

ФАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ВОЗВРАТ В НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ SNS СТРУКТУР

В.Т.Петрашов⁺*, Р.Ш.Шайхайдаров^{*∇}, П.Делсинг^{1)∇}, Т.Клаесон^{1)∇}

⁺Department of Physics, Royal Holloway, University of London
Egham, Surrey TW20 0EX, U.K.

*Институт проблем технологии микроэлектроники особо чистых материалов РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

[∇]Department of Physics, Chalmers University of Technology and University of Gothenburg
S-412 96 Gothenburg, Sweden

Поступила в редакцию 3 марта 1998 г.

Нормальные (N) металлические (Ag) мезоскопические проводники с двумя сверхпроводящими (S) границами (Al), расположенными зеркально симметрично относительно линий тока, периодически переходят в нормальное состояние при приближении разности сверхпроводящих фаз, $\Delta\varphi$, между NS границами к значению $\Delta\varphi = (2n + 1)\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$, независимо от температуры и приложенного напряжения. При значениях $\Delta\varphi = 2n\pi$ и малых приложенных напряжениях проводимость проходит максимум и приближается к нормальному значению при понижении температуры ("возврат", reentrance). При последующем повышении напряжения проводимость растет, проходя через максимум. При отклонении разности фаз от значения $\Delta\varphi = 2n\pi$ максимумы смещаются в сторону низких температур и напряжений. Последний результат однозначно указывает, что в наших металлических структурах необходим учет следующих поправок к приближению "слабого" эффекта близости.

PACS: 73.23.-b, 74.80.-g

Электронный транспорт в нормальных (N) неупорядоченных мезоскопических структурах, имеющих контакты со сверхпроводниками (S), обладает целым рядом необычных особенностей [1-5]. С понижением температуры ниже критической проводимость структур с одним сверхпроводящим контактом растет, достигая максимума при конечной температуре, соответствующей энергии Таулесса, и возвращается к своему значению в нормальном состоянии при дальнейшем понижении температуры (reentrance). Аналогичный максимум наблюдается в функции приложенного напряжения [5]. Проводимость структур с несколькими N/S контактами осциллирует при изменении разности сверхпроводящих фаз $\Delta\varphi$ между N/S границами [1,2] с "гигантской", значительно превышающей предсказанную на раннем этапе развития теории [6], амплитудой. Как явление возврата, так и "гигантская" амплитуда осцилляций были успешно объяснены в рамках квазиклассической теории [7-11], причем оказалось, что возврат может быть понят на основе наиболее простой модели "слабого" эффекта близости [8,10,11], в приближении малой прозрачности N/S границ, без применения более точных моделей [7,12].

В настоящей работе изучалось влияние разности фаз на явление возврата. Структуры имели два N/S контакта, расположенных зеркально симметрично относительно измерительных токов. Изучались структуры, представленные на рис.1, предложенные в [1,2]. Было обнаружено, что транспортные свойства таких структур практически совпадают с нормальными при разности сверхпроводящих фаз между NS

¹⁾ P.Delsing, T.Claeson

границами $\Delta\varphi = (2n + 1)\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$, независимо от температуры и приложенного напряжения. При значениях $\Delta\varphi = 2n\pi$ и малых приложенных напряжениях проводимость проходит максимум и приближается к нормальному значению при понижении температуры, подобно тому, как это происходит в структурах с одним контактом. Зависимость проводимости от приложенного напряжения при низких температурах также имеет максимум. Результаты измерений при указанных фиксированных фазах хорошо согласуются с предсказаниями квазиклассической теории как в пределе "слабого" эффекта близости [8,10,11], в приближении малой прозрачности N/S границ, так и в пределе "сильного" эффекта близости, когда прозрачность границ высокая [7,12]. Такая неопределенность связана с недостаточной точностью прямого экспериментального определения прозрачности границ. Однако более глубокие выводы о механизме влияния сверхпроводников можно сделать, изучая форму линии осцилляций и зависимость положения максимумов проводимости от фазы в интервалах $2n\pi < \Delta\varphi < (2n + 1)\pi$. Оказалось, что при отклонении разности фаз от значения $\Delta\varphi = 2n\pi$ максимумы проводимости смещаются в сторону низких температур и напряжений. Последний результат однозначно указывает, что в наших металлических структурах необходим учет следующих поправок к приближению "слабого" эффекта близости даже при относительно небольшом, порядка 10%, отклонении проводимости от нормального, поскольку в этом приближении зависимость положения максимумов от температуры и напряжения полностью отсутствует.

