

ИССЛЕДОВАНИЕ АНДРЕЕВСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ СТРУКТУР СВЕРХПРОВОДНИК – ИЗОЛЯТОР – НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ

А. В. Селиверстов^{a,b}, М. А. Тарасов^c, В. С. Эдельман^{a,**}*

^a *Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия*

^b *Московский физико-технический институт
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

^c *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 7 октября 2016 г.

Исследована андреевская подщелевая проводимость при температурах 0.08–0.2 К для тонкопленочных туннельных структур сверхпроводник (алюминий)–изолятор–нормальный металл (медь, гафний или алюминий, сверхпроводимость которого подавлена подслоем железа). Были проведены измерения в магнитном поле, направленном по нормали к поверхности структуры или в ее плоскости. Вольт-амперные характеристики исследованных образцов описываются суммой подщелевого андреевского тока, доминирующего в отсутствие поля при напряжениях на структуре $U < (0.2–0.4)\Delta_c/e$ (Δ_c — энергетическая щель сверхпроводника) и одночастичного туннельного тока, доминирующего при больших напряжениях. Андреевский ток с точностью измерений 1–2% отвечает формуле $I_n + I_s = K_n \text{th}(eU/2kT_{eff}) + K_s(eU/\Delta_c)/\sqrt{1 - eU/\Delta_c}$, следующей из теории, учитывающей мезоскопические явления, при надлежащем подборе эффективной температуры T_{eff} и не зависящих ни от температуры, ни от магнитного поля параметров K_n и K_s (диффузионное движение электронов соответственно в нормальном металле и сверхпроводнике). Значение K_n по порядку величины соответствует теоретическому, однако значение K_s превышает его в десятки раз. Величина T_{eff} в отсутствие магнитного поля для меди и гафния близка к температуре образца, а для алюминия с подслоем железа в несколько раз больше нее. Для структур с медью при $T = 0.08–0.1$ К в магнитном поле $B_{\parallel} = 200–300$ Гс, параллельном плоскости образца, эффективная температура T_{eff} возрастает до 0.4 К, а в перпендикулярном плоскости образца поле $B_{\perp} \approx 30$ Гс — до 0.17 К. В больших полях не удается надежно выделить андреевскую проводимость на фоне одночастичного тока. Для структур с гафнием и алюминием с подслоем железа влияние магнитного поля не обнаружено.

DOI: 10.7868/S0044451017040150

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению проводимости туннельных структур сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (СИН) посвящено большое число работ. Вызвано это перспективами их использования в качестве низкотемпературных термометров [1, 2], приборов электронного охлаждения [1, 3], чувствительных

приемников излучения [4]. 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 СН-контакта, в туннельных структурах обычно не наблюдается на фоне одночастичного туннелирования. Для случая большой длины свободного пробега электронов вероятность туннелирова-

* В настоящее время — Laboratory of Solid-State Physics and Magnetism, KU Leuven, BE-3001 Leuven, Belgium

** E-mail: vsedelman@yandex.ru

ния с андреевским отражением как двухчастичного процесса мала [5]. Однако при температурах $T \ll T_c = \Delta_c/1.76k$ (T_c — температура сверхпроводящего перехода, k — постоянная Больцмана) при малых напряжениях на туннельном переходе $U \ll V_\Delta = \Delta_c/e$ ток нормальных электронов экспоненциально убывает и андреевский ток может стать доминирующим, как это экспериментально наблюдалось в ряде работ [6–11]. Его относительному усилению способствует то, что в реальных плоскостных СИН-структурах с малой толщиной нормального электрода и малыми временами 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 временами $\tau_\varphi \gg \tau_{el}$, пропорционально увеличивая вероятность туннелирования, см., например, работу [12]. В ней показано, что андреевский подщелевой ток I_{subgap} содержит две компоненты, I_n и I_s , связанные с диффузионным движением электронов соответственно в нормальном и сверхпроводящем электродах. Для случая туннельных переходов с размерами, большими длин $\sqrt{\hbar D / \max(eU, kT)}$, $\sqrt{\hbar D / \Delta_c}$ (D — диффузионная длина) или длины пробега со сбоем фазы l_φ , получено выражение [12]

$$I_{subgap}(U, T) = I_n + I_s = \frac{\hbar}{e^3 R_n^2 S \nu_n d_n} \operatorname{th} \left(\frac{eU}{2kT} \right) + \frac{\hbar}{e^3 R_n^2 S \nu_s d_s 2\pi} \frac{eU/\Delta_c}{\sqrt{1 - eU/\Delta_c}}. \quad (1)$$

Здесь ν_n и ν_s — плотности электронных состояний соответственно в нормальном и сверхпроводящем электродах, d_n , d_s и S — их толщины и площадь контакта, R_n — сопротивление перехода в нормальном состоянии, U — напряжение на переходе.

Принципиально существование андреевской проводимости можно считать установленным. Однако остаются перечисленные ниже вопросы, поиску экспериментального ответа на которые посвящена настоящая работа.

1. Согласно работам [6–10], вольт-амперные характеристики, измеренные для переходов с малыми размерами, удовлетворительно согласуются с теорией [12] для образцов СИН, сильно различающихся как площадью S туннельных электродов (от 0.018 [10]–0.023 [6] мкм² до 0.45 мкм² [8]), так и прозрачностью туннельного барьера, характеризуемого параметром $R_n S$ от 30 Ом·мкм² [6] до 390 Ом·мкм² [7, 8] и 26–3500 Ом·мкм² [10]. В работе [9] для переходов с площадью контакта от 4 до 16 мкм² и $R_n S = 30$ –200 Ом·мкм² для тока I_n установлено со-

гласие с теорией с точностью 10–20%. Наличие тока I_s не обсуждалось, хотя из приведенных в работе [9] графиков видно, что он составляет 10–20% от I_n . В нашей работе [11] (8–10 мкм² и 560 Ом·мкм²) отмечено, что при значениях I_n , близких по порядку величины к теоретическим, компонента I_s сравнима с I_n и в десятки раз больше величины следующей из формулы (1). Если учесть, что толщина d_s сверхпроводящих электродов образцов, изучавшихся в работе [9], в 3–6 раз больше, чем в исследованных в работе [11], и что, согласно формуле (1), ток I_s пропорционален $1/d_s$, то эти две работы не противоречат друг другу. Однако вопрос о вкладе I_s в полный ток требует внимания.

2. Представляет интерес зависимость подщелевой проводимости $G_{subgap} = G_n + G_s$ от температуры. По формуле (1) при малых напряжениях имеем $G_n \approx 1/T$, а G_s вообще не зависит от температуры. Согласно работе [13], при низких температурах из-за электрон-электронного взаимодействия проводимость G_n должна выходить на константу. Нам известна единственная экспериментальная работа [6], в которой изучалась температурная зависимость G_{subgap} . Было установлено, что $G_{subgap} \approx 1/T$ в диапазоне температур 27–220 мК при малых напряжениях. Таким образом, этот вопрос представляется недостаточно изученным.

3. Из общих соображений можно ожидать, что андреевский ток должен зависеть от магнитного поля. Так, в работе [6], в которой исследовался интерферометр из сверхпроводящего контура, замкнутого короткой полоской нормального металла, образующей СИНИС-переход, наблюдались, как и в СКВИД, вариации тока при изменении магнитного поля B_\perp , перпендикулярного плоскости структуры. Эти вариации связаны с изменением фазы волновой функции в двухсвязном сверхпроводнике, но не зависят от расфазирования электронно-дырочных пар в объеме одиночного СИН-перехода. Как установлено в работах [10, 11], в слабом магнитном поле B_\parallel , параллельном плоскости структуры, андреевская проводимость подавляется. Ранее [14] мы исследовали поведение плоских СИНИС-структур в перпендикулярном плоскости образца магнитном поле B_\perp . Было установлено, что при такой конфигурации в сверхпроводящем переходе формируется абрикосовская структура из квантовых вихрей с нормальными сердцевинами и одночастичная проводимость возрастает. Однако на образцах, использованных в этой работе, выраженная подщелевая проводимость не наблюдалась и влияние на нее нормального магнитного поля осталось неизвестным.

4. Во всех известных нам экспериментах, в которых наблюдалась андреевская проводимость в СИН-структурах, для изготовления последних использовались одни и те же материалы: сверхпроводник — алюминий, нормальный металл — медь. В дополнение к этой паре мы исследовали переходы с парами алюминий — алюминий с примесью железа, подавляющей сверхпроводимость, и алюминий — гафний.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУР АЛЮМИНИЙ — ОКИСЬ АЛЮМИНИЯ — МЕДЬ

Большая часть исследований проведена с образцом S55. В нем на кремниевом чипе размещались четыре идентичные структуры, содержащие по четыре СИН-перехода — 1 и 4 на концах медной полоски толщиной 30 нм, 2 и 3 в середине (рис. 1). Медь напылена на окисленный алюминий, толщина слоя алюминия 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 образовались по три висячих мостика, соединяющих туннельные переходы. Технология описана в [15]. Структуры несколько различались площадью S_t туннельных переходов (8 или 10 $\mu\text{м}^2$) и длиной L_n свободных нормальных полосок (2 или 4 $\mu\text{м}$).

