

Проводимость нормального металла с фазово-когерентными возбуждениями в присутствии NS -границы

Ю. Н. Цзян, О. Г. Шевченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: chiang@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 22 апреля 1998 г., после переработки 12 ноября 1998 г.

В области температур жидкого гелия исследованы резистивные свойства $3D$ систем нормальный металл–сверхпроводник I рода (Cu–Sn) с большой длиной свободного пробега электронов в нормальном металле. На расстояниях, соизмеримых с каким-либо из характерных мезоскопических масштабов транспортных траекторий электронов в нормальном металле, на которых сохраняется фазовая память волновых функций, обнаружен ряд неизвестных ранее типов температурного поведения проводимости нормального металла при температурах ниже критической температуры контактирующего с ним сверхпроводника.

В області температур рідкого гелію досліджено резистивні властивості $3D$ систем нормальний метал–надпровідник I роду (Cu–Sn) з великою довжиною вільного пробігу електронів в нормальному металі. На відстанях, сумірних до будь-якого з характерних мезоскопічних масштабів транспортних траекторій електронів в нормальному металі, на яких зберігається фазова пам'ять хвильових функцій, виявлено ряд невідомих раніше типів температурної поведінки провідності нормального металу при температурах, нижчих за критичну температуру контактуючого з ним надпровідника.

PACS: 72.15.–v, 74.80.Fr

1. Введение

Известно, что сопротивление металла есть характеристика, отражающая усреднение рассеяния электронов проводимости по распределениям рассеивателей в пределах выбранного пространственного масштаба, например между измерительными зондами либо во всем образце при бесконтактных методах измерений. При низких температурах в металлах с преимущественно упругими рассеивателями особую роль играет масштаб, в пределах которого сохраняется когерентность волновых функций электронов, что приводит к квантово-интерференционным явлениям (КИЯ) в проводимости. Его характерный размер — неупругая длина свободного пробега электронов $l_{N,inel}$ (длина сбоя фазы волновых функций), связанная с неупругими процессами при электрон-фононном рассеянии либо с затуханием, обусловленным фермижидкостными эффектами. В чистом металле при достаточно низких температурах $l_{N,inel}$ и другая характерная длина — упругая (баллисти-

ческая) длина пробега $l_{N,el}$ — могут достигать макроскопических величин, что позволяет устанавливать измерительные зонды для экспериментального изучения вклада КИЯ в проводимость металла в пределах этих длин.

До сих пор подобные исследования в «макроскопической» постановке эксперимента не проводились. Квантово-интерференционные явления изучались в образцах с размерами порядка 1 мкм. Образцы такого размера, как и наблюдаемые в них эффекты, получили название мезоскопических в соответствии с классификацией по отношению $\Delta\epsilon/k_B T$ ($\Delta\epsilon$ — расстояние между энергетическими уровнями, k_B — постоянная Больцмана). Размеры системы считаются мезоскопическими, если для нее это отношение порядка единицы или несколько меньше (микроскопическими, если $\Delta\epsilon/k_B T \gg 1$, и макроскопическими, если $\Delta\epsilon/k_B T \ll 1$). Поскольку длины пробега, а значит, и длины фазовой когерентности в металлах могут достигать макроскопических величин, весь

класс возможных КИЯ как в отсутствие магнитного поля, так и в магнитном поле не может быть исследован в образцах мезоскопических размеров. Особенно это касается баллистического масштаба, который у таких образцов из-за специфики их приготовления, как правило, весьма мал ($\sim l_{N,el} \sim 10^{-2}$ мкм).

В исследованных нами образцах при макроскопически больших длинах свободного пробега ($l_{N,el} \approx 10\text{--}100$ мкм) и размерах L , удовлетворявших критерию 3D систем ($L \gg l_{N,el}$), практически вся характерная область проявления КИЯ оказалась доступной для экспериментального изучения, поскольку ее размеры позволяли размещать измерительные зонды на расстояниях друг от друга порядка как неупругой, так и баллистической длин пробега. Образцы являлись односвязными. Существование фазово-когерентных возбуждений (электронов и «андреевских дырок») в нулевом магнитном поле обеспечивалось наличием NS -границы — контакта нормального металла (меди) со сверхпроводником (оловом). Появление и рассеивающие свойства границы управлялись изменением температуры вблизи температуры сверхпроводящего перехода в олове.

В присутствии NS -границы при высокой точности измерений были зарегистрированы новые аномалии температурной зависимости сопротивления нормального металла в режиме КИЯ. Когда расстояние между измерительными зондами в меди и их удаление от границы со сверхпроводником были сопоставимы с баллистической длиной пробега, наблюдался своеобразный эффект мезоскопического характера в проводимости области нормального металла, непосредственно примыкающей к NS -границе: после перехода олова в сверхпроводящее состояние сопротивление такого слоя баллистической толщины с понижением температуры резко увеличивалось (до 60%), тогда как при нормальном состоянии олова имело место обычное уменьшение сопротивления меди. Свидетельством квантово-интерференционной природы этого эффекта являлось восстановление классического температурного хода сопротивления при удалении измерительных зондов от NS -границы в глубь нормального металла на расстояния, превышающие неупругую длину пробега.

При установке зондов в нормальном металле на макроскопических расстояниях от NS -границы, меньших неупругой длины пробега и значительно превышающих баллистическую длину, наблюдался иной эффект квантово-интерференционной природы — сильное уменьшение сопротивления с понижением температуры. Изменение сопротив-

ления в одном и том же интервале температур на порядок превосходило классическое изменение, измеренное на зондах, удаленных на расстояния, превышающие неупругую длину пробега.

Выполнена также серия экспериментов, в которых измерительные зонды размещались по разные стороны от NS -границы, — в геометрии, обычно применяемой при исследовании проводимости NS -систем. В этом случае вклад мезоскопических эффектов в проводимость нормальных областей слабо заметен на фоне сопутствующих эффектов, главным из которых является избыточное граничное сопротивление (ГС), особенно вблизи T_c , где ГС максимально. Для рассмотрения вклада мезоскопических эффектов в нормальной области при таком расположении зондов в работе указан метод оценки вкладов сопутствующих эффектов.

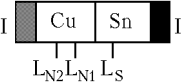
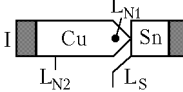
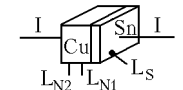
Специальные измерения с зондами, размещенными на стороне сверхпроводника на расстояниях от NS -границы порядка упругой длины пробега, не обнаружили какого-либо резистивного вклада сверхпроводника в избыточное сопротивление NS -систем с развитой площадью NS -контакта, что указывает на связь природы избыточного сопротивления только с NS -границей.

2. Образцы и методика эксперимента

Основой исследованных биметаллических NS -систем являлся монокристалл меди с «макроскопически» большой упругой длиной пробега $l_{N,el}$. Монокристалл приводился в контакт со сверхпроводником I рода (оловом). Большая площадь контакта исключала проявление туннельных свойств.

Медь и олово, использованные в качестве исходных материалов, имели $RRR = 300$ ($l_{N,el} \approx 10\text{--}20$ мкм) и 10^3 ($l_{S,el} \approx 100$ мкм) соответственно. Биметаллические образцы получали путем наплавления олова на одну из граней монокристалла меди. Размеры и конфигурация NS -образцов приведены в таблице (затененные участки подчеркивают равенство сечений образцов и токовыводов у всех образцов, за исключением Sp4). Для образца Sp4 в таблице указаны два значения L_S . Первое относится к случаю, когда толщина слоя сверхпроводника $t_{Sn} < \xi_{Cu}$ ($T < 0,9T_c$), а второе — когда $t_{Sn} > \xi_{Cu}$ (ξ_{Cu} — длина когерентности в нормальном металле). Измерительные зонды к образцам крепились легкоплавким сверхпроводящим припоем с $T_c \gg 4,2$ К. Поперечный размер контактных площадок зондов 20–30 мкм (расстояния, указанные в таблице, отсчитаны от границ площадок).

Схематический вид образцов и расположение измерительных зондов относительно NS -границ

№ образца	Конфигурация образца	Площадь NS -контакта, мкм^2	Расстояния от N -зондов до границы, мкм		Расстояния от S -зондов до границы L_S , мкм
			L_{N1}	L_{N2}	
Sp 1		200×200	13	45	31
Sp 2//.....	150×1500	36	414	375
Sp 3		10×10	20	2600	< 10
Sp 4		1000×2500	70	100	< 5; 20

Мезоскопическая проводимость, в частности проводимость слоя нормального металла толщиной порядка $l_{N,el}$, при указанных геометрических параметрах образцов и расстояний между зондами для уверенной регистрации требовала измерений сопротивления с точностью около процента от $R_N \approx 10^{-9}$ Ом (для образца с наибольшей площадью NS -контакта). При токах, значения которых исключали бы появление каких-либо нелинейных эффектов (≤ 1 А), необходимая точность измерений разности потенциалов на уровне 10^{-11} В обеспечивалась применением сверхпроводящего модулятора [1].

3. Эксперимент

3.1. Результаты измерений на NS -зондах

На рис. 1 приведены температурные зависимости сопротивления $R_{NS}(T)/R_{NS}(4,2 \text{ К})$ исследованных образцов Sp1–Sp3 (прямоугольники) (для Sp4 — зависимости $\delta R_{NS}(T)/R_{NS}(2 \text{ К})$ при $t_{Sn} > \xi_{Cu}$, кривая 1, и $t_{Sn} < \xi_{Cu}$, кривая 2), измеренные на парах зондов, охватывающих NS -границу. Кроме того, на этом же рисунке для Sp1–Sp3 треугольниками показано температурное поведение сопротивления находящегося в контакте с нормальным металлом сверхпроводника, измеренное на паре зондов, удаленных от границы на расстояния соответственно $L_{S1} = 0–50$ мкм ($\sim l_{S,el} \ll l_{S,inel}$) и L_{S2} , указанное в таблице. Кружками показано исходное сопротивление нор-

мального участка (меди) в границах [L_{N1} ; $x = 0$] до контакта со сверхпроводником. Все три кривые для каждого из образцов в области ниже T_c показаны в одном и том же масштабе, откуда видно, что обычные температурные зависимости сопротивления сверхпроводника и не находящегося в контакте с ним нормального металла практически не вносят вклад в зависимость $R_{NS}(T)$ ниже T_c : $R_N(T_c) - R_N(0) \approx 10^{-2}R_N \leq 10^{-3}(R_{0NS} + R_N)$. Здесь R_{0NS} — не зависящее от температуры контактное сопротивление, не менее чем на порядок превышавшее сопротивление нормальных участков у всех исследованных NS -систем, включая образец Sp4. Положение T_c на температурной шкале соответствовало положению скачка производных dR_{NS}/dT , показанных на рис. 2.

