

Фазочувствительные квантовые эффекты в андреевском кондактансе SNS -системы металлов с макроскопической длиной сбая фазы

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 13 июня 2003 г.

Изучена диссипативная компонента электронного транспорта в двусвязном андреевском SNS -интерферометре индий (S)–алюминий (N)–индий (S) с упругими длинами пробега l_{e1} в металлах около 100 мкм и макроскопической длиной сбая фазы L_φ , на два и более порядков превышающей L_φ в разупорядоченных наноструктурах, включая двумерные. Исследования проведены в ранее не изучавшихся для подобных интерферометров условиях $\bar{m} < l_{e1}$ (\bar{m} – поперечный размер NS -границ). В гелиевой области температур обнаружены новые проявления фазочувствительных эффектов квантово-интерференционной природы. В бездоменном (нормальном) состоянии сужения индия вблизи NS -границы обнаружены осцилляции кондактанса с периодом Φ_0/A (Φ_0 – квант потока, A – площадь отверстия интерферометра). В доменном промежуточном состоянии сужения – магнитотемпературные резистивные осцилляции с периодом $2\Phi_0 / \xi_{H_c}^2(T)$ ($\xi_{H_c}(T)$ – длина когерентности в магнитном поле, равно критическому). При достаточно низких температурах ($T \approx 2$ К) в проводимости макроскопической N -области системы обнаружена осциллирующая компонента резонансной формы, испытывающая инверсию фазы по отношению к фазе нерезонансных осцилляций. Предложено объяснение эффектов в терминах вклада в джозефсоновский ток когерентных квазичастиц с энергиями порядка таулессовской. Изучено температурное поведение диссипативного транспорта в чистом нормальном металле вблизи одиночного точечного NS -контакта.

Вивчено дисипативну компоненту електронного транспорту в двозв'язному андріївському SNS -інтерферометрі індій (S)–алюміній (N)–індій (S) з пружними довжинами пробігу l_{e1} в металах близько 100 мкм і макроскопічною довжиною збою фази L_φ , що на два порядки і більше перевищує L_φ в розупорядкованих наноструктурах, включаючи двовимірні. Дослідження проведено в умовах $\bar{m} < l_{e1}$ (\bar{m} – поперечний розмір NS -границь), що раніше не вивчалися для подібних інтерферометрів. В гелійовій області температур виявлено нові прояви фазочутливих ефектів квантово-інтерференційної природи. В бездоменному (нормальному) стані звуження індію поблизу NS -границь виявлено осциляції кондактансу з періодом Φ_0/A (Φ_0 – квант потоку, A – площа отвору інтерферометра). В доменному проміжному стані звуження – магнітотемпературні резистивні осциляції з періодом $2\Phi_0 / \xi_{H_c}^2(T)$ ($\xi_{H_c}(T)$ – довжина когерентності в магнітному полі, що дорівнює критичному). При достатньо низьких температурах ($T \approx 2$ К) в провідності макроскопічної N -області системи виявлено осцилюючу компоненту резонансної форми, яка зазнає інверсії фази щодо фази нерезонансних осциляцій. Запропоновано пояснення ефектів в термінах внеску в джозефсонівський струм когерентних квазичастинок з енергіями порядку таулессівської. Вивчено температурну поведінку дисипативного транспорту в чистому нормальному металі поблизу поодинокого точкового NS -контакту.

PACS: 74.50.+r, 73.20.Fz, 73.50.Jt, 74.80.Fr

1. Введение

В наших предыдущих экспериментах [1–4] с SNS-структурами на основе чистых металлов было установлено, что даже при не слишком низких гелиевых температурах зависимость нормальной проводимости структур от когерентной разности фаз сверхпроводящих берегов способна сохраняться при расстояниях L между NS-границами, на несколько порядков превышающих размер L нормальных прослоек в SNS разупорядоченных наноструктурах, где впервые обнаружили и продолжают широко изучать квантово-интерференционные явления в диссипативном транспорте [5–13]. Типичный масштаб L для таких структур порядка 1 мкм и ограничен длиной сбоя фазы L_ϕ , которая для наноструктур есть величина того же порядка. В металлах с упругой длиной свободного пробега электронов $l_{el} \sim 10^2$ мкм длина сбоя фазы не менее чем в 10^3 раз больше, чем в наноструктурах с $l_{el} \sim 0,01$ мкм (в системах с двумерным электронным газом $l_{el} \lesssim 1$ мкм). Причина, видимо, в том, что при концентрациях статических дефектов, приводящих к таким l_{el} , как в наноструктурах, проявляется роль неупругих процессов при рассеянии на этих объектах, ограничивающих L_ϕ . При малых концентрациях дефектов в чистых металлах вклад таких процессов несуществен. Макроскопическая величина L_ϕ в чистых металлах позволяет пространственно увеличить область изучения дальнедействующей фазовой когерентности (ДФК), расширяя интервал значений $L/\xi_T > 1$ от нескольких единиц в наноструктурах до 10^2 в системах с чистыми металлами.

Кроме того, заметим, что длина когерентности $\xi_T^d = \sqrt{\hbar D/k_B T}$ (D — коэффициент диффузии) в «грязном» (диффузионном) пределе может быть выражена через длину когерентности ξ_T^p в «чистом» пределе $\xi_T^p \equiv \xi_T^{\text{bal}} = \hbar v_F/k_B T$:

$$\xi_T^d = [(1/3)l_{el}\xi_T^{\text{bal}}]^{1/2}, \quad l_{el} \ll \xi_T^{\text{bal}}.$$

Отсюда следует, что температурные области T^p и T^d , определяющие значения L/ξ_T в чистом и грязном образцах с расстояниями между NS-границами L^p и L^d , должны быть связаны соотношением

$$\frac{(T^p)^2}{T^d} = 3 \frac{\hbar v_F}{k_B l_{el}^d} \left(\frac{L^d}{L^p} \right)^2 \left[\frac{(L/\xi_T)^p}{(L/\xi_T)^d} \right]^2. \quad (1)$$

(Мы подразумеваем, что длина сбоя фазы L_ϕ в обоих случаях не меньше, чем L^p и L^d .) Это означает, что одни и те же значения параметра $L/\xi_T = \sqrt{T/E_c}$ (E_c — щель в плотности состояний [14]), характеризующие одинаковое поведение фазокогерентных явлений в обоих пределах, могут

реализовываться при сильно отличающихся температурах — существенно более высоких для чистых систем. Например, в чистых образцах с $l_{el} \gg 1$ мкм этот параметр при 2 К имеет по порядку величины такое же значение, как и в диффузионных образцах с $l_{el} \sim 0,01$ мкм при $T \lesssim 0,1$ К, при $L^p/L^d \sim 10$. (Ниже будет показано, что сдвиг температурных областей аналогичного поведения фазокогерентных эффектов для 2DEG образцов с $l_{el} \sim 1$ мкм [11] и 3D образцов с $l_{el} \sim 0,01$ мкм при $L^{3D}/L^{2D} \sim 1$ также соответствует выражению (1).)