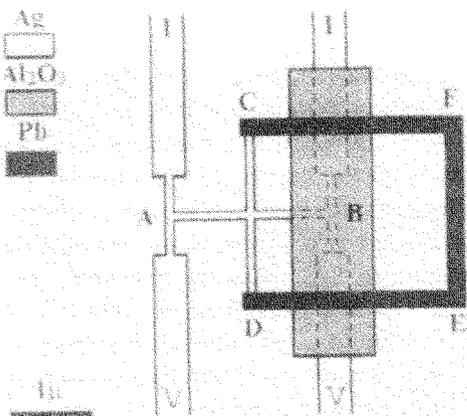


Рис.1 Геометрия образца: I, I', V, V' – токовые и потенциальные контакты для измерения сопротивления участка AB . $CDEF$ – сверхпроводящая петля, создающая разность фаз между точками C и D . Длина метки соответствует 1 мкм

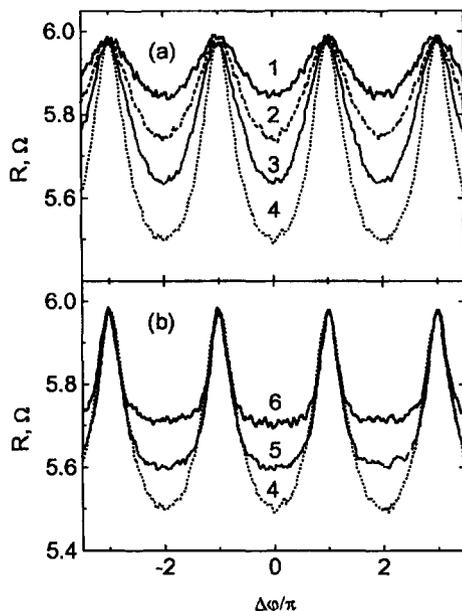


Рис.2. Осцилляции сопротивления участка AB (см. рис.1) в зависимости от разности фаз между C и D при разных температурах: а) – выше T_{max} ; кривая 1 – 900 мК, 2 – 500 мК, 3 – 300 мК, 4 – 120 мК; б) – ниже T_{max} ; 4 – 120 мК, 5 – 70 мК, 6 – 30 мК. T_{max} – температура, при которой амплитуда осцилляций максимальна

На рис.1 представлено схематическое изображение одного из экспериментальных образцов, сделанное на основе электронно-микроскопической фотографии. Концы *C* и *D* вертикальной части креста находятся в хорошем контакте со сверхпроводящей петлей из свинца. Для избежания электрического контакта между нормальными токоподводами и сверхпроводящей петлей между ними помещена тонкая прослойка диэлектрика (Al_2O_3 , рис. 1). Образцы были изготовлены при помощи трехслойной "взрывной" ("lift-off") электронно-лучевой литографии с точностью совмещения слоев порядка 50 нм. Первым слоем был слой серебра, вторым – диэлектрик, а третьим – свинец. Толщины пленок Ag, Al_2O_3 и Pb были 50 нм, 20 нм и 60 нм соответственно. Четырехточечным способом измерялись дифференциальное сопротивление dV/dI , вольт-амперные характеристики и магнитополевые зависимости сопротивления участка *AB* (см. рис.1). Во избежание высокочастотных помех использовались специальные фильтры [13,14].

На рис.2 представлены осцилляции сопротивления участка *AB*, нормальной части структуры. Разность фаз создавалась магнитным полем, приложенным перпендикулярно подложке. Период осцилляций по магнитному полю был 4 Гс и соответствовал кванту магнитного потока $hc/2e$ через площадь, охватываемую сверхпроводящей петлей и нормальным сегментом *AB*. Обращает на себя внимание целый ряд особенностей кривых. При разности фаз $\Delta\varphi = (2n + 1)\pi$ сопротивление не зависит от температуры и равно его значению в отсутствие сверхпроводников. С понижением температуры форма осцилляций становится несинусоидальной, возникают пики вблизи точек $\Delta\varphi = (2n + 1)\pi$, а в окрестности разности фаз $\Delta\varphi = 2n\pi$ сопротивление немонотонно зависит от температуры и образуется плато. Гистерезисное поведение осцилляций [15], связанное с экранированием магнитного поля, не наблюдалось.

