

Мезоскопические резистивные квантовые осцилляции в промежуточном состоянии сверхпроводников I рода

Ю. Н. Цзян, О. Г. Шевченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: chiang@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 15 июня 2001 г., после переработки 24 июля 2001 г.

Исследованы квантово-интерференционные явления в проводимости *SNS*-систем, образующихся в сверхпроводниках I рода в промежуточном состоянии. Изучение распространено на *SNS*-систему промежуточного состояния индия в составе макроскопического гибридного образца с монокристаллом меди при конфигурации образца, соответствующей двусвязному «андреевскому интерферометру». В сверхчистых образцах Pb, Sn и In различной геометрии обнаружены и исследованы квантовые резистивные осцилляции в зависимости от температуры, или критического магнитного поля, в нормальных областях доменов промежуточного состояния. Показано, что природа обнаруженных осцилляций аналогична природе диссипативных осцилляций Ааронова – Бома для баллистических траекторий когерентных возбуждений вблизи *NS*-границы.

Досліджено квантово-інтерференційні явища в провідності *SNS*-систем, що утворюються в надпровідниках I роду в проміжному стані. Вивчення розповсюджено на *SNS*-систему проміжного стану індію у складі макроскопічного гібридного зразка з монокристалом міді при конфігурації зразка, що відповідає двозв'язному «андреевському інтерферометру». В надчистих зразках Pb, Sn та In різної геометрії виявлено та досліджено квантові резистивні осциляції в залежності від температури, або критичного магнітного поля, в нормальних областях доменів проміжного стану. Показано, що природа виявлених осциляцій аналогічна природі дисипативних осциляцій Ааронова – Бома для балістичних траекторій когерентних збуджень поблизу *NS*-границі.

PACS: 74.25.Fy

1. Введение

Со времени наблюдения необычного возрастания сопротивления нормальных проводников при возникновении *NS*-границы [1], указавшего на необходимость в углублении понимания свойств систем с *NS*-границами, изучение нестандартного поведения электронного транспорта в таких системах приобрело широкие масштабы, что привело и продолжает приводить к получению принципиально новых сведений о роли когерентных возбуждений в *NS*-системах [2].

Как известно, ранние эксперименты, обнаружившие фазово-когерентный вклад квазичастиц в кинетические свойства нормальных металлов при $\omega\tau \ll 1$ (ω — циклотронная частота в магнитном поле, τ — время релаксации), ставились на образцах, не содержащих *NS*-границ. В этой ситуации

указанный вклад, обязанный только механизму слабой локализации электронов, проявляется как малая квантово-интерференционная поправка к вкладу диффузионному [3]. Тем не менее существование когерентного транспорта в указанных условиях было доказано наблюдением квантово-интерференционных осцилляций в поле магнитного вектор-потенциала при использовании двусвязной геометрии металлических образцов, выделявшей транспорт по замкнутым самопересекающимся траекториям, когерентный характер которых и проявлялся в осцилляциях [4,5].

В системах с *NS*-границами вклад когерентного транспорта в нормальном металле может оказаться преобладающим, поскольку возникает естественным образом (а не зависит от вероятности реализации траекторий специального вида) благо-

даря андреевскому отражению. Данное обстоятельство в известной степени снижает требования к размеру и геометрии образцов, в которых этот вклад может быть исследован. Например, делает реальным постановку экспериментов по изучению квантово-интерференционных явлений в нормальных приграничных областях NS -систем масштаба упругой длины свободного пробега электронов, т.е. в слабо изученном чистом пределе трехмерного транспорта, к которому относятся многие фундаментальные теоретические рассуждения. Наибольшее распространение, однако, получило изучение когерентного транспорта в режиме грязного предела (например, соответствующем ситуации в мезоскопических образцах с упругой длиной свободного пробега порядка долей микрона) либо в баллистическом режиме, отличающемся от трехмерного (в микроконтактах, двумерных системах и т.п.).

В данной работе представлены результаты исследований квантово-интерференционных явлений, связанных с диссипативным транспортом когерентных возбуждений в NS -системах в чистом пределе и в условиях незначительного вклада механизмов декогерентности, обусловленной неупругим рассеянием.

В чистых металлах при температурах, при которых рассеяние на упругих центрах является основным (ниже 4 К), пространственный масштаб, где возможна реализация условий чистого предела, макроскопически велик, соответствуя макроскопическим значениям упругих длин свободного пробега электронов. Благодаря этому использование чистых металлов в NS -структурах представляется одним из наиболее доступных способов реализации условий для экспериментального изучения когерентного транспорта в чистом пределе. Первые же исследования трехмерного фазово-когерентного транспорта на расстояниях от NS -границы порядка макроскопической упругой длины пробега электронов (~ 100 мкм) выявили ряд неизвестных ранее особенностей в рассеянии когерентных возбуждений в металлах, граничащих со сверхпроводником [6–9]. В частности, была подтверждена предсказанная теорией [10,11] возможность усиления диссипации в приграничном N -слое толщиной порядка тепловой длины когерентности [7], а также обнаружен резистивный, осциллирующий по магнитному полю вклад когерентных возбуждений в NS -структуре промежуточного состояния сверхпроводников [9].

В данной работе расширен ряд сверхпроводников, критическая температура которых допускает

изучение подобных эффектов в NS -структуре промежуточного состояния в гелиевой области температур. Представлены экспериментальные результаты по наблюдению резистивных осцилляций по температуре, с которой связана величина критического магнитного поля в нормальных областях NS -структуры промежуточного состояния сверхчистых сверхпроводников I рода Pb, Sn и In с упругой длиной пробега электронов около 0,1 мм, для трех радикально отличающихся конфигураций образцов. Указанная длина пробега, превосходя размеры нормальных областей структуры и будучи сравнимой с расстоянием между зондами, обеспечивала реализацию в границах измерительных зондов режима транспорта в чистом пределе. Показано, что природу обнаруженных осцилляций можно объяснить существованием в этих областях замкнутой диссипативной когерентной траектории примесь- NS -граница выделенной длины, экстремальное значение которой определяется зависящим от величины магнитного поля критерием когерентности.

2. Образцы и эксперимент

Объектом исследования являлись NS -структуры, возникающие при температурном переходе сверхпроводников I рода в промежуточное состояние в присутствии магнитного поля, либо внешнего, либо собственного поля измерительного тока. Изучалось температурное поведение разности потенциалов в пластинах чистого свинца, на сужении из чистого олова и в двусвязной гибридной системе с нормальным металлом (медь) и пластиной индия при постоянных измерительных токах. Геометрия образцов и расположение потенциальных зондов схематически показаны на рис. 1.

Пластины свинца (рис. 1,а), прокатанные из чистого материала, имели длину (вдоль x) $L = 3$ мм, ширину (вдоль y) $W = 0,23\text{--}1,5$ мм и толщину (вдоль z) $t \approx 20$ мкм. Расстояние между измерительными зондами a и b , установленными вдоль x в средней части пластины, составляло $L_m \approx 250$ мкм. Образцы помещались во внешнее поперечно ориентированное магнитное поле B_e , которое при значениях индукции 520 и 550 Гс прикладывалось вдоль $[z]$, а при значении 480 Гс — вдоль $[-z]$.