Важным параметром структуры является коэффициент диффузии электронов в металлических пленках. Для медной пленки возможно ее оценить, измерив сопротивление мостика длиной 4 $\mu\text{м}$ между переходами 2 и 3, пропуская ток через переходы

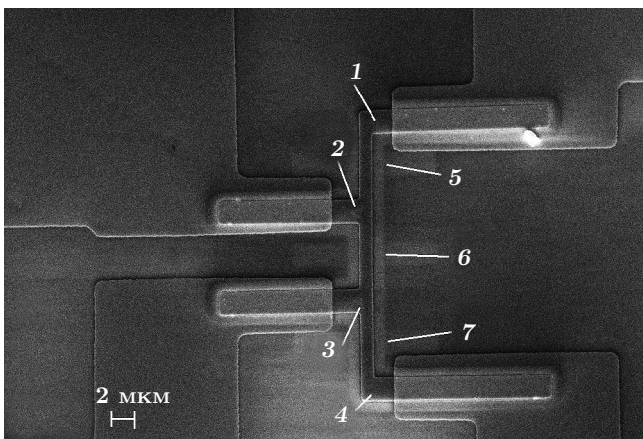


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение многоэлементной туннельной СИНИС-структуры: 1–4 — туннельные СИН-переходы; 5–7 — висячие медные мостики

1 и 4. Оно равно примерно 6 Ом, что дает для удельного сопротивления пленки меди величину около 5 $\mu\text{кОм}\cdot\text{см}$. Это соответствует длине свободного пробега электронов $l_e \approx 10$ нм или коэффициенту диффузии электронов $D \approx 70 \text{ см}^2/\text{с}$. Для пленки алюминия в работе [14] получена оценка корреляционной длины

$$\xi \approx \sqrt{\xi_0 l_e} \approx 100 \text{ нм},$$

где $\xi_0 = 1.5 \mu\text{м}$ — значение для чистого массивного алюминия. Отсюда можно получить длину свободного пробега электронов $l_e \approx 8$ нм.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись на постоянном токе по обычной четырехзондовой схеме. Для защиты туннельных переходов от паразитного излучения в цепи подводящих проводов были включены резисторы номиналом 0.8 МОм, охлаждаемые до 0.4 К. Топология структуры позволяла измерять характеристики как СИНИС-переходов, например, при пропускании тока через переходы 1 и 4 и измерении напряжения на них, так и одиночного СИН-перехода, например, при измерении напряжения на контактах 1, 2 и токе через контакты 1, 4.

Использовалась система сбора данных на основе портативного компьютера ноутбук и блока NI USB. Ток I задавался 16-разрядным ЦАП. Усиленное малощумящим усилителем напряжение U преобразовывалась 16-разрядным АЦП. Дифференциальная проводимость $G(U) = dI/dU$ или дифференциальное сопротивление R_d определялись численным дифференцированием ВАХ.

Измерения проводились с использованием погружного криостата растворения [16], в котором образцы размещались внутри экрана с температурой 0.4–0.5 К на верху прибора на держателе, охлаждаемом до температуры ниже 0.1 К. Их можно размещать как горизонтально, так и вертикально. При этом направленное вертикально магнитное поле, создаваемое соленоидом, установленным снаружи криостата, прикладывается примерно по нормали или по касательной к плоскости туннельного перехода. Для изменения направления поля можно наклонять соленоид в пределах $\pm 10^\circ$.

Для всех переходов наблюдались похожие ВАХ и, соответственно, похожие зависимости $G(U, T)$, рис. 2. При $0.25 < T < 0.45$ К они хорошо описывались производной известного выражения для тока одноэлектронного туннелирования [2, 17]

$$I(U, T) = \frac{1}{eR_n} \sqrt{2\pi kT \Delta_c} \exp\left(-\frac{\Delta_c}{kT}\right) \text{sh}\left(\frac{eU}{kT}\right). \quad (2)$$

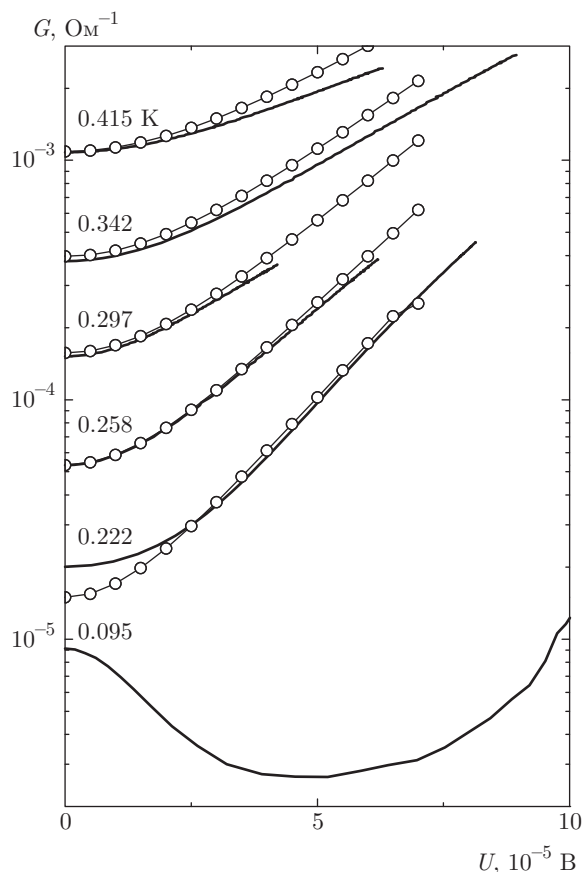


Рис. 2. Сопоставление измеренной проводимости (кривые) с расчетом по формуле (2) с $\Delta_c/k = 2.2$ К, $R_n = 27$ Ом (кружки) при температурах, указанных возле кривых, для СИН-перехода 2 (см. рис. 1)

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 величина G изменяется в десятки раз, по данным измерений возможно определять параметры Δ_c и R_n с точностью соответственно около 5 и 10%. Непосредственно измерить R_n в нашем случае было невозможно, так как сопротивление проводящих дорожек, соединяющих туннельные переходы с контактными площадками на кремнии, было сравнимо или больше R_n . Как видно из рис. 2, при температуре больше 0.25 К при малых напряжениях данные расчета согласуются с измеренными значениями, при $U > 40$ мкВ измеренная проводимость становится несколько меньше расчетной. По-видимому, это связано с электронным охлаждением, которое наиболее эффективно в этой области температур [1, 3].

При понижении температуры появляется шунтирующая добавка к проводимости, обязанная андреевскому току, которая слабо зависит от температуры.

Из-за этого при $T = 0.222$ К суммарная проводимость примерно в полтора раза больше одночастичной (см. рис. 2), а при температуре около 0.1 К она значительно превышает ее, и при $U = 0$ появляется максимум на зависимости $G(T)$.

Такой максимум мы наблюдали для всех исследованных СИН- и СИНИС-структур, однако значение проводимости $G(0)$ менялось не только от структуры к структуре, но даже для одной и той же структуры после выдержки ее при комнатной температуре. По-видимому, это связано как с неконтролируемыми процессами изготовления, так и с диффузионными и коррозионными явлениями при хранении (см. приведенную ниже таблицу). При температуре ниже 0.2 К андреевский ток сравним с одночастичным и при достижении примерно 0.1 К намного его превышает (рис. 2, 3).

При расчете одночастичного тока по формуле (2) уточнялась температура перехода по совпадению с экспериментом на начальном участке, когда нагрев измерительным током вносит минимальную поправку. Как видно из рис. 3а, при низких температурах из-за плохого теплообмена нагрев реально оказывает влияние, приводя к более быстрому росту тока с напряжением. Впрочем, поправка к температуре на начальном участке не превышала нескольких милликельвин при сравнении с показаниями термометра сопротивления RuO₂.

При описании результатов, относящихся к андреевскому току, мы опирались на формулу (1). Она выведена в работе [12] для случая, когда размеры туннельного перехода больше длин $\sqrt{\hbar D / \max(eU, kT)}$, $\sqrt{\hbar D / \Delta_c}$ или длины пробега со сбоем фазы $l_\varphi \approx 1.5$ мкм согласно измерениям [18] с поправкой на значение D для наших образцов. Эти условия в нашем случае выполняются. В формуле (1) учтены два тока, возникающих вследствие интерференции пар в объеме нормального металла (I_n) и в объеме сверхпроводника (I_s).

