mathrm{d}\epsilon\beta \cdot \cosh^{-2}(\epsilon\beta) M(\epsilon) \,, \tag{16}$$

где

$$M(\epsilon) = \left(\frac{1}{8}\right) \left\{ |F_S|^2 \left[|P_y|^2 \left[\frac{\sinh(2\theta'_1)}{2\theta'_1} + \frac{\sin(2\theta''_1)}{2\theta''_1} \right] - \right.\right.$$
$$- |P_x|^2 \left[\frac{\sinh(2\theta'_1)}{2\theta'_1} - \frac{\sin(2\theta''_1)}{2\theta''_1} \right] +$$
$$+ \mathrm{Re} F_S^2 \left[P_y^2 \left(\frac{\sinh(2\theta_1)}{2\theta_1} + 1 \right) - \right.$$
$$\left.\left.\left. - P_x^2 \left(\frac{\sinh(2\theta_1)}{2\theta_1} - 1 \right) \right] \right\} .$$

Температурная зависимость δR_1 изображена на рис. 3. Видно, что для $T > \epsilon_{L_1} = D/(2L_1)^2$ величина δR_1 уменьшается при возрастании температуры как T^{-1}. Как отмечено в работах [15, 18], слабое уменьшение $\delta R_1(T)$ обусловлено так называемым аномальным членом $F_R F_A$ в $\langle m_- \rangle_1$. Особая роль этого члена, который неаналитичен как в верхней, так и в нижней полуплоскости ϵ, была отмечена в работе [24].

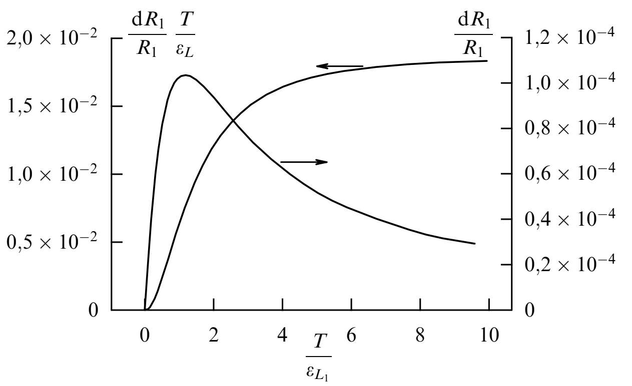

Рис. 3. Интерференционная поправка δR_1 к сопротивлению как функция температуры в случае $L_1 = 0{,}5L$; $R/R_b = 0{,}4$; $\gamma/\epsilon_L = 100$, $\Delta/\epsilon_L = 30$.

Джозефсоновский ток I_S определяется интегралом от J_S (7) по всем энергиям, т.е. интегралом от произведений или опережающих или запаздывающих функций Грина. Его можно вычислить, замыкая контур интегрирования в верхней (нижней) полуплоскости ϵ и переходя к суммированию по мацубаровским частотам $\omega_n = \pi T(2n+1)$. Для таких энергий функции $F^{R(A)}$ экспоненциально спадают с увеличением расстояния $k^{-1}(\omega_n) \leqslant \xi_n(T)$ от S/N-границы. Следовательно, ток I_S будет экспоненциально мал ($I_S \sim \exp(-2L_1/\xi_N(T))$). Функция $I_S(T)$ для структуры, показанной на рис. 1, приводится в работе [18]. Аналогичные аргументы применимы также к вычислению δR_b, поскольку для $T < \gamma_S$ можно предположить, что функции F_S^R и F_S^A равны и не зависят от энергии. В то же время функция $F^R F^A$, возникающая в выражении для δR_1, спадает на малых (по сравнению с T) энергиях $\epsilon_{L_1} = D/(2L_1)^2$ и вносит ненулевой вклад. Для таких энергий характеристическая длина спада $F^{R(A)}(x)$ имеет порядок L_1, т.е. порядок расстояния между сверхпроводниками.

Для того, чтобы наблюдались дальнодействующие эффекты Джозефсона, критический ток I_c должен превышать флуктуационный ток: $I_c \gg Te/\hbar$. С другой стороны, обычным эффектом Джозефсона можно пренебречь, если выполняется условие $\epsilon_{L_1} \ll T$. Комбинируя эти неравенства, получаем условие

$$\frac{TR_b R_1}{\delta R_b R_Q} \ll \epsilon_{L_1} \ll T\,, \qquad (17)$$

которое должно выполняться, чтобы наблюдались описываемые эффекты. Здесь $R_Q = \hbar/e^2 \approx 3$ кОм и учтено, что максимальное значение I определяется соотношением $eIR \leqslant \epsilon_{L_1}$. В противном случае δR_1 уменьшается при увеличении I. Первое неравенство в (17) означает, что нулевая ступень Шапиро на кривой $I_1(V_S)$ при $I = 0$ отсутствует. Если второе неравенство в (16) не выполняется, то критический ток при $I = 0$ не равен нулю (обычный эффект Джозефсона). В этом случае эффективный критический ток I_c^* должен сначала увеличиваться при возрастании I, а затем уменьшаться, когда I превышает ϵ_{L_1}/eR.

