

## ВКЛАД АНДРЕЕВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ В УВЕЛИЧЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ НОРМАЛЬНОГО МЕТАЛЛА В БИМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ $N - S$ -СТРУКТУРЕ

Ю. Н. Цзян\*, О. Г. Шевченко

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина  
Национальной академии наук Украины  
Харьков, Украина

Поступила в редакцию 17 сентября 1997 г.

Исследованы резистивные свойства  $3D$ -систем «нормальный металл — сверхпроводник» в чистом пределе длин свободного пробега,  $l_{N,S} \gg \xi(T)$  ( $l_{N,S}$  — длины пробега в металлах,  $\xi$  — длина когерентности), в гелиевой области температур. В отличие от ситуации  $l \ll \xi$ , с которой обычно имеют дело в экспериментах с сэндвичами либо с мезоскопическими образцами, в чистом пределе обнаруживается необычное температурное поведение сопротивления  $N - S$ -систем, не описываемое существующими теориями граничного сопротивления. Наиболее впечатляющим является рост нормального сопротивления в областях, не включающих  $N - S$ -границу, при понижении температуры с асимптотикой типа температурной асимптотики щели сверхпроводника, находящегося в контакте с нормальным металлом. Показано, что этот не наблюдавшийся ранее эффект в  $3D$ -системах может быть связан с неэквивалентностью сечений рассеяния на примесях нормального металла для электронных и дырочных возбуждений в условиях андреевского отражения. Показано также, что при стандартных измерениях вклада  $N - S$ -границы, размещенной между тест-контактами, этот эффект вуалируется сопутствующими эффектами — эффектом близости и граничным сопротивлением, при оценке которого следует учитывать наличие на  $N - S$ -границе электростатического барьера типа барьера Шоттки, перераспределяющего вероятности обычного и андреевского отражений квазичастиц в неравновесных условиях, связанных с протеканием тока.

Привычно считать, что при измерении температурной зависимости сопротивления чистого нормального металла нельзя ожидать иного поведения при уменьшении температуры  $T$ , кроме уменьшения сопротивления с последующим насыщением при  $T \rightarrow 0$ . В данной работе мы представляем результаты исследований, обнаруживающие прямо противоположное поведение при введении тока в нормальный металл через контактирующий с последним чистый сверхпроводник с большой площадью  $N - S$ -контакта, исключающей проявление туннельных свойств.

Нами были исследованы  $N - S$ -системы  $3D$ -размерности, позволяющей удовлетворить сразу нескольким условиям: возможности сохранить объемные характеристики исходного металла, в частности, макроскопически большие длины пробега  $l$ , обеспечивающие свободу в размещении тест-контактов в области масштаба длины пробега в окрестности  $N - S$ -границы; условию чистого предела  $l \gg \xi_{S,N}$  ( $\xi_{S,N}$  — длины когерентности соответственно в сверхпроводнике и нормальном металле), чтобы отделить эффект близости, и, наконец, возможности приготовления  $N - S$ -контакта с заведомо нетуннельными характеристиками (эти условия трудно достижимы в тонкопленочных системах, которые, как правило, используются при изучении проблемы  $N -$

\*E-mail: chiang@ilt.kharkov.ua

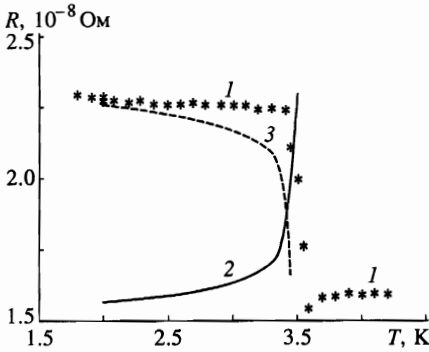


Рис. 1

Рис. 1. Температурное поведение сопротивления нормального металла в 3D-структуре ниже  $T_c$  сверхпроводника: 1 — эксперимент, 2 — граничное сопротивление ( $z \neq 0$ ), 3 — вклад андреевского отражения

