

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (государственный университет)
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ ИМ. П. Л. КАПИЦЫ РАН
КАФЕДРА ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

Александр Викторович Селиверстов

**Исследование характеристик СИНИС структур с
подвешенными мостиками из нормального металла**

03.04.01 – Прикладные математика и физика

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

Научный руководитель
д.ф.-м.н., ведущий научный
сотрудник
Валериан Самсонович
Эдельман

Москва
2016

Содержание

Введение	2
1 Техника эксперимента	3
1.1 Экспериментальная установка	3
1.2 Описание образцов	3
1.3 Измерительная схема	6
2 Исследование свойств СИН структур	8
2.1 Определение величины щели в сверхпроводнике	9
2.2 Влияние продольного магнитного поля на андреевскую проводимость СИН структуры ¹	11
2.2.1 Введение	11
2.2.2 Результаты измерений	12
2.3 Тепловые эффекты при протекании тока через СИНИС.	17
2.3.1 Введение	17
2.3.2 Результаты измерений	17
2.3.3 Выводы	23
2.4 Заключение	25
Список литературы	29

¹15.

Введение

Еще в 1960 году Иваром Гиевером [1] была разработана методика туннельных экспериментов. На основе этой методики экспериментально подтверждены различные квантовые явления, связанные со сверхпроводимостью, например, эффект Джозефсона. С тех пор эта область сильно развилась, улучшились технические возможности изготавливать туннельные структуры различных геометрий.

Несмотря на простетствие более 50 лет с начала таких экспериментов, многие физические явления, которые можно наблюдать в туннельных структурах остаются не до конца понятными и вызывают огромный интерес у исследователей. Например, сейчас активно изучается эффект охлаждения электронов в нормальном металле [2, 3] при пропускании тока через СИНИС (сверхпроводник-изолятор-нормальный металл-изолятор-сверхпроводник) структуру. Вызывает интерес и перспектива использования таких структур в качестве чувствительных приемников излучения, болометров [4, 5].

Исследование структур сверхпроводник – изолятор – нормальный металл ведется и в нашей лаборатории. Используются различные материалы на роль сверхпроводника и нормального металла, разрабатывается геометрия структур, применяются разные методики измерений. Это позволяет обнаруживать и изучать новые физические явления в таких структурах. Так, для изучения возможности применения СИНИС в качестве болометров были изготовлены тестовые образцы с подвешенными мостиками из нормального металла [6]. Идея таких структур заключалась в снижении утечки тепла из нормального металла через фононную систему в подложку, что может улучшить отклик детектора. В ходе экспериментов с этими структурами были обнаружены необычные поведение проводимости, нехарактерное для ранее исследованных образцов. Изучение обнаруженных особенностей и является предметом данной работы.

1 Техника эксперимента

1.1 Экспериментальная установка

Измерения проводились при низких температурах до 80 мК. Для этого использовался погружной криостат растворения – вставка в транспортный дьюар с жидким ^4He [7].

Компактная конструкция криостата обеспечивает мобильность и удобство в эксплуатации. Держатель образцов, соединенный теплопроводом с миксером, расположен в верхней части криостата. Это обеспечивает удобство монтажа и смены образцов. Также это позволяет располагать соленоид снаружи верхней части криостата, создавая вертикальное магнитное поле в месте крепления образцов. На держателе образцы (кремниевые пластины с нанесенными структурами) можно располагать вертикально или горизонтально, поэтому вертикальное магнитное поле будет направлено либо по нормали к пластине, либо по касательной к ней. Для изменения направления поля можно наклонять соленоид в пределах $\pm 10^\circ$.

На держатель можно установить до 3-х образцов по 16 контактов, что позволяет исследовать большое число изготовленных структур. Подводящие провода выводят контакты на колодку с защитными резисторами (по 800 кОм на контакт), расположенную внутри криостата, что обеспечивает защиту образцов как во время предварительной подготовки прибора, так и во время эксперимента. С колодок провода выходят на 3 порта, к которым присоединяется измерительный блок.