Сужение из олова (рис. 1,б) приготавливалось прикосновением острия из меди кривизной около 50 мкм к массивной расплавленной капле чистого олова и имело окончательные размеры не более 20 мкм в диаметре и около 50 мкм по длине при расстоянии между измерительными зондами

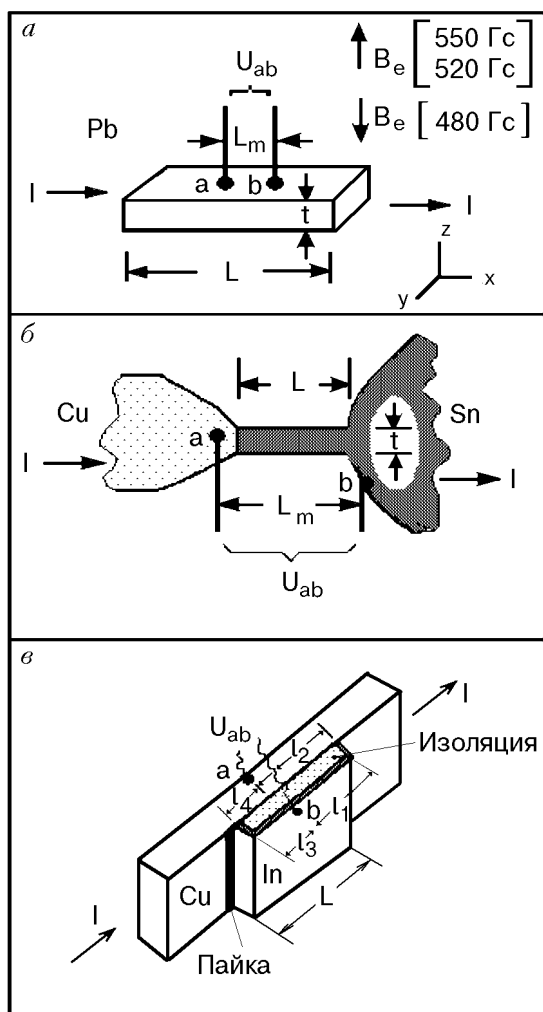


Рис. 1. Конфигурация образцов и расположение потенциальных зондов: а — пластина свинца; б — сужение из олова; в — двусвязная система медь–индий. Пояснения в тексте.

$L_m \approx 100$ мкм. Потенциальный измерительный зонд *b* припаивался к краю сужения со стороны массивной части олова, а зонд *a* — к меди на расстоянии примерно 50 мкм от другого края сужения. Промежуточное состояние сужения олова устанавливалось собственным магнитным полем измерительного тока *I*. Его значение на поверхности сужения составляло около 100 Гс при $I \approx 1$ А.

Конфигурация гибридного образца Cu–In показана на рис. 1, в. Прокатанная пластина индия с размерами $L \times W \times t = 1,5 \text{ мм} \times 0,5 \text{ мм} \times 50 \text{ мкм}$ своими торцами припаивалась к одной из граней монокристалла меди и отделялась от этой грани изолирующей прокладкой толщиной около 70 мкм. Потенциальный зонд *a* устанавливался на меди, а зонд *b* — на пластине In на расстояниях от мест припайки $l_1 = l_2 \approx 0,6L$ и $l_3 = l_4 \approx 0,4L$.

Тем самым пластина индия и часть монокристалла меди длиной *L* образовывали двусвязную гибридную SNS-систему типа андреевского интерферометра с «сильной» связью (с прозрачностью на конечных границах, близкой к 1). Длина *L* выбиралась такой, чтобы она не превосходила длину фазовой когерентности в меди. В данной работе мы касаемся только той части интересных свойств такого интерферометра, которые обнаруживаются в малом собственном магнитном поле $B_f \approx 5$ Гс измерительного тока $I = 0,7$ А.

Во всех исследованных системах использовались металлы, имевшие в исходных массивных заготовках для нормального состояния отношение сопротивлений при комнатной и гелиевой температурах RRR не ниже 10^4 , чему соответствует средняя объемная упругая длина пробега $l_{el} \sim 100$ мкм. По сравнению с этим значением эффективная упругая длина пробега в изученных образцах уменьшалась не более чем в два раза в пластинах Pb и In и на порядок в сужении Sn, что находится в согласии с оценками, учитывающими размерный и магниторезистивный эффекты.

В нормальном состоянии сопротивление слоя металла с $l_{el} \sim 100$ мкм объемом порядка l_{el}^3 находится в пределах 10^{-8} – 10^{-9} Ом. При разумных измерительных токах (≤ 1 А) для разрешения мезоскопических резистивных эффектов в таком слое требуется разрешение разностей потенциалов U не ниже $\delta U = 10^{-11}$ – 10^{-12} В. В эксперименте указанное требование удовлетворялось применением нуля-метода измерения разностей потенциалов, использующего тепломагнитный сверхпроводящий модулятор [12] с повышенной чувствительностью $\delta U \sim 5 \cdot 10^{-13}$ В. При этом учитывалось, что отклонения разности потенциалов ΔU от среднего (монотонного) \bar{U} могут приниматься во внимание только в той области температур, где максимальные относительные отклонения $\Delta U_{\max} / \bar{U}(T)$ не менее чем на порядок превышают полную погрешность измерений $\delta_m = \delta U / U(T) + \delta_\Sigma$. Здесь $\delta U / U$ и δ_Σ — относительные погрешности измерений соответственно разностей потенциалов и всех остальных параметров (температуры, токов и значений магнитного поля). Поскольку соотношение между $\delta U / U$ и δ_Σ зависит от температуры, условие надежной идентификации отклонений ΔU как проявления некоторого регулярного по температуре эффекта могло быть удовлетворено лишь в ограниченных температурных интервалах: ниже примерно 3 К для пластин Pb и ниже 3,5 К для сужения Sn и системы с In. Действительно, при $I = 1$ А для пластины свинца:

при 3 К
 $\Delta U_{\max} / \bar{U}(T) = 2\%$; $\delta_m \approx \delta U / U(T) \approx 0,2\%$;
 $\delta_\Sigma \approx 0,03\%$; $\bar{U} = 5,87 \cdot 10^{-8}$ В;

при 2 К
 $\Delta U_{\max} / \bar{U}(T) = 200\%$; $\delta_m \approx \delta U / U(T) \approx 10\%$;
 $\delta_\Sigma \ll \delta_m$; $\bar{U} = 3,24 \cdot 10^{-10}$ В.

Для сужения олова:

при 3,5 К
 $\Delta U_{\max} / \bar{U}(T) = 0,1\%$; $\delta_m \leq 0,03\%$;
 $\delta_\Sigma = \delta U / U(T) \approx 0,01\%$; $\bar{U}(T) = 4,3402 \cdot 10^{-6}$ В;

при 2 К
 $\Delta U_{\max} / \bar{U}(T) = 1\%$; $\delta_m \approx \delta_\Sigma \approx 0,1\%$;
 $\delta U / U(T) \approx 0,01\%$; $\bar{U} = 4,0029 \cdot 10^{-6}$ В.

Видно, что только в рассмотренных интервалах температур удовлетворяются условия $\Delta U_{\max} / \bar{U}(T) \geq 10\delta_m$, и только в этих температурных интервалах отклонения ΔU от \bar{U} , не меньшие, по крайней мере, $2\delta_m$, заслуживают обсуждения. Отклонения ΔU для пластин свинца при более высоких температурах мы не будем рассматривать, поскольку в интервале 3–4,2 К $\Delta U_{\max} / \bar{U}(T) \sim \delta_m \sim \delta_\Sigma$.

3. Результаты эксперимента

На рис. 2 представлено поведение производной по температуре разности потенциалов, нормированной на величину тока, $d[U(T)/I]/dT \equiv$

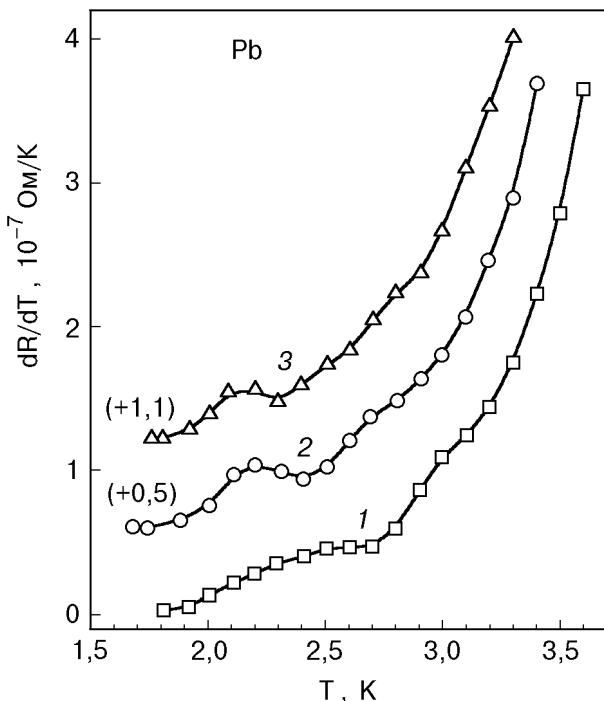


Рис. 2. Производная по температуре эффективного сопротивления $R = U(T)/I$ пластины свинца в промежуточном состоянии во внешнем магнитном поле $B_e = 480$ (1), 520 (2) и 550 (3) Гс. Кривые 2 и 3 сдвинуты вдоль оси ординат относительно кривой 1.

