

Магниторезистивные осцилляции в двусвязном SFS-интерферометре с ферромагнитным сегментом длиной, превышающей тепловую длину когерентности

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 20 июня 2007 г.

Исследован контактанс макроскопических по длине образцов ферромагнитного Ni в границах замкнутых сверхпроводником (индием) F/S-интерфейсов — в конфигурации SNS-системы, соответствующей геометрии «андреевского интерферометра» (АИ). Макроскопические размеры системы обеспечивали возможность прямого измерения проводимости каждого из элементов разветвленной цепи АИ и соблюдение условий минимального вклада побочных эффектов, напоминающих эффект близости. Впервые при длинах сегментов ферромагнетика, превосходивших типичный мезоскопический масштаб (~1 мкм) более чем в 10^3 раз, наблюдаются $hc/2e$ -осцилляции сопротивления по магнитному полю (эффект Ааронова–Бома в неупорядоченных проводниках) с амплитудой, соответствовавшей положительной интерференционной добавке к сопротивлению области, примыкающей к F/S-интерфейсу, толщиной порядка длины когерентности подшелевых возбуждений при андреевском отражении в условиях обменного поля типичных ферромагнитных материалов (~1 нм).

Досліджено контактанс макроскопічних за довжиною зразків ферромагнітного Ni в границях замкнених надпровідником (індієм) F/S-інтерфейсів — в конфігурації SNS-системи, що відповідає геометрії «андріївського інтерферометра» (АІ). Макроскопічні розміри системи забезпечували можливість безпосереднього вимірювання провідності кожного з елементів розгалуженого кола АІ і дотримання умов мінімального внеску сторонніх ефектів, які нагадували ефект близькості. Вперше за довжин сегментів ферромагнетика, що перевищували типовий мезоскопічний масштаб (~1 мкм) більше ніж в 10^3 разів, спостережено $hc/2e$ -осциляції опору з магнітним полем (ефект Ааронова–Бома в невпорядкованих провідниках) з амплітудою, що відповідала позитивній інтерференційній добавці до опору області, яка межує з F/S-інтерфейсом та має довжину порядку довжини когерентності підшлітинних збуджень при андріївському відбитті за умови існування обмінного поля типових ферромагнітних матеріалів (~1 нм).

PACS: 72.25.Mk Спиновый перенос через поверхности;
74.45.+c Эффекты близости; эффект Андреева; SN- и SNS-переходы.

Ключевые слова: SFS-граница, андреевское отражение, осцилляции Ааронова–Бома.

Введение

Наряду с исследованиями транспортных когерентных явлений в мезоскопических проводниках, использование для тех же целей макроскопических проводников представляет альтернативный интерес. Прежде всего он связан с возможностью устранять не-

однозначность в оценке длин когерентности, применяя размеры (длину) образцов, заведомо превосходящие любые физически разумные для металлов длины когерентности. Кроме того, в случае, когда исследуется разветвленная система, макроскопическая длина ее сегментов допускает прямое измерение их контактанса. (В мезоскопических разветвленных сис-

темах транспортные эффекты в отдельных проводниках обычно анализируются по поведению полного контактанса системы, представляющего сложную комбинацию контактансов всех ее элементов [1].) Разумеется, при макроскопической постановке эксперимента повышаются требования к абсолютной точности разрешения малых по величине эффектов. Кроме того, уменьшение относительной величины эффектов в макроскопических проводниках требует использования низкоомных (чистых) проводников.

Примером результатов, полученных из измерений макроскопических образцов, служат результаты прямых четырехконтактных измерений проводимости низкоомных ($\approx 10^{-8}$ Ом) проводников нормальных металлов (Cu, Al, Ni), находившихся в контакте со сверхпроводником. Эксперименты проводили в гелиевой области температур при высоком разрешении ($\leq 0,01\%$) измеряемых разностей потенциалов [2,3]. Изучали изменения сопротивления проводников при переходе интерфейсов металл/сверхпроводник (M/S) из M/N в M/S-состояние. Такие изменения наблюдали при удалении интерфейсов друг от друга на расстояния вплоть до 1 мм, превышавшие любые возможные длины когерентности в металлах. Это означало, что наблюдаемое явление относилось не ко всей длине проводника, а только к ее ограниченной части. По характеру отклика в контактансе обнаруженный эффект явился прямой противоположностью эффекту близости. В макроскопических экспериментах при температурном переходе интерфейсов в M/S-состояние он всегда проявлялся в виде *возрастания* сопротивления ($R_{NS} > R_{NN}$). Соответствующая добавка к сопротивлению чистого проводника всегда отвечала сопротивлению сегмента проводника длиной, соразмерной с длиной когерентности ξ в чистом металле ($\xi \sim 1$ мкм). Кроме того, она находилась в согласии с фундаментальными представлениями теории об увеличении сечения упругого рассеяния примесей при андреевском отражении в пределах длины когерентности [4,5]. Из этого, в частности, следовало, что в SNS-системах пространственный масштаб эффекта близости не мог быть больше этой длины. Этот вывод часто противоречит другим оценкам этого масштаба, сделанным по результатам не прямых измерений контактанса в ограниченных по размерам мезоскопических SNS-структурах (см. [1]).