Чтобы сопоставить зависимость вида (1) с экспериментом, подбирались три параметра — множители K_n , K_s и эффективная температура T_{eff} в формуле (1), переписанной в виде

$$I_n + I_s = K_n \operatorname{th} \left(\frac{eU}{2kT_{eff}} \right) + K_s \frac{eU/\Delta_c}{\sqrt{1 - eU/\Delta_c}}. \quad (3)$$

Значения коэффициентов K_n , K_s и T_{eff} были подобраны с погрешностью 3–5% при $T \approx 0.08$ –0.1 К. Оказалось, что при изменении температуры для достижения согласия с экспериментом значения K_n , K_s можно не изменять. Достаточно варьировать

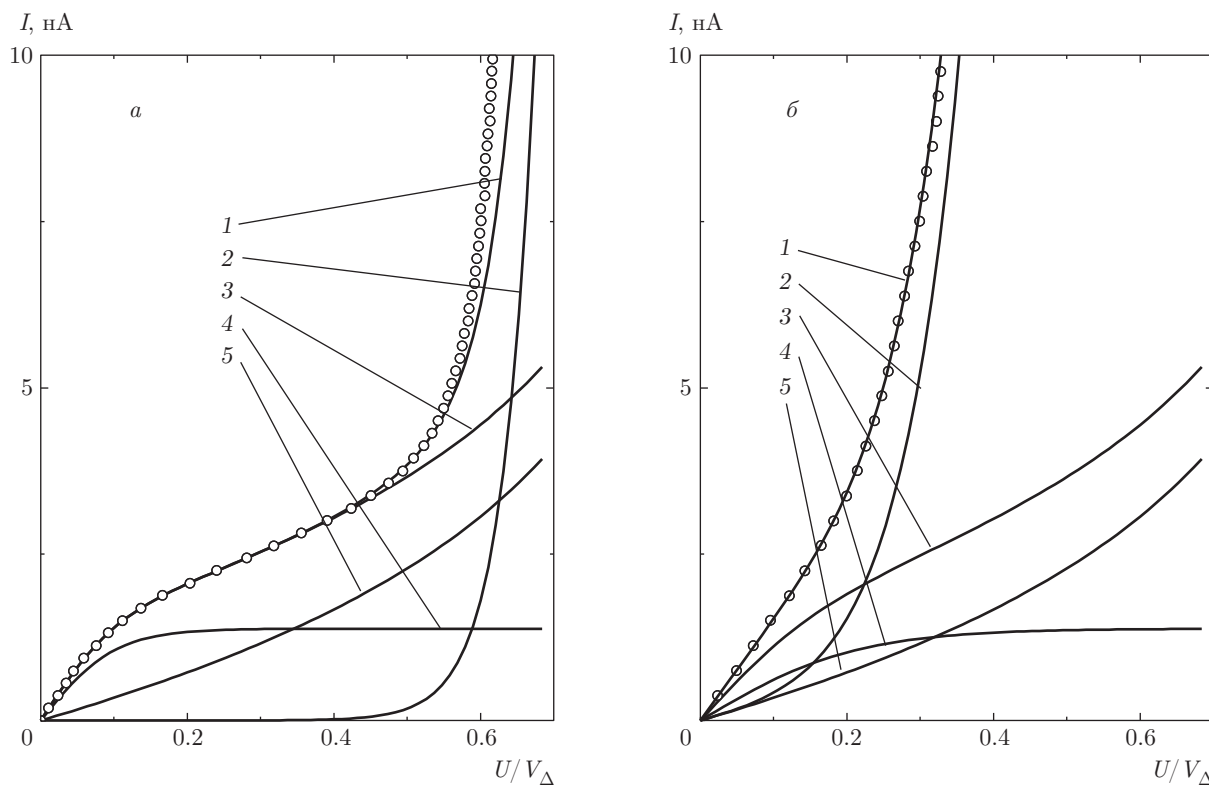


Рис. 3. Кружки — измеренные ВАХ для СИН-перехода 2 (рис. 1) при $T = 0.095$ К (а), 0.18 К (б); точки — эксперимент; кривые 1 — рассчитанный полный ток; 2 — одночастичный ток, рассчитанный по формуле (2) для этих температур с параметрами, приведенными в подписи к рис. 2; 3 — андреевский ток, содержащий токи I_n (4) и I_s (5), рассчитанные по формуле (3) с параметрами $T_{eff} = 0.11$ К (а), 0.18 К (б), для обоих случаев $K_n = 0.138$ нА, $K_s = 0.33$ нА

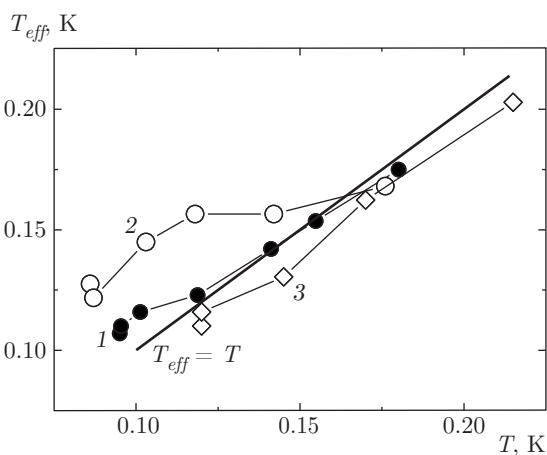


Рис. 4. Зависимость эффективной температуры, формула (3), от температуры, определенной по одночастичному току, для СИН-перехода 1 (светлые кружки), СИН-перехода 2 (темные кружки) и СИНИС-перехода алюминий–окись алюминия–гафний. Погрешность при $T \leq 0.15$ К соответствует размерам точек и кружков, при $T = 0.18-0.22$ К — порядка 10%, погрешность определения температуры для зависимостей 1, 2 около 5%, 3 примерно 10%

только величину T_{eff} , однако погрешность ее определения несколько возрастает из-за погрешности определения шунтирующего одночастичного тока: при $T = 0.18$ К она достигает 10%. На рис. 4 приведены зависимости $T_{eff}(T)$ для двух рядом расположенных СИН-переходов 1, 2 (см. рис. 1). Видно, что при $T < 0.1$ К величина T_{eff} несколько превышает температуру образца, а при $T > 0.15$ К они становятся равными, что соответствует теоретической формуле (1). Отклонение от нее, появляющееся при понижении температуры, возможно, связано с ролью электрон-электронного взаимодействия, на что было указано в работе [13].

В таблице приведены результаты для нескольких СИН- и СИНИС-переходов в пяти структурах одинаковой топологии, показанных на рис. 1. Три из них, S55_1–S55_3, расположены на одной кремниевой пластине, структура S33 аналогична S55_1, а у S9 изолирующий слой более прозрачный. Приведенные данные получены при $T \approx 0.08-0.1$ К, при которых ВАХ при малых напряжениях в пределах точности измерений не зависят от температуры. При

Таблица

№	Структура	Контакты/S, мкм ²	T_{eff} , К ($T < 0.1$ К)	K_n , нА	K_n , нА формула (1)	K_s , нА	K_s/K_n	Δ_c , К	R_n , Ом	Дата
1	S55_1	1, 4/8	0.143	0.07	0.19	0.23	3.3	2.20	55	19.10.2015
2	1	1, 4	0.143	0.045	0.086	0.265	5.9	1.98	80	29.10.2015
3	1	2, 3/10	0.122	0.034	–	0.25	7.4	–	–	19.10.2015
4	1	2, 3	0.14	0.04	–	0.22	5.5	–	–	04.11.2015
5	2	1, 4/8	0.122	0.12	–	0.38	3.2	–	–	19.10.2015
6	2	1, 4	0.155	0.095	–	0.39	4.1	–	–	25.11.2015
7	2	1	0.162	0.13	0.40	0.39	3.0	2.02	37	25.11.2015
8	2	1	0.116	0.07	0.34	0.39	5.6	2.05	40	17.06.2016
9	2	4	0.127	0.112	0.15	0.25	2.2	1.93	60	25.11.2015
10	2	2, 3/10	0.108	0.13	–	0.62	4.8	–	–	19.10.2015
11	2	2	0.107	0.135	0.75	0.32	2.4	2.2	27	17.06.2016
12	3	1, 4/8	0.130	0.07	–	0.35	5.0	–	–	19.10.2015
13	3	1, 4	0.145	0.06	–	0.35	5.8	–	–	05.11.2015
14	S33	1, 4	0.116	0.08	–	0.27	3.4	–	–	19.10.2015
15	S9	3/10	0.116	8.0	–	39	4.9	2.1	10	10.07.2016
16	Al–Hf	СИНИС/8	0.110	0.24	0.0015	0.09	0.37	1.9	480	21.12.2015
17	Al–Hf	СИНИС/8	0.120	0.19	–	0.26	1.35	–	–	15.03.2016
18	Al–Al(Fe)	100 СИН/2	0.56	0.043	–	0.11	2.5	1.98	115	20.02.2015

расчете параметров СИНИС-переходы каждой пары считались идентичными (хотя, как видно из таблицы, это не совсем так). В таблице приведены значения для одного перехода, получаемые при подстановке в формулу (3) напряжения, деленного на 2. Во всех случаях с использованием функциональной зависимости (3) удавалось достичь согласия с экспериментом с точностью 1–2%. Однако для этого приходилось значительно менять параметры. Значения эффективной температуры оказались сравнительно близкими, но во всех приведенных случаях они несколько превышали температуру переходов, измеренную термометром сопротивления и уточненную по одночастичной проводимости.