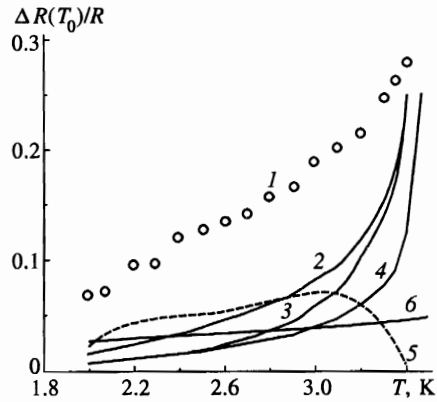


Рис. 2

Рис. 2. Сопротивление области  $N-S$ -системы, включающей  $N-S$ -границу, ниже  $T_c$  сверхпроводника: 1 — эксперимент, 2 — вклад граничного сопротивления ( $z \neq 0$ ), 3 — расчет граничного сопротивления для  $z = 0$ , 4 — расчет граничного сопротивления по теории Артеменко и др. — Кларка [2, 3, 14], 5 — вклад андреевского отражения, 6 — вклад эффекта близости

$S$ -границы). В качестве образцов служили биметаллические  $N-S$ -системы, представлявшие собой монокристаллическую медь с наплавленным на одну из ее граней оловом, с длинами пробега порядка 10–100 мкм в обоих металлах. Площадь  $N-S$ -границы варьировалась в пределах  $(l \div 10l) \times (l \div 10l)$ . Тест-контакты в нормальной области системы (на меди) устанавливались на расстояниях  $L_2 = (0.5 \div 2)l$  для ближайшего к границе контакта и, соответственно,  $L_1 = (3 \div 10)l$  для второго контакта от границы.

На рис. 1 (кривая 1) представлена температурная зависимость сопротивления между контактами, расположенными в нормальной области  $N-S$ -системы, для одного из образцов ( $L_1 \approx 3l$ ,  $L_2 \approx 0.5l$ ,  $l \approx 20$  мкм) в интервале температур, включающем температуру сверхпроводящего перехода  $T_c$  олова, а на рис. 2 (кривая 1) — температурная зависимость сопротивления области, содержащей  $N-S$ -границу, для того же образца для температур ниже  $T_c$ . Для других образцов аналогичные кривые имеют качественно подобный вид. Первая из указанных кривых, измеренная на весьма удаленных от  $N-S$ -границы тест-контактах, явно коррелирует с переходом олова в сверхпроводящее состояние, как это видно из сравнения с рис. 2, но имеет необычный для нормального металла растущий при понижении температуры вид с довольно крутой вблизи  $T_c$  зависимостью от температуры, насколько нам известно, не описанный ранее.

Для того чтобы понять природу данного эффекта, обратимся вначале к теории граничного сопротивления  $N-S$ -систем, которая учитывает вклад последнего в приведенные на рисунках измеренные температурные зависимости сопротивления.

Известно [1], что  $N-S$ -граница повышает сопротивление системы «нормальный металл — сверхпроводник первого рода», измеренное между тест-точками, внутри ко-

торых располагается эта граница. Наиболее заметным этот эффект должен быть вблизи  $T_c$  сверхпроводника ( $T \leq T_c$ ), где предсказывается весьма сильная температурная зависимость избыточного сопротивления. Распространено мнение [2, 3], что это сопротивление есть резистивный вклад слоя сверхпроводника толщиной масштаба среднеквадратичной величины из неупругой и упругой длин пробега электронов в этом металле, т. е. предполагается существование весьма протяженного слоя сверхпроводника с ненулевым потенциалом, хотя распределение полного тока за пределами мейсснеровского слоя описывается тем же уравнением, что и в отсутствие электрического поля в сверхпроводнике [2]. Изменение длины свободного пробега в нормальном металле при этом не предусматривается, так что считается, что избыточное сопротивление целиком развивается на стороне сверхпроводника. Однако наблюдавшееся нами ранее [4] уменьшение сопротивления  $N - S$ -бисистемы при переходе сверхпроводника в нормальное состояние уже указывало, что избыточное сопротивление может быть результатом изменения длины пробега электронов именно на стороне нормального металла. Тот эксперимент стимулировался одной из первых подобных идей, основанной на вкладе неандреевского отражения скользящих под малыми углами к  $N - S$ -границе [5] квазичастиц с энергиями, меньшими энергии щели. С тех пор появились указания и на другие возможности изменения эффективности рассеяния в неравновесной приграничной к сверхпроводнику области нормального металла [6–8] размером порядка длины свободного пробега. В общем, их можно разделить на два механизма. Один из них связан с особенностями рассеяния на ближайших к границе примесях при андреевском отражении квазичастиц с энергиями, меньшими энергии щели [7, 8]. Второй обязан особенностям отражения квазичастиц с энергиями, большими энергии щели, от потенциального барьера электростатического происхождения, если таковой может образоваться на границе двух проводников, один из которых сверхпроводник [9]. В работе [9], где развит метод учета второго из названных механизмов, возникновение подобного барьера полагается случайным, а высота барьера — фиксированной.

