

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКАХ

В.Т.Петрашов, В.Н.Антонов, С.В.Максимов, Р.Ш.Шайхайдаров

Институт проблем технологии микроэлектроники и особых чистых материалов РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 25 мая 1993 г.

После переработки 2 июня 1993 г.

Экспериментально обнаружено, что нормальный мезоскопический проводник, связанный нормальным мостиком со сверхпроводником малых размеров, может переходить в состояния как с повышенной, так и с пониженной проводимостью при длине мостика, значительно превышающей длину когерентности нормального металла. Изменения кондактанса значений $\Delta G = \pm 2 \cdot 10^3 (e^2/h)$.

Тонкий слой нормального металла, граничащего со сверхпроводником, в результате сверхпроводящей корреляции должен становиться сверхпроводящим ("эффект близости", [1-3]). В настоящей работе экспериментально обнаружено, что в мезоскопических системах при образовании сверхпроводящих областей нормальные участки могут переходить в состояния как с повышенной, так и с пониженной проводимостью. При этом влияние сверхпроводника распространяется на расстояния, значительно превышающие длину когерентности нормального металла $L_T = \sqrt{\hbar D/k_B T}$ (D - коэффициент диффузии нормальных электронов).

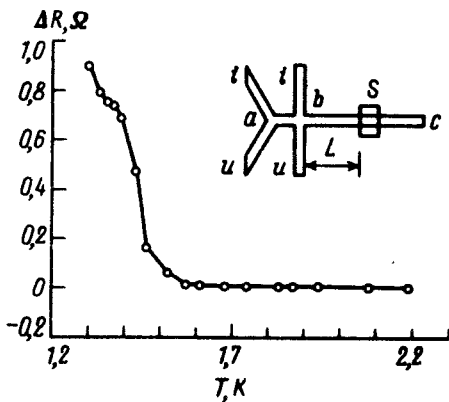


Рис.1

Рис.1. Пример температурной зависимости сопротивления R_{ab} участка ab (см. вставку). На вставке: геометрия образцов. Структура $u-i-i-u$ - нормальный металл (серебро), полоска S - алюминий. $i-i$ - токовые контакты, $u-u$ - потенциальные контакты. $R_{ab} = 2,9 \text{ Ом}$ при $T = 4,2 \text{ К}$, $L = 0,2 \text{ мкм}$

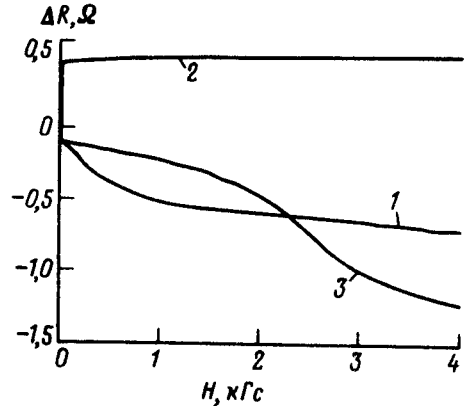


Рис.2

Рис.2. Зависимости сопротивления R_{ab} (см. рис.1 и подпись к нему) от магнитного поля при разных длинах L : 1 - $L = 0,2 \text{ мкм}$, $R_{ab}(4,2 \text{ К}) = 2,9 \text{ Ом}$; 2 - $L = 0,6 \text{ мкм}$, $R_{ab}(4,2 \text{ К}) = 2,0 \text{ Ом}$; 3 - $L = 1,0 \text{ мкм}$, $R_{ab}(4,2 \text{ К}) = 2,3 \text{ Ом}$

Исследовались нормальные тонкопленочные структуры, имевшие H -образную часть и отростки bc длиной $1,2 \text{ мкм}$ (см. вставку рис.1), на которые наносились сверхпроводящие полоски S на различных расстояниях L от точки b . Четырехконтактным методом измерялось сопротивление участка ab

длиной 0,2 мкм. Структуры изготавливались из серебра, а полосы S – из алюминия. Серебряные проводники имели ширину и толщину соответственно 0,1 и 0,05 мкм. Алюминиевые полосы имели длину, ширину и толщину 0,3, 0,2 и 0,05 мкм. Погрешность определения поперечных размеров составляет приблизительно 0,01 мкм, а толщины – 0,002 мкм. Структуры изготавливались методом электронно-лучевой литографии. Подложкой служил кремний, покрытый естественным окислом. Пленки наносились термически, температура подложки при этом была комнатной. Особое внимание уделялось созданию чистых, с контролируемым составом интерфейсов между нормальным металлом и сверхпроводником. Измерения проводились при температурах 1,3–4,2 К, на частотах 30–300 Гц, в магнитных полях до 10 кГс.