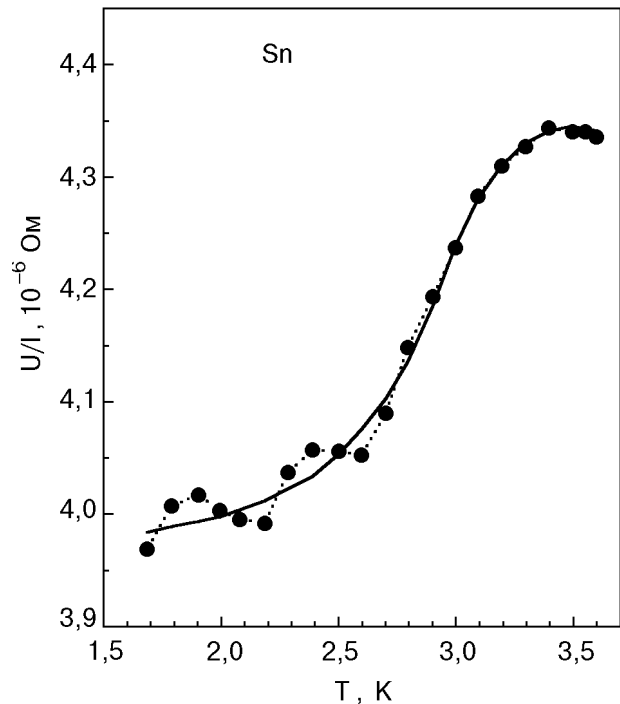


Рис. 3. Зависимость эффективного сопротивления $R = U(T)/I$ от температуры для сужения из олова в собственном магнитном поле измерительного тока $I = 1$ А.

$\equiv dR(T)/dT$, для одной из пластин Pb ($W = 0,23$ мм) при значительном удалении по температуре от точки перехода Pb в сверхпроводящее состояние, указывающее на существование осциллирующей составляющей. Температурную зависимость $U(T)/I$ для образцов Pb мы не приводим, поскольку она не дает представления о присутствии резистивных аномалий ΔU из-за сильной несоизмеримости величин ΔU и \bar{U} .

Зависимость $U(T)/I$ для Sn-сужения, приведенная на рис. 3, дает такое представление из-за меньшего различия между значениями ΔU и $\bar{U}(T)$.

Хотя для гибридного образца Cu–In, как и для образцов Pb, демонстрация осциллирующей аномалии на фоне полной температурной зависимости $U(T)/I$ также невозможна, но ввиду нестандартного вида последней, обусловленного специальным расположением измерительных зондов (рис. 1, в), мы приводим ее на рис. 4 полностью. Кривая охватывает оба температурных интервала – до образования NS-системы (выше критической температуры In $T_c^{\text{In}} \approx 3,4$ К) и после (ниже T_c^{In}). Непривычный, на первый взгляд, вид кривой в действительности не содержит ничего необычного и целиком связан с выбранной для измерения разности потенциалов схемой установки зондов в геометрии параллельного соединения Cu и In. В этом легко убедиться, решив соответствующую систему уравнений Кирхгофа относи-

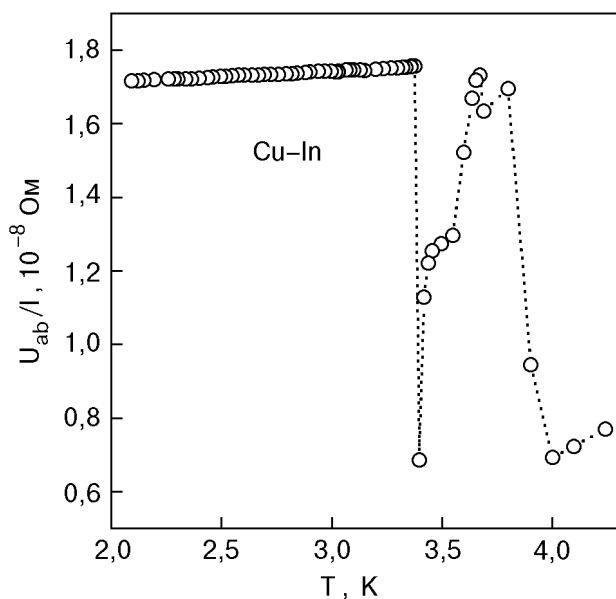


Рис. 4. Температурная зависимость эффективного сопротивления $U(T)/I$ для гибридной системы Cu–In.

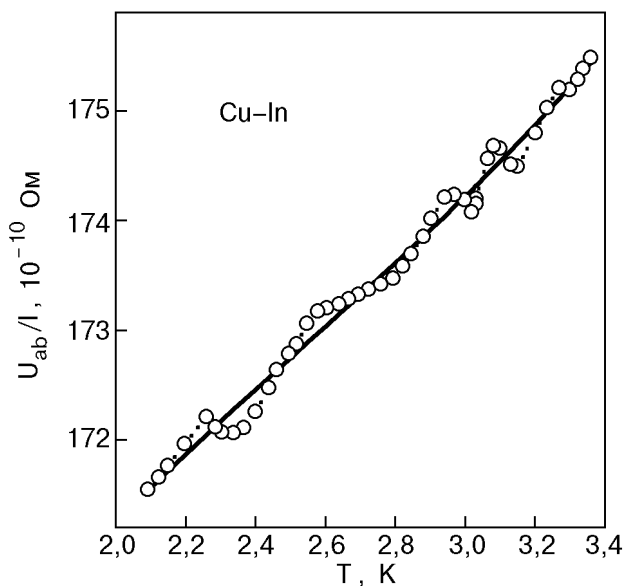


Рис. 5. Температурная зависимость эффективного сопротивления $U(T)/I$ для гибридной системы Cu–In при температурах ниже T_c^{In} в увеличенном масштабе.

тельно напряжения на зондах, установленных в показанных на рис. 1, θ точках a и b с координатами l_2, l_4 и l_1, l_3 . Решение имеет вид

$$U_{ab}/I = \frac{\alpha R_{\text{Cu}}^2 - (\beta - \gamma) R_{\text{Cu}} R_{\text{In}}}{R_{\text{Cu}} + R_{\text{In}}}; \quad (1)$$

$$\alpha = l_2 l_4 / (l_2 + l_4)^2; \quad \beta = l_2 l_3 / (l_1 + l_3)(l_2 + l_4);$$

$$\gamma = l_1 l_4 / (l_1 + l_3)(l_2 + l_4).$$

Здесь учтено, что, согласно правилу Маттиссена, полное сопротивление R металла может быть представлено как сумма остаточного сопротивления R^{el} и части, зависящей от температуры по степенному закону:

$$R_{\text{Cu}} = R_{\text{Cu}}^{\text{el}} + C_{\text{Cu}} T^m; \quad R_{\text{In}} = R_{\text{In}}^{\text{el}} + C_{\text{In}} T^n.$$

Выражение (1) в точности описывает немонотонный ход кривой на рис. 4 при отвечающих эксперименту неравенствах $R_{\text{Cu}}^{\text{el}} < R_{\text{In}}^{\text{el}}$; $m > n$, обусловленных различием сечений и чистоты Cu и In. Анализ части кривой в NN -состоянии системы достаточно тривиален, хотя и мог бы представить известный интерес. Он, однако, не входит в задачу данной работы.