Существует, однако, принципиальная возможность возникновения потенциального барьера на границе двух металлов при температурном переходе одного из них в сверхпроводящее состояние, связанная с контактной разностью потенциалов. Если поля в металлах по обе стороны от границы существенно не различаются, как в случае металлов с проводимостью одного порядка, то контактная разность потенциалов, по-видимому, не приводит к возникновению заметного потенциального барьера, который следовало бы как-то учитывать. Однако при сильном различии этих полей, как при контакте полупроводника с обычным металлом, контактная разность потенциалов, сосредоточиваясь в приграничной области проводника с меньшей проводимостью, приводит, как известно, к искривлению зон и возникновению потенциального барьера — барьера Шоттки. Аналогичная ситуация должна иметь место и на границе нормального металла и сверхпроводника, электрический потенциал которого и, следовательно, контактная разность потенциалов приобретают, в сравнении с нормальным состоянием сверхпроводника, добавку порядка величины потенциала Бернулли  $\Delta^2/\epsilon_F$  [10, 11], т. е. порядка изменения энергии основного состояния металла, становящегося сверхпроводником [12]. На атомных расстояниях этой энергии соответствуют напряженности поля в несколько десятков В/см, которых вполне достаточно для образования потенциального барьера типа барьера Шоттки высотой, достаточной, чтобы им не пренебрегать в контактах с большой площадью и высоким коэффициентом прохождения (в 3D-контактах).

Воспользуемся методом расчета граничного сопротивления, развитым в [9] для уз-

ких каналов, что позволяет нам сделать величина сопротивления приграничной области (толщиной не более длины когерентности нормального металла) в окрестности  $N - S$ -границы, которая на порядок выше сопротивления нормального металла, так что все напряжение фактически сосредоточено в этой области как в узком канале, и нашу систему можно рассматривать как  $N - I - S$ -структуру. Разумеется, известные ограничения должны внести и довольно большие поперечные размеры  $N - S$ -контакта ( $\leq 10l$ ), так что использование теории [9] в нашем случае скорее отразит качественную картину поведения граничного сопротивления.

Расчет тока с помощью вероятностных соотношений для квазичастичных состояний в рамках формализма уравнения Боголюбова и граничных условий андреевского и обычного отражений на  $N - S$ -границе (подробности в [9]) с учетом указанного барьера приводит к следующему выражению, целиком полученному в нормальном полупространстве от  $N - S$ -границы без рассмотрения неравновесных процессов в сверхпроводнике:

$$I_{N-S} = 2N(\varepsilon_F)e^2v_FV \frac{[\Delta(T)/k_B T] \exp [\Delta(T)/k_B T] + C}{z_0^2 + 4z^2}, \quad (1)$$

где  $N(\varepsilon_F)$  — плотность состояний на ферми-поверхности,  $e$  — заряд электрона,  $v_F$  — фермиевская скорость,  $eV$  — энергия электрона на  $N - S$ -границе нормального полупространства,  $\Delta(T)$  — энергетическая щель в сверхпроводнике,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $z$  — высота барьера, образующегося на границе нормальный металл — сверхпроводник, в безразмерной нормировке (подробности в [9]):  $z = k_B N(\varepsilon_F)\Delta(T)/2\varepsilon_F$  (по порядку величины для пары медь-олово при  $T \rightarrow 0$ ,  $z \sim 1$ ),  $z_0$  — барьер статического происхождения высотой, не зависящей от температуры (для 3D-контактов гораздо меньше единицы),  $C$  — константа,  $C \ll 1$  при  $z \leq 1$  и  $C \sim 1$  при  $z \gg 1$ .

Данный результат для  $T \ll T_c$  (если положить  $z = 0$ ) идентичен получаемому из рассмотрения неравновесных процессов в сверхпроводнике [2, 3], когда полный ток вычисляется как сумма двух вкладов — вклада, связанного с разбалансом заряда, и вклада, непосредственно конвертируемого в сверхток. Это указывает на корректность модели [9], в которой изменение проводимости  $N - S$ -системы в неравновесной ситуации (при наличии тока) представляется как результат различных вероятностей заполнения ветвей радикально отличающихся спектров возбуждений в нормальном и сверхпроводящем полупространствах даже в баллистическом режиме пересечения  $N - S$ -границы. Напомним, что исходной предпосылкой расчета в этой модели является предположение о компенсации поля, переносимого в сверхпроводник возбуждениями с энергией  $E > \Delta$ , градиентом химического потенциала сверхпроводящих электронов за пределами мейсснеровского слоя. Заметим также, что, в отличие от модели для узких каналов, использованной в [9], данное выражение не приводит к какому-либо сопротивлению для  $N - N$ -границы с  $z_0, z = 0$ , как это и должно быть для 3D-контактов, для которых проводился расчет.