Значения K_n и K_s для разных номинально идентичных переходов различаются в 2–3 раза. При этом

параметры переходов зависят от времени: так, для СИНИС-перехода 1, 4 (структура S55_1 в таблице, строки 1 и 2) за 10 дней хранения в комнатных условиях изменились параметры, характеризующие андреевский ток, а также Δ_c и R_n . Для других переходов изменения были более медленными (строки 3–8 в таблице). По приведенным результатам можно судить, что процессы диффузии материала, отжига и коррозии касаются всех слоев. В таблице приведены значения K_n , вычисленные согласно формуле (1). Для входящих в нее величин плотностей электронных состояний ν_n и ν_s приняты значения $1.56 \cdot 10^{47} \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$ для меди [19] и $3.02 \cdot 10^{47} \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$ для алюминия [20], следующие из электронной теплоемкости этих металлов. Видно, что они заметно отличаются от измеренных. Тако-

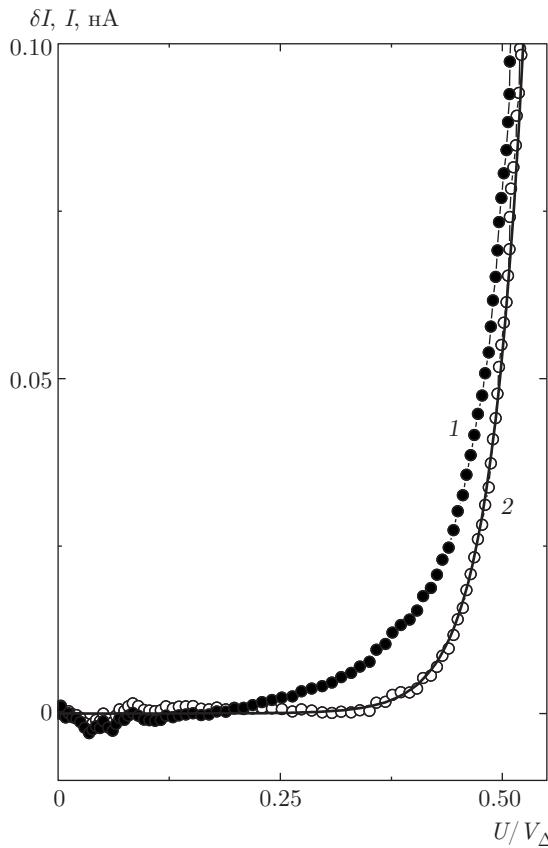


Рис. 5. Кружки — вольт-амперные характеристики для СИН-перехода за вычетом 1 — андреевского тока I_n , рассчитанного по формуле (3), и тока I_{Dy} по формуле (4); 2 — $I_n + I_s$, формула (3). Линия — одночастичный ток, формула (3), вычисленный при $T = 0.085$ К

го же порядка различия наблюдались и в работах [6, 7, 10].

Из формул (1) и (3) получаем

$$K_s/K_n = \nu_n d_n / 2\pi \nu_s d_s = 0.03.$$

Как видно из таблицы, экспериментально определенное значение на два порядка больше теоретического и к тому же не постоянно, а изменяется от перехода к переходу от 2.5 до 7.5 раз. Это обстоятельство было отмечено и в работе [11].

Трудно сказать, с чем связано такое значительное расхождение теории и эксперимента. Видимо, в теории учтены не все факторы. Например, граница между слоями микроскопически далеко не плоская, как это видно на рис. 1 нашей работы [14]. Поэтому трудно ожидать, что изолирующий слой имеет постоянное значение и что вероятность туннелирования достаточно адекватно описывается усредненным значением, задаваемым R_n .

При обсуждении подщелевой проводимости СИН-структур используется и другой подход — вводится дополнительный ток, обязанный замыканию спектра возбуждений и описываемый подгоночным параметром Дайнса (Dynes) γ , т. е. подстановкой вместо Δ_c значения $\Delta_c(1 + i\gamma)$. Выражение для этого тока имеет вид [2]

$$I_{Dy} = \frac{\gamma U/R_n}{\sqrt{1 - (eU/\Delta_c)^2}}. \quad (4)$$

Эта формула качественно отличается от выражения (3) для I_s : под знаком корня стоит напряжение в квадрате, а не в первой степени. Результат виден на рис. 5 — экспериментальная ВАХ после вычитания андреевского тока, отвечающего формуле (3), в пределах шума совпадает с вычисленным одночастичным током. Если использовать формулу (4) с $\gamma/R_n = 1.5 \cdot 10^{-6}$, $\gamma = 10^{-4}$, то в диапазоне значений $U/V_\Delta \approx 0.25-0.5$ ток существенно превышает шумы измерения. Исходя из этого мы считаем правильным использовать выражение (3) для описания андреевского подщелевого тока.

Измерения в магнитном поле. Исследование андреевской проводимости СИНИС- и СИН-структур в касательном магнитном поле $B_{||}$, параллельном плоскости образца, было начато в работах [10, 11]. В работе [14] были проведены измерения в перпендикулярном к поверхности магнитном поле B_{\perp} . Однако в изученных в ней образцах андреевская проводимость не наблюдалась в таком явном виде, как ранее [11]. Представляло интерес провести такие измерения на одном и том же образце. В наших опытах магнитное поле создавалось соленоидом, устанавливаемым снаружи криостата, и было ориентировано в пространстве вертикально. Поэтому образец S55 после проведения измерений в одной, вертикальной, позиции после отогрева до комнатной температуры надо было быстро установить в другую позицию, горизонтальную, чтобы избежать изменения его параметров. Реально это было сделано за один день. Как показали измерения, характеристики образца в пределах погрешности измерений сохранились.

За долгое время работы с этим образцом наиболее выраженная андреевская проводимость сохранилась только у одного СИН-перехода, параметры которого представлены в таблице (строка 11). На рис. 6 приведены значения зависимости его проводимости от напряжения при нескольких значениях магнитного поля, приложенного в его плоскости (рис. 6a) и по нормали к ней (рис. 6б). Как и в работе [11], направление поля в плоскости структуры юс-

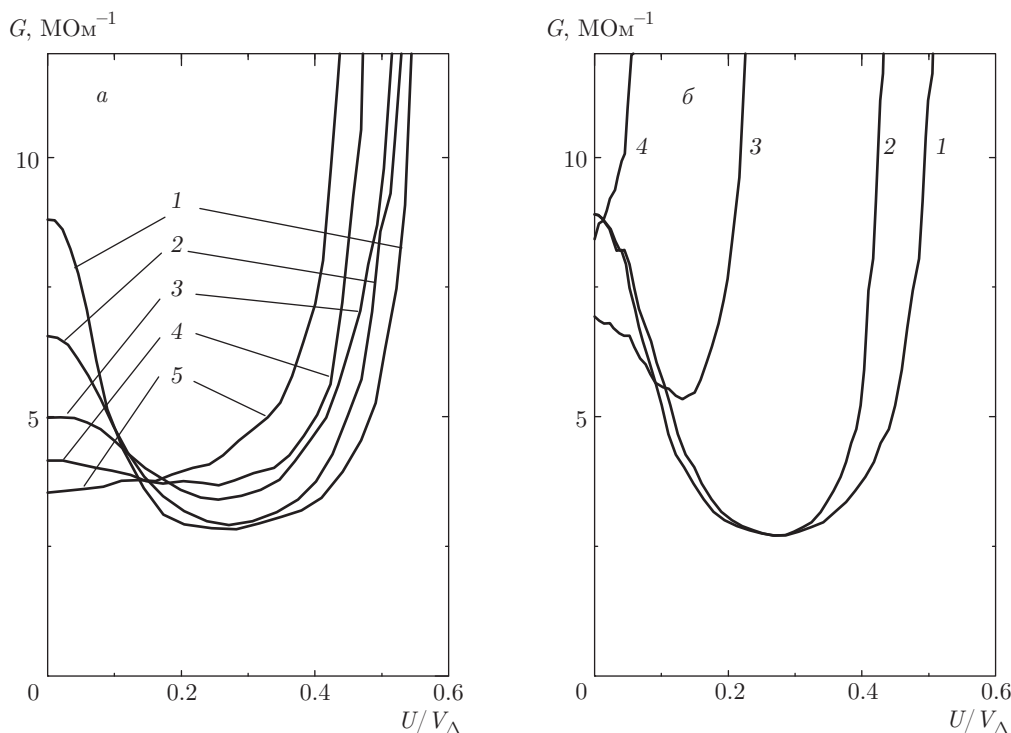


Рис. 6. Зависимости проводимости СИН-перехода от приведенного напряжения в магнитных полях *a*) в плоскости перехода, $T = 0.09$ К H [Гс] = 0 (1), 95 (2), 140 (3), 180 (4); 235 (5) и *б*) перпендикулярно плоскости перехода, H [Гс] = 0 (1), 19 (2), 29 (3), 34 (4); $T = 0.08$ К

тировалось так, чтобы его влияние на одночастичную туннельную проводимость, доминирующую при $U/V_{\Delta} > 0.3$, было минимальным.