В пределе $R_{\text{In}} \ll R_{\text{Cu}}$, отвечающем SNS -конфигурации системы, выражение (1) переходит в

$$|U_{ab}|/I = R_{\text{Cu}}^{\text{el}} + \Delta R_{\text{Cu}} - \Delta R_{\text{In}}, \quad (2)$$

где ΔR_{Cu} и ΔR_{In} — искомые эффекты. Если таковые существуют, то в соответствии с (2) они должны проявляться аддитивно.

Отсюда следуют характерные особенности принятого для образца Cu–In способа измерений разности потенциалов в двусвязной NS -системе. Выбранная схема установки зондов позволяет, во-первых, наблюдать температурное поведение проводимости сразу обоих металлов в нормальном состоянии, во-вторых, четко идентифицировать температурную точку перехода системы из NN - в SNS -состояние и, самое важное, с помощью одной пары зондов, по одному в каждой ветви, изучать, согласно (2), низкотемпературные резистивные аномальные эффекты как в сверхпроводнике, так и в нормальном металле одновременно, реализуя, в частности, в последнем либо диффузионный, либо баллистический режим электронного транспорта в зависимости от положения установленного в нем зонда (значений l_2, l_4 , см. рис. 1, θ). Здесь мы описываем эксперимент с положением зонда a , отвечающим первому из названных режимов при $l_2, l_4 \gg l_{\text{Cu}}^{\text{el}}$.

Осциллирующая температурная зависимость $U(T)/I$ ниже T_c^{In} показана отдельно в увеличенном масштабе на рис. 5.

Данные, представленные на рисунках 2, 3 и 5, свидетельствуют о том, что измеренная разность потенциалов $U(T)$ для всех образцов имеет в некотором интервале температур осциллирующую добавку, что указывает на осциллирующий харак-

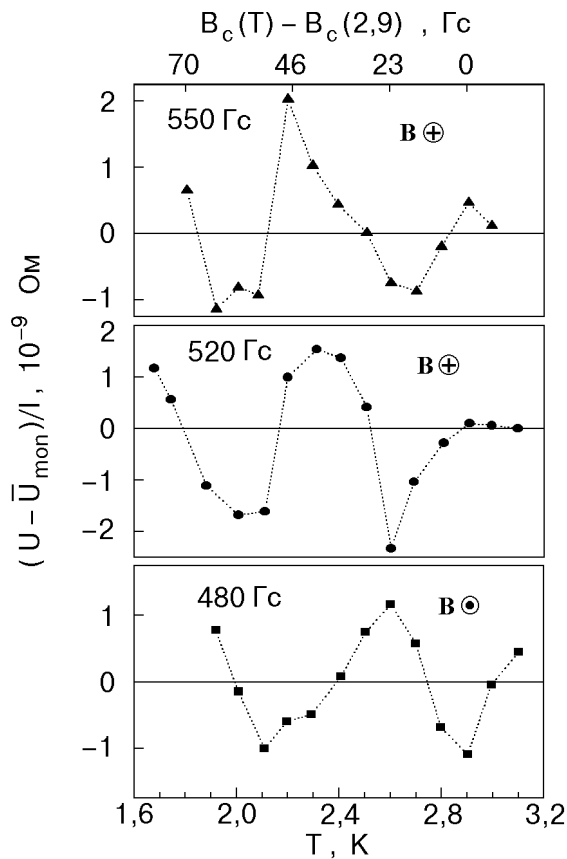


Рис. 6. Осциллирующая часть $(U - \bar{U}_{\text{мон}})/I$ эффективного сопротивления пластины Pb в промежуточном состоянии во внешнем магнитном поле $B_e = 480, 520$ и 550 Гс в зависимости от температуры. Вверху приведена соответствующая шкала критического магнитного поля.

тер диссипации. Тот факт, что точность измерений в образцах Sn и In обеспечивает разрешение осцилляций и при температурах выше точек сверхпроводящего перехода, но они там не наблюдаются, позволяет с уверенностью заключить, что появление осцилляций непосредственно связано с переходом сверхпроводников в промежуточное состояние.

На рис. 6, 7 и 8 показаны осциллирующие части нормированной на величину тока разности потенциалов $(U - \bar{U}_{\text{мон}})/I$ (в дальнейшем U -осцилляции), полученные вычитанием соответствующей средней монотонной части для каждого из образцов. Заметим, что у образцов с установкой зондов непосредственно на сверхпроводнике (пластины Pb) монотонная часть не содержит «остаточного сопротивления», в то время как в монотонную часть сопротивления образцов, где один из потенциальных зондов размещен на нормальном металле, такое сопротивление входит. Сравнение температурного поведения U -осцилляций и соответствующих монотонных частей позво-

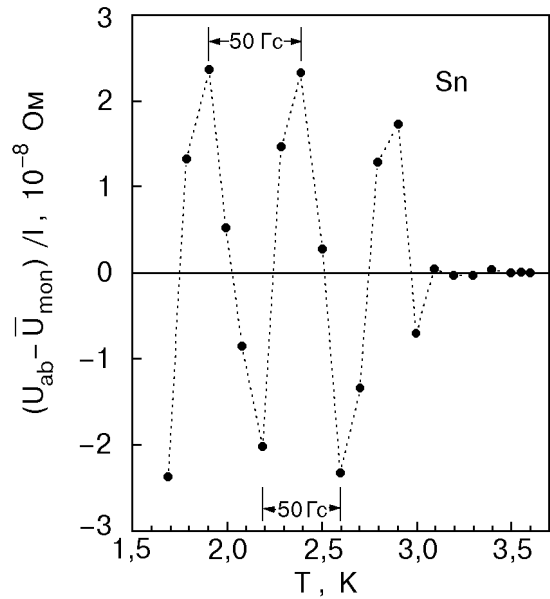


Рис. 7. Осциллирующая часть $(U - \bar{U}_{\text{мон}})/I$ эффективного сопротивления сужения из олова в промежуточном состоянии в магнитном поле измерительного тока $I = 1$ А в зависимости от температуры. Показан период осцилляций в единицах критического магнитного поля.

ляет заключить, что осцилляции и температурная составляющая монотонной части имеют различную природу. В то время как амплитуда осцилляций $\Delta U_{\text{osc}}/I$ у всех образцов слабо зависит от температуры (исключая область в непосредственной близости от точки возникновения промежуточного состояния), температурные составляющие монотонных частей независимо изменяются в широких пределах (не менее чем на два порядка величины в интервалах температур, где представлены осцилляции). Амплитуда осцилляций в су-

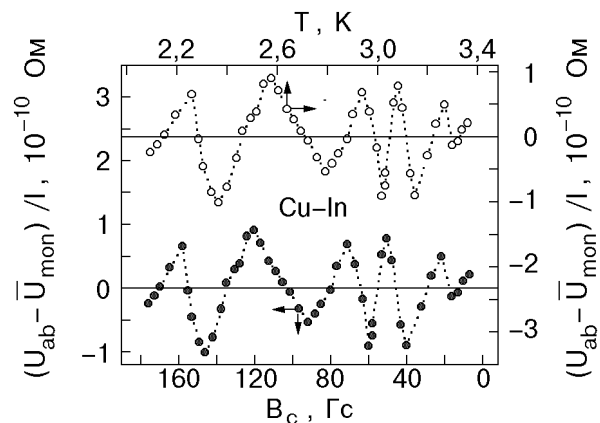


Рис. 8. U -осцилляции для двусвязной системы Cu-In в зависимости от температуры (верхняя кривая) и критического магнитного поля (нижняя кривая) при температурах ниже T_c^{In} в собственном магнитном поле ~ 5 Гс измерительного тока.

жении Sn на порядок выше, а в системе Cu–In на порядок ниже, чем в пластине Pb. Характер осцилляций в пластине Pb при разных B_e (рис. 6) указывает на зависимость фазы осцилляций ϕ от величины и направления внешнего магнитного поля: в поле 480 Гс фаза осцилляций сдвинута по отношению к фазе в поле 550 Гс примерно на π , а фазы в полях 520 и 550 Гс совпадают.