3. Заключение

В заключение отметим, что как видно из рис. 3, поправка δR_1 к сопротивлению нормального канала, обусловленная эффектом близости, зависит от температуры T немонотонно: она равна нулю при $T = 0$ (напряжение смещения также равно нулю), достигает максимума при $T \approx \epsilon_{L_1}$ и спадает до нуля при повышении T. Такое поведение $\delta R_1(T)$, как отмечено в [15], связано с различными зависимостями от энергии ϵ двух вкладов в δR_1. Один вклад, который увеличивает сопротивление N-канала, связан с уменьшением плотности состояний в нормальном канале. Он описывается последним членом в $M(\epsilon)$ (см. (16)). Другой вклад (аномальный), который уменьшает сопротивление нормального канала, описывается двумя первыми членами в $M(\epsilon)$. Этот вклад точно компенсирует вклад, обусловленный изменением плотности состояний нормального канала при $\epsilon = 0$, и является доминирующим при $\epsilon \neq 0$. При $T > T_c$ он приводит к вкладу Маки – Томпсона в парапроводимость. Математически компенсация этих двух вкладов при $\epsilon = 0$ возникает потому, что при $\epsilon = 0$, $F^R = F^A$, а m_- в (15) обращается в нуль. Монотонное поведение δR наблюдалось в эксперименте [4]. Было бы интересно наблюдать дальнодействующий эффект Джозефсона экспериментально.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант No. 96-02-16663а), Российской программы по высокотемпературной сверхпроводимости (грант No. 96053) и CRDF (грант No. RP1-165). Авторы выражают благодарность за эту поддержку.

Список литературы

1. Petrashov V T et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 347 (1993); *Phys. Rev. Lett.* **74** 5268 (1995)
2. Pothier H et at. *Phys. Rev. Lett.* **73** 2488 (1994)
3. Vegvar P G N et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 1416 (1994)
4. Courtois H et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 130 (1996); Charlat D et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 4950 (1996)
5. Dimoulas H et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 602 (1995); den Hartog S G et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 4592 1996
6. Nguen C, Kroemer H, Hu E L *Phys. Rev. Lett.* **69** 2847 (1992)
7. Poirier W, Mailly D, Sanquer M, in *Proc. of the Conf. on Correlated Fermions and Transport in Mesoscopic Systems* (Les Arcs, France, 1996)
8. Hekking F W, Nazarov Yu V *Phys. Rev. Lett.* **71** 1525 (1993); *Phys. Rev. B* **49** 6847 (1994)
9. Zaitsev A V *Phys. Lett. A* **194** 315 (1994)
10. Volkov A F, Zaitsev A V *Phys. Rev. B* **53** 9267(1996)
11. Nazarov Yu V, Stoof T H *Phys. Rev. Lett.* **76** 823 (1996)
12. Volkov A F, Allsopp N, Lambert A C *J. Phys. Cond. Matter* **8** 45 (1996)
13. Artemenko S N, Volkov A F, Zaitsev A V *Solid State Comm.* **30** 771 (1979)
14. Volkov A F *Phys. Rev. Lett.* **74** 4730 (1995); *Письма в ЖЭТФ* **61** 556 (1995) [*JETP Lett.* **61** 565 (1995)]
15. Volkov A F, Pavlovskii V V, in *Proc. of the Conf. on Correlated Fermions and Transport in Mesoscopic Systems* (Les Arcs, France, 1996)
16. Зайцев А В *Письма в ЖЭТФ* **61** 755 (1995) [*JETP Lett.* **61** 771 (1995)]
17. Zhou F, Spivak B Z, Zyuzin A *Phys. Rev. B* **52** 4467 (1995)
18. Volkov A F, Takayanagi H *Phys. Rev. Lett.* **76** 4026 (1996); Antonov V N, Volkov A F, Takayanagi H *Phys. Rev. B* **55** 3836 (1997)
19. Larkin A I, Ovchinnikov Yu N, in *Nonequilibrium Superconductivity* (Eds D N Langenberg, A I Larkin) (Amsterdam: Elsevier, 1986) p. 493
20. Зайцев А В *ЖЭТФ* **86** 1742 (1984) [*Sov. Phys. JETP* **59** 1015 (1984)]
21. Куприянов М Ю, Лукичев В Ф *ЖЭТФ* **94** 139 (1988) [*Sov. Phys. JETP* **67** 1163 (1988)]
22. Lambert C J et al. *Phys. Rev. B* **55** 6015 (1997)
23. Волков А Ф, Павловский В В *Письма в ЖЭТФ* **64** 624 (1996) [*Sov. Phys. JETP Lett.* **64** 670 (1996)]
24. Горьков Л П, Элиашберг Г М *ЖЭТФ* **56** 1297 (1969) [*Sov. Phys. JETP* **29** 698 (1969)]

Взаимодействие Рудермана – Киттеля с памятью знака в неупорядоченных металлах и магнитная связь в мезоскопических слоистых системах металл/ферромагнетик

Б. Спивак, А. Зюзин

В случае, когда два парамагнитных спина помещены в чистый немагнитный металл при нулевой температуре $T = 0$, энергия обменного взаимодействия Рудермана – Киттеля между ними имеет хорошо известный вид [1]

$$I_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = I_0\, \frac{\cos(2p_F|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|)}{(p_F|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|)^d}\,\delta_{ij}\,. \qquad (1)$$

Здесь I_0 — множитель, пропорциональный квадрату обменного взаимодействия между локализованными спинами и спинами электронов проводимости в металле, p_F — импульс Ферми в металле, d — размерность пространства, i, j — спиновые индексы и $\mathbf{R}_1$, $\mathbf{R}_2$ — координаты локализованных спинов. В случае неупорядоченных металлов $|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2| \gg l \gg p_F^{-1}$ амплитуда средней обменной энергии Рудермана – Киттеля

$$\langle I_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)\rangle \sim \exp\left(-\frac{|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|}{l}\right), \qquad (2)$$