1.2 Описание образцов

Структуры, исследованные в наших экспериментах, изготавливались в Техническом университете Чалмерса² М. А. Тарасовым³. Для уменьшения утечки тепла из нормального металла через фононную систему в подложку и электроды старались изготовить медный мостик, подвешенный на поддерживающих площадках из алюминия. На рис. 1 показан схематический вид таких структур. Сначала на кремниевую подложку наносились подводящие провода из $TiAuPd$ и контактные площадки (на схеме обозначены желтым цветом), далее наносилась трехслойная структура $Al/\text{оксид } Al/Cu$ (слои обозначены зеленым, черным и красным цветами соответственно). В конце слой алюминия под пленкой из меди протравливался для образования подвешенного мостика[6].

Результаты травления отчетливо видны на изображениях, полученных с помощью сканирующего электронного микроскопа (рис. 2). На рис. 3 представлен общий вид изготовленных структур: четыре СИН перехода, соединённые общим абсорбером – нормальным металлом.

²CHALMERS UNIVERSITY OF TECHNOLOGY Göteborg, Sweden

³ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

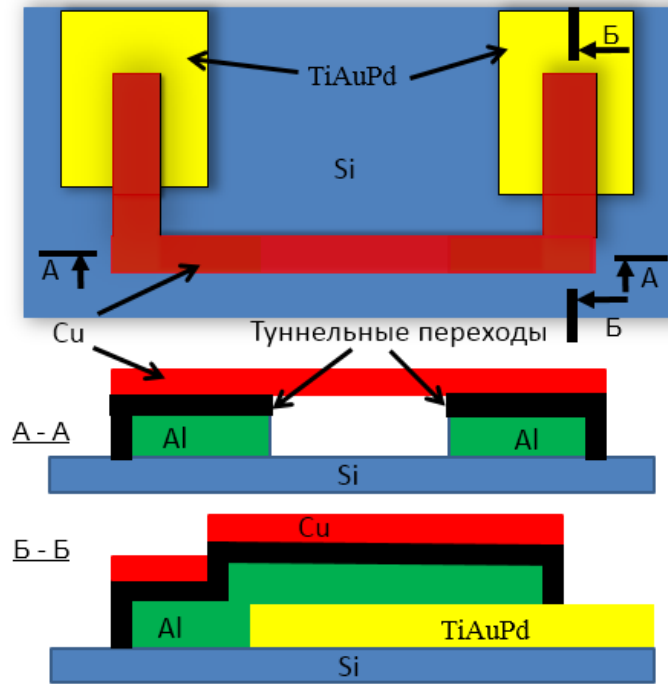


Рис. 1: Схема структуры. Желтые дорожки – подводящие провода. Зеленый – пленки из *Al*, красный – мостик из *Cu*, черный – окисленный алюминий. Синий – подложка из *Si*.

Таблица 1: Площади туннельных переходов и пленок *Al* для всех структур (*a-g*). Для каждого СИИ-перехода (1-4) в структуре площади указаны отдельно

Структура	Площадь перехода, S_{junc} (μm^2)				Площадь пленки <i>Al</i> , S_{Al} (μm^2)			
	$S_{junc 1}$	$S_{junc 2}$	$S_{junc 3}$	$S_{junc 4}$	$S_{Al 1}$	$S_{Al 2}$	$S_{Al 3}$	$S_{Al 4}$
а	8	10	10	8	34	30	30	34
б	8	10	10	8	58	78	34	82
в	10	12	12	10	46	48	48	50
г	8	10	10	8	34	30	30	34

Образцы, непосредственно на которых были проведены измерения имели аналогичную структуру, но немного отличались друг от друга размерами мостиков, длиной алюминиевой и медной пленок. Приведем более подробное описание геометрии структур.

На кремниевой подложке размером 7 мм×7 мм было размещено четыре структуры (см. рис. 4, структуры обозначены буквами *a*, *б*, *в*, *г*). Их общий вид показан на рис. 3. Здесь видны подходящие к структуре дорожки. Цифрами обозначены места туннельных переходов (1-4) и соединяющие их подвешенные мостики из меди (5-7). Нормальный металл у всех четырех СИИ-ов общий.