В магнитном поле B_{\parallel} с ростом индукции проводимость G ($U = 0, B_{\parallel}$), обусловленная андреевским током, начинает уменьшаться и одновременно растет проводимость при $U/V_{\Delta} > 0.3$, обязанная одночастичному туннелированию (рис. 6*a*). Изменение вклада одночастичного туннелирования при увеличении B_{\parallel} 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_{\parallel} обусловленная этим эффектом проводимость уменьшается примерно в три раза при максимальном доступном поле 280 Гс.

Аналогичная картина — уменьшение проводимости при $U = 0$ — наблюдалась и в поле B_{\perp} . Однако в этом случае андреевская проводимость наглядно проявляется до поля примерно 30 Гс. В больших полях она перекрывается одночастичной проводимостью (рис. 6*б*).

Для количественной оценки изменения подщелевого тока в магнитном поле мы использовали формулу (3).

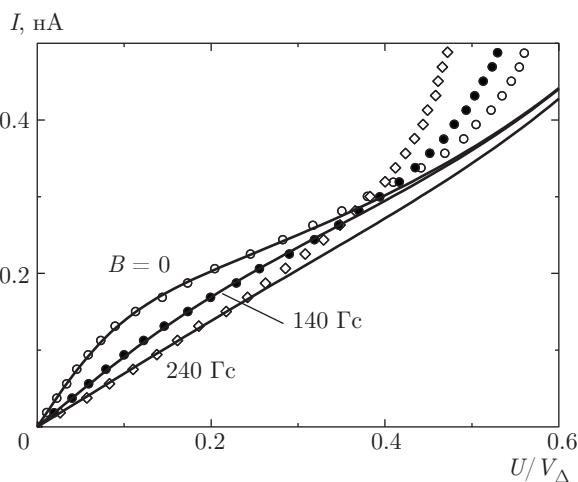


Рис. 7. Зависимость туннельного тока СИН-перехода от напряжения при значениях касательного магнитного поля, указанных на рисунке. Кружки — измеренные ВАХ, линии — расчет по формуле (3). Установленные параметры: $K_n = 0.135$ нА, $K_s = 0.32$ нА, $T_{eff} = 0.107$ К ($B = 0$); 0.24 К (140 Гс), 0.39 К (240 Гс); $T = 0.09$ К

мулу (3). Как и в случае с переменной температурой, во всем диапазоне изменения магнитного поля при

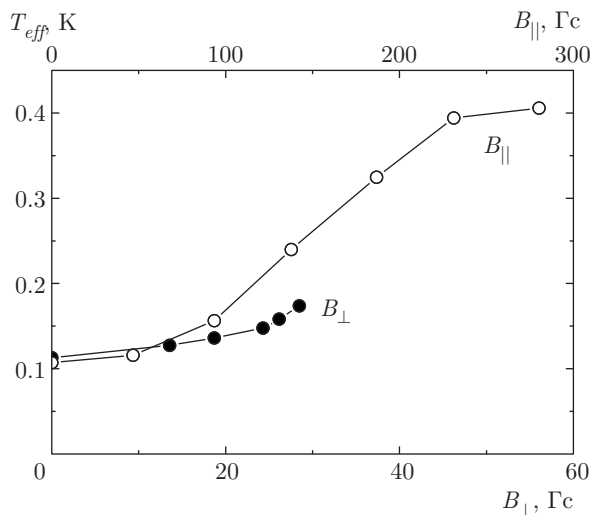


Рис. 8. Зависимость T_{eff} от магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости СИИ-перехода (B_{\perp}) и параллельно ей (B_{\parallel})

обеих ориентациях для приближения данных расчета к экспериментальным с погрешностью 1–2% достаточно варьировать только T_{eff} (рис. 7). Зависимость $T_{eff}(B)$ представлена на рис. 8. Как видно, характерные значения поля быстрого изменения T_{eff} лежат в пределах 100–200 Гс при B_{\parallel} и около 30 Гс при B_{\perp} .

В работе [10] для СИИ-перехода в магнитном поле B_{\parallel} характерные значения магнитной индукции, отвечающие области быстрого изменения проводимости, 1–2 кГс, на порядок больше, чем в нашем случае. (Согласно формуле (3), зависящая от поля компонента проводимости G_n пропорциональна $1/T_{eff}$.) Это коррелирует с тем, что размеры туннельных переходов в работе [10] были на порядок меньше.

Влияние магнитного поля на андреевскую проводимость СИИИ-структур рассматривалось в работах [21, 22]. Было отмечено, что, поскольку в поле B_{\parallel} в сверхпроводнике возникает зависящая в направлении y поперек поля фаза $2\pi\lambda y B/\Phi_0$, андреевский ток подавляется полем, пропорциональным набегу фазы на длине $y \approx \xi_n$. Здесь λ , ξ_n , Φ_0 — глубина проникновения (в чистом алюминии $\lambda = 30$ нм), корреляционная длина в нормальном металле (в нашем случае $\xi_n \approx 10$ –20 нм) и квант магнитного потока. Это дает для характерного поля значение $B \approx 5$ –10 кГс.

В нашем случае, согласно результатам работы [14], поле B_{\parallel} практически однородно в объеме туннельного перехода, поскольку глубина проникновения в сверхпроводящую пленку $\lambda > 300$ нм. Можно ожидать, что магнитное поле B_{\parallel} приводит к расфа-

зировке андреевской пары в нормальном электроде при выполнении условия [23]

$$\frac{\Phi_0}{l_{\varphi} d_n} \approx 300\text{--}400 \text{ Гс}.$$

Это значение довольно близко к приведенным на рис. 8, и с учетом того, что речь идет о качественной оценке, согласие можно считать удовлетворительным.

Другой механизм подавления андреевской проводимости рассмотрен в работе [24]. В ней рассматривалось влияние поля на подщелевую проводимость за счет спинового расщепления энергии электронов пары. Однако этот эффект может проявиться в полях на два–три порядка больших. Поле порядка 100 Гс не может оказать заметного влияния на энергию электронов, поскольку масштаб добавки 0.01 К к их энергии намного меньше температуры, $0.01 \text{ К} \ll T$.

Судя по результатам, для поля B_{\perp} применима скорее оценка $\Phi_0/l_{\varphi}^2 \approx 10$ Гс. Однако ситуация в этом случае весьма сложная. Пленка алюминия представляет собой сверхпроводник второго рода [14]. При полях, меньших нижнего критического, возбуждаются замкнутые токи, отчасти экранирующие его. Из-за сравнительной большой глубины проникновения $\lambda > 300$ нм поле, по крайней мере по краям перехода, проникает в объем сверхпроводника. При $B_{\perp} < 35$ –40 Гс состояние перехода, оцениваемое по ВАХ типа представленных на рис. 6 и 7, изменяется обратимо при изменении поля. При $B_{\perp} > 45$ –50 Гс происходит перескок в другое состояние, характеризуемое изменением проводимости при $U = 0$ в десятки раз. По-видимому, оно отвечает проникновению абрикосовских вихрей в объем сверхпроводника. Такая картина вихрей наблюдалась методом декорирования на мезоскопических пленках ниобия в работе [25], в которой было установлено наличие барьера для проникновения вихрей. Из-за их пиннинга наблюдается гистерезис — для возврата в состояние с низкой проводимостью недостаточно выключить поле, надо либо включить поле обратной полярности, либо отогреть образец до температуры выше T_c в нулевом поле. Естественно, такое поведение сверхпроводящей пленки в поле усложняет интерпретацию эксперимента не только для андреевского, но и для одночастичного туннельного тока, тем более, что механизм влияния поля на одночастичную туннельную проводимость нам не известен.

Ток I_s связан в модели работы [12] с движением пары в сверхпроводнике. Корреляционная длина ξ

