Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 7, с. 547 – 551

Влияние продольного магнитного поля на андреевскую проводимость структуры сверхпроводник–изолятор–нормальный металл

А. В. Селиверстов[+*], *М. А. Тарасов*[×], *В. С. Эдельман*[+1)]

[+]*Институт физических проблем им. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

[×]*Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 января 2016 г.
После переработки 26 февраля 2016 г.

В туннельных структурах сверхпроводник (алюминий) – изолятор (окись алюминия) – нормальный металл (медь) при малых напряжениях наряду с одночастичным туннелированием наблюдалась ярко выраженная проводимость за счет электронов, испытывающих андреевское отражение от сверхпроводящего конденсата. Экспериментально обнаружено, что в магнитном поле, параллельном плоскости туннельного перехода, коллективный ток подавляется и андреевская проводимость уменьшается примерно вдвое в поле $\sim 20-30$ мТ.

DOI: 10.7868/S0370274X16070110

1. Введение. Изучению проводимости туннельных структур сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (SIN) посвящено громадное количество работ. Вызвано это перспективами их использования в качестве чувствительных приемников излучения, приборов электронного охлаждения, низкотемпературных термометров. В качестве основного механизма переноса туннельного тока в них и сопровождающих тепловых процессов (нагрева и электронного охлаждения) рассматривается одночастичное туннелирование электронов (дырок) из нормального металла в сверхпроводник на свободные состояния в сверхпроводнике выше (ниже) энергетической щели Δ_c.

Андреевское отражение, определяющее проводимость S–N-контакта, в туннельных структурах обычно не наблюдается на фоне одночастичного туннелирования. Для случая большой длины свободного пробега электронов вероятность подщелевого туннелирования мала [1]. Однако при температурах $T \ll \ll T_c = \Delta_c/1.76$ K (где T_c – температура сверхпроводящего перехода) при малых напряжениях на туннельном переходе, $U \ll \Delta_c/e$, ток нормальных электронов экспоненциально падает и подщелевой ток может стать доминирующим. Последнее экспериментально наблюдалось в ряде работ (см., например, [2–5]). При этом в [5] подщелевой ток намного превышал одночастичный ток. Его относительному усилению способствует то, что в реальных плоскостных SIN-структурах с малой толщиной нормального электрода и малыми длинами свободного пробега при упругих столкновениях τ_{el} электронно-дырочная андреевская пара многократно падает на границу раздела за время сбоя фазы из-за неупругих столкновений с $\tau_\varphi \gg \tau_{el}$, пропорционально увеличивая вероятность туннелирования (см., например, [6]). Андреевский ток, рассчитанный в [2–5] на основе теории, учитывающей мезоскопические свойства нормального металла [6], вполне удовлетворительно согласуется с экспериментом для образцов SIN, сильно различающихся как площадью S туннельных электродов (от 0.023 [2] до 16 мкм^2 [5]), так и прозрачностью туннельного барьера, характеризуемого параметром $R_n \cdot S$, где R_n – сопротивление перехода в нормальном состоянии (от 30 [2, 5] до 390 [3, 4] и 560 Ом в этой работе).

Из общих соображений можно ожидать, что андреевский ток должен зависеть от магнитного поля. Так, в работе [2], в которой исследовался интерферометр из сверхпроводящего контура, замкнутого короткой полоской нормального металла, образующей SINIS-переход, наблюдались, как и в SQUID, вариации тока при изменении магнитного поля, перпендикулярного плоскости структуры. Эти вариации связаны с изменением фазы волновой функции в сверхпроводнике, но не зависят от расфазирова-

1)e-mail: vsedelman@yandex.ru

ния электронно-дырочных пар в объеме нормального металла. Однако нам не известны эксперименты по исследованию SIN-переходов в магнитном поле, параллельном плоскости перехода. В связи с этим представлялось интересным изучить поведение проводимости SIN- или SINIS-структур с туннельными переходами, разделенными полосками нормального металла значительной длины, исключающей корреляцию процессов в переходах, в касательном магнитном поле, поскольку при этом можно ожидать дополнительного набега фазы и эффективного уменьшения времени τ_φ. Мотивацией к проведению таких измерений послужило общеизвестное влияние поля с такой ориентацией на характеристики туннельных SIS-переходов.

Ранее в работе [7] мы исследовали поведение плоских SINIS-структур в магнитном поле **B**, перпендикулярном их поверхности. Как было установлено, при такой конфигурации в сверхпроводящем переходе формируется абрикосовская структура из квантовых вихрей с нормальными сердцевинами. Из-за этого полная проводимость возрастает, что маскирует андреевский вклад. Ниже описаны измерения в касательном магнитном поле, проведенные с SIN-структурами при температуре $T \sim (80-90)$ мК. Они продемонстрировали двукратное подавление подщелевой туннельной проводимости в поле 20–30 мТл.