Приведенный пример показывает, что разрешение эффекта, подобного рассмотренному, является, вообще говоря, ключом к правильной оценке пространственных масштабов когерентных эффектов, включая эффект близости. Используя методику прецизионных измерений малых эффектов [6], мы провели исследование когерентных эффектов в гибридных системах магнетик/сверхпроводник (SFS-системах) с размера-

ми проводников, существенно превосходившими мезоскопические. В нулевом внешнем магнитном поле были проведены прямые измерения сопротивления R_F проводников Ni с использованием потенциальных интерфейсов Ni/In, установленных на расстоянии до 1 мм друг от друга [3]. Как и в случае с немагнитными проводниками, при переходе состояния интерфейсов F/N \rightarrow F/S сопротивление ферромагнитного проводника всякий раз возрастало. Сравнив величину возрастания $\delta R = R_{FS} - R_{FN}$ с полным сопротивлением проводника R_{FN} , мы нашли, что она соответствует сопротивлению слоя ферромагнитного проводника вблизи F/S-интерфейса толщиной не более нескольких нанометров. Очевидно, что этой толщиной и должен ограничиваться пространственный масштаб возможного проявления корреляционных эффектов типа эффекта близости, по крайней мере, в изученном ферромагнетике.

Наблюдение рассмотренного когерентного эффекта в SFS-системе позволило поставить следующий вопрос: не могут ли в контактансе ферромагнитных проводников макроскопического масштаба проявляться также эффекты, чувствительные к фазе параметра порядка в сверхпроводнике? Ответ оказался положительным.

2. Эксперимент и обсуждение

Представлены результаты прямого измерения проводимости проводников Ni в двусвязной конфигурации SFS-системы (в геометрии АИ). Образцы Ni в геометрии, показанной на рис. 1, вырезаны электро-

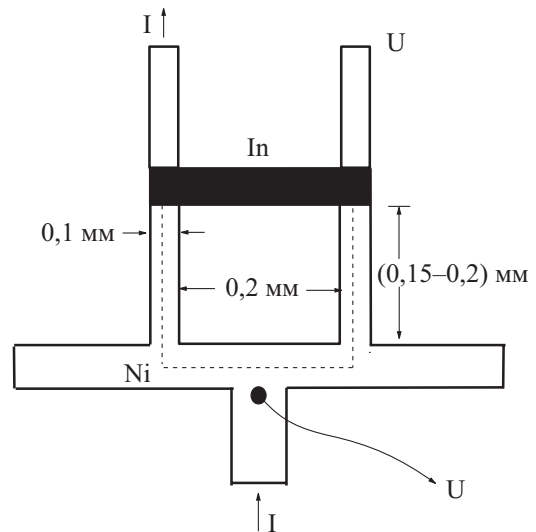


Рис. 1. Схематический вид F/S-системы в геометрии двусвязного «андреевского интерферометра». Концы монокристаллического ферромагнитного (Ni) сегмента (пунктирная линия) замкнуты сверхпроводящей (In) перемычкой. Размеры указаны для образца с осцилляциями сопротивления, изображенными на рис. 3.