Таким образом, проявление фазокогерентных явлений при $L/\xi_T > 1$, означающее существование ДФК в условиях экспоненциально малого по величине эффекта близости для основной группы электронов — возбуждений с энергией $\varepsilon \sim T$, в сверхчистых структурах можно обнаружить в пределах макроскопических масштабов и при не слишком низких гелиевых температурах, что может, в частности, оказаться весьма актуальным при решении проблемы вывода по макроскопическим каналам квантовой информации от различных квантовых систем.

Вообще говоря, первые указания на дальнедействующее (не чисто экспоненциальное по параметру L/ξ_T) влияние сверхпроводника на проводимость граничащего с ним нормального металла непосредственно содержатся уже в результатах экспериментов на структурах с одиночной NS-границей, где такое влияние отмечено на расстояниях от границы, соответствующих значениям $L/\xi_T \sim 5-10$ [15,16]. Интерференционные эффекты, впоследствии обнаруженные в двусвязных SNS-системах с разупорядоченными металлами (наноструктурах) с малой L_ϕ , до недавнего времени также изучались в границах значений L/ξ_T , не превышавших указанные выше. Однако, как показывает эксперимент, проявление фазокогерентных явлений в двусвязных SNS-системах не ограничивается этим интервалом значений параметра L/ξ_T , а имеющиеся на сегодняшний день результаты по поведению фазокогерентных явлений в указанном интервале (см. рис. 7) интерпретируются неоднозначно, поэтому необходимо расширять исследования таких явлений, особенно в условиях иных соотношений между L и ξ_T , не реализуемых в разупорядоченных наноструктурах.

В данной работе изучены температурные и фазочувствительные особенности поведения проводимости SNS-системы, образованной контактом двух чистых металлов с $l_{el} \approx 100$ мкм, алюминия (в нормальном состоянии) и индия, в геометрии интерферометра при $L/\xi_T \approx 10^2$ в условиях $L, l_{el} \gg \xi_T = \xi_T^p$. Эти условия характеризуют такое

превышение всех трех размеров нормальной прослойки SNS-системы над характерными микроскопическими пространственными параметрами, ответственными за эффект близости, при котором полностью исключается вклад сверхтока, связанный с основной группой носителей с энергией $\epsilon \sim T$.

2. Методика эксперимента

На рис. 1 схематически приведены общий вид и эквивалентная схема измерений (на вставке) изученной двусвязной системы двух контактирующих металлов, алюминия и индия. После перевода индия в сверхпроводящее состояние система приобрела SNS-конфигурацию типа андреевского интерферометра с полостью. Площадь полости между бруском алюминия (сечением 2×2 мм) и полоской индия, спаянными в точках a и b , составляла $A = ab \times h \approx 3$ мм \times 15 мкм.

В отличие от изученной нами в работах [3,4] SNS-системы с медью с широкими паяными NS-контактами, характерный размер которых \bar{m} не мог увеличить контактное сопротивление R_{cont} , поскольку $\bar{m} \gg l_{\text{el}}$, в данной работе токовый режим был реализован через контакты a и b со значительным распределенным («шарвиновским») сопротивлением R_{Sh} , обычно возникающим при характерных размерах контактов, меньших l_{el} [17]. Контакты такого размера образуются при точечной пайке индия

к алюминию, применявшейся нами в данной работе. При этом, как неоднократно подтверждалось нами ранее, непосредственная спайка сверхчистых материалов с отношением сопротивлений при 300 и 4,2 К $RRR \gtrsim 10^4$ ($l_{\text{el}} \approx 100$ мкм) реализует близкую к нулевой высоту z барьера в контактах, которой соответствует коэффициент прохождения $t = (1 + z^2)^{-1} \approx 1$ [18] ($z \neq 0$ для технологий, не разрушающих, полностью или частично, оксидный слой или загрязнения другого рода на поверхности металлов).

Характерные размеры контактов a и b (см. рис. 1) можно оценить, замечая, что при $l_{\text{el}} > \bar{m}$ полный ток через контакт двух металлов в нормальном состоянии должен быть связан с площадью контакта $\mathcal{A}_{\text{cont}}$ выражением [18]

$$I_{NN} = 2v(\epsilon)e^2v_F\mathcal{A}_{\text{cont}}U_{\text{Sh}}t \equiv U_{\text{Sh}}/R_{\text{Sh}}, \quad (2)$$

где $v(\epsilon)$ — плотность состояний в каком-либо из металлов, приведенных в контакт, а U_{Sh} — падение напряжения на распределенном сопротивлении R_{Sh} . Выбирая алюминий как 3D часть системы с нормальной проводимостью $\sigma_N = (1/3)e^2v_Fv(\epsilon)l_{\text{el}}$ и учитывая, что $I_{NN} = j^{\text{Al}}A^{\text{Al}} = j_{\text{cont}}\mathcal{A}_{\text{cont}}$ (j^{Al} и j_{cont} — плотности тока в алюминии и контакте соответственно), из (2) получаем площадь соприкосновения двух металлов:

$$\mathcal{A}_{\text{cont}} = (1/6)(l_{\text{el}}^{\text{Al}}/L^{\text{Al}})(U^{\text{Al}}/U_{\text{Sh}})A^{\text{Al}}. \quad (3)$$

Здесь $A^{\text{Al}} \approx 4$ мм² — сечение бруска алюминия, $L^{\text{Al}} \approx 1,5$ мм — длина соответствующего участка Al между одним из контактов, например a , и измерительным зондом V_2 (ac на рис. 1) с разностью потенциалов на этом участке $U^{\text{Al}} = I_{NN}R^{\text{Al}}$, где R^{Al} — сопротивление участка, измеряемое независимо в случае, когда второй контакт исключен. Измеряя напряжение U на зондах V_1 и V_2 в такой схеме, найдем падение напряжения на распределенном сопротивлении как

$$U_{\text{Sh}} = U - I_{NN}(R_{\text{Al}} + R_{\text{narr},N}^{\text{In}}),$$

где $R_{\text{narr},N}^{\text{In}}$ — сопротивление сужения индия в нормальном состоянии в приконтактной области (см. вставку на рис. 1). Измерения величин, необходимых для оценки $\mathcal{A}_{\text{cont}}$, дали следующие результаты: $R^{\text{Al}} \approx 4 \cdot 10^{-10}$ Ом; $R_{\text{Sh}} \approx 1,1 \cdot 10^{-8}$ Ом; $R_{\text{narr},N}^{\text{In}} \approx 1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом. В соответствии с (3) получаем, что характерный размер «пятна» \bar{m} в контактах a и b мог составлять около 25 мкм, что отвечает неравенству $l_{\text{el}} > \bar{m}$, порождающему дополнительное распределенное сопротивление типа остаточного, превышавшее в нашем эксперименте сопротивление участка ac N -металла системы на два порядка.