Несмотря на простую технологию приготовления NS -контакта (наплавлением), какие-либо признаки существования ненулевого потенциала в трехмерном сверхпроводнике на расстояниях от NS -границы порядка даже упругой длины пробега отсутствовали.

3.2. Результаты измерений на NN -зондах

На рис. 3 приведены температурные зависимости сопротивления меди в исследованных NS -системах с оловом, измеренного вне NS -границы в нормальной области на парах зондов [L_{N1} ; L_{N2}] с L_{N1} и L_{N2} , отстоящими от NS -контакта соответственно в пределах порядка и двух порядков по отношению к $l_{N,el}$ (см. таблицу), т.е. в пределах

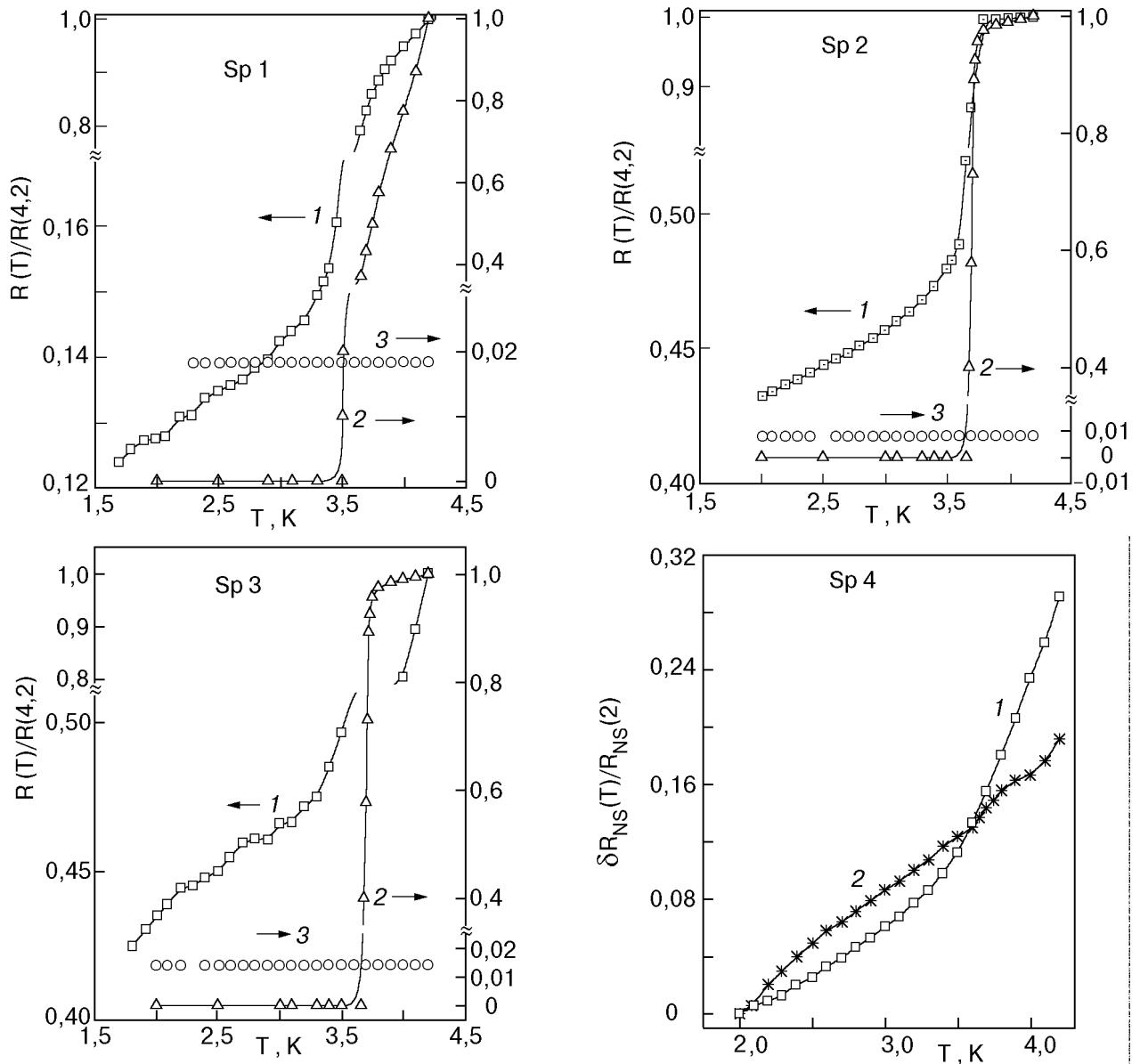


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления NS -системы медь–олово и отдельных ее участков, отнесенные к сопротивлению системы при 4,2 К (для Sp4 – при 2 К): $\square, *$ – зонды $[L_{N1}; L_S]$, включающие NS -границу; Δ – зонды $[0; L_S]$ на стороне олова; \circ – участок меди на зондах $[L_{N1}; 0]$ до приведения ее в контакт с оловом. $R_{[L_{N1}; L_S]}(4,2) = 8,057 \cdot 10^{-7}$ Ом (для Sp1); $1,546 \cdot 10^{-6}$ Ом (Sp2); $3,137 \cdot 10^{-7}$ Ом (Sp3); $2,44 \cdot 10^{-8}$ Ом для Sp4 ($t_{Sn} > \xi_{Cu}$) и $3,06 \cdot 10^{-8}$ Ом для Sp4 ($t_{Sn} < \xi_{Cu}$). $R_{[L_{N1}; 0]}(4,2) = 6,03 \cdot 10^{-9}$ Ом (Sp1); $5,88 \cdot 10^{-9}$ Ом (Sp2); $2,063 \cdot 10^{-7}$ Ом (Sp3).

баллистической и неупругой длин пробега, причем, по оценкам, $l_{N,inel} \sim 10^2 l_{N,el}$. Видно, что температура, ниже которой сопротивление нормальной части системы $R_N(T)$ при указанном размещении зондов относительно NS -границы обнаруживает отличный от общеизвестного температурный ход, коррелирует с температурой перехода олова в сверхпроводящее состояние (с положением скачка производной dR_{NS}/dT , рис. 2). Кроме того, при таком размещении зондов $R_N(T)$ ведет себя необычно, ранее не наблюдавшимся в чистом нормальном металле образом: при уменьшении тем-

пературы ниже T_c олова $R_N(T)$ резко возрастает в интервале примерно $0,1T_c$ ($\sim 0,3$ К), продолжая более медленно возрастать либо уменьшаясь, в зависимости от величины L_{N2} , при дальнейшем понижении температуры. Напомним, что температурной зависимостью сопротивления меди в отсутствие NS -границы в сравнимом с обнаруженными изменениями масштабе (как и в случае NS -зондов, см. разд. 3.1) можно было полностью пренебречь.

Часть экспериментальных результатов опубликована в [2].

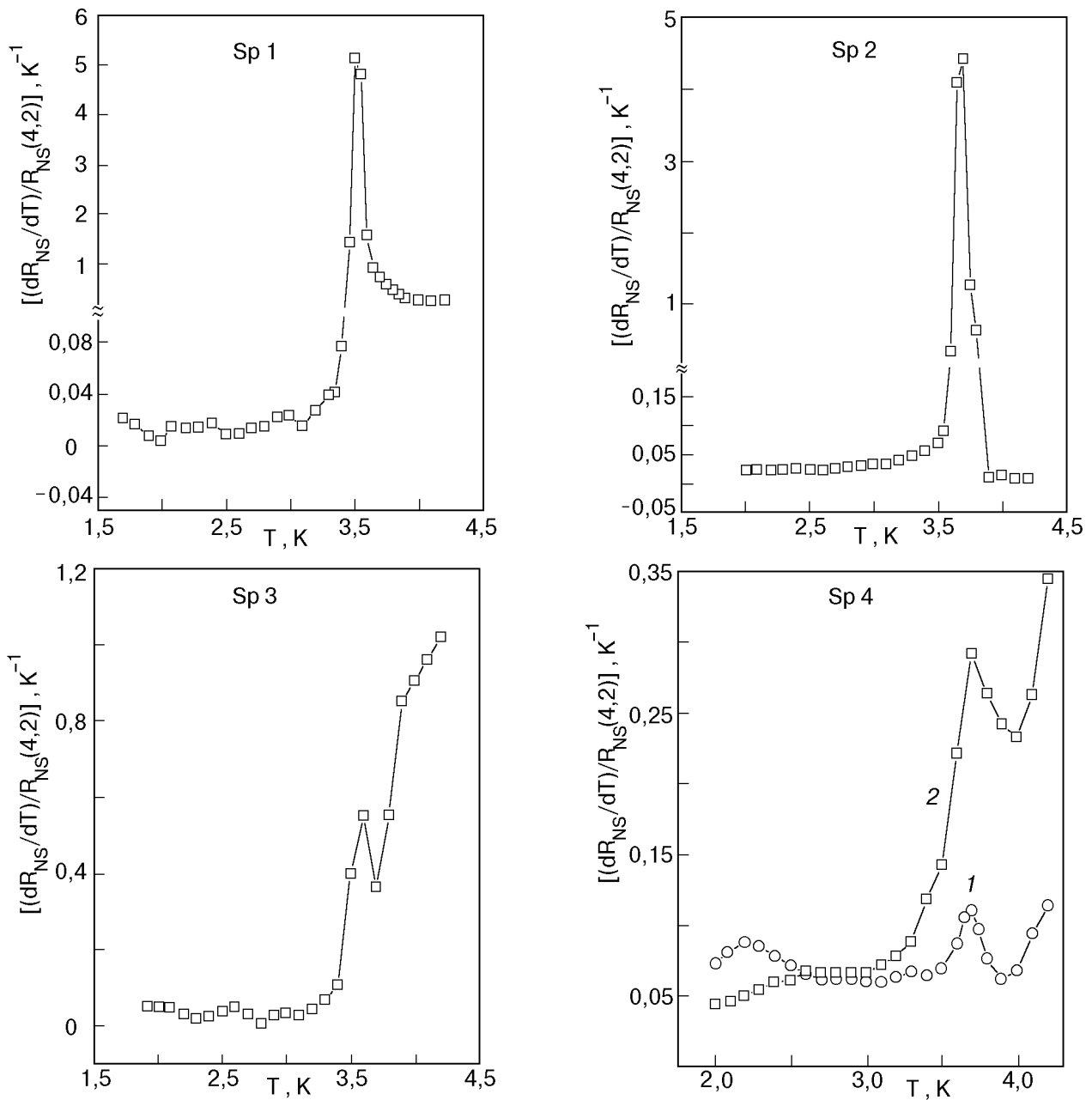


Рис. 2. Температурные зависимости производных $R_{NS}(T) \equiv R_{[L_{Ni}; L_S]}(T)$ по температуре для образцов Sp1–Sp4.