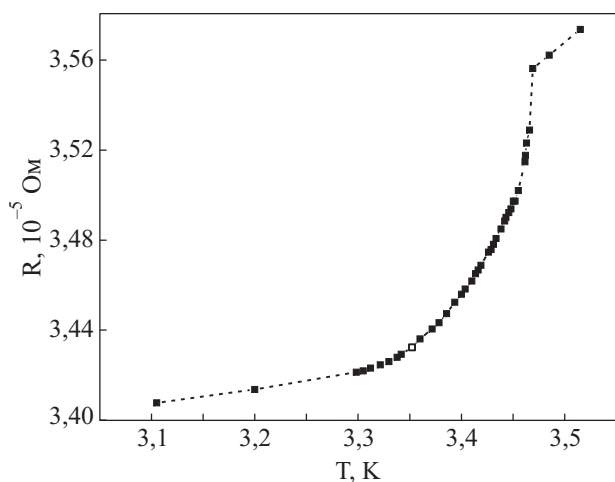


Рис. 2. Типичная температурная зависимость сопротивления In/Ni/In систем в геометрии АИ.

искровым способом из монокристалла с упругой длиной свободного пробега $l_{el} > 1$ мкм ($RRR \approx 200$). Технология приготовления системы, F/S-интерфейсов и сверхпроводящей In перемычки, как и методика прямых измерений отдельных сегментов системы те же, что и в работе [3]. Систему на стеклянной подложке устанавливали в торце небольшого экранированного свинцом сверхпроводящего соленоида перпендикулярно направлению поля, предварительно прокалбированного датчиком поля в торце соленоида. Элементы измерительной схемы вместе с системой и соленоидом вторично экранировали сверхпроводящим экраном. В этих условиях нестабильность поля зависела только от нестабильности тока I_{sol} , питавшего соленоид. Абсолютная нестабильность при произвольном значении I_{sol} не превышала $\delta I_{sol} = 5 \cdot 10^{-2}$ мкА ($\delta H = 5 \cdot 10^{-5}$ Э). Измерения проводили при сверхпроводящем состоянии In перемычки для одного из образцов при температуре 3,1 К, а для другого при 3,2 К. На рис. 2 показано температурное поведение сопротивления одной из систем, типичное для всех изученных систем с индиевой перемычкой.

На рис. 3 и 4 приведены магнитополевые осцилляции сопротивления двух образцов в двусвязной S/Ni/S конфигурации с разной площадью отверстия, измеренные при расположении токовых и потенциальных выводов, указанном на рис. 1. Осцилляции на рис. 3 представлены как в абсолютном ($\Delta R_{osc} = R - R_0$, левая шкала), так и в относительном ($\Delta R_{osc}/R_0$, правая шкала) масштабах. (R_0 — значение сопротивления ферромагнитного сегмента, соединяющего интерфейсы, — сумма сопротивлений отдельных частей сегмента, независимо измеренных в нулевом поле в отсутствие перемычки.) Подобные осцилляции в SFS-системах, где полная длина ферромагнитного сегмента (вдоль пунктирной линии на рис. 1) достигала порядка 1 мм, ранее не наблюдались. Нами приве-

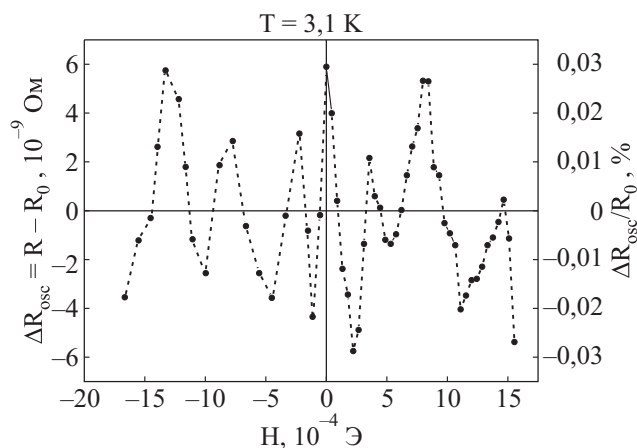


Рис. 3. $hc/2e$ — магнитополевые осцилляции сопротивления ферромагнитного (Ni) проводника в АИ системе с размерами, приведенными на рис. 1, в абсолютных (левая шкала) и относительных (правая шкала) единицах. $R_0 = 4,12938 \cdot 10^{-5}$ Ом. $T = 3,1$ К.

дены результаты для двух образцов и двух независимых измерений для противоположных направлений поля с разным шагом по H в качестве типичных результатов нескольких измерений, подтверждавших воспроизводимость периода осцилляций и его зависимость от площади отверстия интерферометра.