2. Постановка эксперимента. На кремниевом чипе размещались 4 идентичные структуры, содержащие по 4 SIN-перехода: *1*, *4* на концах медной полоски толщиной 30 нм и *2*, *3* в середине нее (рис. 1).

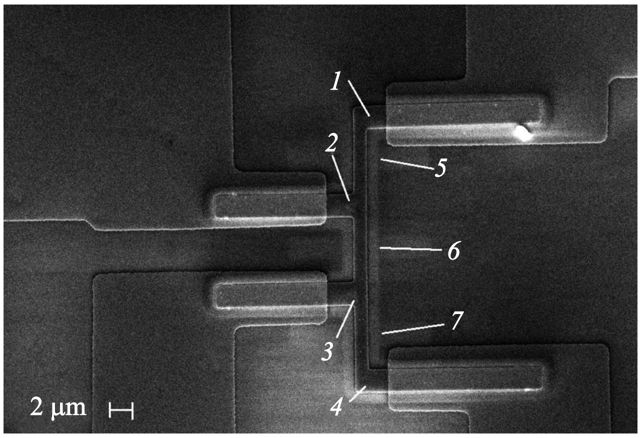

Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение многоэлементной туннельной SINIS-структуры: *1–4* – туннельные SIN-переходы, *5–7* – висячие медные мостики

Медь была напылена на окисленный алюминий. Толщина слоя Al 80 нм, окиси – примерно 1 нм. Алюминий сначала был напылен на подводящие электроды на основе золота. В алюминии под слоем меди были протравлены окна *5–7*, так что в каждой структуре образовалось по три висячих мостика, соединяющих туннельные переходы. Структуры несколько различались размерами – площадью туннельных переходов S_t (8 или 10 мкм^2) и длиной L_n *свободных нормальных полосок (2 или 4 мкм)*.

Вольт-амперные характеристики измерялись на постоянном токе по обычной четырехзондовой схеме. Использовалась система сбора данных на основе портативного компьютера ноутбук. Ток I задавался 16-разрядным ЦАП. Усиленное малошумящим усилителем напряжение U преобразовывалось 16-разрядным АЦП. Приведенная дифференциальная проводимость определялась как $G(U) = R_n \cdot dI/dU$, где R_n – сопротивление перехода в нормальном состоянии.

Измерения проводились с использованием погружного криостата растворения [8], в котором образцы размещаются на верху прибора на держателе, охлаждаемом до температуры ниже 0.1 К. Их можно помещать как горизонтально, так и вертикально. При этом направленное вертикально магнитное поле, создаваемое соленоидом, установленным снаружи криостата, будет направлено примерно по нормали или по касательной к плоскости туннельного перехода. Для изменения направления поля можно наклонять соленоид в пределах $\pm 10°$.

3. Результаты измерений. У всех переходов наблюдались похожие вольт-амперные характеристики и, соответственно, похожие зависимости $G(U,T)$. При ~ 0.2 К $< T <\sim 0.4$ К они хорошо описывались производной известного выражения для тока одноэлектронного туннелирования [9].

$$I(U,T) = \frac{1}{eR_n}\sqrt{2\pi kT\Delta_c}\exp(-\Delta_c/kT)\sinh(eU/kT). \tag{1}$$

Как видно из этой формулы, щель Δ_c определяет относительные значения $G(U=0,T)$, а R_n задает абсолютный масштаб тока. Поскольку в указанном диапазоне температур G изменяется на два порядка, по данным измерений можно с высокой точностью определять оба эти параметра.

При понижении температуры одночастичная модель явно перестает работать. Это видно из зависимостей $G(U)$, приведенных на рис. 2. При $U = 0$ проявляется максимум проводимости. Аналогичный максимум при нулевом напряжении наблюдался ранее в работах [2–4]. Его появление приписывается подщелевому андреевскому току. Указанный максимум мы наблюдали для всех исследованных SINIS. Вместе с тем значение приведенной проводимости