4. Обсуждение

Сравнение характера температурных зависимостей сопротивления NS -систем $R_{NS}(T)$, измеренных на NS -зондах всех образцов, с характером тех же зависимостей для отдельных частей системы (разд. 3.1) несомненно указывает на ведущую роль NS -границы в формировании температурного поведения проводимости биметаллических NS -систем после перехода одного из металлов в сверхпроводящее состояние: точки T_c для $R_{NS}(T)$, соответствующие положению скачков производных dR_{NS}/dT (рис. 2), являются типичными для точек прекращения одной температурной зависимости и начала другой, как это следует из резкого

отличия значений производных до скачка и после него. Особенно показательными в этом отношении являются результаты для образца Sp4. В случае $t_{Sn} < \xi_{Cu}$, когда близость нормального металла подавляет параметр порядка в тонком слое сверхпроводника, значения производных до и после скачка практически не отличаются (кривая 1, рис. 2), что указывает на отсутствие резистивного перехода. Только после утолщения в образце Sp4 сверхпроводящего слоя t_{Sn} до значений, сравнимых с ξ_{Cu} , кривая приобретает вид, типичный для кривых с точкой прекращения (кривая 2, рис. 2). Именно в области ниже T_c и наблюдаются особенности температурного поведения сопротивле-

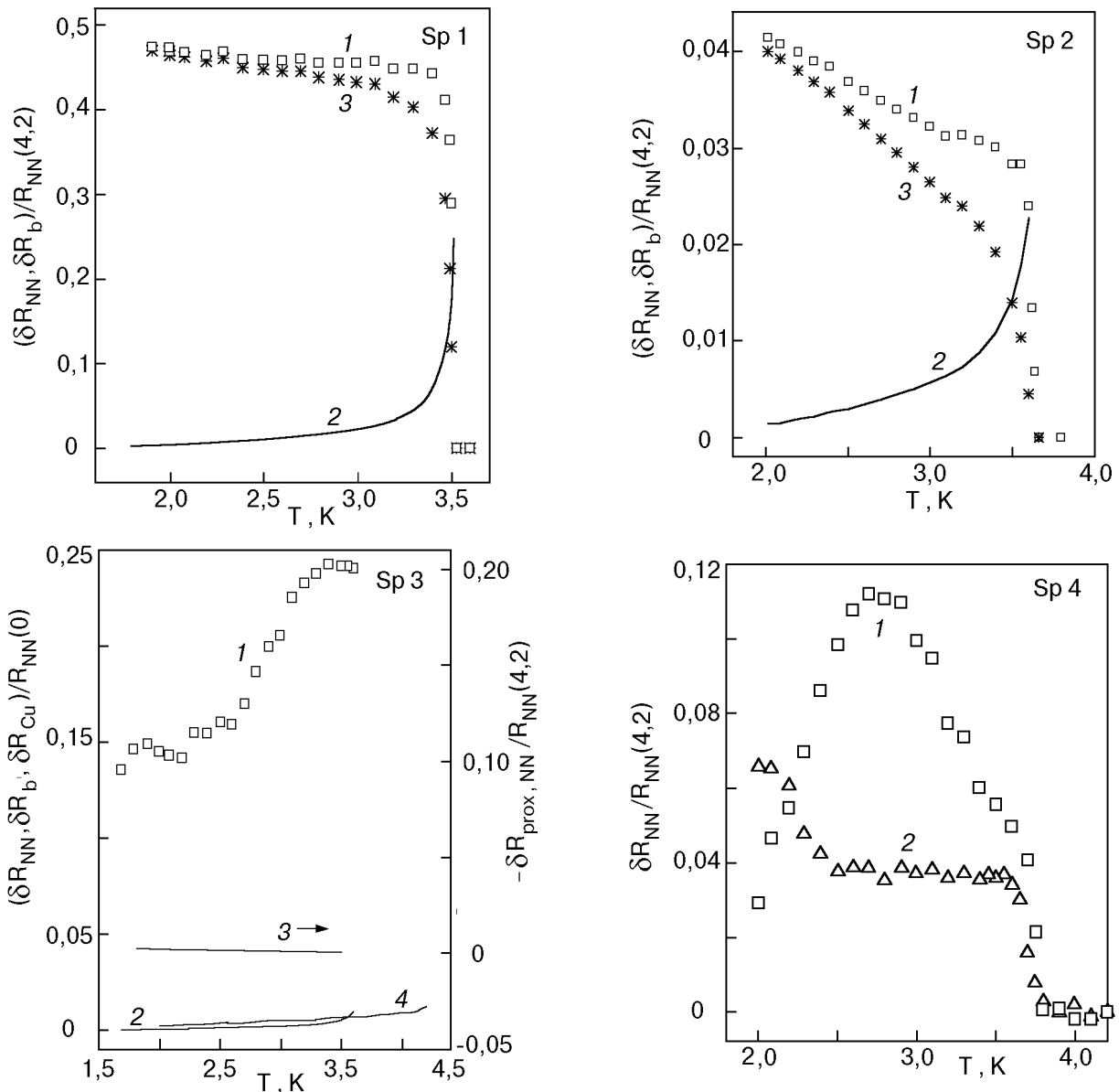


Рис. 3. Зависимости от температуры сопротивления меди в системе медь – олово, измеренные на NN -зондах $[L_{N1}; L_{N2}]$: \square и Δ – эксперимент: кривые 2 для Sp1–Sp3 – рассчитанное граничное сопротивление; кривые 3 для Sp1 и Sp2 – разности между 1 и 2, для Sp3 – эффект близости; кривая 4 – сопротивление меди в отсутствие NS -границы. $R_{[L_{N1}; L_{N2}]}(4,2) = 1,59 \cdot 10^{-8}$ Ом (для Sp1); $9,36 \cdot 10^{-8}$ Ом (Sp2); $4,421 \cdot 10^{-6}$ Ом (Sp3); $2,04 \cdot 10^{-9}$ Ом (Sp4).

ния нормального металла, измеренного на NN -зондах, установленных на мезоскопических расстояниях от NS -границы, у образцов Sp1–Sp3, для которых $t_{Sn} \gg \xi_{Cu}$.

Роль NS -границы в появлении обсуждаемых особенностей может быть понята, если учесть, что NS -граница выполняет роль зеркала, многократно отражающего фазово-когерентные возбуждения (электроны и андреевские дырки), тем самым создавая условия для их взаимодействия друг с другом и с примесями в некоторой области нормального металла вблизи границы. Эту область можно назвать областью мезоскопических явле-

ний. Как подтвердил эксперимент, масштаб ее при макроскопических длинах пробега может быть также макроскопическим. Необходимое для проявления в проводимости взаимодействия фазово-когерентных возбуждений условие чистого предела $l_{N,S} \gg \xi_{N,S}$ ($\xi_{N,S}$ – длины когерентности в нормальном металле, контактирующем со сверхпроводником, и в сверхпроводнике соответственно) при больших длинах пробега также легко реализуется.

Представим зависящую от температуры часть сопротивления нормального металла в пределах мезоскопических расстояний от NS -границы

($T < T_c$) для произвольного расположения пары зондов относительно границы в следующем виде:

$$\overline{\delta R_N(T)} = \overline{\delta R_b(T)} + \overline{\delta R_N^{\text{mes}}(T)} - \overline{\delta R_N^{\text{prox}}(T)}, \quad (1)$$

где $\overline{\delta R_b(T)}$ — вклад граничного сопротивления; $\overline{\delta R_N^{\text{mes}}(T)}$ — мезоскопический вклад в сопротивление нормального металла, связанный с наличием фазово-когерентных возбуждений вблизи NS -границы; $\overline{\delta R_N^{\text{prox}}(T)}$ — вклад эффекта близости; черта означает усреднение. Из самых общих соображений относительно температурного поведения ГС и эффекта близости следует, что при удалении от T_c в сторону меньших температур сопротивление нормального металла за счет ГС и эффекта близости может только уменьшаться (исключая особенность, как будет показано ниже, в самой точке T_c), так что обнаруженное нами возрастание $R_N(T)$ при уменьшении температуры (разд. 3.2) непосредственно указывает на наличие и преимущественный вклад особого механизма изменения проводимости нормального металла в области мезоскопических эффектов вблизи NS -границы. Согласно (1), количественную оценку такого вклада, $\overline{\delta R_N^{\text{mes}}(T)}$, можно получить, вычитая из экспериментальных результатов вклады ГС и эффекта близости, что особенно важно для измерений на парах NS -зондов [$L_{N1}; L_S$], для которых $\overline{\delta R(T)} > \overline{\delta R_N^{\text{mes}}(T)}$ во всей температурной области ниже T_c . Для данных на NN -зондах [$L_{N1}; L_{N2}$], находящихся за пределами NS -границы, в большей части той же температурной области, как показал расчет, $\overline{\delta R_b(T)} \ll \overline{\delta R_N^{\text{mes}}(T)}$, исключая узкую область в непосредственной близости к T_c ($\sim 0,1T_c$). Ниже приведен расчет граничного сопротивления и эффекта близости применительно к исследованным нами трехмерным NS -системам.