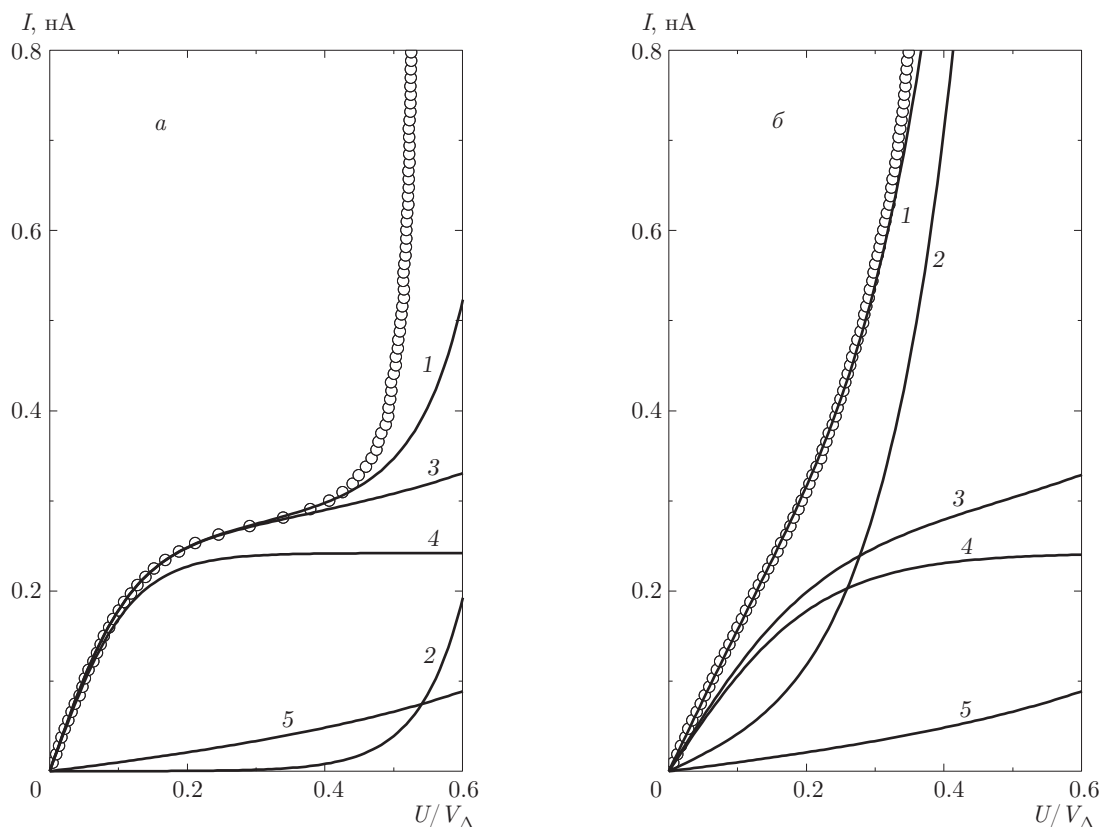


Рис. 9. Вольт-амперные характеристики (кружки) СИНИС-перехода алюминий–окись алюминия–гафний при температурах держателя образцов 0.085 К (*а*) и 0.215 К (*б*). Кривые 1 — рассчитанный полный ток; 2 — одночастичный ток, рассчитанный по формуле (2) для температур 0.12 К (*а*) и 0.215 К (*б*) с $\Delta_c = 1.9$ К и $R_n = 480$ Ом; 3 — андреевский ток, содержащий токи I_n (4) и I_s (5), рассчитанные по формуле (3) с параметрами $T_{eff} = 0.11$ К (*а*), 0.205 К (*б*), для обоих случаев $K_n = 0.24$ нА, $K_s = 0.09$ нА

в алюминиевой пленке не превышает 0.1 мкм [14]. Соответственно оценка поля, достаточного для подавления этого тока, дает значения $B_{\parallel} \approx 2500$ Гс и $B_{\perp} \approx 1000$ Гс, что на порядок превышает поля, использованные в этой работе.

Уменьшение андреевской проводимости может быть отчасти связано с уменьшением площади сверхпроводящего слоя из-за проникновения в него квантовых вихрей. Однако с учетом результатов работы [14], при $B_{\perp} \approx 20$ –30 Гс коры абрикосовских вихрей занимают не больше 5% площади перехода и их влияние на подщелевой двухчастичный ток не может быть существенным.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУР АЛЮМИНИЙ–ОКИСЬ АЛЮМИНИЯ–ГАФНИЙ

Туннельные структуры алюминий–окись алюминия–гафний изготовлены по той же технологии [15], что и описанные выше структуры с медными электродами. На кремниевой подложке бы-

ло размещено несколько структур. Оказалось, что выход пригодных для измерений структур невысок, при этом только у одной СИНИС-структуры с площадью переходов 8 мкм² наблюдалась ярко выраженная подщелевая проводимость, а одночастичная проводимость уменьшалась в тысячи раз при охлаждении ниже 0.1 К (рис. 9, 10).

Параметры Δ_c и R_n для этих структур определялись, как и для структур с медным электродом по температурной зависимости $G(U = 0, T)$. Однако погрешность измерения Δ_c и R_n в несколько раз больше. Это обусловлено тем, что сопротивление подводящих дорожек от контактных площадок к СИНИС-структуре оказалось довольно большим — оно равно примерно 5 кОм и значительно превышает сопротивление R_n , значение которого в расчете на один переход лежит в пределах 300–500 Ом и сравнимо с дифференциальным сопротивлением R_d при температурах 0.4–0.5 К. Для Δ_c получено значение 1.7–1.9 К. Для области температур 0.25–0.5 К

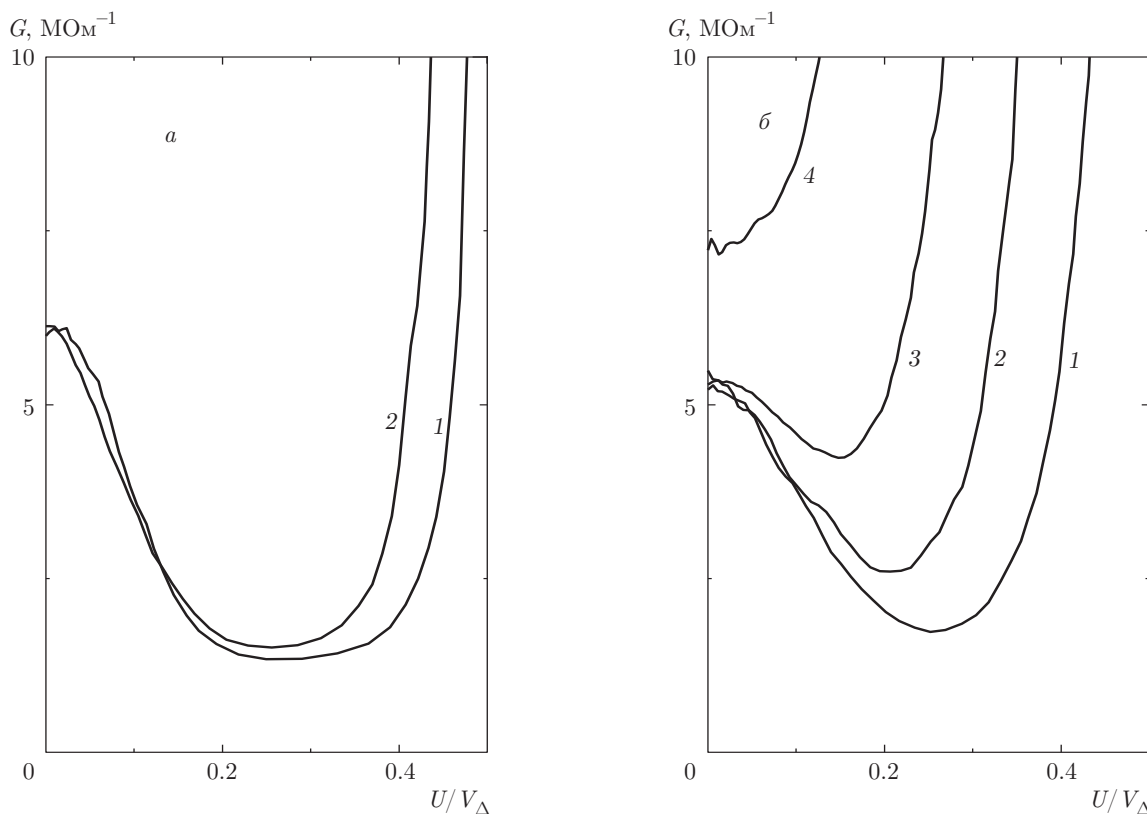


Рис. 10. Зависимость проводимости СИНИС-перехода алюминий–окись алюминия–гафний от магнитного поля, приложенного в плоскости образца (*а*, опыт 21.12.2015) и перпендикулярно к ней (*б*, 15.03.2016). Индукция поля *а* — 1–0; 2 — 285 Гс, $T = 0.09$ К; *б* — 1 — 0; 2 — 35; 3 — 47; 4 — 60 Гс, $T = 0.11$ К

лучшее приближение расчетной проводимости $G(U)$ к измеренной достигается при использовании $\Delta_c = 1.7$ К, но при этом расчетная температура при ее значениях, меньших 0.2 К, оказывается на 0.1–0.2 К ниже температуры держателя образцов. В этой области более реалистична оценка температуры с использованием $\Delta_c = 1.9$ К. Кроме того, на переходах в гафнии наблюдается большой перегрев измерительным током, что хорошо видно из сравнения рис. 3*а* и 9*а*. Это коррелирует с большим сопротивлением подводящих дорожек, что ухудшает и теплоотвод от структуры. В случае с гафнием экспериментальные точки при росте напряжения на переходе сильнее отходят от расчета, чем для структур с медными мостиками. Отметим также, что перегрев наблюдается уже при нулевом токе — экспериментальные ВАХ при температурах держателя 0.085 и 0.11 К в области одночастичной проводимости совпадают с точностью до погрешности измерений. По-видимому, это связано с воздействием паразитных электромагнитных сигналов.

Считается, что гафний — сверхпроводник. Однако литературные сведения как о его сверхпрово-

димости, так и о критической температуре противоречивы: отсутствие сверхпроводимости при $T > 0.015$ К [26]; появление сверхпроводимости при $T < 0.374$ К после длительного отжига [27], что близко к значению, полученному ранее [28]; сверхпроводимость с $T_c = 0.128$ К [29]. Работы по исследованию сверхпроводимости пленок гафния нам не известны.