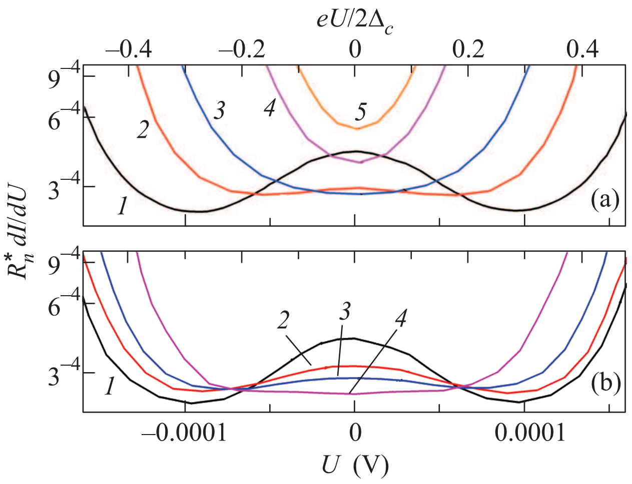

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости от напряжения проводимости SINIS-структуры при наклоне магнитного поля на $7.5 \pm 0.5°$ к поверхности переходов (a): *1* – 0; *2* – 16.7; *3* – 19.0; *4* – 25.7; *5* – 28.6 мТл; в параллельном с точностью $\pm 0.5°$ поле (b): *1* – 0; *2* – 14; *3* – 18.7; *4* – 28.6 мТл. Температура $T = 0.085$ K

$G(0)$ менялось от структуры к структуре в пределах $(1.5-5.5) \cdot 10^{-4}$. При этом даже для одной и той же структуры после выдержки ее при комнатной температуре в течение месяца проводимость уменьшилась от $5.5 \cdot 10^{-4}$ до $4.5 \cdot 10^{-4}$. По-видимому, это связано как с неконтролируемыми процессами при изготовлении, так и с диффузионными и коррозионными явлениями при хранении.

Исследования влияния касательного поля были проведены со структурой с наибольшей подщелевой проводимостью. Измерялись вольт-амперные характеристики SINIS-переходов *1*, *4* (рис. 1) и, в отдельности, SIN-переход *1* (ток через переходы *1–4*, напряжение измерялось между переходами *1–2*).

У этой структуры переходы имели площадь 8 мкм^2. Их сопротивление в нормальном состоянии составляло $R_n = 70 \pm 5$ Ом. Ширина висячих мостиков 1 мкм, толщина 30 нм, длина каждого 4 мкм, сопротивление при гелиевых температурах 6 ± 1 Ом. Таким образом, удельное сопротивление пленки меди ~ 5 мкОм$\cdot$см, что соответствует длине свободного пробега электронов ~ 10 нм или коэффициенту диффузии электронов $D \sim 70$ см^2/с. Значение сверхпроводящей щели, определенное из сравнения экспериментальных и рассчитанных по формуле (1) вольт-амперных характеристик при разных температурах, составило $\Delta_c/k = 1.94(\pm 2\,\%)$ K.

На рис. 2 приведены зависимости приведенной дифференциальной проводимости G от приложенного к переходам 1–4 напряжения U при разных значениях внешнего поля. На рис. 2a показаны результаты при исходном положении соленоида, при котором, кроме касательной, присутствует нормальная к поверхности перехода компонента магнитного поля. При нулевом поле и напряжении в области нуля проявляется максимум проводимости, существование которого свидетельствует о превалирующем вкладе в туннельный ток андреевских электронно-дырочных пар. Этот максимум начинает формироваться при температуре < 0.2 K. При 0.08 K максимум в нуле вдвое превышает минимальное значение дифференциальной проводимости, соответствующее напряжению ~ 100 мкВ, и много больше даваемого расчетом вклада одночастичного туннелирования.

В магнитном поле с ростом индукции $G(U = 0, B)$, обусловленная андреевским током, начинает уменьшаться. Одновременно при $U > (50-100)$ мкВ растет проводимость, обязанная одночастичному туннелированию (кривые *1–3* на рис. 2a). В поле примерно 20 мТ ее вклад становится доминирующим и картина приобретает вид, характерный для одночастичного туннелирования (кривые *4*, *5* на рис. 2a). Такое поведение связано с тем, что изначально поле **B** наклонено на $\sim 7.5°$ к поверхности перехода. Перпендикулярная компонента поля проникает в виде абрикосовских вихрей с нормальными сердцевинами в область туннельного контакта, что приводит к росту проводимости [7].

При наклоне соленоида удается значительно ослабить влияние поля на одночастичную проводимость (рис. 2b). Остаточное изменение вклада одночастичного туннелирования при $U > (50-100)$ мкВ при увеличении B может быть связано как с погрешностью юстировки, так и с краевыми эффектами, приводящими к появлению нормальных участков в переходе. Что касается андреевского туннелирования, то при увеличении B обусловленная этим эффектом проводимость, как и в случае рис. 2a, уменьшается вдвое при максимальном доступном поле 28 мТл.