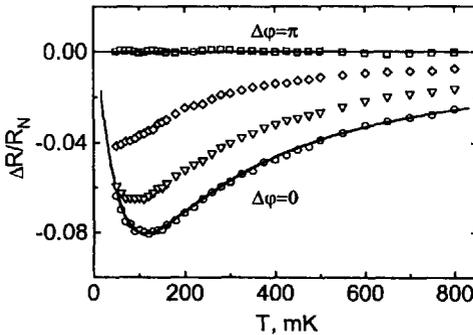


Рис.3. Температурная зависимость добавки к сопротивлению для разностей фаз $\Delta\varphi = 0$ (o), $\Delta\varphi = \pi/2$ (∇) $\Delta\varphi = 3\pi/4$ (\diamond) $\Delta\varphi = \pi$ (\square). Сплошной линией обозначены температурные зависимости, рассчитанные при помощи формул (1)–(4) для разностей фаз $\Delta\varphi = 0$ и $\Delta\varphi = \pi$

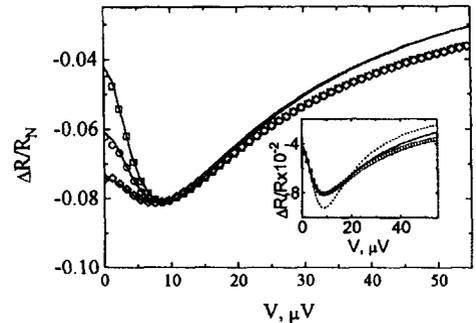


Рис.4. Зависимость относительной добавки к сопротивлению от напряжения на участке *AB* при разности фаз $\Delta\varphi = 0$ и разных температурах: o, \square , \diamond соответствуют измерениям при 30 мК, 50 мК, 70 мК, соответственно. Сплошными линиями показаны кривые, полученные при помощи (1) с учетом (5) для соответствующих температур. На вставке – для сравнения показаны экспериментальные данные при 30 мК (\square) и кривые, рассчитанные по формуле (1) с разными функциями распределения: сплошная линия – функция (5), пунктирная линия – (2).

На рис.3 представлена температурная зависимость добавки к сопротивлению. Видно, что положение минимума сильно зависит от разности фаз: при увеличении разности фаз минимум смещается в сторону более низких температур и не наблюдается в исследованном интервале температур при разности фаз выше величины приблизительно равной $\Delta\varphi = 3\pi/4$ (рис. 3).

Вольт-амперные характеристики участка AB нормальных структур также оказались весьма чувствительными к разности фаз между точками C и D . Как и в случае зависимостей от температуры при разности фаз $\Delta\varphi = (2n + 1)\pi$, сопротивление оставалось практически постоянным и было равно его значению в отсутствие сверхпроводников, а вблизи разности фаз $\Delta\varphi = 2n\pi$ при температурах ниже минимума добавка к сопротивлению оказалась немонотонно зависящей от приложенного напряжения (рис.4). Как и в случае температурной зависимости, положение минимума зависело от разности фаз: при увеличении разности фаз минимум смещается в сторону более низких напряжений.

Основой микроскопического механизма наблюдаемых осцилляций являются андереевские отражения квазичастиц [16], осуществляющие связь конденсатных волновых функций и их фаз в N и S областях. Немонотонные зависимости сопротивления в окрестности разности фаз $\Delta\varphi = 2n\pi$ связаны с возвратом проводимости проводников в нормальное состояние. Физическая картина явления возврата наиболее проста в пределе "слабого" эффекта близости [8-11] при малой прозрачности N/S границ, когда амплитуда наведенных конденсатных функций в нормальных проводниках мала, а изменениями волновых функций и функций распределения в S областях можно пренебречь. В этом пределе вклад конденсатных волновых функций в проводимость может быть представлен в виде суммы двух вкладов, связанных с проникновением куперовских пар и понижением плотности состояний в N области. Они имеют разные знаки: проникновение куперовских пар подобно механизму Маки – Томпсона [17] приводит к увеличению проводимости, а понижение плотности состояний – к уменьшению. Возврат в нормальное состояние связан с характерной зависимостью этих вкладов от энергии [10,11]. При низких энергиях они компенсируют друг друга, в результате влияние сверхпроводников полностью отсутствует. При повышении энергии возникает декомпенсация, исчезающая при высоких энергиях.