Характерные размеры медной пленки: толщина – 30 нм, ширина мостика – 1 мкм, длина каждого мостика либо 2 мкм (структуры *a* и *г*), либо 4 мкм (*б* и *в*). Толщина алюминиевой пленки – 80 нм, оксидного слоя \approx 1 нм. Для обработки результатов

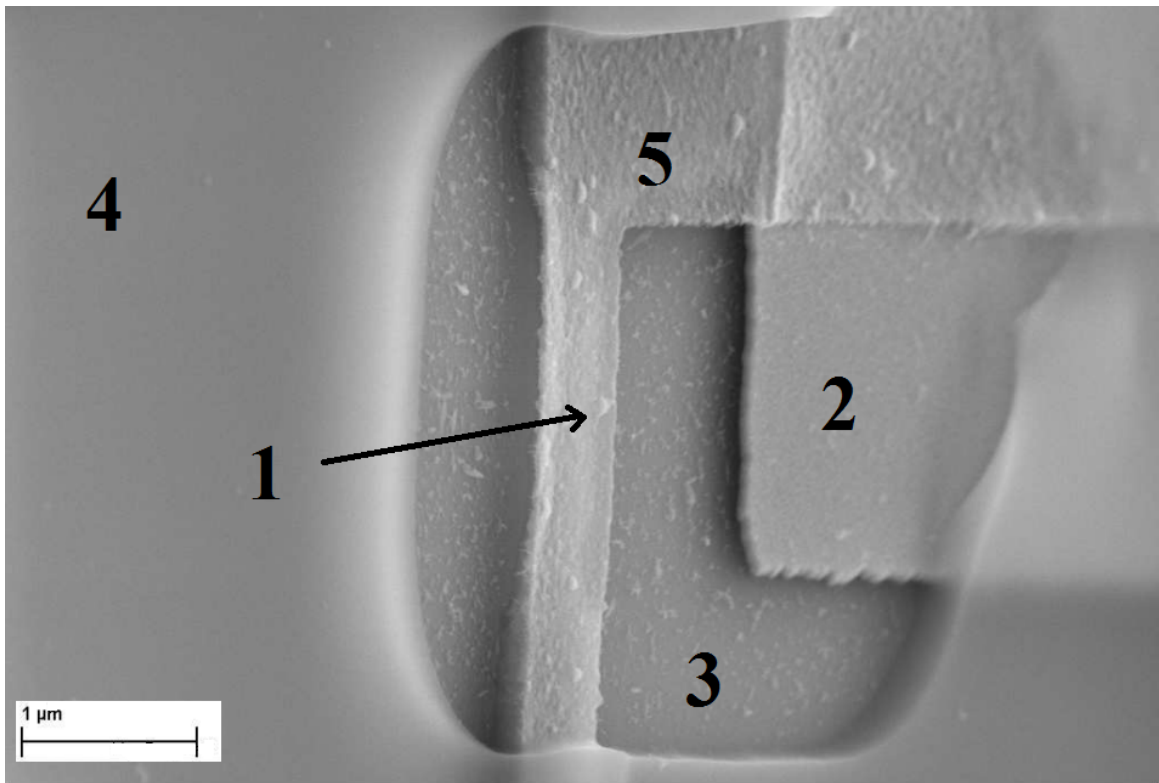


Рис. 2: СЭМ-изображение изготовленного подвешенного мостика, частично покрытого резистом. 1 – медный мостик, 2 – контактный электрод, 3 – подложка из кремния, 4 – фоторезист, окружающий место травления, 5 – край площадки из меди, под которой расположен туннельный переход и алюминий.

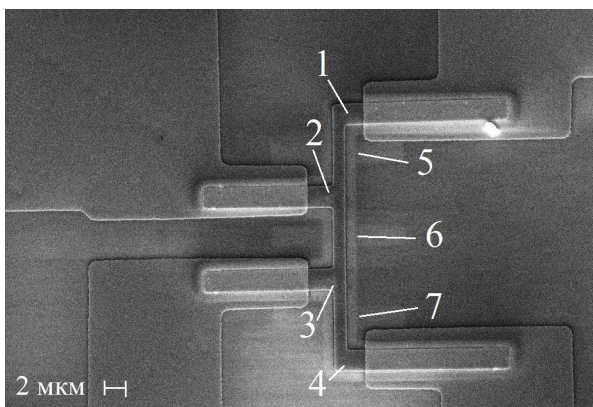


Рис. 3: Общее СЭМ-изображение SINIS структур, на которых проводились измерения, вид сверху. Цифрами обозначены: 1 – 4 место, где расположены туннельные переходы; 5 – 7 подвешенные мостики из нормального металла .