Аналогичная картина наблюдалась и для одиночного туннельного перехода. При этих измерениях ток протекал через переходы *1–4*, а напряжение снималось с контактов *1*, *2* (рис. 1). Таким образом, измерялись вольт-амперные характеристики одиночного SIN-перехода *1*, отделенного от остальных частей структуры довольно длинным (4 мкм) мостиком нормального металла (рис. 3).

Поскольку при численном дифференцировании из-за погрешности измерения как U, так и I шум растет, при обработке результатов мы использовали сравнение непосредственно измеренных характери-

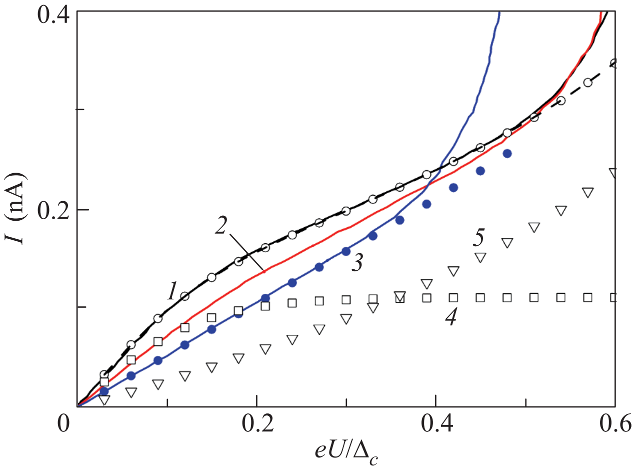

Рис. 3. (Цветной онлайн) Вольт-амперные характеристики туннельного SIN-перехода при трех значениях магнитного поля в плоскости структуры. Линии – эксперимент: *1* – 0; *2* – 16; *3* – 28 мТл. Символы – расчет: *1*, *4*, *5* – без поля, ток $I_n + I_s$, I_n, I_s соответственно; *3* – 28 мТл. Температура $T = 0.085$ К

стик $I(U)$ с модельными расчетами. За основу было взято выражение для подщелевого тока, полученное в работе [6]:

$$I_{\text{subgap}}(U,T) = I_n + I_s = \frac{\hbar}{e^3 R_n^2 S v_n d_n}\tanh(eU/kT) + + \frac{\hbar}{e^3 R_n^2 S v_s d_s \cdot 2\pi}\frac{eU/\Delta_c}{\sqrt{1-eU/\Delta_c}}. \quad (2)$$

Здесь v_n, v_s – плотности электронных состояний в меди и алюминии (нормальный и сверхпроводящий электроды соответственно). Их значения, $1.56 \cdot 10^{47}$ и $3.02 \cdot 10^{47}$ 1/(Дж · м^3), вычислены по величинам электронной теплоемкости этих металлов [10, 11].

Приведенная формула справедлива для случая, когда размеры туннельного перехода больше длин $(\hbar D/\max\{eU,kT\})^{1/2}$, $(\hbar D/\Delta_c)^{1/2}$ или длины пробега со сбоем фазы l_φ [12], равной ~ 1.5 мкм согласно измерениям [13] с поправкой на значение D для наших образцов. В нашем случае эти условия выполняются. В данной формуле учтены два тока: I_n, обязанный интерференции пар в объеме нормального металла, и I_s – *в объеме сверхпроводника*.

Как отмечено выше, подщелевая проводимость для номинально идентичных структур заметно различается. Для сопоставления зависимости (2) с экспериментом подбирались три параметра: множители K_n, K_s и эффективная температура T_{eff}, в формуле (2), переписанной в виде

$$I_n + I_s = K_n \tanh(eU/kT_{\text{eff}}) + K_s\frac{eU/\Delta_c}{\sqrt{1-eU/\Delta_c}}. \quad (3)$$

Значения коэффициентов K_n, K_s и T_{eff} с погрешностью $\sim 5\,\%$ были подобраны при $B = 0$ (кривая *1* на рис. 3). Оказалось, что во всем диапазоне изменения магнитного поля для приближения расчета к эксперименту с погрешностью 1–2 % достаточно варьировать только T_{eff} (кривая *3* на рис. 3).

Полученное значение $K_n = 0.11$ нА оказалось близким к значению 0.14 нА, вычисленному в соответствии с формулой (2). Аналогичный результат был получен в работе [5]. Коэффициент $K_s = 0.25$ нА, в то время как из формулы (2) следует значение, меньшее на два порядка. Для T_{eff} при $B = 0$ получено значение 0.127 ± 0.005 К, несколько превышающее температуру образца (0.086 ± 0.002) К, определенное по зависимости одноэлектронного тока от напряжения.