4. Обсуждение результатов

4.1. Теория

Известно, что в промежуточном состоянии сверхпроводников I рода, находящихся в магнитном поле, возникает ламинарная доменная структура с чередующимися нормальными и сверхпроводящими областями. В нормальных областях такой структуры магнитное поле всегда суть критическое поле сверхпроводника $B_c(T) \cong B_c(0) \times \{1 - [T/T_c(0)]^2\}$ независимо от величины внешнего поля B_e [13]. Построим для Pb и In шкалы критических полей для температурных областей U -осцилляций в соответствии с этим выражением (значения $B_c(0)$ и $T_c(0)$) брались из [14]) и рассмотрим осцилляции в новых координатах (рис. 6 и 8). Для образца Sn вместо шкалы критических полей на рис. 7 приведен масштаб изменений критического поля в характерных точках. Выясним, что разность абсолютных значений критического поля ΔB_c для любых пар точек, отстоящих на период осцилляций, в области одного–двух периодов осцилляций (у образцов Pb и Sn) слабо зависит от значительного изменения в этой области величины критического поля. Это характерно для функциональной зависимости фазы осцилляций от прямого, а не обратного поля. Особенно хорошо это прослеживается при значительном числе периодов осцилляций и большем масштабе изменений критического поля, как у образца Cu–In, для которого на рис. 9 показаны осцилляции в функции как прямого, так и обратного поля.

Таким образом, период наблюдаемых резистивных осцилляций находится в прямой зависимости от величины критического магнитного поля, а сами осцилляции, не обнаруживая связи с геометрией образцов, появляются лишь после перехода либо односвязного сверхпроводника, либо сверхпроводника в замкнутой гибридной системе в сверхпроводящее состояние. Все это, а также сам факт существования резистивных осцилляций указывает на возникновение после такого перехода ламинарной доменной SNS-структуры промежуточного состояния, в нормальных

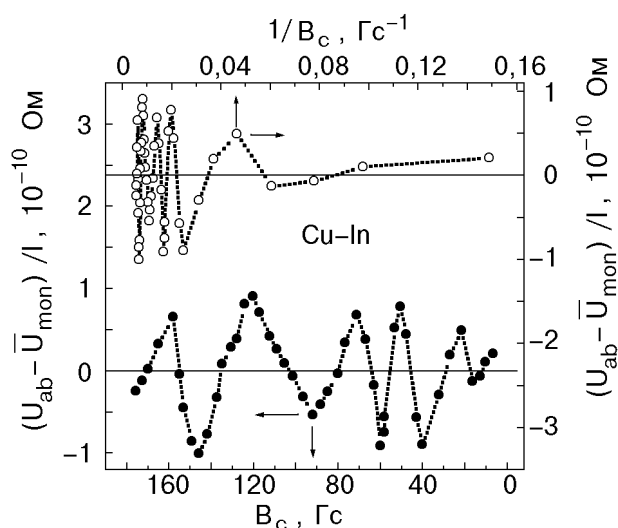


Рис. 9. Осцилляции эффективного сопротивления системы Cu–In в функции прямого (нижняя кривая) и обратного (верхняя кривая) критического магнитного поля при температурах ниже T_c^{In} .

областях которой и следует искать механизм, ответственный за диссипативные осцилляции. Как будет показано ниже, условия его проявления во всех образцах соответствуют режиму «чистого» предела, т.е. баллистической ситуации в транспорте, при которой упругая длина пробега l_{e1} превышает или сравнима с размером нормальной области d_N .

Предлагая ниже квазиклассический механизм для описания наблюдаемых U -осцилляций в нормальных областях доменов промежуточного состояния, мы будем иметь в виду именно эту ситуацию.

Малость полей, при которых имеют место осцилляции, и характерные особенности последних наводят на мысль, что природа обнаруженных осцилляций обусловлена квантово-интерференционным механизмом взаимодействия когерентных возбуждений с упругими центрами рассеяния нормальных областей доменов NS-структуры промежуточного состояния. Действительно, известен только один тип U -осцилляций с прямой зависимостью фазы от магнитного поля в сочетании со сравнительно слабой зависимостью амплитуды от температуры. Это осцилляции, обусловленные интерференцией когерентных возбуждений с противоположным относительно магнитного вектор-потенциала направлением движения на замкнутых диссипативных траекториях жесткой конфигурации [15,16]. Вблизи NS-границы наибольший вклад должны давать баллистические траектории примесь–граница, содержащие центры упругого рассеяния (примеси), в нормальном слое толщиной порядка тепловой длины когерент-

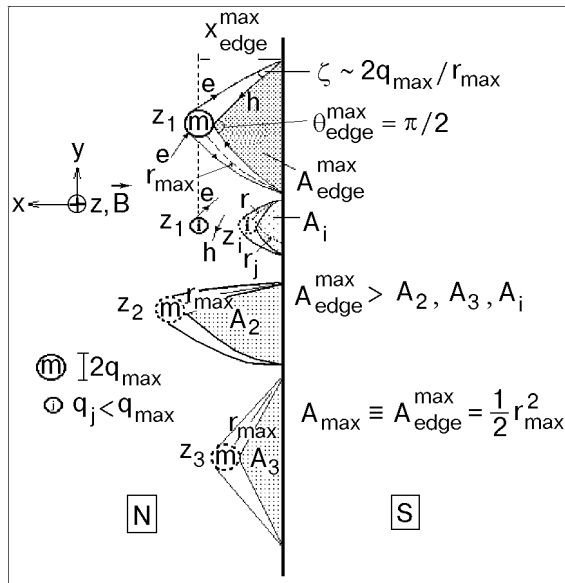


Рис. 10. Критерий когерентного взаимодействия электрона e и андреевской дырки h с одним и тем же центром упругого рассеяния (выражение (3) в тексте) устанавливает распределение площадей A квантования потока магнитного вектор-потенциала. Выделенной является максимально допустимая площадь A_{edge}^{max} , ограниченная баллистическими траекториями, проходящими через примеси m максимального сечения $\sim q_{max}^2$ в позициях $[x_{edge}^{max}, y, z]$ при $\theta_{edge}^{max} = \pi/2$.

ности $\lambda_T \approx \hbar v_F / k_B T$ (v_F — ферми-скорость, k_B — постоянная Больцмана) при $l_{el} \gg \lambda_T$, т.е. на расстояниях от границы, на которых e - и h -возбуждения с энергией $\varepsilon \sim k_B T < \Delta_0$ (Δ_0 — энергетическая щель в сверхпроводнике) еще могут одновременно взаимодействовать с одной и той же примесью (рис. 10). Как известно, на указанных траекториях упругое рассеяние когерентных возбуждений приводит к почти двукратному увеличению сечения рассеяния на примеси σ [10], а изменение условий интерференции когерентных возбуждений, как можно предположить, — к осцилляциям соответствующего резистивного вклада.