Период резистивных осцилляций, показанных на рис. 3 и относящихся к образцу с параметрами, приведенными на рис. 1, составляет, как можно видеть, $\Delta B \approx (5-7) \cdot 10^{-4}$ Э. Он наблюдается, как следует из рис. 1, при площади отверстия интерферометра, измеренной по средней линии сегментов и перемычки, $A \approx 3 \cdot 10^{-4}$ см². В образце, отличавшемся от предыдущего удвоенной длиной боковых сторон интерферо-

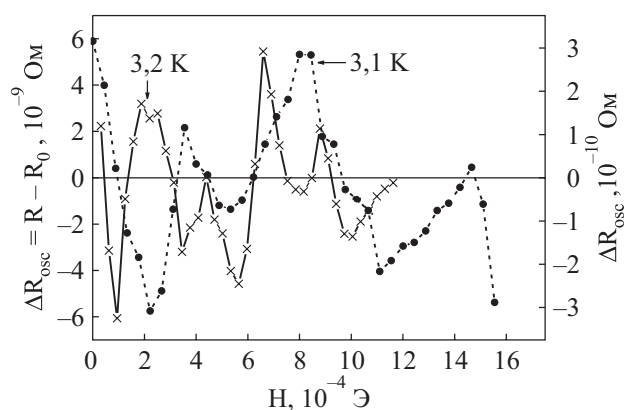


Рис. 4. $hc/2e$ — магнитополевые осцилляции сопротивления ферромагнитного (Ni) проводника в АИ системе с площадью отверстия, вдвое превышающей площадь отверстия системы, изображенной на рис. 1 (сплошная кривая, правая шкала). $R_0 = 3,09986 \cdot 10^{-6}$ Ом. $T = 3,2$ К. Пунктирная кривая — осцилляции, приведенные на рис. 3.

метра и, тем самым, примерно двукратным увеличением площади отверстия, период осцилляций оказался уменьшенным также примерно в два раза (рис. 4, сплошная кривая). Для удобства сравнения на рис. 4 отложены осцилляции для обоих образцов. Из значений периодов наблюдаемых осцилляций следовало, что с точностью до 20% периоды пропорциональны кванту магнитного потока $\Phi_0 = hc/2e$ через соответствующую площадь A : $\Delta B \approx \Phi_0/A$. При этом относительная амплитуда осцилляций для образцов $\Delta R_{\max}/\bar{R}_L \approx 0,03\%$ и $0,01\%$, что совпадает с относительной величиной когерентных эффектов, независимо измеренных в конфигурации с разомкнутыми интерфейсами (см. также [3]).

Очевидно, что зависимость кондактанса системы от магнитного потока означает, в частности, зависимость кондактанса от *полной* длины контура, охватывающего поток. В нашем случае этой длине фактически соответствуют макроскопические расстояния L (длина пунктирной линии на рис. 1) между Ni/S-интерфейсами ($L \approx 0,7$ мм и $1,1$ мм у первого и второго образцов соответственно). Но осциллирующее поведение кондактанса возможно, если фазы волновых функций электронов чувствительны к разности фаз параметра порядка в сверхпроводнике на интерфейсах [7]. Следовательно, последние должны быть связаны диффузионными траекториями электронов, на которых «фазовая память» сохраняется в пределах всей длины ферромагнитного сегмента L . Это значит, что осцилляции наблюдаются в режиме $L \sim L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi} \gg \xi_T = \sqrt{\hbar D/T}$ (D — коэффициент диффузии, ξ_T — длина когерентности металла, на которой исчезают эффекты близости, τ_ϕ — время сбоя фазы). Как известно, возможность проявления эффекта Ааронова–Бома в этих условиях была доказана Спиваком и Хмельницким [7], но единственное, что кажется неожиданным, это большое значение $L_\phi \sim L$, вытекающее из наших экспериментов. Оно должно означать, что деструктивный вклад неупругого рассеяния в ферромагнетике (как и в нормальных металлах [2]) может быть весьма малым уже при не слишком низких гелиевых температурах. В связи с этим имеет смысл привести качественную оценку возможного масштаба L_ϕ для этой области температур. Величина температурного вклада δR_T в сопротивление в этой области по сравнению с остаточным сопротивлением R_0 для металлов с $l_{el} > 10$ мкм ($D \sim 10^5$ см²/с) обычно порядка $\delta R_T/R_0 \sim 10^{-3}$ – 10^{-4} и электрон-фонное время релаксации

$$\tau_{e-ph} \sim \frac{l_{el}}{v_F} \frac{1}{\delta R_T/R_0} \sim (10^{-7} - 10^{-8}) \text{ с},$$

а электрон-электронное время релаксации $\tau_{e-e} \sim 10^{-8}$ с. Отсюда возможная длина сбоя фазы в гелиевой области температур $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi} \sim (0,3 - 1)$ мм.