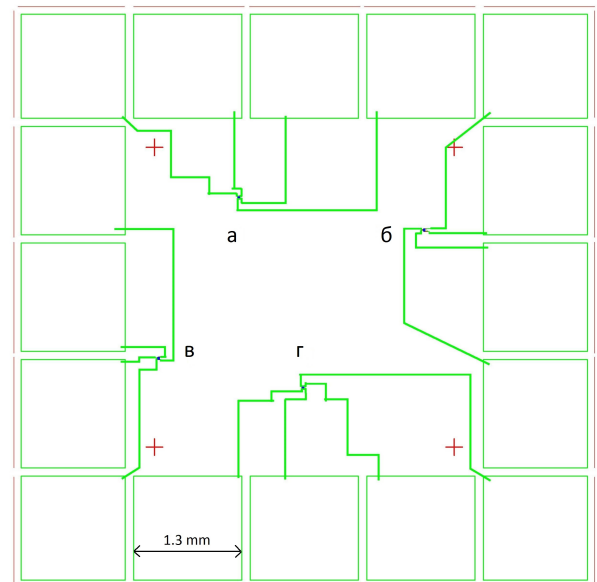


Рис. 4: Схема расположения структур на подложке. Буквами *a-г* обозначены структуры.

эксперимента было существенно знать площади туннельных контактов и пленок из *Al*. Они приведены в таблице 1.

1.3 Измерительная схема

На рисунке 5 приведена измерительная схема, используемая в экспериментах. Измерения проводились в режиме задания тока. Для сбора данных использовал-

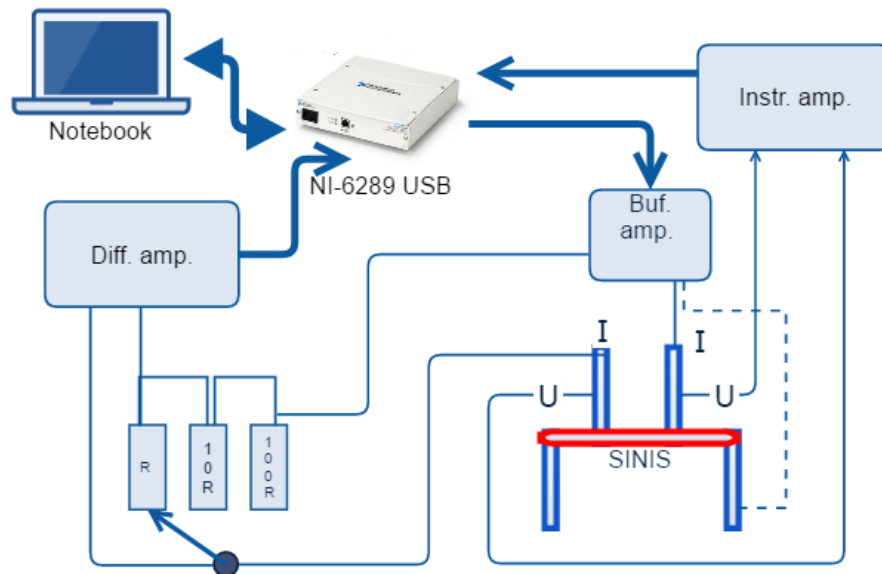


Рис. 5: Измерительная схема для измерения ВАХ пары СИН переходов. Пунктиром указана схема задания тока для измерения одиночного СИН-перехода.

ся ноутбук и система для сбора данных (DAQ) USB-6289 National Instruments под управлением программы Irtescon (разработка А.Б. Ермакова, ИРЭ РАН). В USB-6289 использовался один 16-ти разрядный ЦАП для развертки напряжения на последовательно подключенных структуре *SINIS* и задающим ток сопротивлении *R*. Чтобы обеспечить развязку с заземлением и защиту образцов, напряжение с ЦАП сначала приходит на блок «Buf. amp.». Этот буферный усилитель устанавливает напряжение на *SINIS* и *R*, задавая ток.

Также в USB-6289 использовались два 18-ти битных АЦП: один для записи падения напряжения U_R на задающем ток сопротивлении (для определения тока), второй – для записи падения напряжения на самой структуре U . Предварительно падение напряжения на сопротивлении R усиливались с помощью дифференциального усилителя «Diff. amp.», а на структуре – с помощью инструментального усилителя – «Instr. amp.», входное сопротивление которого достаточно велико (10^4 Ом). Использование инструментального усилителя позволяет повысить точность измерений. Так, шумы на выходе измерительной схемы не превышают 2 мкВ.