На рис.1 представлен пример температурной зависимости сопротивления участка ab серебряной структуры при $L = 0,2$ мкм. Видно, что при понижении температуры сопротивление R_{ab} резко возрастает вблизи $T \approx 1,45$ К, соответствующей переходу алюминиевой полосы в сверхпроводящее состояние. При полном сопротивлении $R_{ab} \approx 2,9$ Ом увеличение составляет $\approx 30\%$. Возрастание сопротивления наблюдается и при понижении магнитного поля ниже критического поля сверхпроводника (см. ниже). Такое поведение не описывается теорией обычного эффекта близости [1–3], которая предсказывает падение сопротивления нормального проводника, находящегося в контакте со сверхпроводником.

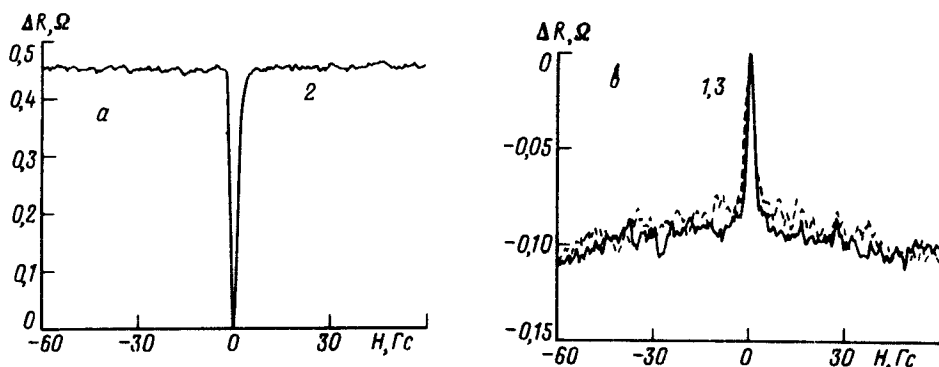


Рис.3

Были исследованы структуры с различной длиной L мостика, соединяющего сверхпроводник и участок, по которому протекает ток. Измерения проводились одновременно на трех структурах, расположенных на одной подложке и изготовленных одновременно. Оказалось, что в структурах с различными L был не только разный эффект, но даже различный знак. На рис.2 представлены зависимости R_{ab} от магнитного поля при $L = 0,2; 0,6$ и $1,0$ мкм. При $L = 0,2$ и $1,0$ мкм сопротивление R_{ab} возрастает, а при $L = 0,6$ мкм уменьшается при переходе алюминиевой полосы в сверхпроводящее состояние. На рис.3, а, б представлены зависимости сопротивления R_{ab} от магнитного поля в области слабых полей при разных длинах L . Обозначения кривых соответствуют рис.2.

Кроме существования переходов в состояния с повышенным сопротивлением, еще одной неожиданностью явилось сильное влияние сверхпроводника на расстояниях, значительно превышающих длину когерентности нормального металла L_T . Удельное сопротивление ρ широкой серебряной пленки, пригото-

вленной одновременно со структурами, было равно $0,8 \cdot 10^{-6}$ Ом-см. Зная ρ и величину $\rho l \approx 5,6 \cdot 10^{-12}$ Ом-см² для серебра, получаем коэффициент диффузии $D = \frac{1}{3} \nu_F l \approx 23$ и $L_T \approx 0,1$ мкм при $T = 1,3$ К (здесь l и ν_F – соответственно длина пробега и фермиевская скорость). Таким образом, расстояние, на котором наблюдалось влияние сверхпроводника (рис.2), превышало величину L_T в 10 раз, причем в данном эксперименте эффект при далеко расположенном сверхпроводнике был больше, чем при расположенном близко (рис.2).

При токах порядка 1,5 мкА на вольт-амперных характеристиках структур с $L = 0,2$ и 1,0 мкм наблюдались переходы в состояния с пониженным дифференциальным сопротивлением, а структур с $L = 0,6$ мкм – с повышенным, что соответствовало знакам эффектов, связанных с магнитным полем и температурой.