Для наших структур каких-либо качественных изменений, указывающих на появление сверхпроводимости пленок гафния, не наблюдалось. Так, если бы СИН-переход становился СИС-переходом, то при $U = 0$ должен был бы наблюдаться ток Джозефсона. При этом измеряемое напряжение определялось бы сопротивлением подводящих дорожек, равным примерно 5 кОм. В нашем случае $R_d(U = 0) \approx 200$ кОм, т.е. много больше. Не наблюдаются и гистерезисные явления. Для СИС-перехода первый нуль тока Джозефсона для структуры с размерами в плоскости около 1 мкм и суммарной толщиной 80 нм (в нашем случае глубина проникновения грязных пленок больше их толщины) должен наблюдаться в касательном поле примерно 250 Гс. Как

было установлено (это будет изложено ниже), в таких полях проводимость при $U = 0$ вообще не изменяется. Таким образом, сверхпроводимость пленки гафния во всем диапазоне температур $T > 0.1$ К как причина наблюдающихся особенностей ВАХ может быть исключена.

Качественно ВАХ в области подщелевой проводимости для структур с гафнием идентичны ВАХ для структур с медью. Исходя из этого, для их описания мы использовали тот же подход, основанный на использовании формулы (3). Как и для структур с медными полосками, определялись параметры K_n , K_s и T_{eff} . Из них только T_{eff} зависит от температуры и $T_{eff} \approx T$ (см. рис. 4). Значения параметров приведены выше в таблице (строки 16, 17). Оказалось, что K_n и K_s меняются от опыта к опыту и имеют тот же порядок величины, что и для переходов с медными полосками, хотя из соотношения нормальных сопротивлений для андреевского механизма в соответствии с формулой (1) можно было ожидать их уменьшения на два порядка. Расчетное значение K_n (формула (1)) при плотности состояний $2.6 \cdot 10^{47}$ Дж⁻¹ · м⁻³ для гафния [19] приведено в таблице. Оно тоже на два порядка меньше измеренного. Возможное объяснение — неоднородность изолирующего слоя, в результате чего площадь достаточно прозрачного туннельного контакта составляет малую долю (порядка или меньше 0.1) его геометрической площади. Из-за этого, в частности, и R_n на порядок больше значения для переходов с медью.

Измерения, проведенные в магнитном поле, показали, что изменения одночастичной проводимости (см. рис. 10) аналогичны изменениям, наблюдавшимся на образцах с медными полосками (см. рис. 6). Однако подщелевая андреевская проводимость от поля не зависит (см. рис. 10). Возможно, в пленке гафния диффузионная длина с потерей фазы много меньше, чем в меди.

Можно предположить, что причина отличия СИН-структур с гафнием от СИН-структур с медью обусловлена иным механизмом подщелевой проводимости, например наличием в гафнии флуктуационных пар. Известно, что флуктуации уменьшают туннельную проводимость при $T > T_c$ из-за снижения плотности состояний вблизи уровня Ферми, но они могут приводить и к росту туннельной проводимости [30]. К сожалению, в работе [30] не анализировалась ситуация, близкая к описываемым нами экспериментам.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУР АЛЮМИНИЙ – ОКИСЬ АЛЮМИНИЯ – АЛЮМИНИЙ С ПОДСЛОЕМ ЖЕЛЕЗА

Исследовалась планарная структура на кремнии, содержащая подслоем Fe толщиной 0.8 нм, подавляющий сверхпроводимость в нанесенном поверх него слое Al (12 нм), запорный слой окиси алюминия (1 нм) и сверхпроводящий электрод Al с номинальной толщиной 80 нм. Ранее этот же образец исследовался в работе [14].

Измерения проведены с цепочкой из 100 последовательно включенных СИН-переходов с размерами 2×1 мкм². Щель Δ_c определялась по зависимости $G(T)$ с использованием для определения R_n измеренного значения сопротивления цепочки электродов вместе с подводящими дорожками. Согласие измеренных значений $G(T)$ с рассчитанными показало, что вклад в сопротивление цепочки участков нормального металла незначителен. Значения Δ_c и R_n приведены выше в таблице (строка 18). Подщелевая проводимость у этой структуры выражена не столь отчетливо, как у предыдущих образцов (рис. 11), однако значительное отклонение от одночастичного туннелирования очевидно. С учетом большого динамического сопротивления при нулевом напряжении (порядка 100 МОм) можно предположить, что наблюдаемая картина обязана шунтированию одночастичной проводимости входным сопротивлением усилителя, трудно контролируемые утечками между контактами при комнатной температуре, «микропроколами» запорного слоя. Однако шунтирование не зависящим от напряжения сопротивлением должно приводить к качественно другой картине (кривая 3 на рис. 11б), чем наблюдаемая.

Проводимость в расчете на один СИН-переход составляет 1.2 МОм⁻¹, что, особенно с учетом меньшей площади перехода, сравнимо с андреевской проводимостью структур с медными полосками. Исходя из этого, для описания экспериментальных данных мы использовали формулу (3). Качественное отличие от рассмотренных ранее случаев состоит в том, что при $U = 0$ на зависимости $G(U)$ нет максимума. Как видно на рис. 12, здесь зависимость не аналитична, что характерно, согласно формуле (3), для компоненты I_s . Однако если пренебречь вкладом I_n , то не удастся описать зависимость $G(U)$ в диапазоне U/V_Δ от 0 до 0.5 с точностью, лучшей 10–20%. Хорошее согласие расчета по формуле (3) достигается с параметрами, приведенными выше в таблице (строка 18). Видно, что K_n и K_s с учетом меньшей площа-

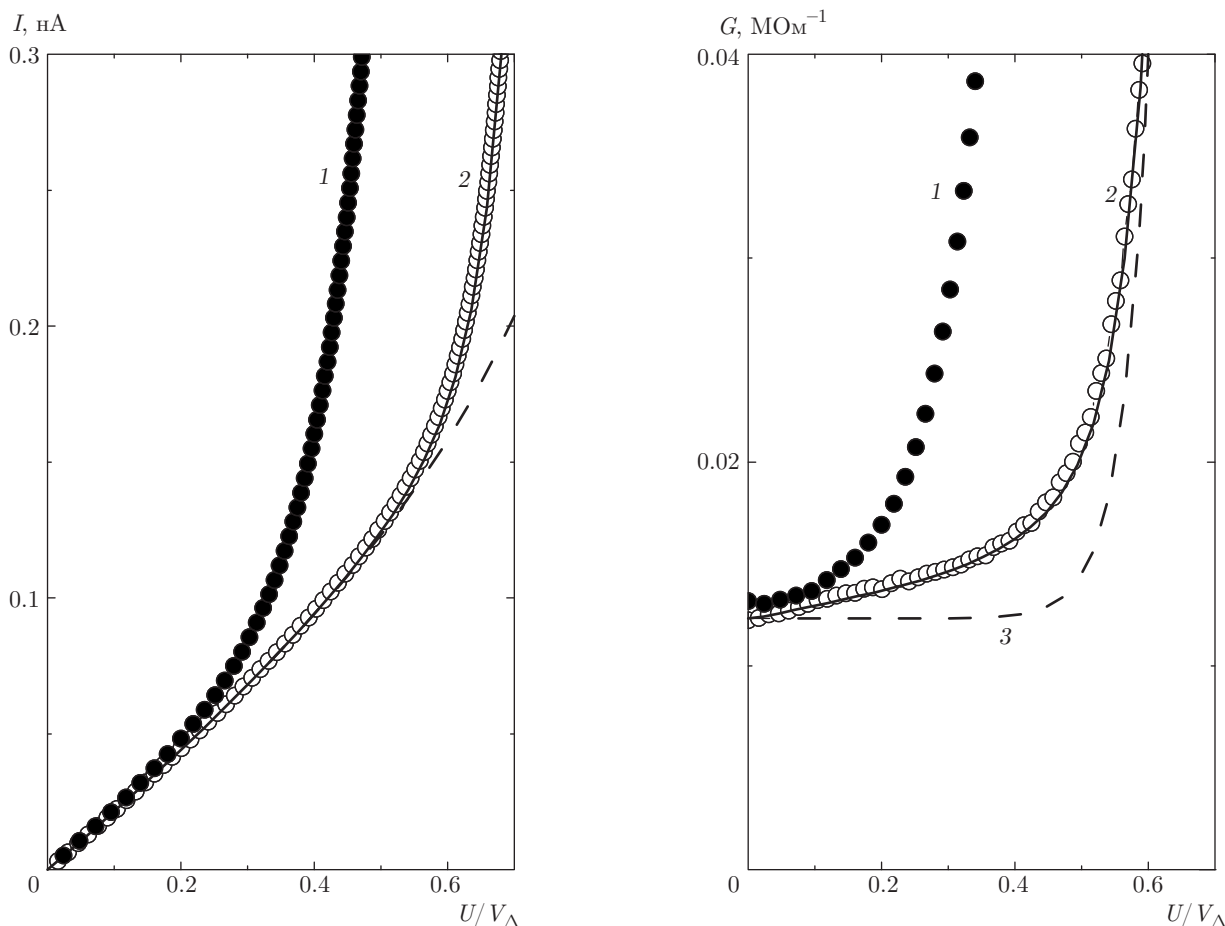


Рис. 11. Вольт-амперные характеристики (а) и динамическая проводимость (б) многоэлементного СИН-перехода алюминий–окись алюминия–алюминий с подслоем железа. Точки — измерения при $T = 0.13$ К (1) и $T = 0.08$ К (2). Штрихи на рис. а и линия 2 — расчет андреевского тока и полных тока и проводимости; 3 — зависимость проводимости при $T = 0.08$ К от напряжения в предположении отсутствия андреевской проводимости и при шунтировании перехода сопротивлением 80 МОм

ди перехода, лежат в том же диапазоне, что и для других переходов. Однако значение $T_{eff} = 0.56$ К оказалось аномально высоким и значительно большим температуры образца. Это согласуется с тем, что $G(0)$ практически не зависит от температуры (см. рис. 11б). При измерениях в магнитном поле $B_{\perp} \leq 30\text{--}40$ Гс проводимость при нулевом напряжении также не изменялась [14].