Выражение (1) определяет вклад  $N - S$ -границы в ограничение тока системы за счет потока отраженных от границы частиц в глубь нормального металла в направлении, противоположном направлению исходного тока. Разумно ожидать, что данный вклад будет присутствовать и в пределах тест-контактов, целиком расположенных в нормальном металле, с весом  $\exp(-L/l)$ , где  $L$  — расстояние от  $N - S$ -границы до соответствующего тест-контакта в нормальном металле. (Если же ограничение тока связывать только с резистивным вкладом процессов рассеяния на стороне сверхпроводника, то

совершенно ясно, что это никак не может отражаться на сопротивлении, измеряемом между тест-контактами в нормальном металле.)

Выражение (1) непосредственно описывает ток в  $N - S$ -системе в режиме заданного напряжения (т. е. когда внутренним сопротивлением источника тока можно пренебречь), при котором в пределах температурного интервала применимости (от  $T_c$  до  $T = 0$ ) токи в системе могут принимать любые значения от 0 до  $\infty$ . В реальных экспериментах, когда измерения проводятся в режиме заданного тока  $I_0$ , максимальные значения токов не могут превышать  $I_0$ , так что эффективный ток на  $N - S$ -границе запишется в виде

$$I_b^*(T) = I_b(T) [1 + (I_b(T)/T_0)]^{-1} \equiv I_0 - I_{0,ref}(T),$$

где  $I_{0,ref}(T)$  — поток заряженных частиц, отраженных от границы в глубь нормального металла. Учитывая, как отмечалось выше, экспоненциальный характер затухания этого потока по мере удаления от границы, для точки  $x_i$  нормального полупространства можно записать:

$$I_{0,ref}(T, x) = \alpha(x)I_{0,ref}(T), \quad \alpha(x) = 1 - \exp(-lx),$$

$$I^*(T, x_i) = I_0 - \alpha(x_i)I_{0,ref}(T),$$

где  $x$  — координата точки, отсчитанная от  $N - S$ -границы ( $x = 0$ ).

На практике измеряется эффективное сопротивление  $R^*$ , которое в рассматриваемых ситуациях превысит исходное значение  $R_0$  на величину

$$\Delta R^*/R_0 \equiv (R^* - R_0)/R_0 = I_0(x_i - x_k) \left[ \int_0^{x_i} I^*(T, x) dx - \int_0^{x_k} I^*(T, x) dx \right]^{-1}. \quad (2)$$

На рис. 1 и 2 (кривые 2) приведены соответственно зависимости  $\Delta R^*(T)$  и  $\Delta R^*/R_0$ , рассчитанные по формуле (2) с использованием (1) вместе с соответствующими экспериментальными данными для  $x_i = 46$  мкм,  $x_k = 11$  мкм (рис. 1) и  $x_i = 11$  мкм,  $x_k = 0$  мкм (рис. 2). Последний случай соответствует ситуации, когда  $N - S$ -граница находится между тест-контактами. Кроме того, на рис. 2 приведена зависимость (кривая 4), рассчитанная по теориям [2, 3, 13] для случая, когда один из тест-контактов установлен на сверхпроводнике (на тест-контактах в нормальном металле избыточного сопротивления эти теории не предусматривают), а также температурная зависимость граничного сопротивления в пренебрежении  $z(T)$ . Коэффициенты у всех рассчитанных кривых нормированы единым образом — на два предельных значения:  $R^* = R(T_c = 3.5 \text{ К})$  и  $R^*(T \rightarrow 0) \rightarrow 0$ .