4.1. Избыточное граничное сопротивление и эффект близости

Давно было замечено [3], что температурное поведение сопротивления системы нормальный металл — сверхпроводник I рода не коррелирует с характером температурных зависимостей сопротивления отдельно взятых металлов, входящих в систему, при температурах ниже критической температуры сверхпроводника T_c . В дальнейшем в отсутствие экспериментальных данных по трехмерным образцам NS -систем, у которых любой из размеров сверхпроводящей части превосходил бы объемную длину свободного пробега, типичную для металлов высокой чистоты (как у наших образцов), возникла точка зрения, восходящая к работе [4], о возможности существования в стационарном неравновесном режиме при конечной ве-

личине щели Δ даже в сверхпроводнике I рода ненулевого потенциала, экспоненциально затухающего в глубь сверхпроводника в направлении, перпендикулярном NS -границе, на макроскопических расстояниях масштаба среднеквадратичной величины упругой и неупругой длин пробега в сверхпроводнике, \bar{l}_S , и существенно превышающего характерный масштаб изменения параметра порядка теории Гинзбурга — Ландау $\xi(T)$ (рис. 4,а). Отсюда следовало представление о граничном сопротивлении как резистивном вкладе слоя сверхпроводника, простирающегося на расстояние \bar{l}_S от NS -границы в указанном направлении. Наши экспериментальные результаты для SS -зондов (кривые 2, рис. 1) не подтверждают эту точку зрения: *в трехмерных образцах в направлении, перпендикулярном NS -границе, никакой разности потенциалов в сверхпроводнике, даже на расстояниях порядка упругой длины пробега от границы, не наблюдается*. Эти результаты полностью согласуются с замечанием, сделанным в работе [5], о том, что феноменология сверхпроводников должна сохраняться и в неравновесных условиях: ток в глубине сверхпроводника в направлении, перпендикулярном NS -границе, за пределами мейсснеровского слоя должен отсутствовать, хотя величина полного тока, протекающего *вдоль* этой границы, и определяется механизмом преобразования нормального тока в сверхток, уменьшающим исходный ток, что проявится в виде *граничного сопротивления, но не избыточного сопротивления на стороне сверхпроводника*.

Существует несколько способов расчета ГС. Мы следуем методу, предложенному в работе [6] и основанному на термодинамическом подходе, когда при переходе от нормального металла к сверхпроводнику учитывается только скачок потенциала V на границе между ними в области шириной d (рис. 4,б). Использование такого подхода в отношении NS -контактов большой площади, хотя и кажется несколько спекулятивным, может быть оправдано отношением V к разности потенциалов в нормальной части, величина которого для наших образцов составляла $10\text{--}10^2$. Поэтому при оценке ГС функцию распределения в нормальном металле $f_0(\epsilon)$ (ϵ — энергия, отсчитанная от уровня Ферми) можно с достаточной точностью полагать равновесной. Тогда величина ГС определяется только вероятностями пересечения NS -границы возбуждениями с разной энергией в неравновесных условиях, возникающих при пропускании тока (подобный подход использован, например, в работе [7]).

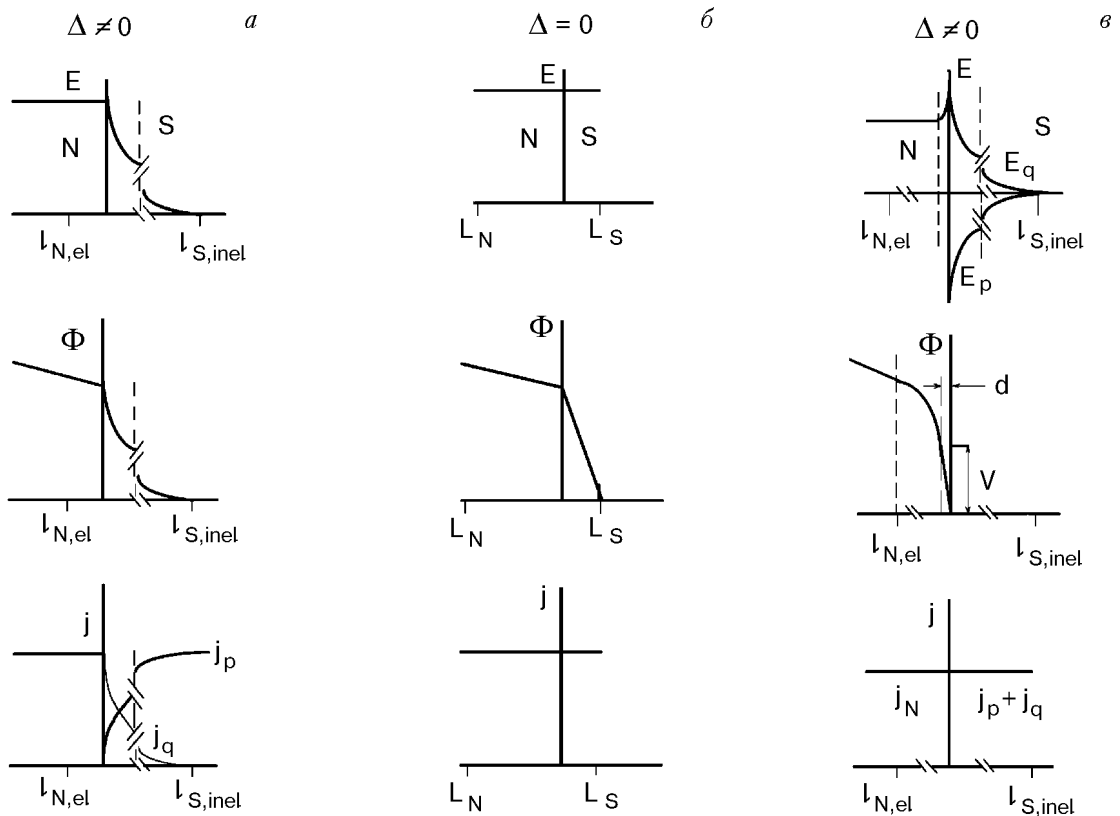


Рис. 4. Изменение электрического поля E и электрохимического потенциала Φ в режиме заданного тока j при пересечении NS -границы при энергетической щели $\Delta = 0$ (b) и $\Delta \neq 0$ (a, c): a — из [4]; c — данная работа.

Вначале предположим, что сверхпроводник находится в нормальном состоянии. При этом в термодинамическом равновесии единый электрохимический потенциал системы в силу электронейтральности не обладает пространственным градиентом и является константой по координате. Когда к противоположным концам биметаллической системы подключается внешний источник электростатического поля, нарушающий термодинамическое равновесие, то ее электрохимический потенциал перестает быть константой, так что измеренное напряжение на паре зондов в любом месте системы будет мерой отличия локальных электрохимических потенциалов в соответствующих тест-точках. Будем считать, что поля достаточно малы, чтобы не изменять плотность состояний в любой точке, включая область контакта, поскольку с такими полями мы и имели дело. При переходе одного из металлов системы в сверхпроводящее состояние градиент электрохимического потенциала этого металла за пределами мейсснеровского слоя, согласно электродинамике сверхпроводников I рода, должен обратиться в нуль при любой конечной величине параметра порядка.

Как известно, постоянство электрохимического потенциала по координате в сверхпроводнике следует из уравнения Лондона [8]

$$\frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t} = \frac{e}{m} \mathbf{E} - \text{grad} \left[\Psi + \frac{v_s^2}{2} \right], \quad (2)$$

где \mathbf{v}_s — скорость сверхтекучей компоненты тока; \mathbf{E} — напряженность электрического поля; $m\Psi$ — термодинамический потенциал на электрон, являющийся функцией концентраций нормальных $n - n_s$ и сверхпроводящих n_s электронов (n — полная концентрация электронов), импульса системы и температуры; t — время; e и m — заряд и масса электрона. Согласно (2), стационарный режим протекания тока в сверхпроводнике, определяемый постоянством электрохимического потенциала

$$m\Psi + \frac{1}{2} m v_s^2 + e\Phi = \text{const} (\propto n/n_s) \quad (3)$$

(Φ — электростатический потенциал), с силой $(1/2)\nabla v_s^2$ устанавливается благодаря взаимной компенсации градиентов концентрации нормальных и сверхпроводящих электронов:

$$\nabla (n\Psi) = -\frac{1}{2} \nabla (n_s v_s^2). \quad (4)$$

Соответствующая этим полям энергия (нулевое приближение потенциала Бернулли) вблизи T_c есть

$$e\Phi_B = -\frac{1}{2} \frac{n_s}{n} m v_s^2 \approx \frac{\Delta^2}{\epsilon_F}$$

(ϵ_F — энергия Ферми) [9–11]. Это как раз та величина, на которую изменяется энергия основного состояния нормального металла при переходе последнего в сверхпроводящее состояние [12]:

$$\epsilon_s - \epsilon_n = -\frac{1}{2} N_n(\epsilon_F) \Delta^2 \approx \frac{\Delta^2}{\epsilon_F} \quad (5)$$

(ϵ_n и $N_n(\epsilon_F)$ — энергия и плотность состояний металла в нормальном состоянии, ϵ_s — энергия металла в сверхпроводящем состоянии).

Таким образом, условие (3) в сверхпроводнике при произвольной температуре должно выполняться вследствие температурного изменения уровня его электрохимического потенциала в согласии с выражением (5). В свою очередь, изменение химического потенциала одного из контактирующих металлов, как известно, влечет за собой изменение исходного уровня контактной разности потенциалов. Ранее при рассмотрении эффекта Бернулли на это обстоятельство уже обращалось внимание [13,14]. Поскольку при этом поле в контакте испытывает скачок, появляющаяся добавка к контактной разности потенциалов сосредоточивается в контакте. Здесь имеет место полная аналогия с ситуацией полупроводник — металл, приводящей к возникновению барьера Шоттки. Реальность появления такого барьера в случае нормальный металл — сверхпроводник следует из величины добавки к полю, соответствующей величине изменения энергии основного состояния сверхпроводника (5): на атомных расстояниях энергии порядка $\Delta^2(0)/\epsilon_F$ соответствуют напряженности поля в несколько десятков В/см, чего вполне достаточно для образования потенциального барьера типа барьера Шоттки, которым, несмотря на его сравнительно небольшую высоту, нельзя пренебречь в контактах большой площади с малым распределенным сопротивлением.

Итак, в биметаллических NS -системах с большой площадью контакта на NS -границе, помимо прочих, разумно учитывать и энергетический барьер типа барьера Шоттки высотой

$$|\Delta\Phi| \delta(x) = \frac{1}{2} N_n(\epsilon_F) \Delta^2(T), \quad (6)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция, отражающая локализацию барьера на границе; x — координата вдоль поля.