Теория систем, включающих как мезоскопические нормальные, так и мезоскопические сверхпроводящие области, в настоящее время только начинает развиваться и позволяет лишь качественно объяснить увеличение сопротивления нормального мезоскопического проводника при возникновении сверхпроводящих островков. Вероятность перехода в состояния с повышенной или пониженной проводимостью зависит от параметра $\eta = N_{eff}/N_{max}$, где N_{eff} и N_{max} равны соответственно эффективному и максимально возможному числу каналов проводимости для данного проводника [4]. Эффективное число каналов проводимости N_{eff} определяется по известной формуле (см., например, [5]) для кондактанса G :

$$G = (2e^2/h)N_{eff},$$

а максимальное число каналов $N_{max} = k_F^2 S/\pi^2$, S – поперечное сечение проводника, k_F – фермиевский волновой вектор. В предельном случае, когда эффективное число каналов проводимости $N_{eff} = N_{max}$, число каналов может только уменьшиться в результате изменений в электронной интерференционной картине при возникновении сверхпроводящих областей [4]. При $\eta \approx 1$ (чистый, упорядоченный проводник) вероятность увеличения сопротивления максимальна. При $\eta \approx 0$ (высокая степень беспорядка) максимальна вероятность уменьшения сопротивления. При $\eta \approx 0,1$, согласно расчетам [4], оба знака изменения проводимости равновероятны. Величину η легко вычислить. Для наших серебряных образцов ($k_F \approx 0,6 \cdot 10^8$ см⁻¹, $S \approx 5 \cdot 10^{-11}$ см², $N_{max} \approx 1,8 \cdot 10^4$, $G \approx 0,3$ Ом⁻¹, $N_{eff} \approx 3,9 \cdot 10^3$) получаем $\eta \approx 0,22$, что соответствует ситуации, когда более вероятны переходы с увеличением сопротивления. Это согласуется с нашими результатами. Однако величина наблюдаемого эффекта соответствует $\Delta N_{eff} = \pm 2 \cdot 10^3$, что говорит о нарушении в нашей системе правила $\Delta N_{eff} = \pm 1$ для изменения кондактанса мезоскопических проводников [6,7].

Таким образом, можно считать установленным, что в мезоскопических системах влияние сверхпроводящих областей на нормальные распространяется на расстояния, значительно превышающие длину когерентности нормальных электронов, а знак изменения кондактанса ΔG нормальных областей при сверхпроводящем переходе может быть как положительным, так и отрицательным. Величина изменения кондактанса достигает значений $\Delta G = 2 \cdot 10^3 (2e^2/h)$. Для ответа на вопрос, определяется ли знак эффекта расстоянием между областями и геометрией системы или он зависит от реализации случайного потенциала проводников, то есть является случайным, необходимы дополни-

тельные эксперименты.

Мы благодарим К.Ламберта, М.Спрингфорда, В.Ф.Гантмахера и В.А.Тулина, а также участников семинаров ИПТМ РАН и ИФТТ РАН за обсуждение результатов работы и полезные замечания. Благодарим Л.Г.Майстренко за помощь в приготовлении образцов. Один из авторов (В.Т.П.) благодарит Британский Совет по науке и технике (SERС) и Королевское общество в Лондоне за финансирование визита в Объединенное Королевство, позволившего наладить плодотворное сотрудничество с британскими коллегами.

-
1. А.А.Абрикосов, Основы теории металлов, М.: Наука, 1987, с. 420, §20.1.
 2. G.Deutscher and P.G.De Gennes, Superconductivity, Ed. Parks R.D., vol. 2, p. 1005, N.Y.: Marcel Dekker, Inc., 1969.
 3. В.В.Шмидт, Введение в физику сверхпроводников, М.: Наука, 1987. с. 67, §15.2.
 4. C.Lambert and V.C.Hui, in press.
 5. S.Washburn and R.A.Webb, Adv. Phys. **35**, 375 (1986).
 6. Б.Л.Альгшулер, Письма в ЖЭТФ **41**, 530 (1985).
 7. P.A.Lee and A.D.Stone, Phys. Rev. Lett. **55**, 1622 (1985).