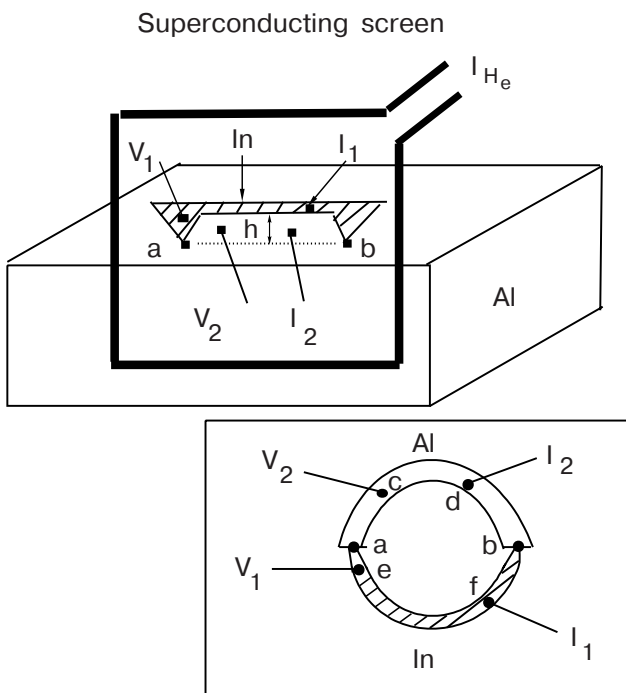


Рис. 1. Схематическое изображение SNS-интерферометра и эквивалентная схема измерений (на вставке). Заштрихована массивная часть индия.

После изготовления контактов сужение индия в контакте b уточчалось (вытягиванием) так, чтобы сопротивления ветвей интерферометра dbf и daf (рис. 1, вставка) находились в соотношении $R_{dbf} \gg R_{daf}$ ($R_{dbf} = R_{b, \text{нарр}}^{\text{In}} \sim 10^{-3}$ Ом). Измерительный ток вводился в систему через нормальные зонды, один из которых, I_1 , устанавливался в индии за пределами сужения, а второй, I_2 , — в алюминии. При указанном выше соотношении сопротивлений контактов a и b практически весь подводимый ток протекал по цепи I_1 — сужение индия — контакт a — алюминий — I_2 . Возможность регулировки макроскопической разности фаз при этом сохранялась.

Управление макроскопической разностью фаз в интерферометре осуществлялось внешним магнитным полем H_e прямоугольного проволочного витка с током I_{H_e} , приклеенного непосредственно к грани бруска алюминия. Плоскости витка и полости интерферометра были параллельны друг другу, причем полость располагалась на осевой линии витка — в положении, удобном для вычисления величины поля витка в полости. Для компенсации внешних полей образец с витком помещали в замкнутый сверхпроводящий экран. Нормальные (медные) зонды V_1, I_1 припаивали к индию, а V_2, I_2 приваривали к алюминию точечной сваркой. Разность потенциалов на зондах V_1 и V_2 измеряли с погрешностью не более $(5-10) \cdot 10^{-12}$ В устройством с тепломагнитным сверхпроводящим модулятором [19], что позволяло, в частности, изучать эффекты величиной вплоть до 0,1% в проводимости N -области макроскопических размеров. Погрешность измерения рабочих токов и температуры составляла 0,01–0,001%.

3. Результаты и обсуждение

3.1. $H_e = 0$. Температурные зависимости

На рис. 2 (кривые 1, 2) представлен температурный ход разности потенциалов U , нормированной на величину рабочего тока ($I \approx 0,5$ А), введенного в систему через зонды I_1 и I_2 интерферометра (рис. 1), при $R_{\text{cont}}^a \ll R_{\text{cont}}^b$. При переходе через критическую температуру массивной части индия $T_c^{\text{In}} = 3,41$ К и появлении NS -границы наблюдалось скачкообразное увеличение сопротивления участка cae системы типа впервые наблюдавшегося нами в 1988 году [15] — характерный квантовый эффект, сопровождающий появление андреевского отражения [20].

Из анализа приведенных в предыдущем разделе величин вкладов в сопротивление отдельных элементов системы и кривых 1, 2 на рис. 2, прежде все-

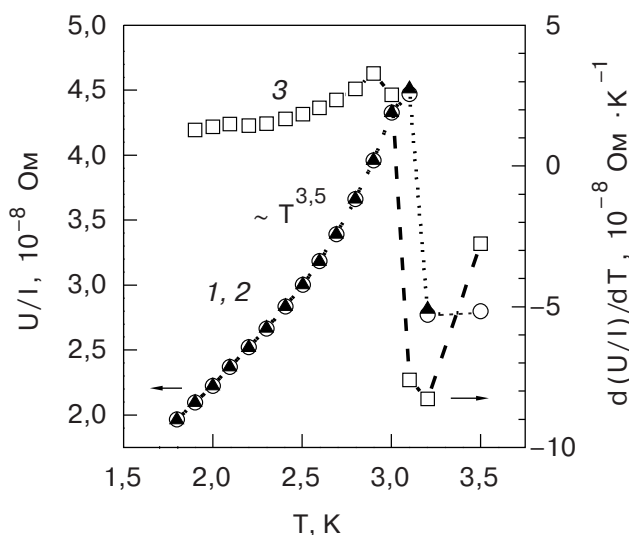


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления сужения индия в контакте a интерферометра при $R_{\text{cont}}^a \ll R_{\text{cont}}^b$ (кривые 1 и 2) и ее производная (кривая 3). Кривые 1 (○) и 2 (▲) — измерения соответственно в минимуме ($H_e = 0$) и максимуме ($H_e = 0,3$ мЭ) резистивных осцилляций, наблюдаемых при 3,2 К. Скачок на кривых 1, 2 соответствует двукратному возрастанию сопротивления сужения индия при возникновении NS -границы (значения включают распределенное сопротивление контакта).

го, следует, что величина скачка сопротивления вблизи T_c^{In} и последующего изменения сопротивления системы в интервале температур до $\sim 1,8$ К может быть обусловлена только сопротивлением сужения индия (R_{Sh} от температуры не зависит, а $R_{\text{Al}} \ll \ll R_{\text{нарр}, N}^{\text{In}}$). Сравнение значений сопротивления сужения индия в NN -состоянии ($\approx 1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом при $T = 3,5$ К) и при NS -конфигурации системы ($\approx 3,4 \cdot 10^{-8}$ Ом при $T = 3,2$ К) указывает на двукратное увеличение сопротивления сужения.