Квазиклассическая теория, развитая в [8-11,18], в приближении слабого эффекта близости позволяет количественно объяснить результат для разностей фаз $\Delta\varphi = 0$ и $\Delta\varphi = \pi$. Сплошными линиями на рис.3 показаны теоретические кривые, вычисленные с использованием следующих формул [18]:

$$\frac{\Delta R}{R_N} = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon F(\epsilon, V, T) < m >, \quad (1)$$

где

$$F(\epsilon, V, T) = \frac{1}{2} \left[\tanh \left(\frac{\epsilon + V}{2T} \right) - \tanh \left(\frac{\epsilon - V}{2T} \right) \right], \quad (2)$$

$$< m_- > = \frac{1}{16} (1 + \cos \varphi) r \left\{ \operatorname{Re} \left(\frac{F_0^2 \sinh 2\Theta - 2\Theta}{(\Theta \cosh \Theta_i)^2 \Theta} \right) - \frac{|F_0|^2}{|\Theta \cosh \Theta_i|^2} \left[\frac{\sinh(2\Theta')}{\Theta'} - \frac{\sin(2\Theta'')}{\Theta''} \right] \right\}, \quad (3)$$

$$F_0^2 = \frac{\Delta^2}{\Delta^2 - (\epsilon + i\Gamma)}; \quad \Theta = Lk; \quad \Theta_t = (L + L_1)k; \quad k = \sqrt{(2i\epsilon + \gamma)/hD}; \quad \Theta = \Theta' + i\Theta'' \quad (4)$$

Здесь $F(\epsilon, V, T)$ – функция распределения (V и T – половина напряжения на участке AB и температура, соответственно), φ – разность фаз между C и D ; $r = (r_N/r_b)2$, где r_b – сопротивление N/S границы, r_N – сопротивление нормальной части структуры; Δ – сверхпроводящая щель; Γ – скорость распаривания в сверхпроводнике; $\gamma = hD/L_\varphi^2$ – скорость распаривания в нормальном металле, L_φ – длина сбоя фазы; D – коэффициент диффузии; L и L_1 – половины длин отрезков AB и CD , соответственно (см. рис.1).

Как видно из рис.3 согласие теории с экспериментом вполне удовлетворительное. Значения величин $D = 72 - 85 \text{ см}^2/\text{с}$, $L_\varphi = 1.5 - 2 \text{ мкм}$, $r = 0.48 - 0.77$, $L = 1 \text{ мкм}$, $L_1 = 1 \text{ мкм}$, $\Gamma = 0.1\Delta$, $\Delta = 1.36 \text{ мэВ}$, использованные при подгонке, имеют вполне разумные значения, с учетом того, что точность экспериментального определения ряда величин, к которым особенно чувствительны кривые, например сопротивление барьеров r , невелика.

Подгонка зависимости сопротивления нормальной структуры от напряжения на основе формулы (1) встречает ряд трудностей и требует дополнительных предположений. Прямая подстановка параметров, полученных из температурной зависимости, дает значение напряжения, при котором сопротивление минимально. Значительно большее наблюдается экспериментально ($V_{theor} = 5.5V_{exp}$). Это может быть связано с тем, что при выводе формулы (1) предполагалось, что в области токоподводов функция распределения равновесна. Другими словами, квазичастицы, находящиеся в резервуаре, обладают энергией, определяющейся температурой T и разностью потенциалов между резервуарами V . Реально длина энергетической релаксации электронов может достигать десятков микрон при низких температурах [19]. Таким образом, в наш образец могут попадать электроны с энергией больше чем eV , процесс термализации в самих резервуарах может быть затруднен и необходимо введение эффективной температуры, зависящей от напряжения и пространственных координат. В исследованном нами интервале температур в пренебрежении электрон-фононными столкновениями, согласно модели [20], функцию распределения (2) можно записать в виде

$$F_1(\epsilon, V, T) = \frac{1}{2} \left[\tanh\left(\frac{\epsilon + V}{2T_1}\right) - \tanh\left(\frac{\epsilon - V}{2T_1}\right) \right], \quad (5)$$

где $T_1 = (T^2 + V_1^2/\Lambda)^{1/2}$ – температура электронов вблизи контактов, $\Lambda = \pi^2/3e^2$ – число Лоренца, T – температура в резервуарах, $V_1 = \alpha V$ – эффективная разность потенциалов, которая, как указывалось выше, может быть больше измеряемой V ; α – константа, служившая параметром подгонки ($\alpha > 1$).

Сплошными линиями на рис.4 показаны кривые, рассчитанные при помощи (1) с использованием формулы (5). Единственным параметром подгонки был коэффициент $\alpha \approx 3.7$, остальные параметры были определены при подгонке температурной зависимости.