Таким образом, ни одна из теорий избыточного сопротивления, включая теорию, дающую его наибольшее значение за счет учета дополнительных энергетических барьеров на  $N - S$ -границе, не описывает результаты реального эксперимента, причем на тест-контактах в нормальном металле даже качественно. Сравнение температурного поведения сопротивления области, включающей  $N - S$ -границу (рис. 2), и сопротивления, измеренного на тест-контактах, удаленных от границы в глубь сверхпроводника на значительное расстояние, обнаруживает различие наблюдаемых критических температур на 0.2 К (3.5 К и 3.7 К). Это объясняет первоначальное уменьшение сопротивления при  $T = 3.7$  К на тест-контактах в нормальной области (рис. 1) как проявление

эффекта близости, до того как весь сверхпроводник, включая его приграничный слой с несколько отличной от основной массы сверхпроводника критической температурой, переходит в сверхпроводящее состояние. Следовательно, разумно учесть вклад эффекта близости и в области тест-контактов, включающих  $N - S$ -границу. В соответствии с теорией [12] этот вклад на нормальном участке области можно оценить следующим образом:

$$R_{prox}^*(T, x_N) \approx R_N \left[ 1 - \frac{1 - \exp(-\Delta/k_B T)}{1 + \exp(-\Delta/k_B T)} \frac{\xi_N(T)}{\xi(T) + \xi_N(T)} \frac{\int_0^{x_N} \exp[-x/\xi_N(T)] dx}{x_N} \right] \quad (3)$$

( $x_N$  — координата тест-контакта в нормальной области, имеющей сопротивление  $R_N$ ). Вычтя вклады эффекта близости (рис. 2, кривая 6) и граничного сопротивления из экспериментальных значений, мы получим температурную зависимость сопротивления для области, включающей  $N - S$ -границу, показанную на рис. 2 (кривая 5). Для тест-контактов, полностью расположенных в нормальной области, та же процедура дает результат, представленный на рис. 1 кривой 3.

Итак, несмотря на совершенно различный вид температурных зависимостей сопротивления в разных областях  $N - S$ -системы, при корректном учете сопутствующих эффектов выявляется общая закономерность — существование вклада, растущего с понижением температуры по закону, характерному для щелевых зависимостей. Можно предполагать, что его природа связана с предсказанной в [6] неэквивалентностью сечений рассеяния на примесях нормального металла вблизи  $N - S$ -границы электронных и андреевски-отраженных дырочных возбуждений. Как было рассчитано в дальнейшем [14], учет этого эффекта при многократных отражениях и усреднение по углам могут увеличивать эффективное сечение рассеяния на примесях в слое толщиной порядка  $\xi_N \approx \hbar v_F / k_B T$  в 2 раза. При этом вклад в сопротивление  $\Delta R^* / R \approx \xi_N / L$ , где  $L$  — расстояние от  $N - S$ -границы. Для наших тест-контактов в нормальной области при  $T = 2$  К ( $\xi_N \approx 6$  мкм)  $\xi_N / L_1 = 0.13$ ,  $\xi_N / L_2 = 0.55$ , так что можно было ожидать, что в среднем  $\Delta R^* / R$  составит 33%, что весьма близко к наблюдаемому 44% (рис. 1). Для пары тест-контактов, охватывающих  $N - S$ -границу, следует, видимо, учитывать конкурирующий механизм повышения проводимости за счет заметного изменения числа отражений от границы при достаточном понижении температуры, когда растет высота потенциального барьера [7].

Авторы благодарны А. М. Кадигрову и А. Н. Омелянчуку за полезные обсуждения.

## Литература

1. G. L. Harding, A. B. Pippard, and J. R. Tomlinson, Proc. Roy. Soc. Lond. A **340**, 1 (1974).
2. С. Н. Артеменко, А. Ф. Волков, ЖЭТФ **72**, 1018 (1977).
3. T. Y. Hsiang and J. Clarke, Phys. Rev. B **21**, 945 (1980).
4. Ю. Н. Цзян, О. Г. Шевченко, ФНТ **14**, 543 (1988).
5. А. М. Кадигров, ФНТ **14**, 427 (1988).

6. J. Herath and D. Rainer, *Physica C* **161**, 209 (1989).
7. B. J. van Wees, P. de Vries, P. Magnic, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 510 (1992).
8. А. М. Кадигробов, *ФНТ* **19**, 943 (1993).
9. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982).
10. А. Н. Омелянчук, С. И. Белобородько, *ФНТ* **9**, 1105 (1983); А. N. Ohmelyanchuk, in *Progress in High Temperature Superconductivity*, World Scientific, Singapore **11**, 99 (1989).
11. Ю. Н. Цзян, О. Г. Шевченко, *ФНТ* **22**, 669 (1996).
12. П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968).
13. S. N. Artemenko, A. F. Volkov, and A. V. Zaitsev, *J. Low Temp. Phys.* **30**, 487 (1978).
14. A. Kadigrobov, R. Shekhter, and M. Jonson, *Physica B* **218**, 134 (1996).