Нетрудно понять, что распределение длин баллистических когерентных траекторий с примесями в тепловом слое не является однородным. Действительно, при андреевском отражении импульс \mathbf{p} получает добавку $\Delta \mathbf{p} = 2(\varepsilon/v_F)\mathbf{n}$ (\mathbf{n} — орт направления, ε — энергия возбуждения, отсчитанная от энергии Ферми ε_F [17]), так что имеет место угловое расхождение между направлениями импульсов e - и соответствующего ему h -возбуждений в точке отражения на NS -границе, которое составляет $\zeta \sim dp/p_F$ с нижним значением для dp , ограниченным неопределенностью импульса $\Delta p \sim (\hbar/\lambda_\varepsilon)$, $\lambda_\varepsilon = \hbar v_F / \varepsilon$ (λ_ε — длина когерент-

ности). Отсюда следует, что длина рассматриваемых траекторий в тепловом слое зависит от σ , оказываясь одной и той же для траекторий с примесями одинакового сечения. В отсутствие магнитного поля распределение длин не играет роли и при усреднении по всем примесям выделенным тепловой длиной когерентности оказывается весь слой нормального металла с уменьшенным контактансом в целом [10,18]. Особенности такого распределения, однако, должны сразу проявиться в магнитном поле (в том числе, и в собственном поле измерительного тока). Причина, разумеется, в том, что в присутствии магнитного вектор-потенциала основную роль в изменении фазы волновых функций играет не столько длина замкнутой траектории, сколько величина, связанная с магнитным потоком Φ [15], т.е. площадь, ограниченная траекторией, и, соответственно, не распределение длин, а распределение площадей, которое более дифференцировано. Отмеченное выше угловое расхождение ζ импульсов e - и h -возбуждений в магнитном поле дополнительно усугубляется ларморовской расходимостью, что меняет баллистический критерий когерентности. Элементарный расчет показывает, что расстояние r от примеси до наиболее удаленной точки на границе, на котором частица после андреевского отражения может еще вернуться в магнитном поле к той же примеси в условиях отмеченной выше угловой расходимости e - и h -возбуждений, уменьшается до величины

$$r \approx 2 \sqrt{q R_L (B_c(T))} . \tag{3}$$

Здесь $q = \sqrt{\sigma}$; $R_L = |cp_\perp / eB_c|$ — ларморовский радиус, c — скорость света.

Таким образом, магнитное поле для каждой примеси в плоскости $z = \text{const}$ выделяет конечную область e и h когерентных траекторий, берущих начало в точках андреевского отражения на NS -границе и заканчивающихся на примеси. Размер этой области ограничивается положением двух крайних точек отражения, удаление которых от примеси задается критерием (3). На рис. 10 показан пример разных по площади областей когерентных траекторий для примесей идентичного сечения в позициях $z_{1,2,3}$. Идентичным сечениям примесей соответствует одна и та же, устанавливаемая критерием (3), длина крайних траекторий. Там же показана одна из областей, ограниченная крайней когерентной траекторией меньшей длины, соответствующей примесям меньшего сечения в позициях z_i .

Наличие квантовомеханически зависимых (когерентных) возбуждений на диссипативных тра-

екториях приводит, как известно, к появлению в суммарной амплитуде рассеяния $|f_e + f_h|^2$ интерференционной поправки $2\text{Re}(f_e f_h^*)$ ($f_{e,h}$ — амплитуды рассеяния), определяющей интерференционную добавку к проводимости, а изменение фазы волновых функций на таких траекториях — к осцилляциям этой добавки по параметру, ответственному за такое изменение [3,10,15,16].

Полное изменение фазы Φ_j волновых функций с учетом возбуждений обоих типов с энергией $E = eU$ на замкнутых сверхпроводником диссипативных баллистических траекториях длиной $\Lambda_j = 2r_j$ в магнитном поле B определяется выражением [10,11]

$$\Phi_j = \Phi_e + \Phi_h = 2\pi \left[\frac{1}{\pi} \frac{E\Lambda_j}{\hbar v_F} + \frac{BA_j(x, r_j)}{\Phi_0/2} \right], \quad (4)$$

где

$$A_j(x, r_j) = x \sqrt{r_j^2 - x^2} = \frac{1}{2} r_j^2 \sin \theta$$

— площадь, ограниченная когерентной траекторией, с углом θ при вершине, в плоскости z , проходящей через примесь с координатами $[x, y, z]$ (см. рис. 10); $\Phi_0 = hc/e = 4,14 \cdot 10^{-7}$ Гс·см².

Вкладом первого слагаемого можно пренебречь, поскольку при характерных для нашего эксперимента значениях $U \leq 10^{-8}$ В он не превышает 10^{-5} полного периода изменения фазы в том интервале температур, где в эксперименте наблюдается несколько периодов осцилляций. Следовательно, поведение интерференционной поправки к амплитуде рассеяния на интервале изменений магнитного потока $\Delta\Phi > \Phi_0/2$ для любой из когерентных траекторий длиной $\Lambda_j \leq 2r$ (см. рис. 10) будет в основном зависеть от изменения второго слагаемого. Последнее определит и поведение интерференционного вклада в сечение рассеяния и в сопротивление, ΔR_j [3,10,15,16]:

$$\Delta R_j \sim \cos \left(2\pi \frac{\Phi_j}{\Phi_0/2} \right) \sim \cos \left(2\pi \frac{BA_j(x, r_j)}{\Phi_0/2} \right). \quad (5)$$

Суммарный результат получим, произведя усреднение по всем когерентным траекториям для каждой примеси и по всем примесям:

$$\overline{\Delta R} = \Delta U_{\text{osc}} / I \sim \sum_{x=0}^{\infty} \int_{r_j=x}^r \cos \left(2\pi \frac{BA_j(x, r_j)}{\Phi_0/2} \right) dr_j \sim$$

$$\sim \int_0^r dx \int_x^r \cos \left(2\pi \frac{BA_j(x, r_j)}{\Phi_0/2} \right) dr_j. \quad (6)$$

Учитывая, что даже при $l_{\text{el}} \sim 0,1$ мм в произвольном слое, параллельном границе, толщиной порядка размера примеси и площадью $\sim l_{\text{el}}^2$, в соответствии с обычной оценкой концентрации $c_i \sim (l\sigma)^{-1}$ может содержаться не менее 10^6 примесей, включая примеси максимального сечения, суммирование можно заменить интегрированием. Вычисления сводятся к вычислению интегралов типа Френеля (см., например, [19]). Интегрирование по r_j устанавливает для когерентных траекторий, связанных с примесью с координатой x , некомпенсированный вклад сечений $A_{\text{edge}}(x)$ на краю интегрирования при $r_j = r$, где фаза стационарна, т.е. где

$$\frac{\partial A_j(x, r_j)}{\partial r_j} = \frac{xr}{\sqrt{r^2 - x^2}},$$

а интегрирование по x — некомпенсированный вклад экстремальной площади $A_{\text{edge}}^{\text{max}}$ под траекторией с примесью максимального сечения $\sigma_{\text{max}} \sim q_{\text{max}}^2$ для максимально допустимого критерием (3) значения $r_{q_{\text{max}}}$, при котором

$$\frac{\partial A_{\text{edge}}(x)}{\partial x} = 0.$$

Этому условию отвечает площадь величиной

$$A_{\text{max}} \equiv A_{\text{edge}}^{\text{max}} = \frac{1}{2} r_{q_{\text{max}}}^2,$$

которая реализуется при $\theta = \pi/2$ для примеси максимального сечения, удаленной от NS-границы на расстоянии $x_{\text{max}} = (\sqrt{2}/2)r_{\text{max}}$.

Таким образом, вычисления показывают, что в системе рассмотренных когерентных траекторий существует единственная, ограничивающая экстремальную (максимальную по величине) площадь квантования, способную обеспечивать некомпенсируемое изменение фазы при изменении магнитного вектор-потенциала.

Величина A_{max} определяется с точностью до $\delta A_{\text{edge}}/A_{\text{edge}} \sim q_{\text{max}}/r_{\text{max}}$. В металлах $q \approx 2-5 \text{ \AA}$, так что $\delta A_{\text{edge}}/A_{\text{edge}} \ll 1$ и изменение Φ , определяющее число периодов осцилляций, может в некоторой области значений B_c зависеть, в основном, только от изменения потока магнитного вектор-потенциала через некомпенсируемую экстремальную площадь, ограниченную экстремаль-

ной по длине когерентной траекторией. Таким образом, квантовый характер взаимодействия интерферирующих когерентных возбуждений с центрами упругого рассеяния в нормальных слоях доменов промежуточного состояния при изменении температуры, задающем изменение магнитного (критического) поля в этих слоях, должен приводить к диссипативным осцилляциям транспорта заряда через *SNS*-структуру:

$$\Delta U_{\text{osc}}/I \propto c_{q_{\text{max}}} \sin \left(2\pi \frac{BA_{\text{max}}}{\Phi_0/2} \right) \quad (7)$$

($c_{q_{\text{max}}}$ — концентрация примесей максимального сечения).