Согласно микроскопической теории [21,22], подобное возрастание нормального сопротивления при возникновении андреевского отражения, связанное с двукратным увеличением сечения рассеяния электронов на примесях нормального металла, расположенных в пределах длины когерентности ξ_T^p от NS -границы (для In при $T \approx 3$ К порядка 10 мкм), может иметь место при условии $L \sim \xi_T^p$, где L — размер слоя металла, отсчитанный от границы. Простая оценка размеров сужения с использованием значений $RRR_{\text{In}} \approx 4 \cdot 10^4$, $\mathcal{A}_{\text{cont}}$ и $R_{\text{нарр}}^{\text{In}}$ показывает, что размер узкой приграничной области индия $L_{\text{нарр}}$ (т.е. расстояние от «пятна» до места перехода в массивную часть индия, где при $T < T_c^{\text{In}}$ возникает NS -граница) порядка 10 мкм, т.е. сравним с ξ_T^p . Таким образом, вывод теории о двукратном возрастании сопротивления при возникновении андреевско-

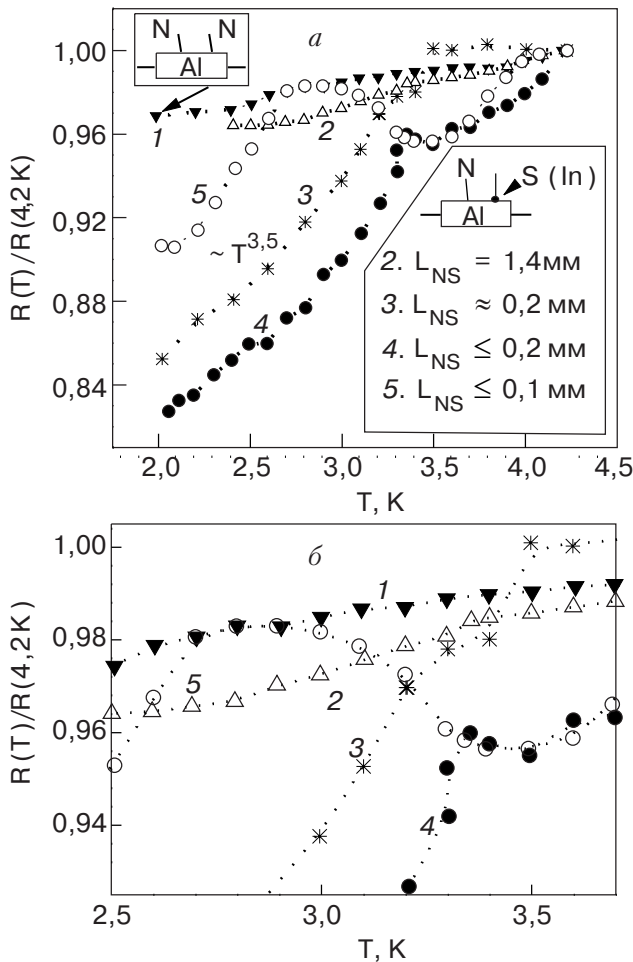


Рис. 3. Зависимость эффекта возрастания сопротивления алюминия вблизи границы (в области ac , рис. 1) от расстояния между зондом N и NS -границей; $H_e = 0$.

го отражения в условиях $L_{NS} \sim \xi_T$, по-видимому, впервые находит прямое подтверждение. Ранее максимальное увеличение сопротивления, которое нам удавалось наблюдать, не превышало 60% [23].

На рис. 3 (кривые 2–5) представлены результаты измерения проводимости с противоположной стороны от контакта a , на стороне нормального алюминия, в зависимости от толщины нормального слоя, примыкающего к NS -границе, т.е. от расстояния L_{NS} между нормальным зондом N и сверхпроводящим (S) точечным контактом a . Измерения проведены при разорванном кольце интерферометра, что позволило применить четырехконтактный нуль-метод измерений (см. вставку на рис. 3,а), исключавший вклад $R_{Sh} + R_{narr}^{In}$ самого контакта. Для сравнения на рисунке показана температурная зависимость сопротивления того же алюминия (кривая 1), измеренная с использованием только нормальных зондов, установленных искровым способом.

Кривые на рис. 3 (рис. 3,а и 3,б отличаются только масштабом) демонстрируют эволюцию эффекта

увеличения сопротивления приконтактного слоя алюминия при возникновении NS -границы в зависимости от L_{NS} . Из сравнения кривых на рис. 2 и 3 следует, что эффект изменения сопротивления (увеличения с понижением температуры) при появлении NS -границы, наблюдаемый по обе стороны от точечного контакта a , аналогичен эффектам, наблюдавшимся в NS -системах с парами разных металлов, при произвольной площади NS -границ и при другом расположении зондов [2,23]. Природа эффекта, как отмечалось выше, связана с интерференцией когерентных электронов, возникающих при андреевском отражении, а величина его в условиях $L_\phi \gg l_{el} \gg \xi_T$ зависит только от отношений ξ_T/L_{NS} , l_{el} , если $L_{NS} < L_\phi$.

Результаты, приведенные на рис. 3, еще раз подтверждают, что ДФК в чистом металле в исследованной области температур может поддерживаться в пределах макроскопических расстояний, в нашем случае — не менее 1,5 мм ($L/\xi_T \approx 10^2$), что, как и ранее [1–4,23], указывает на не меньший масштаб длины сбега фазы.

Из рис. 2 и 3 также следует, что температурные зависимости сопротивления как индия, так и алюминия, измеренные по обе стороны от NS -границы a в области ниже температуры скачка и где $\xi_T < L_{NS}$, подчиняются одному степенному закону ($\sim T^{3,5}$) и соответствуют нашему предыдущему результату для алюминия, полученному в NS -системе при другом способе измерений [2]. В этом мы находим дополнительное подтверждение роли температурной зависимости длины сбега фазы как определяющей температурную зависимость проводимости слоя металла в

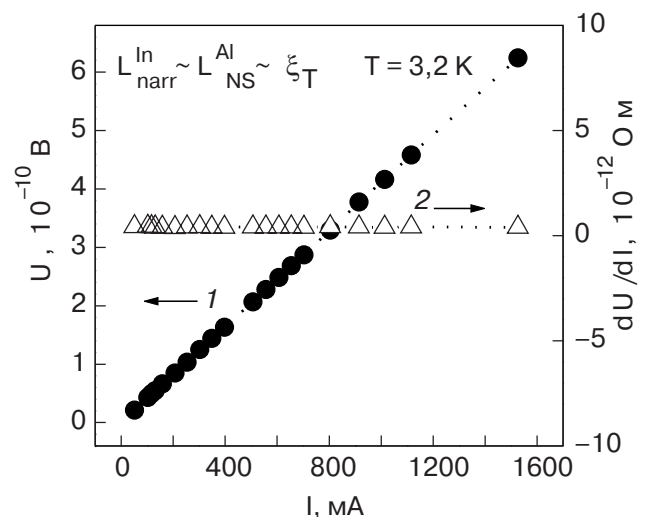


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика при наименьшем расстоянии между зондом N и NS -границей (в геометрии $L_{NS} \leq 0,1\text{мкм}$, соответствующей расстоянию L_{NS} , при котором измерена кривая 5 на рис. 3) и ее производная. $T = 3,2\text{K}$, $H_e = 0$.