Далее будем следовать методу расчета, развитому в [6] и основанному на вероятностных

соотношениях для квазичастичных состояний в рамках формализма уравнения Боголюбова и граничных условиях андреевского и обычного отражения на NS -границе. В неравновесном режиме протекания тока «вероятностный» ток через NS -границу должен, очевидно, удовлетворять обычному требованию

$$A(\epsilon) + B(\epsilon) + C(\epsilon) + D(\epsilon) = 1, \quad (7)$$

где A, B, C, D — вероятности заполнения соответствующих ветвей спектра квазичастиц в нормальном (A, B) и сверхпроводящем (C, D) полупространствах. После самосогласованного, в соответствии с (7), определения указанных вероятностей из законов сохранения и условия электронейтральности вычисление полного тока в неравновесной области ($I_{N,el} + \bar{I}_S$), содержащей границу, становится не зависящим от выбора полупространства, в котором оно проводится.

В частности, выражение для тока, вычисленное на стороне нормального полупространства в границах баллистического расстояния от NS -контакта и зависящее только от вероятностей андреевского (A) и обычного (B) отражения отдельных квазичастиц в отсутствие сверхтока, может быть представлено в виде

$$J_{NS} = 2N_n(\epsilon_F) e v_F \int_{-\infty}^{+\infty} [f_0(\epsilon - eV) - f_0(\epsilon)] \times [1 + A(\epsilon) - B(\epsilon)] d\epsilon, \quad (8)$$

где v_F — ферми-скорость; $f_0(\epsilon - eV)$ — функция распределения в приграничной области нормального металла, потенциал которого испытывает скачок V (см. рис. 4,в) на NS -границе (напомним, что данный метод расчета пригоден лишь в приближении $V \gg V_N$, где V_N — разность потенциалов в приграничной области нормального металла). Для случая $eV \ll k_B T$, реализуемого в экспериментах с чистыми металлами, первый множитель под интегралом в выражении (8) можно заменить на $(eV)(-\partial f_0/\partial \epsilon)$. Второй подынтегральный множитель может быть назван «коэффициентом прохождения тока» K_j , который, согласно [6], является функцией Δ, ϵ и z , где z — высота потенциального барьера в безразмерной нормировке $z = k_F H / 2\epsilon_F$. Здесь k_F — волновой вектор Ферми; H — величина потенциала отталкивания, локализованного на границе, например $|\Delta\Phi|$ из выражения (6). При $T = 0$ $|\Delta\Phi| \sim 10^{-3}$ К·см, что для пары медь — олово соответствует $z \approx 1$.

Вычисление (8) приводит к следующим наиболее характерным результатам.

В нормальном состоянии сверхпроводника ($T \geq T_c$), когда отсутствует андреевское отражение, $A = 0$, $K_j = (1 + z^2)^{-1}$ (подробности в [6]) и

$$J_{NS} = J_{NN} = 2N_n(\epsilon_F)e^2v_FV(1 + z^2)^{-1}. \quad (9)$$

В области вблизи T_c , $T \leq T_c$ и $\Delta/k_B T \rightarrow 0$, $k_B(\epsilon < \Delta) \rightarrow 0$, $K_j(\epsilon > \Delta) \rightarrow (1 + z^2)^{-1}$ и

$$\frac{J_{NS}}{J_{NN}} \rightarrow \int_{\Delta}^{+\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \right) K_j d\epsilon = \frac{1}{2},$$

т.е. при переходе по температуре ниже T_c сопротивление границы $R_b = V/I_{NS}$ ($I_{NS} = J_{NS}S$, где S — площадь сечения границы) скачком возрастает в 2 раза.

При достаточно низких температурах, в пределе $k_B T/\Delta \rightarrow 0$ и $z \gg 1$, $K_j(\epsilon > \Delta) \rightarrow 0$, $K_j(\epsilon < \Delta) \rightarrow z^{-2}[1 + (\epsilon/\Delta)^2]$ и

$$\frac{J_{NS}}{J_{NN}} \approx \int_{-\infty}^{\Delta} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \right) K_j d\epsilon \approx \frac{e^{\Delta/k_B T}}{1 + e^{\Delta/k_B T}} + \left(\frac{k_B T}{\Delta} \right)^2. \quad (10)$$

При понижении температуры граничное сопротивление уменьшается до значения в нормальном состоянии сверхпроводника.

Предел применимости приближения (8) для образцов с большой площадью NS -контакта непосредственно следует из выражения (9). При $z = 0$ (9) сводится к выражению $I_{NS} = J_{NS}S \equiv V/R_b$, из которого следует существование, даже в отсутствие барьера, некоторого конечного граничного сопротивления R_b с напряжением V на нем, превышающим разность потенциалов в приграничном слое нормального металла. Поскольку при увеличении площади контакта ток I_{NS} будет возрастать, ясно, что R_b должно быть ограничено значением сопротивления слоя нормального металла R_{N0} : $R_b^* = R_{N0}[1 + R_b/R_{N0}]$, откуда следует условие ограничения тока в режиме заданного тока I_0 :

$$\frac{1}{I_b^*} = \frac{1}{I_0} + \frac{1}{I_{NS}}. \quad (11)$$

Физический смысл выражения (8), в отличие от того, который придается граничному сопротивлению в рамках других теорий, заключается в том, что оно связывает избыточное сопротивление участка NS -системы, содержащего границу, преимущественно с характером проводимости границы.

Напомним, что исходной предпосылкой использованной модели расчета является предположение о полной компенсации за пределами мейсснеровского слоя в нормальном NS -границе направлении поля $E_q = [2eN_s^n(\epsilon_F)]^{-1}\nabla q$, переносимого в сверхпроводник возбуждениями с энергией $\epsilon > \Delta$ и суммарным неравновесным зарядом q , градиентом химического потенциала сверхпроводящих электронов $E_p = -(1/e)\nabla\mu_S$. Другими словами, хотя численно ГС и может быть получено в виде вклада неравновесной области сверхпроводника, реальное изменение соответствующего граничному сопротивлению потенциала вдоль x , как показали и результаты наших экспериментов, может фиксироваться только в нормальном полупространстве на расстояниях порядка упругих длин свободного пробега (неравновесной области баллистического масштаба), т.е. несоизмеримо меньших, чем предполагаемый размер области неравновесного заряда в сверхпроводнике (рис. 4, в).

Вклад NS -границы в ограничение тока системы можно рассматривать как результат отражения от границы некоторого потока электронов в глубь нормального металла в направлении, противоположном направлению исходного тока. Следовательно, можно ожидать, что данный вклад с весом $\exp(-L_N/l_{N,el})$ (L_N — расстояние от NS -границы до соответствующего измерительного зонда) будет отражаться и в сопротивлении нормального металла на расстояниях L_N от границы.

Формально уменьшение тока при наличии NS -границы можно представить в виде

$$I_b^* = I_0 - I_{0,ref}, \quad (12)$$

где $I_{0,ref}$ — поток отраженных от границы частиц непосредственно у границы (при $x = 0$), который находится из условия (11).

Учитывая экспоненциальный характер затухания тока $I_{0,ref}(T)$ по мере удаления от границы, для области нормального полупространства с координатой x вдоль тока можно записать

$$I_{ref}(T, x) = \alpha(x)I_{0,ref}(T);$$

$$\alpha(x) = 1 - \exp\left(-\frac{l_{N,el}}{x}\right).$$

В результате локальное значение тока в нормальном полупространстве в области зонда, расположенного на расстоянии x от границы, уменьшается до величины

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

что соответствует увеличению сопротивления нормального металла в этой области.

На практике измеряется эффективное (усредненное) сопротивление \bar{R} , которое для области,

ограниченной парой зондов, превышает исходное значение R_0 в

$$\begin{aligned} \frac{\bar{R}}{R_0} &\approx \frac{I_0}{I_b(T, x)} = I_0(x_i - x_k) \left[\int_0^{x_i} I_b^*(T, x) dx - \int_0^{x_k} I_b^*(T, x) dx \right]^{-1} \\ &= \left\{ 1 - \frac{I_{0, \text{ref}}}{I_0} \left[1 - (x_i - x_k)^{-1} \int_{x_k}^{x_i} \exp\left(-\frac{l_{N, \text{el}}}{x}\right) dx \right] \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (13)$$

раз (i и k относятся к разным зондам в паре). Для пары зондов с $x_i, x_k > 0$ $R_0 = R_N(T_c)$, а для пары с $x_i > 0, x_k < 0$ $R_0 = R_{NS}(T_c) - R_S^N = R_{0NS} + R_N(T_c)$, где R_{NS} — сопротивление биметаллической системы между зондами, охватывающими границу; R_S^N — значение сопротивления сверхпроводника непосредственно перед переходом в сверхпроводящее состояние; R_N — сопротивление нормальной области между зондами вне границы, а R_{0NS} — остаточное сопротивление узкого приконтактного слоя, образующегося в процессе приготовления биметаллического образца. Для всех образцов, которые мы исследовали, выполнялось условие $R_{0NS} \gg R_N(0)$. Как и в модели «узкого канала», R_{0NS} — это как раз то наибольшее сопротивление в системе при $T < T_c$, на котором сосредоточено практически все приложенное к биметаллическому образцу напряжение V , испытывающее скачок при перемещении в сверхпроводящее полупространство (рис. 4, в). Будем считать, что влияние барьеров на границе полностью учтено величиной параметра z^2 , так что коэффициент прохождения указанного слоя принят равным 1.

Из выражения (13) следует, что добавка к граничному сопротивлению в нормальном состоянии сверхпроводника максимальна при $T \rightarrow T_c$, когда имеет место только нормальное отражение ($I_{0, \text{ref}} \rightarrow I_0$), и стремится к нулю при полном андреевском отражении ($I_{0, \text{ref}} \rightarrow 0$). Расположение зондов относительно границы и друг друга учитывается выражением в квадратных скобках нижней строки (13).

Нетрудно убедиться, что рассмотренный вклад NS -границы в сопротивление системы должен быть заметным, если хотя бы один из зондов расположен на расстоянии от границы порядка нескольких длин свободного пробега. При доста-

точно больших $l_{N, \text{el}}$ это расстояние становится макроскопически большим, причем величина эффекта возрастает при наличии дополнительных барьеров на границе.