Максимальное число периодов осцилляций ΔB_c , которое возможно наблюдать при изменении температуры, зависит, очевидно, от масштаба изменения B_c от значения $B_c(T_0) = B_{e,I}$ при температуре T_0 возникновения *SNS*-структуры промежуточного состояния до значения $B_c(T)$ при текущей температуре. Поэтому фаза осцилляций при одной и той же температуре должна зависеть от значений $B_{e,I}$:

$$\varphi = 2\pi \frac{[B_c(T) - B_{e,I}] A_{\text{max}}}{\Phi_0/2} \quad (8)$$

Оценивая интервал значений B_c , в котором можно пренебречь изменением A_{edge} с изменением B_c , найдем на основании (8) и дифференциала параметра r из выражения (3), что этот интервал составляет $\Delta B_c \approx 3\Delta B_c$, где ΔB_c — период осцилляций. Указанный порядок величины ΔB_c соответствует, кроме того, тому значению B_c , начиная с которого осцилляции могут наблюдаться и которое отличается от значения, соответствующего точке возникновения *NS*-структуры $B_c(T_0) = B_{e,I}$. Учет этой особенности полезен для идентификации температурной области осцилляций. Поскольку интерференция когерентных возбуждений способна изменять диссипативный вклад взаимодействующей с ними примеси [10], можно ожидать, что амплитуда осцилляций $\Delta U_{\text{osc}}/I$ будет определяться только концентрацией центров упругого рассеяния максимального сечения, пропорциональной общей концентрации c при более или менее однородном распределении центров рассеяния, и не будет зависеть от температуры, что и отражено в выражении (7).

Уместно сравнить, хотя бы качественно, поскольку ранее это не делалось (исключая случай узкого *SNS*-контакта в диффузионном пределе [20]), порядок интерференционных вкладов в

проводимость в приближении механизма слабой локализации в отсутствие *NS*-границы и при ее наличии в рамках рассмотренного механизма. Используя качественный метод оценки вероятности образования когерентных траекторий [21] (в теории слабой локализации — самопересекающихся траекторий), найдем, что вероятность возникновения когерентных траекторий в случае *NS*-границы в слое с характерным размером порядка длины пробега в $(r/\lambda)^2 \sim 10^8$ раз больше ($\lambda \sim \sqrt{\sigma}$ — длина волны де Бройля), чем вероятность образования самопересекающихся траекторий, поскольку определяется площадью основания конуса, опирающегося на сверхпроводник, с примесью в вершине, образованного допустимыми когерентными траекториями, возникающими в результате андреевского отражения. Отсюда ожидаемый для *NS*-системы относительный интерференционный вклад в сопротивление

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \sim (r/\lambda)^2 (\lambda/l_{e1})^2, \quad (9)$$

где второй множитель — основная квантовая поправка теории слабой локализации в отсутствие *NS*-границ. Как будет видно из дальнейшего, это вполне согласуется с величиной амплитуды наблюдаемых нами осцилляций в пластине Pb, если оценку (9) провести в соответствии с конкретным соотношением параметров, отвечающим условиям эксперимента.

4.2. Сравнение с экспериментом

Оценки характеристик *SNS*-структуры промежуточного состояния сверхпроводников I рода на основе феноменологической теории сверхпроводимости [13,22] для наших образцов дают следующие результаты. Изменение значений B_c в нормальных областях доменов у пластин свинца соответствовало изменению характерного параметра теории $h = B_e/B_c(T)$ в пределах $0,5 \leq h \leq 1$ для интервала 1,5–4,2 К и в пределах $0,65 \leq h \leq 0,83$ для интервала 2–3 К (на верхней шкале рис. 6 показаны изменения B_e , отсчитанные от B_c (при $T = 2,9$ К). Для сужения Sn при значении собственного магнитного поля $B_I \approx 100$ Гс интервалу температур, в котором представлены осцилляции, соответствует изменение h в пределах $0,5 \leq h \leq 1$. Наконец, наиболее широкий диапазон изменений h за счет малого B_I в аналогичном интервале температур реализуется для пластины In в системе Cu–In: $0,03 \leq h \leq 1$. Согласно [13,22], выражение для размера домена имеет вид

$$d = [AW/f(h)]^{1/2} .$$

Здесь A — размерная константа поверхностного натяжения на NS -границе; W — ширина пластины Pb в случае внешнего поля и эффективная ширина, равная толщине Sn или In, в случае собственного поля тока. Принимая во внимание, что $f(h) = (\ln 2/\pi)(1-h)^2$ при $h \rightarrow 1$ и $f(h) = (h^2/\pi) \ln(0,56/h)$ при $h \rightarrow 0$ [23], получаем, что число доменов в границах измерительных зондов у наших образцов в промежуточном состоянии может составлять примерно от 12 при 3 К до 26 при 1,5 К для пластины Pb, от одного до двух во всем интервале осцилляций для сужения Sn и от 3 до 10 для пластины In ниже 3,3 К. Этим значениям соответствует изменение толщины d_N нормальных слоев в доменах между NS -границами в пределах 5–22 мкм для Pb и Sn и 6–70 мкм для In, что меньше или сравнимо с l_{el} исследованных металлов и позволяет считать режим проявления диссипативных осцилляций для всех образцов режимом «чистого» предела.

Выражение (9) дает оценку амплитуды осцилляций для области нормального металла объемом порядка l_{el}^3 . Применительно к нашему эксперименту более или менее конкретную оценку можно сделать только для пластины Pb, где зонды размещаются непосредственно на сверхпроводнике:

$$\frac{\Delta R_{osc}}{R} \sim \int_0^{l_{el}/v_F} v_F r^2 (d_N t W)^{-1} dt \sim 10^{-2} - 1$$

для $d_N \sim 20-1$ мкм, $W \sim l_{el}$ ($t < l_{el}$ — толщина пластины). Полученная оценка находится в согласии с экспериментом.

Для магнитных полей, использованных при исследовании пластин Pb, $T_0 \approx 5,5$ К лежит за пределами гелиевого интервала температур, но по причинам, связанным с погрешностью измерений (см. разд. 2), осцилляции ниже этой точки вплоть до 3,2 К мы не рассматриваем, ограничившись рассмотрением примерно двух периодов осцилляций (рис. 6). Сравнивая амплитуду последних с амплитудой осцилляций, обнаруженных в сужении Sn, найдем

$$\frac{(\Delta U_{osc}/I)_{Sn}}{(\Delta U_{osc}/I)_{Pb}} \sim \frac{RRR_{Pb}}{RRR_{Sn}} \frac{c_{Sn}}{c_{Pb}} \approx 10$$

($c_{Sn,Pb}$ — концентрации примесей), что также соответствует особенностям рассмотренного механизма осцилляций. Находит объяснение и со-

отношение фаз осцилляций, представленных на рис. 6 для пластины Pb для разных полей, которое непосредственно следует из выражения (6): $\Phi_{550 \text{ Гц}} - \Phi_{480 \text{ Гц}} \approx \pi$; $\Phi_{520 \text{ Гц}} - \Phi_{480 \text{ Гц}} + \pi \approx 3\pi$ (здесь учтено, что $\mathbf{B}[520 \text{ Гц}] = -\mathbf{B}[480 \text{ Гц}]$).