целом в пределах $\xi_T < L_{NS} < L_\phi$ в условиях многократного андреевского отражения (см. [2]).

На рис. 4 показаны вольт-амперная характеристика (кривая 1), измеренная при температуре 3,2 К и относящаяся к случаю 5 на рис. 3, и ее производная (кривая 2). Видно отсутствие каких-либо нелинейных эффектов, связанных с контактом, в широком диапазоне токов, включая измерительный ток 0,2–0,5 А.

3.2. $H_e \neq 0$.

3.2.1. Нерезонансные осцилляции. При измерениях разности потенциалов U на зондах V_1, V_2 при температуре 3,2 К в зависимости от магнитного поля H_e проволочного витка обнаружена компонента, осциллирующая по H_e с периодом $(hc/2e)/A$, где A — площадь в зазоре h (см. рис. 1). Амплитуда осциллирующей компоненты, представленной на рис. 5 (кривая 1) в относительных единицах $U/I \propto (R_H - R_{H=0})/R_{H=0}$, в абсолютных единицах составляет $\Delta(U/I) = (R_{\max} - R_{\min}) \approx 4,5 \cdot 10^{-10}$ Ом, что соответствует $\approx 2\%$ от сопротивления сужения индия $R_{\text{нар},SN}^{\text{In}}$, причем $R_{\min} \equiv R_{H=0}$. На рис. 6 приведена температурная зависимость разности $\Delta(U/I) = (R_{H=0,3\text{ мЭ}} - R_{H=0})$, которая, как и характер зависимости $d(U/I)/dT$ (кривая 3, рис. 2), указывает, что доменное промежуточное состояние сужения индия при понижении температуры реализуется не ранее $\approx 3,1$ К, о чем свидетельствует температурное положение скачков на соответствующих кривых. Такой же вывод следует и из независимого анализа с использованием размера $L_{\text{нар}}$, который вплоть до 3 К не соответствует условию возникновения при наличии собственного магнитного поля тока (~ 10 Э) доменной структуры с числом доменов больше 1, поскольку не совместим с размерами до-

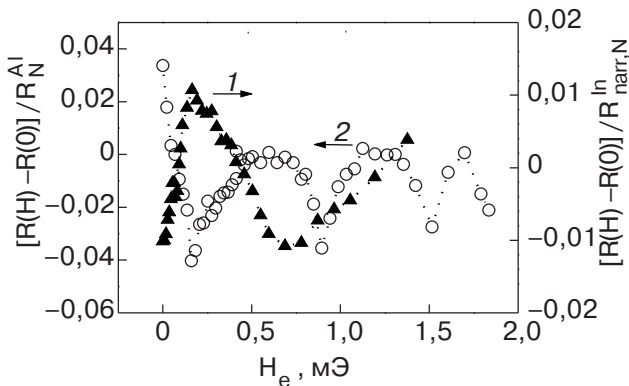


Рис. 5. Нерезонансные осцилляции (кривая 1) при $T = 3,2$ К в сужении индия и резонансные осцилляции (кривая 2) при $T = 2$ К в алюминии фазочувствительной диссипативной компоненты сопротивления интерферометра с $R_a \ll R_b$ в зависимости от внешнего магнитного поля.

менов при $T > 3,1$ К [3]. О переходе сужения в доменное промежуточное состояние свидетельствует проявление при температурах ниже 3 К магнитотемпературных резистивных осцилляций с периодом, соответствующим периоду осцилляций по критическому магнитному полю $\Delta H_c(T) \sim hc/e\xi_H^2$ с $\xi_H \approx 2\sqrt{qR_L[H_c(T)]} \sim 1$ мкм для 3,0 К (q — радиус экранирования примеси, $R_L(H_c)$ — ларморовский радиус) [1,3].

Сравним параметры осцилляций, наблюдаемых при 3,2 К (рис. 5, кривая 1), с теорией и имеющимися на сегодняшний день результатами других авторов. На рис. 7 собраны наиболее характерные результаты [7,11,13] по температурным зависимостям относительных амплитуд $|\Delta R/R_N|$ наблюдавшихся резистивных осцилляций, представленные как функции параметра $T_{\text{Th}}/T \equiv (\xi_T/L)^2$ со значениями «температур Таулесса» T_{Th} , принятыми авторами. Там же показана теоретическая кривая $|\Delta R/R_N| = |R_{\max} - R_N|/R_N$, где R_{\max} и R_N — значения сопротивлений в максимуме и минимуме осцилляций, полученные в работе [24] численным моделированием соответственно для $\phi = \pi$ и $\phi = 0$ при $T_{\text{Th}} = D/\pi L^2$. Видимое несоответствие приведенных экспериментальных результатов по параметру $T_{\text{Th}}/T = (\xi_T/L)^2$ с теорией и друг с другом практически полностью устраняется, если в качестве щели в плотности состояний, возникающей при локализации андреевскими отражениями когерентных возбуждений в нормальном пространстве между NS-границами, всюду пользоваться энергетиче-

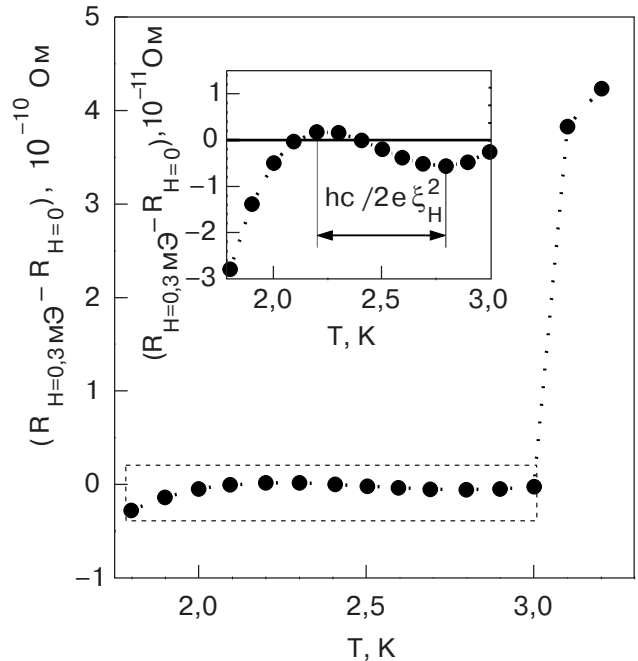


Рис. 6. Температурная зависимость разности сопротивлений при $H_e = 0,3$ мЭ и $H_e = 0$ интерферометра с $R_a \ll R_b$ (на вставке — в увеличенном масштабе).