Благодаря структуре с общими мостиками из нормального металла для всех СИН-ов возможно измерения ВАХ не только любых двух пар туннельных переходов (СИНИС- перехода), но и измерение ВАХ отдельного СИН перехода. Например, для снятия ВАХ СИНИС перехода 1,4 (рис. 3) задающие ток и измеряющие напряжение контакты подсоединяются, соответственно, к крайним дорожкам структуры, образуя

четырёхточечную схему измерения. Для измерения ВАХ одного СИН перехода (например, 1 на рис. 3) достаточно пропустить ток через крайние дорожки структуры, а напряжение измерять на дорожках, идущих от 1-ого и 2-ого туннельных переходов.

Также такая структура позволяет измерять ВАХ одной пары СИН-ов, в то время как по другой паре СИН-ов пропускается постоянный ток.

Из полученных ВАХ определялась приведенная дифференциальная проводимость как $G(U) = R_N \cdot dI/dU$, где R_N – сопротивление перехода в нормальном состоянии.

2 Исследование свойств СИН структур

В представленных в данной работе экспериментах наблюдались характерные [8] для СИН переходов вольт-амперные кривые (рис. 6). Так, при температуре ниже 1 К начинает проявляться нелинейность. При дальнейшем понижении температуры наблюдается участок с низкой проводимостью (плато на красной кривой на рис. 6). При больших напряжениях проводимость выходит на константу. При $0.2 \text{ К} < T < 0.4 \text{ К}$ вольт-амперные характеристики хорошо описываются известным выражением для тока одноэлектронного туннелирования ([9], см. далее формулу 1), рисунок 7(а).

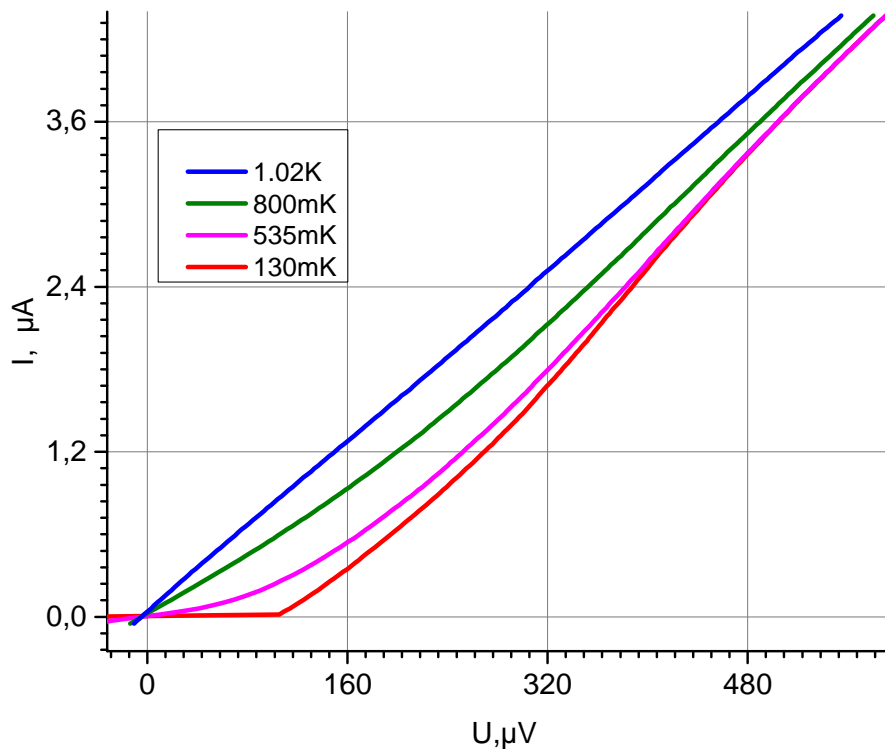


Рис. 6: Вольт-амперные характеристики в большом диапазоне задаваемого тока для 4-ого СИН перехода в структуре б при различных температурах.