В этих условиях природа наблюдаемых осцилляций представляется следующей и основывается на соображениях, высказанных Спиваком и Хмельницким при рассмотрении диффузии электронов в односвязной SNS-системе [7]. Исходя из этих соображений в металле всегда существует, независимо от геометрии образца (параметров $L_{x,y,z}$), конечная вероятность конструктивно интерферирующих транспортных траекторий, осциллирующий вклад которых не усредняется. Такие траектории сосуществуют с деструктивно интерферирующими, вклады которых усредняются практически до нуля [7,8]. Эти особенности проявились, например, в эксперименте Шарвиных [9], в котором наблюдалась конструктивная интерференция в магнитоцилиндре, толщина стенок которого составляла не менее $100 \lambda_B$ (λ_B — квазиклассическая толщина траектории). При выполнении условия $L_{x,y,z} \leq L_\phi$ от значений параметров $L_{x,y,z}$ зависит только количество (вероятности) конструктивно и деструктивно интерферирующих траекторий. Двусвязная геометрия дополнительно «улучшает» это соотношение, искусственно организуя двусвязные траектории, способные интерферировать конструктивно. В результате вероятность появления траекторий, способных интерферировать конструктивно, повышается. Различие между двусвязными SNS- и SFS-системами состоит в том, что при наличии сверхпроводящего сегмента концы диффузионных электронных (e) и дырочных (h) траекторий, связанных андреевским отражением, на каждом из S-интерфейсов могут совпадать в первом случае и, как показано ниже, не могут совпадать во втором.

На рис. 5 отмечены типичные траектории, возникающие в двусвязной SFS-системе при андреевском отражении. Из-за ларморовского искривления под действием обменного поля ферромагнетика траектории e (1), h (2) (h (2), e (3) и т. д.) расходятся на толщину траекторий λ_B [3], теряя когерентность на расстоянии $\xi^* = \sqrt{2\lambda_B r_{\text{exch}}}$ от интерфейса [10] (r_{exch} — ларморовский радиус в обменном поле $H_{\text{exch}} \approx k_B T_c / \mu_B$ (для Ni $r_{\text{exch}} \sim 1$ мкм); T_c , k_B , μ_B — температура Кюри, постоянная Больцмана и магнетон Бора соответственно). Сдвиги фаз, приобретаемые, например, электроном (3) и дыркой (2) на траекториях, соединяющих интерфейсы, соответственно равны [11]:

$$\begin{aligned} \phi_e &= (k_F + \varepsilon_T / \hbar v_F) L_e + 2\pi\Phi / \Phi_0 = \phi_{0e} + 2\pi\Phi / \Phi_0, \\ \phi_h &= -(k_F - \varepsilon_T / \hbar v_F) L_h + 2\pi\Phi / \Phi_0 = \phi_{0h} + 2\pi\Phi / \Phi_0. \end{aligned} \quad (1)$$

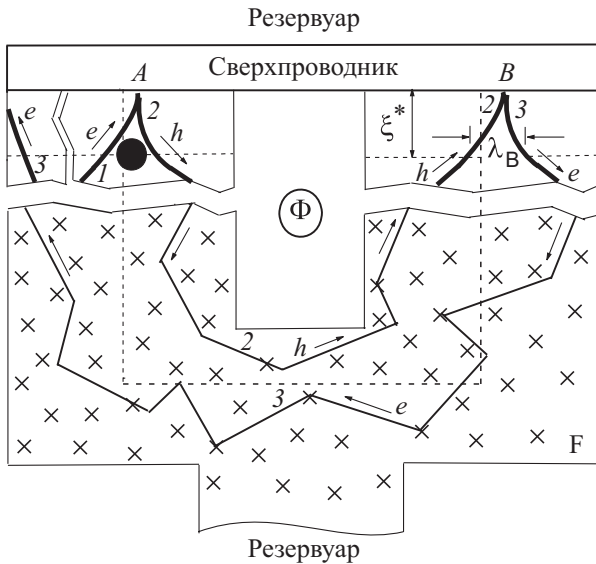


Рис. 5. Геометрия модели. Детали в тексте.