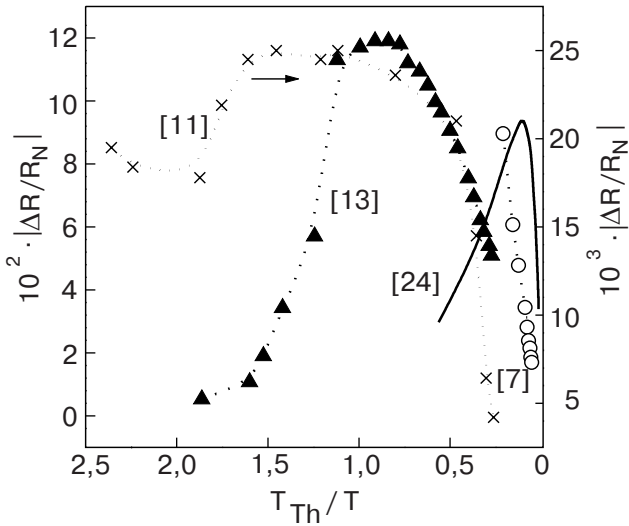


Рис. 7. Температурные зависимости амплитуды фазочувствительных нерезонансных осцилляций кондактанса из экспериментальных работ [7,11,13]. Сплошная кривая – теория [24].

ским критерием $T^* = D/2\pi L^2$ для «грязного» предела из работы [25]. На рис. 8,б те же результаты, что и на рис. 7, представлены с использованием в качестве «температуры Таулесса» параметра T^* в указанном выше виде, причем в качестве L во всех случаях принималось расстояние между сверхпроводящими «зеркалами». Видно, что совокупность модифицированных таким способом экспериментальных результатов образует некую закономерность в поведении амплитуды осцилляций по параметру T^*/T . Как оказалось, данная особенность непосредственно следует из результатов теоретического рассмотрения, проведенного еще в 1968 г. Асламазовым, Ларкиным и Овчинниковым [25]. Действительно, используя тот факт, что квазичастичный диссипативный ток ($\sim f(\cos \Delta\chi)$, $\Delta\chi$ – макроскопическая разность фаз) есть разность между полным током и сверхтоком [26], на основании аналитических выражений для бездиссипативного тока ($\sim \sin \Delta\chi$) в [25] найдем

$$\frac{R_{\Delta\chi=\pi/2}}{R_N} = \left[1 - \frac{1}{\pi} \frac{L}{\xi_T} \exp\left(-\left(\frac{L}{\xi_T} + 1\right)\right) \ln\left(\alpha \left(\frac{L}{\xi_T}\right)^{-2}\right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

где $L/\xi_T \equiv (T/T^*)^{1/2}$, α – коэффициент порядка единицы.

Кривая, отвечающая этому выражению при $\alpha = 2$, вместе с кривой для $R_{\Delta\chi=0}/R_N$ из работы [24] приведена на рис. 8,а. Легко видеть, что оба результата предсказывают существование ДФК, т.е.

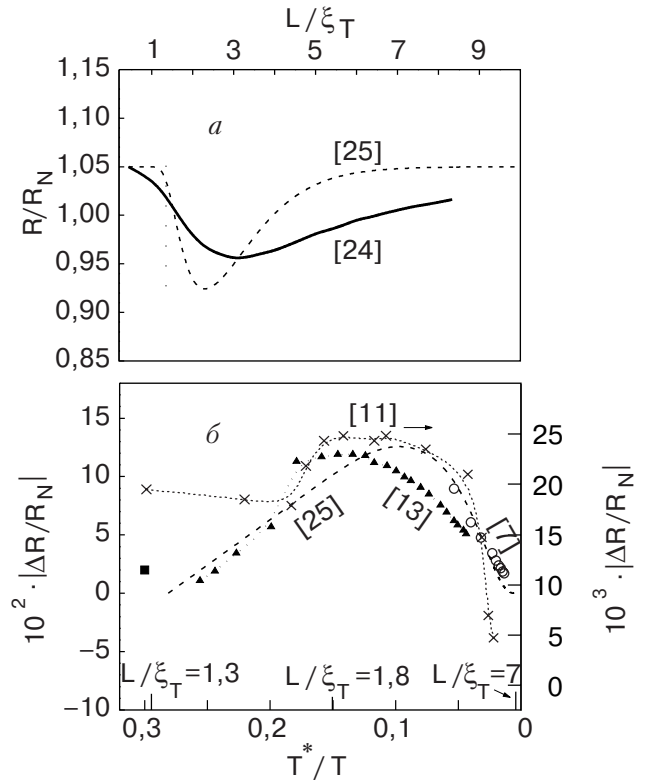


Рис. 8. Зависимости сопротивления SNS-системы от параметра L/ξ_T из работ [24,25] (а) и модифицированные в соответствии с теорией [25] температурные зависимости амплитуды нерезонансных осцилляций кондактанса из работ [7,11,13] (см. рис. 7) (б); ■ – амплитуда нерезонансных осцилляций в нашем эксперименте.

неэкспоненциальное затухание осциллирующей диссипативной компоненты в проводимости SNS-системы при $L/\xi_T \gg 1$. Положения кривых на шкале L/ξ_T не совпадают в меру отличия $\xi_T^{[24]}$ и $\xi_T^{[25]}$ в $\sqrt{2}$ раз. Теоретическая кривая для относительной амплитуды осцилляций $|\Delta R/R_N|$, соответствующая кривой из работы [25] на рис. 8,а, приведена на рис. 8,б пунктиром. Видно, что она полностью описывает положение на температурной шкале всех приведенных на рис. 7 экспериментальных результатов, что подтверждает вывод о соотношении температурных интервалов, сделанный на основании выражения (1). (При обработке результатов работы [11] мы учли, что размер нормальной области в одном из направлений превышает l_{el} и не удовлетворяет баллистическому критерию ξ_T^p , что приводит к необходимости существенной переоценки температуры Таулесса, как это и было нами сделано.) Та же кривая дает также правильную количественную оценку величины амплитуды осцилляций $|\Delta R/R_N|$ в соответствующих интервалах температур, за исключением значений, приведенных в работе [11], где в качестве R_N авторы брали

не сопротивление области между «зеркалами», как это необходимо, а сопротивление всего образца.