Наряду с рассмотренным изменением сопротивления нормального полупространства, строго говоря, следует учесть некоторое уменьшение того же сопротивления при уменьшении температуры ниже T_c из-за «расширения» NS -границы, обусловленного эффектом близости, особенно в ситуации, когда пара зондов охватывает NS -границу и нормальный зонд находится на расстоянии от нее, соизмеримом с длиной когерентности ξ_N . Оценивая ток в возмущенном слое нормального металла в соответствии с микроскопической теорией этого эффекта [12], найдем, что указанный вклад в сопротивление нормального полупространства ниже T_c сверхпроводника должен быть порядка

$$\begin{aligned} \left| \overline{\delta R_N^{\text{prox}}}(T, x_N) \right| &= R_N \frac{1 - \exp(-\Delta/k_B T)}{1 + \exp(-\Delta/k_B T)} \times \\ &\times \frac{\xi_N(T)}{\xi_S(T) + \xi_N(T)} \frac{1}{x_N} \int_0^{x_N} \exp[-x/\xi_N(T)] dx. \end{aligned} \quad (14)$$

Первые два дробных множителя связаны с температурным изменением параметра порядка в нормальном полупространстве в области диффузии куперовских пар, а третий — результат усреднения пространственного распределения параметра порядка в этой области. Если иметь в виду, что область андреевского преобразования (физическая NS -граница) есть область масштаба $\xi_N(T) + \xi_S(T)$, то учет эффекта близости в виде (14)

означает учет смещения с изменением температуры границы между чисто нормальной областью и «*NS*-областью», т.е. учет изменения размеров нормальной области, заключенной между *N*-зондом и ее границей.

Попытки описать температурные зависимости $R_{NS}(T)$ исследованных образцов, используя выводы теории граничного сопротивления, обнаруживают заметное систематическое отличие экспериментальных и рассчитанных для ГС данных. Это следует из сопоставления кривых 1 и 2 на рис. 5, на котором для каждого из образцов Sp1–Sp3 участки кривых 1 из рис. 1 для области ниже T_c изображены в увеличенном масштабе. Отличие сохраняется при использовании любой из теорий граничного сопротивления. На рис. 5 кривые 2 рассчитаны в соответствии с выражением (13), учитывающим зависящий от температуры вклад *NS*-барьера Шоттки $z(T)$. Кроме того, для образцов Sp1 и Sp2 указаны результаты расчета граничного сопротивления, не учитывающего этот вклад (кривая 3 для Sp1 и треугольники для Sp2), результаты расчета той же величины в соответствии с теорией Артеменко–Волкова–Зайцева–Хсианга–Кларка [4,5] (кривая 4 для Sp1 и кружки для Sp2), а также вклад эффекта близости на нормальном участке образца Sp1, рассчитанный по формуле (14) (кривая 5, кружки).

Коэффициенты для вычисления кривых ГС определялись единым образом — из нормировки на значение $\delta\bar{R}_b(T_c)$, определяемое из условия непрерывности при $T = T_c$ потенциала на границе $\delta\bar{R}_b(T_c)I_0 = R_S^N I_0$.

Сравнивая экспериментальные и теоретические кривые для случая зондов, охватывающих *NS*-границу (рис. 5), можно сделать вывод, что учет известных явлений, изменяющих проводимость

NS-системы, таких как граничное сопротивление (независимо от способа его оценки) и эффект близости, недостаточен для описания реального температурного поведения сопротивления трехмерных *NS*-систем с большими длинами пробега ниже T_c , что указывает на присутствие в таких системах дополнительных механизмов проводимости, связанных с *NS*-границей. Как видно на рис. 5, температурная область, в которой вклады ГС и эффекта близости для рассматриваемой геометрии размещения зондов достаточно малы, весьма широка. Абсолютная величина упомянутых вкладов для *NN*-зондов в этой же температурной области еще меньше (см. кривые 2 (ГС) для Sp1–Sp3 и кривую 3 (эффект близости) для Sp3 на рис. 3). Таким образом, есть все основания считать температурную область вдали от T_c областью проявления анализируемых ниже мезоскопических эффектов. Однако вблизи T_c именно скачок граничного сопротивления позволяет объяснить удивительно резкое возрастание сопротивления нормального металла, измеренного на *NN*-зондах, после перехода соседнего металла в сверхпроводящее состояние.

4.2. Проводимость в присутствии фазово-когерентных возбуждений

Предположения, к которым привел анализ результатов, полученных на зондах, охватывающих *NS*-границу, нашли подтверждение при исследовании сопротивления нормального металла на зондах $[L_{N1}; L_{N2}]$, расположенных только в нормальной области на мезоскопических расстояниях от *NS*-границы.

4.2.1. *Баллистический масштаб.* На рис. 3 для образцов Sp1 и Sp2 кривыми 3 в единицах $\delta R_{NN}(T)$ представлены результаты вычитания из

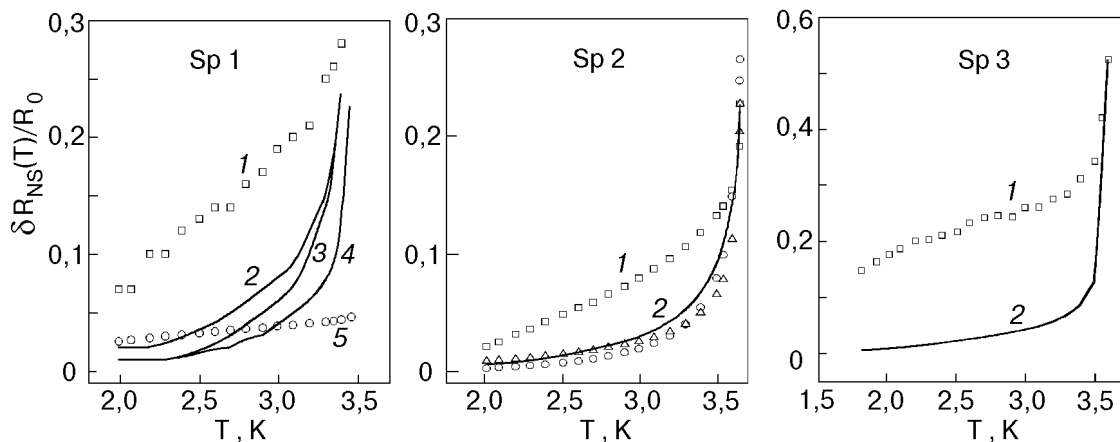


Рис. 5. Температурные зависимости сопротивления систем Cu–Sn в области $T < T_c$ для зондов $[L_{N1}; L_S]$: 1 — эксперимент; 2 — граничное сопротивление, рассчитанное с $z(T) \neq 0$; 3 (для Sp1) и Δ (для Sp2) — то же с $z = 0$; 4 (для Sp1) и \circ (для Sp2) — граничное сопротивление, рассчитанное по теориям [4,5]; 5 — эффект близости.

экспериментальных данных (кривых 1) граничного сопротивления (кривых 2), нормированные на значения сопротивления, измеренного на той же паре зондов при $T > T_c$. Температурные зависимости ГС (кривые 2) вычислялись по формуле (13). Вклад эффекта близости при исследованных значениях L_{N2} для всех образцов не превышает его вклад для образца Sp3, показанный на этом же рисунке (кривая 3). Видно, что, за исключением узкой температурной области вблизи T_c , в остальной области расчетные кривые (*) подобны экспериментальным кривым. Отличительной особенностью данных образцов является то, что их L_{N1} порядка (для Sp2) или даже меньше (для Sp1) баллистической (упругой) длины пробега, в то время как L_{N2} остаются значительно меньшими неупругой длины пробега.

Для образца Sp4 данные измерений на зондах $[L_{N1}; L_{N2}]$ представлены в том виде, в каком они были непосредственно получены (без вычитания ГС).

На рис. 6 кривыми NS показаны результаты той же операции вычитания для данных измерений на зондах $[L_{N1}; L_S]$ для образцов Sp1–Sp3, а кривыми NN — для случая измерений на зондах $[L_{N1}; L_{N2}]$ (то же, что и кривые 3 для Sp1 и Sp2 на рис. 3). При расчете кривых NS учитывалось, что

$$\overline{\delta R_N^{\text{mes}}(T)} \equiv \delta R_{\text{Cu}}^{L_{N1};0}(T) = \delta R^{L_{N1};L_S}(T)[1 + \gamma]^{-1}, \quad (15)$$

где $\gamma = R_{\text{ONS}}^{L_{N1};L_S} / R_{\text{Cu}}^{L_{N1};0}(T_c)$ ($\gamma_{\text{Sp1}}=17$; $\gamma_{\text{Sp2}}=1,1 \cdot 10^2$; $\gamma_{\text{Sp3}}=41,3$).

Для образца Sp3 с самым большим значением L_{N2} вклад ГС в сопротивление области $[L_{N1}; L_{N2}]$

пренебрежимо мал, как и вклад эффекта близости (рис. 3).

Из сравнения данных на рис. 3, 5, 6 следует, что, несмотря на кажущееся различие в характере температурных зависимостей сопротивления, измеренных на зондах, по-разному расположенных на биметаллическом образце относительно NS-границы, при учете сопутствующих эффектов выявляется общая закономерность в поведении сопротивления нормальных областей, примыкающих к NS-границе и имеющих протяженность мезоскопического масштаба, — наличие вклада в сопротивление с температурной зависимостью, тесно связанной с температурной зависимостью щели примыкающего сверхпроводника.