На рис. 12 приведен начальный участок зависимости $G(eU/\Delta)$. Видно, что проводимость зависит от напряжения по линейному закону. Такую картину удалось наблюдать благодаря тому, что компонента G_n относительно мала и шумы при измерении напряжения относительно малы благодаря суммированию напряжения на 100 последовательно включенных переходах. Сравнение функциональных за-

висимостей, даваемых формулами (3) и (4), показывает на качественном уровне неприменимость популярного подхода, основанного на идее уширения спектра квазичастиц с энергией вблизи щели из-за их конечного затухания. Однако проблема значительного количественного различия значений I_s , следующих из формулы (1) и из подгонки экспериментальных данных с использованием формулы (3), не позволяет безоговорочно принять модель работы [12].

Известно, что железо при повышенных температурах растворяется в алюминии [31]. Естественно, при комнатной температуре такие процессы сильно замедлены, но за время, измеряемое десятками–сотнями суток это может происходить. Обладающие магнитным моментом атомы железа в матрице алю-

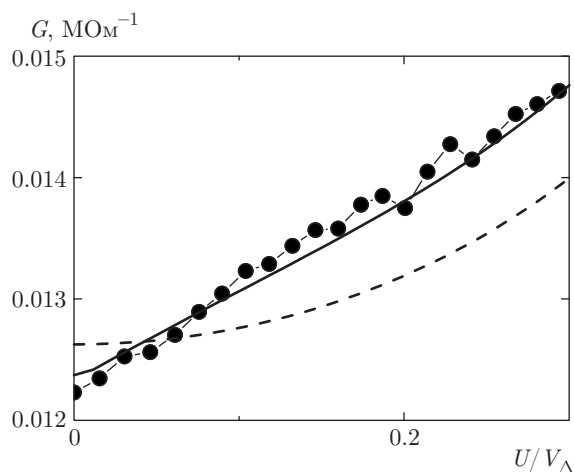


Рис. 12. Начальный участок экспериментальной зависимости $G(U)$ при $T = 0.08$ К (точки), сплошная линия — приближение зависимостью вида (3), штрихи — приближение зависимостью вида (4)

миния ускоряют расфазирование электронов при их диффузии и, аналогично действию внешнего магнитного поля, подавляют подщелевую проводимость туннельных структур.

5. ВЫВОДЫ

Проведенные эксперименты показали, что за аномалии ВАХ при малых напряжениях в СИН-структурах из различных материалов ответственно двухчастичное туннелирование с андреевским отражением электронов на границе сверхпроводник – нормальный металл с разделяющим барьерным слоем. Ток в этой области можно разделить на две компоненты: I_n , зависящую от температуры и магнитного поля, и I_s , не зависящую от этих параметров. Вторую компоненту часто описывают в рамках модели Дайнса, однако, согласно нашим результатам, ее использование не корректно. Хорошо описывает эксперимент функциональная зависимость $I(U, T)$ вида (3), следующая из теории [12], однако если численные значения для тока I_n отличаются от теоретических не слишком сильно, то для I_s следующее из теории значение в десятки раз меньше измеренного. Не менее существенно и то, что отношение K_s/K_n , которое для одной и той же пары металлов фактически пропорционально только отношению толщин нормального и сверхпроводящего слоев и должно быть одинаковым для структур, изготовленных в едином технологическом цикле, изменяется в довольно широких пределах

от 2 до 7 (см. строки 1–13 таблицы). Таким образом, можно заключить, что в теории учтены не все факторы и знание усредненных по площади характеристик туннельных структур недостаточно для описания их подщелевой проводимости.

Установлено, что свойства СИН-микроструктур существенно изменяются во времени. Видимо, это происходит естественным образом из-за процессов коррозии и взаимодиффузии материалов. Но чтобы в этом разобраться, необходимо исследовать состав и структуру границ, их динамику, что невозможно сделать, не разрушая образец.

Магнитное поле независимо от ориентации воздействует на андреевскую и одночастичную проводимость противоположным образом, — подавляя первую и резко увеличивая вторую. Влияние на андреевскую проводимость можно понять исходя из изменения фазы в сверхпроводящем электроде. Что касается одночастичной проводимости, очевидного соображения, что в сверхпроводнике появляются нормальные области с высокой удельной проводимостью, как показано ранее [14], далеко не достаточно для объяснения формы наблюдаемых ВАХ. Вопрос этот требует дальнейшего исследования.

Авторы признательны А. Ф. Андрееву за интерес к работе, А. Ф. Волкову, Ю. В. Назарову, А. Г. Семенову, А. Д. Заикину, И. Н. Хлюстикovu за обсуждение, А. О. Федотову, С. А. Лемзякову за помощь. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (Соглашение № 14.607.21.0100; идентификатор FMEFI60714X0100).

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Giazotto, T. T. Heikkil, A. Luukanen et al., *Rev. Mod. Phys.* **78**, 217 (2006).
2. A. V. Feshchenko, L. Casparis, I. M. Khaymovich et al., *Phys. Rev. Appl.* **4**, 034001 (2015).
3. H. Q. Nguyen, M. Meschke, H. Courtois, and J. P. Pekola, *Phys. Rev. Appl.* **2**, 054001 (2014).
4. M. Tarasov, V. Edelman, A. Ermakov et al., *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **5**(1), 44 (2015).
5. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982).
6. H. Pothier, S. Gueron, D. Esteve, and M. H. Devoret, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2488 (1994).

7. S. Rajauria, P. Gandit, T. Fournier et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 207002 (2008).
8. H. Courtois, S. Rajauria, P. Gandit et al., J. Low. Temp. Phys. **153**, 325 (2008).
9. P. J. Lowell, G. C. O'Neil, J. M. Underwood, and J. N. Ullom, J. Low. Temp. Phys. **167**, 392 (2012).
10. T. Greibe, M. P. V. Stenberg, C. M. Wilson et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 097001 (2011).
11. А. В. Селиверстов, М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, Письма в ЖЭТФ **103**, 547 (2016).
12. F. W. J. Hekking and Yu. V. Nazarov, Phys. Rev. B **49**, 6847 (1994).
13. A. G. Semenov, A. D. Zaikin, and L. S. Kuzmin, Phys. Rev. B **86**, 144529 (2012).
14. М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, Письма в ЖЭТФ **101**, 836 (2015).
15. М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, М. Ю. Фоминский и др., Ж. радиоэлектроники № 1 (2016).
16. В. С. Эдельман, ПТЭ № 2, 159 (2009).
17. D. Golubev and L. Kuzmin, J. Appl. Phys. **89**, 6464 (2001).
18. B. Pannetier, J. Chaussy, and R. Rammal, Phys. Scripta **T13**, 245 (1986).
19. G. D. Kneip, Jr., J. O. Betterton, Jr., and J. O. Scarbrough, Phys. Rev. **130**, 1687 (1963).
20. N. E. Phillips, Phys. Rev. **114**, 676 (1959).
21. A. F. Volkov and T. M. Klapwijk, Phys. Lett. A **168**, 217 (1992).
22. А. Ф. Волков, Письма в ЖЭТФ **55**, 713 (1992).
23. D. A. Dikin, M. J. Black, and V. Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett. **87**, 187003 (2001).
24. A. G. Semenov and A. D. Zaikin, arXiv:1410.7932.
25. I. V. Grigorieva, W. Escoffier, J. Richardson et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 077005 (2006).
26. J. E. Cox, Phys. Lett. A **28**, 326 (1968).
27. T. S. Smith and J. G. Dfunt, Phys. Rev. **88**, 1172 (1952).
28. N. Kurti and F. Simon, Proc. Roy. Soc. London A **151**, 610 (1935).
29. B. W. Roberts, J. Phys. Chem. Ref. Data **5**, 581 (1976).
30. A. Glatz, A. A. Varlamov, and V. M. Vinokur, arXiv: 1210.4206.
31. О. А. Банных, П. Б. Будберг, С. П. Алисова и др., Диаграммы состояния двойных и многокомпонентных систем на основе железа, Металлургия, Москва (1986).