Квазиклассические формулы (1) – (5), вполне удовлетворительно описывающие поведение структур при фиксированных разностях фаз $\Delta\varphi = n\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$, оказываются неприменимыми при промежуточных фазах. На это указывают наблюда-

емые нами качественные изменения зависимостей проводимости от температуры и напряжения при изменении разности фаз, а также существенные отклонения формы линии осцилляций от синусоидальной во всем исследованном интервале температур (рис. 2, 3). Согласно (1) – (5), все зависимости должны описываться универсальной функцией с коэффициентом подобия $(1 + \cos \varphi)$. Отклонения формы линии осцилляций могут, в принципе, возникать, как было показано в [15], в результате частичной экранировки при конечном наведенном критическом токе в нормальном сегменте CD . Однако такое объяснение неприменимо, так как практически во всем исследованном интервале температур расстояние $L_{CD} > \xi_T = (\hbar D / 2\pi k_B T)^{1/2}$ и критический ток был пренебрежимо мал.

Таким образом, квазиклассическая теория в приближении "слабого" эффекта близости [8-11] и малой прозрачности N/S границ, с помощью которой удавалось количественно объяснить явление возврата в мезоскопических S/N структурах с одним сверхпроводящим контактом [5], достаточно удовлетворительно объясняет транспортные свойства симметричных $S/N/S$ структур при фиксированных значениях разности фаз между S/N контактами, $\Delta\varphi = n\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Измерения же при промежуточных значениях $\Delta\varphi$ указывают на необходимость применения более реалистических моделей и могут служить полезным методом изучения механизма мезоскопических эффектов близости.

Авторы благодарят Ю.Назарова и А.Ф.Волкова за обсуждение результатов. Работа была поддержана Российской (гранты 104Д/57, 97-0217031 и 97-1059) и Шведской Академиями Наук, фондом Валленберга, а также Британским EPSRC (Grant Ref: GR/L94611).

-
1. V.T.Petrashov, V.N.Antonov, P.Delsing, and T.Claeson, Письма в ЖЭТФ **60**, 589 (1994) [JETP Lett. **60**, 606 (1994)].
 2. V.T.Petrashov, V.N.Antonov, P.Delsing, and T.Claeson, Phys. Rev. Lett. **74**, 5268 (1995).
 3. P.G.N.Pothier, S. Gueron, D. Esteve, and M.H.Devoret, Phys. Rev. Lett. **73**, 2488 (1994).
 4. A.Dimoulas, J.P.Heida, B.V.Weese et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 602 (1995).
 5. P.Charlat, H.Courtois, Ph. Gandit et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4950 (1996).
 6. B.Z.Spivak and D.E.Khmelnitskii, JETP Lett. **35**, 413 (1982).
 7. Yuli V.Nazarov and T.H.Stoof, Phys. Rev. Lett. **76**, 823 (1996); T.H.Stoof and Yuli V. Nazarov, Phys. Rev. **B53**, 14497 (1996).
 8. A.Volkov, N.Allsopp, and C.J.Lambert, J. Phys.: Condens. Matter **8**, L45-L50 (1996).
 9. А.В.Зайцев, Письма в ЖЭТФ **61**, 755 (1995) [JETP Lett. **61**, 771 (1995)].
 10. A.F.Volkov and V.P.Pavlovsky, in: Proc. of Moriond Intern. Symposium on "Correlated fermions and transport ins. mesoscopic systems", LesArcs, France, 1996.
 11. A.F.Volkov and H.Takayanagi, Phys. Rev. **B56**, 11184 (1997).
 12. A.F.Volkov and A.V.Zaitsev, Phys. Rev. **B53**, 9267 (1996).
 13. A.B.Zorin, Rev. of Scient. Instr. **66**, 4296 (1994).
 14. D.B.Haviland, S.H.M.Persson, P.Delsing, and C.D.Chen, J.Vac. Sci Technol. **A14**(3), 1839 (1996).
 15. V.T.Petrashov, R.Sh.Shaikhaidarov and I.A.Sosnin, Письма в ЖЭТФ **64**, 789 (1996) [JETP Lett. **64**, 839 (1996)].
 16. A.F.Andreev, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **49**, 655 (1965) [Sov. Phys. JETP **22**, 455 (1965)].
 17. R.S.Thompson, Phys. Rev. **B1**, 327 (1970).
 18. V.T.Petrashov, R.Sh.Shaikhaidarov, I.A.Sosnin et al., submitted in Phys. Rev. B.
 19. P.Santhanam, S.Wind, and D.E.Prober, Phys. Rev. Lett. **53**, 1179 (1984).
 20. K.E.Nagaev, Phys. Rev. **B52**, 4740 (1995).