Изменение подщелевой проводимости $G(U = 0, B)$ демонстрирует рис. 4. Как указывалось выше, поле действует только на компоненту I_n. Ее довольно быстрое изменение происходит в интервале полей 5–15 мТл. При больших полях проявляется тенденция к насыщению. Влияние поля за счет спинового расщепления энергии электронов пары на подщелевую проводимость рассматривалось в [14]. Приведенная в ней зависимость $G(B)$ напоминает представленную на рис. 4, но при полях, на два порядка больших. Поле порядка 10 мТл не может оказать заметного влияния на энергию электронов: масштаб добавки 0.01 К $\ll T$. Однако магнитное поле может вызвать расфазировку андреевской пары при выполнении условия [15]

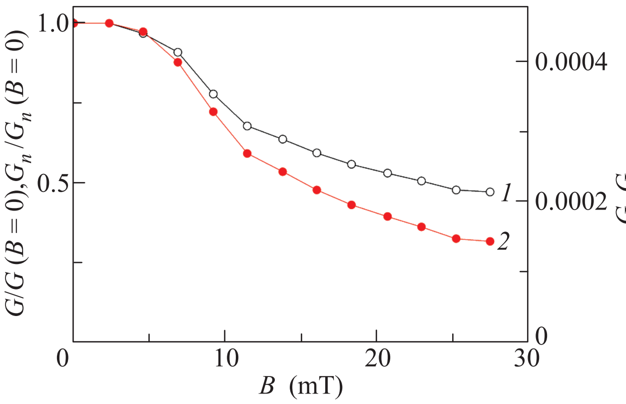

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости от магнитного поля приведенной дифференциальной проводимости при $U = 0$ для SIN при $T = 80$: *1* – $I_n + I_s$; *2* – I_n

$$\Phi_0/L_\varphi \cdot d_n \approx (30{-}40)\ \text{мТл}.$$

Это значение довольно близко к приведенным на рис. 4. С учетом того, что речь идет о качественной оценке, согласие можно считать удовлетворительным.

В модели [6] ток I_s связан с движением пары в сверхпроводнике. Корреляционная длина ξ в алюминиевой пленке не превышает ~ 0.1 мкм [7]. Соответственно оценка поля, достаточного для подавления такого тока, дает 250 мТ. Это значение на порядок превышает поля, использованные в этой работе.

Таким образом, нами экспериментально установлено, что умеренное магнитное поле, приложенное в плоскости планарной туннельной SIN-структуры, подавляет ее проводимость при малых напряжениях и низких температурах. Этот мезоскопический эффект связан с расфазированием андреевской пары в нормальном металле.

Авторы признательны А.Ф. Андрееву за интерес к работе, А.Г. Семенову и А.Д. Заикину – за ее обсуждение, А.О. Федотову – за оказанную помощь. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение # 14.607.21.0100; идентификатор RFMEFI60714X0100).

---

1. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
2. H. Pothier, S. Gueron, D. Esteve, and M. H. Devoret, Phys. Rev. Lett. **73**, 2488 (1994).
3. S. Rajauria, P. Gandit, T. Fournier, F. W. J. Hekking, B. Pannetier, and H. Courtois, PRL **100**, 207002 (2008).
4. H. Courtois, S. Rajauria, P. Gandit, F. W. J. Hekking, and B. Pannetier, J. Low Temp. Phys. **153**, 325 (2008).
5. P. J. Lowell, G. C. O'Neil, J. M. Underwood, and J. N. Ullom, J. Low. Temp. Phys. **167**, 392 (2012).
6. F. W. J. Hekking and Yu. V. Nazarov, Phys. Rev. B **49**, 6847 (1994).
7. М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, Письма в ЖЭТФ **101**, 836 (2015).
8. В. С. Эдельман, ПТЭ **2**, 159 (2009).
9. D. Golubev and L. Kuzmin, J. Appl. Phys. **89**(11), 6464 (2001).
10. N. E. Phillips, Phys. Rev. **114**, 676 (1959).
11. N. E. Phillips, Phys. Rev. A **134**, 385 (1964).
12. A. G. Semenov, A. D. Zaikin, and L. S. Kuzmin, Phys. Rev. B **86**(14), 144529 (2012).
13. B. Pannetier, J. Chaussy, and R. Rammal, Phys. Scripta T **13**, 245 (1986).
14. A. G. Semenov and A.D. Zaikin, arXiv preprint arXiv:1410.7932, 2014 - arxiv.org (2014).
15. D. A. Dikin, M. J. Black, and V. Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett. **87**, 187003 (2001).