Существование подобных эффектов, таких как рост сопротивления граничащего со сверхпроводником слоя нормального металла толщиной порядка тепловой длины $\lambda_T \approx \hbar v_F / k_B T$ либо рост проводимости слоя толщиной порядка неупругой длины свободного пробега при уменьшении температуры ниже T_c , было предсказано соответственно в работах [15] и [16]. В работе [15] и позже в [17] было, в частности, показано, что мезоскопическая добавка к нормальному сопротивлению $\overline{\delta R_N^{\text{mes}}(T)}$ (в дальнейшем δR_N^{andr}), приводящая к росту сопротивления металла при понижении температуры на баллистических расстояниях от NS-границы, может быть обусловлена увеличением сечения рассеяния электронов примесями при многократном взаимодействии фазово-когерентных электронных и андреевских возбуждений с примесями и NS-границей. Расчет, проведенный

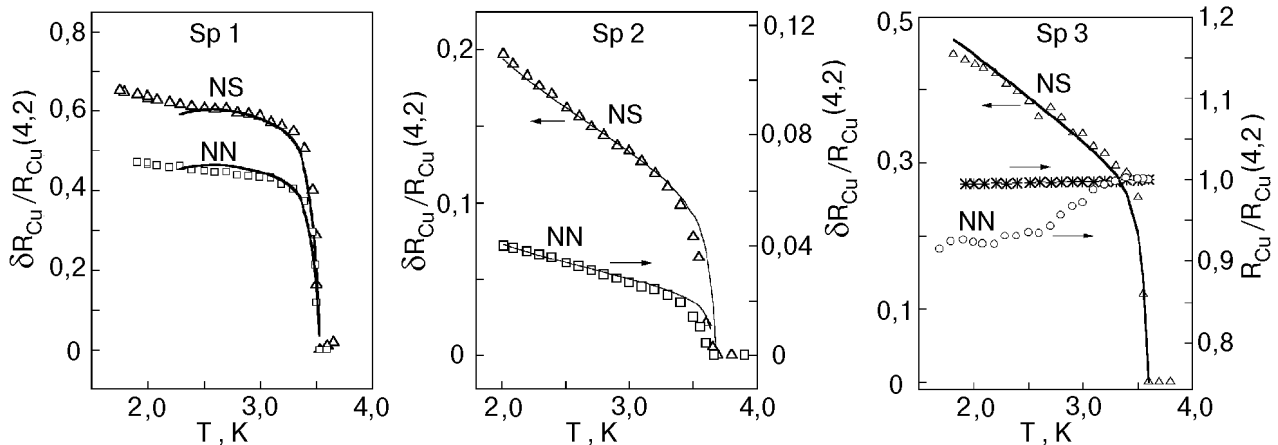


Рис. 6. Температурные зависимости добавки к сопротивлению нормального металла (Cu), соответствующей мезоскопическому эффекту, обусловленному отличием эффективности рассеяния нормальных электронов и «андреевски» отраженных дырок на примесях, расположенных в пределах баллистической длины пробега от NS-границы: кривые NS — расчет по экспериментальным данным для NS-зондов $[L_{N1}; L_S]$; NN (для Sp1, Sp2) — для NN-зондов $[L_{N1}; L_{N2}]$ (то же, что и кривые 3 для Sp1, Sp2 на рис. 3). Сплошные линии — теория (формула (17)), * — температурная зависимость сопротивления монокристалла меди, использованного в образцах.

в указанных работах, дает удвоенное значение этого сечения.

Воспользуемся результатами работ [17], где для последней ситуации получено решение кинетического уравнения, чтобы представить ожидаемое температурное поведение сопротивления слоя металла на мезоскопическом удалении от NS -границы и сравнить его с наблюдаемым в эксперименте. Согласно [17], относительное увеличение сопротивления слоя толщиной L_N , отсчитанной от NS -границы, до появления границы имевшего сопротивление R_N , должно составлять

$$\frac{\delta R_N^{\text{andr}}}{R_N} = \frac{l_{N,\text{el}}}{L_N} \{T_p\}, \quad (16)$$

где $\{T_p\}$ — эффективная вероятность рассеяния электронов слоем толщиной порядка «длины когерентности» λ_T при учете андреевского отраже-

ния и условия $\lambda_T \leq l_{N,\text{el}} < L_N$. Величину $\{T_p\}$ можно получить, проинтегрировав для андреевской частицы с энергией ϵ (энергия отсчитывается от уровня Ферми) вероятность рассеяться примесями и внести вклад в сопротивление на длине $l_{N,\text{el}}$, $T_p = \hbar v_F / \epsilon l_{N,\text{el}}$, по всей области энергий от минимальной $\epsilon_{\text{min}} = \hbar v_F / l_{N,\text{el}}$ до максимальной — порядка энергии щели $\Delta(T)$ [18]:

$$\{T_p\} = \int_{\hbar v_F / l_{N,\text{el}}}^{\Delta(T)} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \right) T_p d\epsilon.$$

Интегрирование с точностью до второго приближения дает следующий аналитический результат для добавки к сопротивлению рассматриваемого слоя как функции температуры:

$$\frac{\delta R_N^{\text{andr}}}{R_N} = \frac{1}{2} \frac{\lambda_T}{L_N} \left\{ 1 + \ln \frac{\Delta(T) l_{N,\text{el}}}{T \lambda_T} + \left[\frac{\text{th}(\Delta(T)/2T)}{\Delta(T)/2T} - \frac{\text{th}(\lambda_T/2l_{N,\text{el}})}{\lambda_T/2l_{N,\text{el}}} \right] - \frac{1}{6} \left[\left(\frac{\Delta(T)}{2T} \right)^2 - \left(\frac{\lambda_T}{2l_{N,\text{el}}} \right)^2 \right] \right\} = \alpha_N F(T), \quad (17)$$

где $\alpha_N = 1/2L_N$.

Для пары зондов $[L_{N1}; L_{N2}]$ ($L_{N1,2} > l_{N,\text{el}}$)

$$\begin{aligned} \frac{\delta R_{L_{N1};L_{N2}}^{\text{andr}}}{R_{L_{N1};L_{N2}}} &\approx \frac{F(T)}{L_{N2} - L_{N1}} \int_{L_{N1}}^{L_{N2}} \frac{dL}{L} = \\ &= F(T) \frac{\ln(L_{N2}/L_{N1})}{L_{N2} - L_{N1}} = \alpha_{N-N} F(T). \end{aligned} \quad (18)$$

Приближению теории $L_{N1,2} > l_{N,\text{el}} \geq \lambda_T$ удовлетворяют оба значения L_N для образца Sp2 и значение L_{N1} для образца Sp3. На рис. 6 сплошными линиями показаны кривые, рассчитанные по формулам (17) и (18) для Sp2 с $l_{N,\text{el}} = 10$ мкм и (17) для Sp3 с $l_{N,\text{el}} = 20$ мкм, точками — экспериментальные данные.

В случае, когда зонд удален от NS -границы на расстояние меньше длины пробега ($L_N < l_{N,\text{el}}$), оценка $R_N(L_N)$, а следовательно, и коэффициентов α , может быть только приближенной. Будем полагать, что $R_N(L_N) \approx (L_N/l_{N,\text{el}})R_N(l_{N,\text{el}})$, так что $\alpha_N \approx 1/2L_N$ и $\alpha_{N-N} \approx (l_{N,\text{el}}/L_N) - 1$. Температурные зависимости $\delta R_{L_{N1}}^{\text{andr}}/R_{L_{N1}}$ и $\delta R_{L_{N1};L_{N2}}^{\text{andr}}/R_{L_{N1};L_{N2}}$, рассчитанные с этими коэффициентами для образца Sp1 с $l_{N,\text{el}} = 20$ мкм, также приведены на рис. 6 сплошными линиями.

Таким образом, видно, что как качественно, так и количественно рассмотренная теория рассеяния фазово-когерентных возбуждений в масштабе баллистических расстояний от NS -границы находит свое подтверждение в наших экспериментах.

4.2.2. Масштаб длины фазовой когерентности.

Совершенно иное поведение сопротивления наблюдается в области нормального металла образца Sp3, ограниченной зондом L_{N2} , отстоящим от границы на расстояние порядка $l_{N,\text{inel}} \approx 10^2 l_{N,\text{el}}$ при $L_{N2} \gg L_{N1} \sim l_{N,\text{el}}$, а также у образца Sp4, нормальная область которого между L_{N1} и L_{N2} ($L_N \approx 5l_{N,\text{el}}$) в двух других измерениях имеет такой же масштаб ($\sim l_{N,\text{inel}}$) с отличными от нуля компонентами тока вдоль этих направлений из-за малого сечения токопровода (см. таблицу). Результаты для этих геометрических ситуаций указывают на проявление еще одного мезоскопического механизма проводимости, уменьшающего сопротивление нормального металла в масштабе неупругой длины пробега при понижении температуры в условиях, когда данный механизм, по видимому, преобладает, как у образца Sp4 на зондах, расположенных на расстояниях порядка баллистической длины (рис. 3, кривая 1), или фактически остается единственным, когда вклад всех иных механизмов, изменяющих проводимость металла, ничтожно мал, как в ситуации с

образом Sp3 и его зондом L_{N2} (рис. 6, кривая NN). Данные для зондов $[L_{N1}; L_{N2}]$ образца Sp2, для которых $\delta R_N^{\text{andr}}/R_N$ имеет наименьшее значение (всего лишь 4%, см. рис. 6), отражают, по-видимому, промежуточную ситуацию.

Существование такого мезоскопического механизма проводимости предсказано в работе [16] и основано на допущении интерференции фазово-когерентных возбуждений на траекториях, образующихся при многократном когерентном отражении от NS-границы и имеющих релаксационную (диффузионную) длину $\lambda_{\text{diff}} = (\hbar D/k_B T)^{1/2}$ порядка неупругой длины пробега. При этом предполагается, что взаимодействие возбуждений с примесями на этих траекториях происходит упруго, без потери фазовой памяти. В работе [16] получено выражение для дифференциальной проводимости приграничной области нормального металла, из которого следует, что добавку к сопротивлению в этой мезоскопической области можно представить следующим образом:

$$\delta R_N^{\text{mes}}(T)/R_N(T_c) \approx - \frac{\Sigma}{1 + \Sigma} \quad (19)$$

при

$$\Sigma = \sum_{m=1}^{\infty} P(m) I(m, Z(T), \Delta/k_B T), \quad (20)$$

где m — число отражений фазово-сопряженных возбуждений от NS-границы; $P(m)$ — доля интерференционных траекторий с такими отражениями (далее m -траекторий), достигающих границы равновесной области, расположенной в пределах неупругой длины пробега от NS-границы, т.е. релаксирующих вдоль \mathbf{E} на расстоянии $\sim l_{N,\text{inel}}$:

$$P(m) = \begin{cases} 1 - T_p & (m = 0) \\ T_p^2 (1 - T_p)^{m-1} & (m \neq 0) \end{cases} \quad (21)$$

Здесь $T_p \sim l_{N,\text{el}}/l_{N,\text{inel}}$ — вероятность прохождения отраженным от NS-границы электроном расстояния $l_{N,\text{inel}}$ при условии, что поперечные размеры NS-контакта не меньше этого расстояния; $I(m, Z(T), \Delta/k_B T)$ — величина, отражающая зависящий от температуры средний вклад в ток заряда m -траектории при наличии на NS-границе барьера высотой Z (имеет тот же смысл, что и подынтегральное выражение в (8) с заменой $A \rightarrow A(m)$ и $B \rightarrow B(m)$). В работе [16] рассмотрен предельный случай $I(T = 0)$. Характер температурной зависимости $I(T)$ подобен характеру температурной зависимости выражения (10), соответствующего $m = 1$. Понижение температуры

«отодвигает» границу равновесной области от NS-контакта и увеличивает число «андреевски» отраженных возбуждений вследствие температурной зависимости щели. Тем самым эффективно увеличивается вклад в ток траекторий, повышающих проводимость слоя металла масштаба неупругой (например, электрон-фононной) длины пробега из-за многократных когерентных отражений электронов от NS-границы и интерференции фазово-когерентных возбуждений на этих траекториях (вес m -траекторий с большими m увеличивается: P из выражения (21) при $T \sim \Delta$ растет с понижением температуры и уменьшением T_p за счет второго множителя).