Здесь ε_T , k_F и v_F — энергия, отсчитанная от энергии Ферми, модуль фермиевского волнового вектора и фермиевская скорость соответственно.

Поскольку траектории пары e - h пространственно некогерентны, их осциллирующие вклады, пропорциональные квадратам амплитуд вероятностей, должны суммироваться аддитивно:

$$|f_{h(2)}|^2 + |f_{e(3)}|^2 \sim \cos \phi_e + \cos \phi_h \sim \cos(\phi_0 + 2\pi\Phi/\Phi_0), \quad (2)$$

где ϕ_0 — относительный сдвиг фазы независимых осцилляций, равный

$$\phi_0 = \frac{1}{2}(\phi_{0e} + \phi_{0h}) = \frac{\varepsilon_T}{\varepsilon_L} \frac{L_e + L_h}{2L}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_L = \hbar v_F / L$; $\varepsilon_T = k_B T = \hbar D / \xi_T^2$. Отсюда следует, что фазово-когерентными могут быть любые разнесенные в пространстве диффузионные e -, h -траектории с $\phi_0 = 2\pi N$, где N — целое. Очевидно, что этому требованию могут удовлетворять только те траектории, средняя линия которых по длине совпадает с кратчайшим расстоянием L , связывающим интерфейсы. В этом случае $(L_e + L_h) / 2L$ есть целое, так как $L_{i(e,h)}, L \sim l_{el}$ и $(L_{i(e,h)} / L) = m(1 + \alpha)$, где $\alpha \ll 1$. Кроме того, $(\varepsilon_T / \varepsilon_L) / 2\pi$ — также некоторое целое число n с точностью до $n(1 + \gamma)$, где $\gamma \approx d / L \ll 1$ (d — поперечный размер интерфейса). В итоге для всех рассматриваемых траекторий

$$\cos(\phi_0 + 2\pi\Phi/\Phi_0) \sim \cos(2\pi\Phi/\Phi_0). \quad (4)$$

Это означает, что осциллирующие в магнитном поле вклады всех таких траекторий должны иметь один и тот же период. Учитывая квазиклассическую толщину траектории, найдем, что число конструктивно интер-

ферирующих траекторий с отличающимися проекциями на площадь квантования, которые следует учесть, порядка l_{el} / λ_B . Однако на большей части своей длины, за исключением области ξ^* , все l_{el} / λ_B траектории пространственно некогерентны. Они равномерно распределены по периметру сечения трубки радиусом l_{el} и осью L , и потому вне области ξ^* усредняются. Конструктивная интерференция частиц на этих траекториях может проявиться только на толщине сегмента ξ^* , отсчитанной от интерфейса, где частицы пар e - h как фазово, так и пространственно когерентны. В этой области взаимодействие пары с примесью, как отмечалось во Введении, приводит к резистивной добавке. С учетом полной длины траекторий величина добавки для одной пары должна быть порядка ξ^* / L . В соответствии с этим можно ожидать, что амплитуда конструктивных осцилляций будет иметь относительную величину порядка

$$\delta R^{\xi^*} / R_L \approx \frac{\xi^*}{L} \frac{l_{el}}{l_{el}^{\xi^*}} \sim l_{el}^L / L, \quad (5)$$

($l_{el}^{\xi^*} \sim \lambda_B$ [3]), т.е. ту же, что и величина эффекта, измеренная при разомкнутой сверхпроводящей перемычке. Наш эксперимент это полностью подтверждает: для образцов с осцилляциями, показанными на рис. 3 и 4, $\delta R^{\xi^*} / R_L \approx 0,03\%$ и $0,01\%$ соответственно. Данная величина намного больше суммарного вклада деструктивных траекторий, которая в слаболокализационном приближении имеет порядок $(\lambda_B / l_{el})^2$ и может приводить к увеличению проводимости [8]. Стоит также обратить внимание на то, что свойство (4) рассмотренных осцилляций предполагает уменьшение величины сопротивления для $H = 0$ с началом ввода поля, что, как видно из кривых на рис. 3 и 4, согласуется с экспериментом.