В отличие от рассмотренных экспериментальных результатов [7,11,13], область наблюдения которых, как убеждает анализ, скорее всего, отвечает области значений $L/\xi_T > 1$ ($T^*/T < 0,3$), т.е. «грязному» пределу, осцилляции, относящиеся к сужению индия в контакте при 3,2 К, как было показано, разумно связать с квазибаллистическим режимом осцилляций $L_{\text{наг}}^{\text{In}}/\xi_T \sim 1$. Для этого режима характеристической температурой является $T^{\text{bal}} = \hbar v_F/k_B L$. Рассчитанное с помощью этого параметра при $L = L_{\text{наг}}^{\text{In}}$ положение амплитуды осцилляций (квадратная точка на рис. 8,б) также находится в согласии с теоретической кривой из рис. 8,б.

3.2.2. Резонансные осцилляции. На рис. 5, кривая 2, представлены, на первый взгляд, удивительные, с точки зрения размеров системы, осцилляции, имеющие резонансную форму, которые обнаружены при температурах ~ 2 К и отличаются от осцилляций, измеренных при 3,2 К. Поскольку при 2 К сопротивление сужения индия уже сравнимо по величине с сопротивлением алюминия на участке *ac* (см. вставку на рис. 1) и фаза резонансных осцилляций сдвинута на π по отношению к фазе нерезонансных осцилляций при 3,2 К, можно предположить, что природа резонансных осцилляций связана с особенностями фазокогерентной интерференции в алюминии. Период этих осцилляций, как и осцилляций, наблюдавшихся при 3,2 К, равен $(\hbar c/2e)/A$. (Отмеченная инверсия фазы резистивных осцилляций наблюдалась и в других работах (например, в [11,13]) в другой геометрии SNS-интерферометров (наноструктурах) и при другом способе измерений.)

Прежде всего, еще раз подчеркнем, что в исследованной нами системе длина сбега фазы либо много больше расстояния между инжекторами электронов, как это имеет место в сужении индия в доменном состоянии, либо порядка такого же расстояния, как в области, занятой алюминием (~ 1 мм), что является первым необходимым условием для проявления квазичастичных фазокогерентных явлений в кондактансе систем с большим расстоянием между границами. Следующим принципиальным соображением, подробно рассмотренным в теории [27], является ограничение, накладываемое на возможность установления в этих условиях когерентной разности фаз. Оно касается размеров инжекторов, которые, выполняя роль резервуаров, должны, в частности, в баллистическом режиме транспорта (подобном режиму в сужении индия) обеспечивать расщепление пучка электронов в месте присоединения инжекторов (по крайней мере, одного из них). Это требуется для создания условий невозврата в инжектор

дырочного возбуждения после первого андреевского отражения, при которых обеспечивается возможность образования квазиклассических траекторий низкоэнергетических электронов с энергией $\varepsilon \leq E_c \sim \hbar v_F/L$ (либо $\hbar D/2\pi L^2$), соединяющих оба сверхпроводящих «зеркала» и устанавливающих, тем самым, когерентную разность фаз между «зеркалами». Как было показано, для этого в указанном режиме отверстие инжектора-резервуара не должно превышать длины волны де Бройля λ_B (впервые на это обстоятельство обращено внимание в [28]). Непросто понять, что это ограничение теряет смысл, если роль по крайней мере одного из инжекторов выполняет один из сверхпроводящих берегов, поскольку в этом случае для возникновения траектории, связывающей оба сверхпроводящих берега, расщепление не требуется. В нашей SNS-системе, где ток вводится через одно из «зеркал» (рис. 1), ограничение на возникновение когерентной разности фаз отсутствует, как для сужения индия, находящегося в баллистическом режиме, так и для области, занимаемой алюминием, в режиме, близком к диффузионному.

Поскольку характерный энергетический масштаб андреевского спектра $\sim \hbar v_F/L$, можно предположить, что наблюдаемые при 2 К осцилляции связаны с тонким андреевским спектром низкоэнергетических электронов именно в области, занятой алюминием, поскольку осцилляции в сужении ($T = 3,2$ К) не обладают резонансной формой. Такой формой не обладают и осцилляции кондактанса нормальной области (Cu) при большой площади «зеркал» и вводе тока не через «зеркала» [4]. Если отнести наблюдаемую амплитуду осцилляций к сопротивлению алюминия между «зеркалами», то, как видно на рис. 5, относительная амплитуда осцилляций резонансной формы составит около 4%, что соответствует отношению $E_c(L_{\text{acb}}^{\text{Al}})/T$ именно для алюминия, а не для сужения. Согласно теории [27,29], появления осцилляций резонансной формы можно ожидать из-за вырождения на уровне Ферми поперечных мод с энергиями андреевских уровней

$$\varepsilon_n^{\pm} = \frac{\hbar v_F}{2L} [(2n+1)\pi \mp \Delta\chi]$$

($\Delta\chi$ — макроскопическая когерентная разность фаз между «зеркалами»), когда $\Delta\chi = (2n+1)\pi$ ($\varepsilon_n^{\pm} = 0$). Условие вырождения, таким образом, предполагает инверсию фазы резонансных осцилляций по отношению к фазе нерезонансных осцилляций, соответствующей $\Delta\chi = 2n\pi$. Подобная инверсия имеет место и для наблюдаемых нами осцилляций резонансной формы.

Выводы

В гелиевой области температур изучена фазокогерентная компонента диссипативного электронного транспорта в двусвязных гибридных системах с чистыми металлами (In и Al) с упругими длинами пробега порядка 100 мкм и длиной сбоя фазы более 1 мм. Исследования проведены в геометрии андреевского SNS-интерферометра с In в сверхпроводящем и Al в нормальном состоянии, с характерным размером NS-границ, меньшим длины свободного пробега, и длиной нормальной области между границами, сравнимой с макроскопической длиной сбоя фазы. В диссипативном транспорте, при вводе тока как через одну из NS-границ, так и минуя границы, обнаружен ряд фазочувствительных эффектов квантово-интерференционной природы, характеризующих наличие когерентной компоненты, связанной с андреевскими отражениями. Проведено разделение эффектов, относящихся к разным областям SNS-системы.

Обнаружены резистивные осцилляции с периодом Φ_0/A (Φ_0 — квант потока, A — площадь отверстия интерферометра), связанные с поведением электронного транспорта в сужении индия на границе в бездоменном (нормальном) состоянии сужения. К доменному промежуточному состоянию сужения отнесено проявление наблюдавшихся осцилляций магнитотемпературного характера с периодом $2\Phi_0/\xi_{H_c(T)}^2$ ($\xi_{H_c(T)}$ — длина когерентности в магнитном поле, равном критическому).