В образце с In из-за малого $B_I \approx 5$ Гс значения T_0 и $T_c(0)$ весьма близки, что позволило в том же, что и для Sn и Pb, интервале температур наблюдать число периодов осцилляций, превышающее 3 (рис. 8), т.е. то число, при котором, как оценивалось выше, изменение A_{max} и, соответственно, периода осцилляций малозаметно. Как следует из данных, представленных на рис. 8, при достаточно большом числе периодов осцилляций проявляется некоторая зависимость периода от B_c . В указанном на рисунке интервале изменений B_c период удваивается, что находится в полном согласии с особенностями рассмотренного механизма осцилляций. Уменьшение амплитуды осцилляций в системе Cu–In еще на порядок по сравнению с $\Delta U_{osc}/I$ для Pb связано со значительным удалением (≈ 600 мкм) зонда в нормальной области от NS -границы Cu–In, которое, однако, всего лишь в несколько раз больше средней длины пробега в монокристалле Cu. При такой установке зонда независимо проявляется другой квантовый механизм диссипации, связанный с релаксацией фазы в пределах неупругой длины свободного пробега [11] и подробно рассмотренный в нашей работе [6]. Он ответственен за увеличение температурозависимого вклада неупругого рассеяния в проводимость нормального металла в

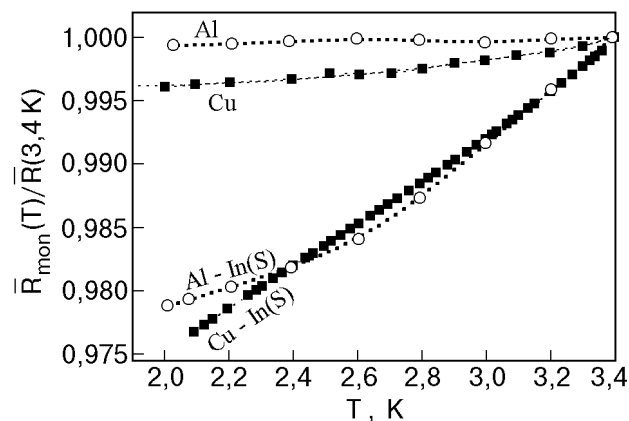


Рис. 11. Температурная зависимость монотонной составляющей сопротивления двусвязных NS -систем Al–In [5] и Cu–In (нижние кривые), измеряемая при размещении зонда в нормальном металле (Al, Cu) на расстояниях от контакта со сверхпроводником порядка неупругой длины свободного пробега. Верхние кривые — температурное поведение сопротивления тех же металлов в отсутствие NS -границы. Для сравнения кривых в одном масштабе данные представлены в относительных единицах.

целом при появлении NS -границы и проявляется в виде усиленной температурной зависимости монотонной составляющей в сравнении с той же зависимостью в отсутствие NS -границы (рис. 11).

Значительные искажения формы осцилляций в образце Pb, скорее всего, связаны с вариациями значения q_{\max} при изменении числа доменов в этом образце в исследованном интервале температур, обновляющем положение NS -границ. При таком изменении, по-видимому, реализуется весь интервал возможных изменений $q_{\max} = 2-5 \text{ \AA}$ для металлов, масштаб которых, однако, в состоянии исказить только вид осцилляций, не устраняя общей картины их периодичности.

Наконец, наиболее важными особенностями поведения осцилляций, согласующимися с принципиальными свойствами предложенного квантового механизма, являются те из них, которые присущи всем рассмотренным металлам и конфигурациям образцов. Это — одинаковый порядок величины периода осцилляций ($\approx 50 \text{ Гс}$) при сравнимом порядке значений критического поля в нормальных областях доменов промежуточного состояния и независимость амплитуды осцилляций от температуры. Из условия $\Delta B_c A_{\max} = \Phi_0/2$ найдем, что этому периоду соответствует взаимодействие когерентных возбуждений с примесями, находящимися на расстоянии от NS -границ порядка 1 мкм , что отвечает теоретическому рассмотрению. Отсутствие температурной зависимости амплитуды осцилляций указывает на отсутствие их связи с температурозависимыми параметрами декогерентности, такими как неупругие электрон-фононная и электрон-электронная длины пробега и тепловая длина когерентности. Это означает, что ответственными за диссипативные осцилляции могут быть только те замкнутые траектории когерентных возбуждений, которые расположены в слое, примыкающем к NS -границе, толщина которого меньше указанных длин декогерентности. Указанная толщина слоя и условия эксперимента отвечали этим требованиям.

5. Заключение

Экспериментально изучена проводимость NS -структур промежуточного состояния сверхпроводников I рода в односвязной (Pb и Sn) и двусвязной (Cu-In) конфигурации образцов с большими упругими длинами свободного пробега электронов. Обнаружены диссипативные осцилляции в функции температуры и критического магнитного поля типа осцилляций Ааронова —

Бома. Фаза и период осцилляций есть функции прямых значений магнитного поля. Период осцилляций соответствует изменению магнитного потока внутри области площадью порядка 1 мкм^2 на один квант потока $hc/2e$. Фаза осцилляций чувствительна к ориентации и величине внешнего магнитного поля. Амплитуда осцилляций слабо зависит от температуры по сравнению с монотонной составляющей, которая изменяется на несколько порядков величины. Предложен квантово-интерференционный механизм рассеяния когерентных возбуждений на упругих центрах в магнитном поле, объясняющий природу и особенности обнаруженных резистивных осцилляций. Он основан на учете критерия пространственного ограничения взаимодействия когерентных возбуждений с центрами упругого рассеяния в условиях андреевского отражения.

1. Ю. Н. Цзян, О. Г. Шевченко, *ФНТ* **14**, 543 (1988).
2. C. J. Lambert and R. Raimondi, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 901 (1998).
3. B. L. Altshuler, D. E. Khmel'nitsky, A. I. Larkin, and P. A. Lee, *Phys. Rev.* **B20**, 5142 (1980).
4. S. Washburn and R. A. Webb, *Adv. Phys.* **35**, 375 (1986).
5. A. G. Aronov and Yu. V. Sharvin, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 755 (1987).
6. Ю. Н. Цзян, С. Н. Гриценко, О. Г. Шевченко, *ЖЭТФ* **118**, 1426 (2000).
7. Ю. Н. Цзян, О. Г. Шевченко, *ЖЭТФ* **113**, 1064 (1998).
8. Ю. Н. Цзян, О. Г. Шевченко, *ФНТ* **25**, 432 (1999).
9. Ю. Н. Цзян, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 481 (2000).
10. J. Herath and D. Rainer, *Physica C* **161**, 209 (1989).
11. B. J. van Wees, P. de Vries, P. M. M. M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 510 (1992).
12. Ю. Н. Цзян, *ПТЭ* **1**, 202 (1981).
13. P. G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W. A. Benjamin Inc., New-York—Amsterdam (1966); [П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968)].
14. *Handbook of Chem. and Phys.*, Chem. Rub. Publ. Co., Cleveland (1974–1975).
15. Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.* **115**, 485 (1959).
16. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 101 (1981).
17. А. Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **46**, 1823 (1964); там же **49**, 655 (1965).
18. А. М. Кадигроров, *ФНТ* **19**, 943 (1993); A. Kadigrobov, R. Shekhter, and M. Jonson, *Physica B: Condens. Matter* **218**, 134 (1996).
19. J. M. Ziman, *Principles of the Theory of Solids*, Cambr. University Press (1964) [Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела*, Мир, Москва (1966)].
20. Б. Л. Альтшулер, Б. З. Спивак, *ЖЭТФ* **92**, 607 (1987).
21. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
22. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Гослитиздат, Москва (1957).
23. Е. М. Лифшиц, Ю. В. Шарвин, *ДАН СССР* **79**, 783 (1951).

**Mesoscopic resistive quantum oscillations
in the intermediate state of type I
superconductors**

Yu. N. Chiang and O. G. Shevchenko

The investigations of quantum-interference effects in the conductance of *SNS* systems generated in the intermediate state of type I superconductors have been extended. In particular, the *SNS* system of the intermediate state of In incorporated into a

macroscopic hybrid sample with a Cu single crystal was studied, the sample configuration corresponding to a double-connected «Andreev interferometer». Quantum resistive oscillations dependent on temperature, or critical magnetic field, have been observed and explored in the normal regions of the intermediate state domains in the Pb, Sn, and In samples of high purity and different arrangements. It is shown that the nature of the oscillations observed is similar to that of the Aharonov–Bohm dissipative oscillations for ballistic trajectories of coherent excitations in the vicinity of the *NS* boundary.