Заметим, что в мезоскопических образцах, как правило, $l_{el}^{\xi^*} \leq \xi^*$. В этом случае добавка (5) может быть сравнима со слаболокализационной поправкой. Например, в работе [12], где исследовалась SFS-система с мезоскопическим ферромагнитным сегментом длиной $\sim 0,1$ мкм, относительная амплитуда осцилляций составила величину порядка 10^{-4} . Если сравнить ее по правилам теории цепей с сопротивлением всего сегмента, то получим ту же, что и у нас, оценку верхней границы пространственного масштаба эффекта близости в ферромагнетиках, не превышающую обычный (синглетный) масштаб этого эффекта (~ 1 нм).

3. Заключение

Нами проведены исследования контактанса макроскопического по длине образца ферромагнитного Ni в границах между замкнутыми сверхпроводником (индием) F/S-интерфейсами в гелиевой области темпера-

тур. Конфигурация SFS-системы отвечала геометрии «андреевского интерферометра». Впервые при длине сегмента ферромагнетика в АИ, превосходящей более чем в 10^3 раз длину сегментов в мезоскопических структурах, наблюдаются $hc/2e$ -осцилляции сопротивления по магнитному полю. Дано физическое объяснение параметров наблюдаемых осцилляций. Найдено, что амплитуда осцилляций соответствует величине положительной резистивной добавки к сопротивлению ферромагнитного слоя, примыкающего к F/S-интерфейсу, толщиной в несколько нанометров. Доказано, что масштаб эффекта близости не может превосходить эту толщину. Осцилляции, обнаруженные в неупорядоченном проводнике SFS-системы длиной порядка 1 мм (твердотельный аналог эффекта Ааронова–Бома [13]), свидетельствуют о макроскопическом масштабе диффузионной длины сдвоя фазы в достаточно чистых металлах, включая ферромагнитные, даже в области не слишком низких гелиевых температур.

1. C.J. Lambert and R. Raimondi, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 901 (1998).
2. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ЖЭТФ* **113**, 1064 (1998); *ФНТ* **25**, 432 (1999); Ю.Н. Цзян, С.Н. Гриценко, О.Г. Шевченко, *ЖЭТФ* **118**, 1426 (2000).
3. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, Р.Н. Коленов, *ФНТ* **33**, 425 (2007) [*cond — mat /0510352*].
4. J. Herath and D. Rainer, *Physica* **C161**, 209 (1989).
5. А.М. Кадигробов, *ФНТ* **19**, 671 (1993).
6. Ю.Н. Цзян, *ПТЭ* **1**, 202 (1985).
7. Б.З. Спивак, Д.Е. Хмельницкий, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 334 (1982).
8. Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, Б.З. Спивак, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 101 (1981).
9. Д.Ю. Шарвин, Ю.В. Шарвин, *Письма в ЖЭТФ* **34**, 285 (1981).
10. Ю.Н. Цзян, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 481 (2000).
11. B.J. van Wees, P. de Vries, P. Maguee, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 510 (1992).

12. I. Sosnin, H. Cho, V.T. Petrashov, and A.F. Volkov, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 157002 (2006).
13. Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.* **115**, 485 (1959).

Magnetoresistive oscillations in a doubly connected SFS interferometer with a ferromagnet segment length exceeding a heat coherence length

Yu.N. Chiang and O.G. Shevchenko

Conductance of macroscopic-in-length ferromagnetic nickel samples between the F/S interfaces closed by a superconductor (indium) has been investigated in a SNS system configuration corresponding to the «Andreev interferometer» (AI) geometry. The macroscopic sizes of the system allows us to measure directly the conductance of each element of the branching AI circuit and to meet the requirement for minimum contribution due to side effects resembling the proximity effect. $hc/2e$ resistive oscillations in magnetic field (the Aaronov–Bohm effect in disordered conductors) were observed for the first time, for the lengths of the ferromagnet parts segments 10^3 times larger than the typical mesoscopic scale ($\sim 1\ \mu\text{m}$). The oscillation amplitude corresponds to the positive interference excess resistance of the region adjacent to the F/S interface. The thickness of the region is of the order of the coherence length for under-gap excitations under the Andreev reflection in an exchange field of typical ferromagnet materials ($\sim 1\ \text{nm}$).

PACS: 72.25.Mk Spin transport through interfaces; 74.45.+c Proximity effects; Andreev effect; SN and SNS junctions.

Keywords: SFS interface, Andreev reflection, Aaronov–Bohm oscillations.