При $T \leq 2$ К обнаружены резистивные осцилляции резонансной формы, испытывающие инверсию фазы (сдвиг на π) по отношению к фазе нерезонансных осцилляций, проявление которых мы относим к макроскопической нормальной области системы (Al) и связываем с вырождением на уровне Ферми поперечных мод андреевского спектра когерентных квазичастиц с энергиями порядка таулессовской.

Изучено температурное поведение фазокогерентной компоненты транспорта в чистом металле вблизи одиночного точечного NS-контакта.

Проявление резонансных фазочувствительных осцилляций при макроскопическом расстоянии L между границами в нормальной области SNS-системы связывается с вкладом когерентных возбуждений с таулессовской энергией, для которых режим транспорта между резервуаром и NS-границами в чистом металле ($l_{el} \gg \xi_T^{bal}$) может быть баллистическим. Поскольку в этих условиях при использовании NS-границы в качестве одного из инжекторов электронов проявление когерентности фаз не зависит от L , пока $L \leq L_\phi$, можно полагать, что возможность наблюдения фазочувствительных эффектов в кондактансе макроскопических SNS-систем ограни-

чивается только такими значениями L , при которых на NS-границах становится преобладающим нормальное отражение. Последнее будет иметь место при $E_c/T < \sqrt{E_c/\varepsilon_F}$ [27], чему при $L_\phi \rightarrow \infty$ и $T \sim 2$ К соответствует $L > 10$ см — предельный масштаб межграничного расстояния, при котором возможно проявление дальнедействующей фазовой когерентности при гелиевых температурах ($L/\xi_T^{bal} \sim 10^4$).

Обнаруженные в эксперименте фазочувствительные квантовые явления в проводимости SNS-системы чистых металлов в области не слишком низких гелиевых температур при $L/\xi_T^{bal} \sim 10^2$ находят вполне разумное объяснение в рамках указанного масштаба дальнедействующей фазовой когерентности, обусловленной вкладом низкоэнергетических когерентных возбуждений с энергией $E_c \ll T, \Delta$.

1. Ю.Н. Цзян, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 481 (2000).
2. Ю.Н. Цзян, С.Н. Гриценко, О.Г. Шевченко, *ЖЭТФ* **118**, 1426 (2000).
3. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ФНТ* **27**, 1357 (2001).
4. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 794 (2002).
5. V.T. Petrashov, V.N. Antonov, P. Delsing, and T. Claeson, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 347 (1993); *ibid.* **74**, 5268 (1995).
6. A. Dimoulas, J.P. Heida, B.J. v. Wees, T.M. Klapwijk, W. v. d. Graaf, and G. Borghs, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 602 (1995).
7. H. Courtois, Ph. Gandit, D. Mailly, and B. Pannetier, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 130 (1996).
8. P. Charlat, H. Courtois, Ph. Gandit, D. Mailly, A.F. Volkov, and B. Pannetier, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4950 (1996).
9. H. Takayanagi and T. Akazaki, *Phys. Rev.* **B52**, R8633 (1995); *Physica* **B249–251**, 462 (1998).
10. S.G. den Hartog, B.J. van Wees, Yu.V. Nazarov, T.M. Klapwijk, and G. Borghs, *Physica* **B249–251**, 467 (1998).
11. E. Toyoda and H. Takayanagi, *Physica* **B249–251**, 472 (1998).
12. P.G.N. de Vegvar, T.A. Fulton, W.H. Mallison, and R.E. Miller, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1416 (1994).
13. A. Kadigrobov, L.Y. Gorelik, R.I. Shekhter, M. Jonsson, R.Sh. Shaikhaidarov, V.T. Petrashov, P. Delsing, and T. Claeson, *Phys. Rev.* **B60**, 14589 (1999).
14. F. Zhou, P. Charlat, B. Spivak, and B. Pannetier, *J. Low Temp. Phys.* **110**, 841 (1998).
15. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ФНТ* **14**, 543 (1988).
16. В.Т. Петрашов, В.Н. Антонов, С.В. Максимов, Р.Ш. Шайхайдоров, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 48 (1993).
17. Ю.В. Шарвин, *ЖЭТФ* **48**, 984 (1965).
18. G.E. Blonder, M. Tinkham, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B25**, 4515 (1982).
19. Ю.Н. Цзян, *ПТЭ* **1**, 202 (1981).

20. А.Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **46**, 1823 (1964); *там же* **49**, 655 (1965).
21. J. Herath and D. Rainer, *Physica* **C161**, 209 (1989).
22. А.М. Кадигробов, *ФНТ* **19**, 943 (1993); А.М. Kadigrobov, R.I. Shekhter, and M. Jonson, *Physica B: Condens. Matter* **218**, 134 (1996).
23. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ФНТ* **25**, 432 (1999).
24. Yu.V. Nazarov and T.H. Stoof, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 823 (1996).
25. Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **55**, 323 (1968).
26. А. И. Свидзинский, *Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости*, Наука, Москва (1982).
27. H.A. Blom, A. Kadigrobov, A.M. Zagoskin, R.I. Shekhter, and M. Jonson, *Phys. Rev.* **B57**, 9995 (1998-II).
28. Б.З. Спивак, Д.Е. Хмельницкий, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 334 (1982).
29. И.О. Кулик, *ЖЭТФ* **57**, 1745 (1969).

The phase-sensitive quantum effects in the Andreev conductance of the SNS system of metals with a macroscopic phase breaking length

Yu.N. Chiang and O.G. Shevchenko

A dissipative component of the electron transport in a doubly connected indium (S)–aluminium (N)–indium (S) Andreev SNS interferometer with elastic mean free path l_{el} of about 100 μm in the metals and macroscopic phase

breaking length L_ϕ has been studied, the latter being higher by two or more orders of magnitude than the length in disordered nanostructures including two-dimensional ones. The investigations were carried out under inequality $\bar{m} < l_{el}$ (\bar{m} is the transversal linear dimension of the NS interface) which had not been realized in similar interferometers before. In a helium temperature range, new manifestations of the phase-sensitive effects of a quantum-interference nature have been revealed. In the non-domain (normal) state of the indium narrowing adjacent to the NS interface, oscillations in the conductance, with the period Φ_0/A (Φ_0 is the flux quantum; A is the area of the interferometer orifice) are observed. In the domain intermediate state of the narrowing, there appear magneto-temperature resistive oscillations of the period $2\Phi_0/\xi_{H_c}^2(T)$ ($\xi_{H_c}(T)$ is the coherence length in a magnetic field equal to the critical one). At sufficiently low temperatures ($T \approx 2$ K), an oscillating component of the resonance type is observed in the conductance of the macroscopic N section of the system, the phase of the oscillations being inversed compared to that of the non-resonance oscillations. We offer an explanation for the effects in terms of the contribution of the coherent quasiparticles with energies of order of the Thouless energy to the Josephson current. The behavior of dissipative transport with temperature is studied in a pure normal metal near a single NS point contact.