Хотя расчет по формуле (19) может быть проведен только численным методом в рамках модели случайных блужданий, качественная картина очевидна. При измерении на зондах $L_{N,\text{ball}}$, расположенных на баллистическом расстоянии от границы ($L_{N,\text{ball}} \sim l_{N,\text{el}} \ll l_{N,\text{inel}}$), вклад рассматриваемого механизма в изменение проводимости должен быть ничтожно малым (вклад (19) уменьшается в $l_{N,\text{inel}}/L_{N,\text{ball}}$ раз) по сравнению с вкладом (16). Этой ситуации отвечают условия измерений на всех комбинациях пар зондов в образцах Sp1 и Sp2 (см. таблицу и кривые NN и NS на рис. 6; хотя один из поперечных размеров образца Sp2 и соизмерим с $l_{N,\text{inel}}$, но в направлении, ортогональном \mathbf{E}) и в образце Sp3 на паре зондов $[L_{N1}; L_S]$ (кривая NS на рис. 6). При $L_N \sim l_{N,\text{inel}}$, когда, наоборот, ничтожно мал вклад (16), добавка к сопротивлению слоя металла масштаба $l_{N,\text{inel}}$ должна вести себя в соответствии с (19). В частности, поскольку $T_p \sim l_{N,\text{el}}/l_{N,\text{inel}} \ll 1$, в интервале температур $\sim (0, 8T_c - T_c)$, где мала вероятность андреевского отражения и наибольший вклад в ток дают траектории с малыми m , $P(T) \propto T_p^2 \propto T^6$, в то время как $I(m, Z(T), \Delta/k_B T)$ экспоненциально растет при уменьшении температуры (см. выражение (10)). В связи с этим можно было ожидать, что обе зависимости, $P(T)$ и $I(T)$, в этом интервале температур будут существенно компенсировать друг друга. При более низких температурах, когда $I(m, Z(T), \Delta/k_B T)$ достигает насыщения и растет вклад m -траекторий с большими m , температурная зависимость $\delta R_N^{\text{mes}}(T) \approx -\Sigma(T) + \Sigma^2(T)$ будет в основном определяться температурной зависимостью $P(T) \sim (1 - T_p)^{m-1}$, что соответствует при $\Sigma(T) < 1$ уменьшению $\delta R_N^{\text{mes}}(T)$ при понижении температуры. Наиболее выразительно этой ситуации отвечают данные для $[L_{N1}; L_{N2}]$ зондов у образца Sp4 с большой площадью NS-контакта и отличными от нуля компонентами поля \mathbf{E} вдоль всех трех измерений нор-

мальной области образца из-за несоразмерных площадей токовыводов и сечения образца (см. конфигурацию в таблице). Поскольку вдоль E_x в этом образце \bar{L}_N порядка $l_{N,el}$, в этой ситуации,

$$\frac{\overline{\delta R_N(T)}}{R_N(T_c)} \approx \begin{cases} \lambda_T / \bar{L}_N, & 0,8T_c < T < T_c \\ (\lambda_T / \bar{L}_N) - \Sigma(T) + \Sigma^2(T) = K_1 T^{-1} - K_2(1 - DT^3)^{m-1} + K_2^2(1 - DT^3)^{2(m-1)}, & T < 0,7T_c \end{cases} \quad (22)$$

(K_1 — константа), которой удовлетворительно соответствуют результаты для образца Sp4 (рис. 3, кривая 1) с максимумом в районе $(0,7-0,8)T_c$, $m = 100$ и $K_2 \approx 2$.

Несколько иное поведение, которое также легко понять, наблюдается на паре зондов $[L_{N1}; L_{N2}]$ в образце Sp3. Характерный размер в сечении контакта r в образце Sp3 соизмерим с $l_{N,el}$, так что вероятность прохождения m -траекторий в равновесную область вдоль \mathbf{E} следует уменьшить до величины порядка $T_p(1 - l_{N,el}/r)$ в предположении диффузного рассеяния на боковых гранях нормальной области вблизи контакта (на расстояниях от контакта, больших $l_{N,el}$, конфигурация образца Sp3 (см. таблицу) обеспечивала выполнение условия $r \gg l_{N,el}$). Это заметно ослабит температурную зависимость $\Sigma(T)$ в области ниже $0,8T_c$, не затрагивая, однако, общего поведения эффекта, которое следует из выражения (22) и, как можно полагать, проявляется у обсуждаемого образца (рис. 6, кривая NN).

5. Заключение

Итак, разумно заключить, что в исследованных нами NS-бисистемах реализованы условия для макроскопического проявления нескольких явлений квантового характера: во-первых, эффекта близости, который ведет к уменьшению сопротивления нормальной области; во-вторых, граничного сопротивления как добавки к сопротивлению не затронутой эффектом близости нормальной области в пределах баллистического масштаба (величина добавки определяется преимущественно энергией возбуждений, взаимодействующих с границей, т.е. величиной скачка потенциала V на границе). И, наконец, мезоскопических эффектов, один из которых связан с различной эффективностью рассеяния на ближайших к NS-границе примесях (на баллистическом масштабе) фазово-когерентных возбуждений, электронов и «андреэвски» отраженных дырок, а второй — с интерференцией тех же возбуждений на m -траекториях из-за сильного возрастания вероятности андреэв-

вообще говоря, оба эффекта, (16) и (19), должны суммироваться. Тогда при температурах порядка $(0,7-0,8)T_c$ и ниже получаем следующую температурную зависимость добавки к сопротивлению:

ского отражения при многократном когерентном отражении электронов от NS-границы при условии достаточного количества m -траекторий, которое реализуется в слое нормального металла с характерным масштабом порядка неупругой длины пробега. Принципиальным условием для проявления и обнаружения двух последних эффектов в нормальном металле является наличие достаточно больших средних длин свободного пробега, позволяющих, во-первых, размещать в этом масштабе измерительные зонды и, во-вторых, обеспечить выполнение условия чистого предела $l \gg \xi_N$. В случае $l \ll \xi_N$, с которым приходится иметь дело в мезоскопических проводниках размером порядка 1 мкм, эти эффекты должны быть незаметны, исключая, как показывает расчет, только граничное сопротивление. Не исключено, что «странные» эффекты вблизи T_c типа скачкообразного увеличения сопротивления, о которых сообщалось в ряде работ [19,20], есть не что иное, как проявление скачка граничного сопротивления при возникновении NS-границы.

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

1. Ю. Н. Цзян, *ПТЭ* 1, 202 (1981).
2. Ю. Н. Цзян, О. Г. Шевченко, *ЖЭТФ* 113, 1064 (1998).
3. A. B. Pippard, J. G. Shepherd, and D. A. Tindall, *Proc. Roy. Soc. Lond.* A324, 17 (1971).
4. T. Y. Hsiang and J. Clarke, *Phys. Rev.* B21, 945 (1980).
5. С. Н. Артеменко, А. Ф. Волков, *ЖЭТФ* 72, 1018 (1977); S. N. Artemenko, A. F. Volkov, and A. V. Zaitsev, *J. Low Temp. Phys.* 30, 487 (1978).
6. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev.* B25, 4515 (1982).
7. G. L. Harding, A. B. Pippard, and J. R. Tomlinson, *Proc. Roy. Soc. Lond.* A340, 1 (1974).
8. F. London, *Superfluids*, Dover Publ. Inc., N. Y. (1961).
9. T. K. Hunt, *Phys. Lett.* 22, 42 (1966).
10. Ю. Н. Цзян, О. Г. Шевченко, *ФHT* 12, 816 (1986).
11. Ю. Н. Цзян, О. Г. Шевченко, *ФHT* 22, 669 (1996).
12. P. G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W. A. Benjamin Inc., New York — Amsterdam (1966).
13. А. Н. Омелянчук, С. И. Белобородько, *ФHT* 9, 1105 (1983); A. N. Omelyanchuk, in: *Progress in High Temperature Superconductivity*, World Scientific, Singapore, 11, 99 (1989).
14. T. M. Mishonov, *Phys. Rev.* B50, 4009 (1994).

15. J. Herath and D. Rainer, *Physica* **C161**, 209 (1989).
16. B. J. van Wees, P. de Vries, P. Magnic, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 510 (1992).
17. А. М. Кадигробов, *ФНТ* **19**, 943 (1993); А. М. Кадигробов, R. Shekhter, and M. Jonson, *Physica B: Condens. Matter* **218**, 134 (1996).
18. А. М. Кадигробов, *частное сообщение*.
19. Y. K. Kwong, K. Lin, P. J. Hakonen, M. S. Isaacson, and J. M. Pappia, *Phys. Rev.* **B44**, 462 (1991).
20. В. Е. Петрашов, В. Н. Антонов, С. В. Максимов, Р. Ш. Шайхайдаров, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 48 (1993).

Conductivity of a normal metal with
phase-coherent excitations in the presence of
NS boundary

Yu. N. Chiang and O. G. Shevchenko

The resistive properties of 3D systems «normal metal — type I superconductor» (Cu-Sn) with a large mean free path in the normal metal are investigated at liquid helium temperatures. Within the distances from NS interface scaling with a certain characteristic mesoscopic length in normal-metal electron transport trajectories, in which the wavefunction phase memory is retained, a number of unknown patterns of temperature behaviour of normal-metal conductivity are revealed at temperatures below the critical temperature of the superconductor contacting the normal metal.