Однако при понижении температуры ($< 0.2 \text{ К}$, рис. 7(б)) одночастичная модель явно перестает работать. Это лучше видно из зависимости $G(U)$ в большом диапазоне по току, приведенных в логарифмическом масштабе на рис.8. Также на этом рисунке приведена исходная ВАХ в логарифмическом масштабе, считая при $U = 120 \text{ мкВ}$ из двух отдельных кривых при разных задающих ток сопротивлениях (что позволило охватить большой диапазон тока). При $U = 0$ появляется максимум проводимости, величина которого более чем в два раза превышает минимальную проводимость перехода при $U \approx 60 \text{ мкВ}$. Аналогичный максимум при нулевом напряжении наблюдался ранее в работах [10–13]. Его появление приписывается подщелевому андреевскому току. Указанный максимум мы наблюдали для всех исследованных СИН-переходов

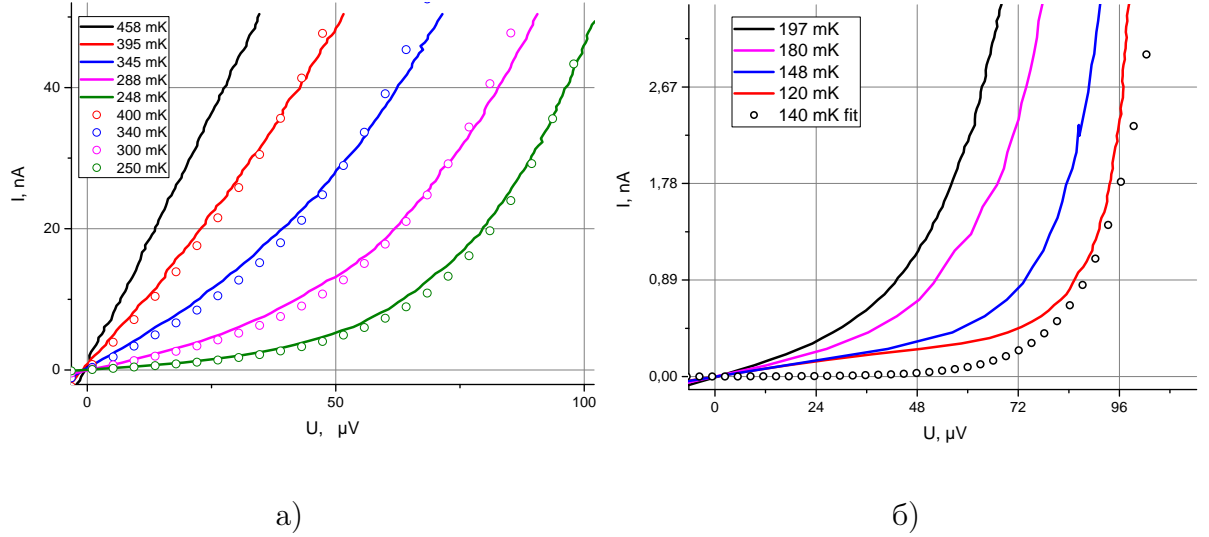


Рис. 7: Вольт-амперные характеристики для 1-ого СИН перехода в структуре б при температурах $0.2\text{K} < T < 0.5\text{K}$ (а) и $T < 200\text{ mK}$ (б). Точками изображен расчет по формуле для тока одночастичного туннелирования в СИН переходе.

ниже 200 mK .

Кроме максимума проводимости при $U = 0$ наблюдается еще одна особенность. Характерное увеличение проводимости для СИН-перехода при приближении к напряжению $U_{\Delta} = \Delta/e$ сдвинуто в область меньших напряжений, также отсутствует максимум проводимости при U_{Δ} . Вместо этого проводимость плавно подходит «снизу» к нормальному значению G_N с увеличением напряжения. Эта особенность может быть связана с перегревом структуры измерительным током.

Приступим к подробному описанию обнаруженных особенностей и результатам исследований.

2.1 Определение величины щели в сверхпроводнике

В исследуемых СИН переходах в качестве сверхпроводника напылялся слой Al , толщиной 80 nm . Величина сверхпроводящей щели в тонких пленках может отличаться от величины щели в массивных трехмерных образцах [14]. Поэтому важно точно определить Δ для нашего образца. Это можно сделать используя зависимость сопротивления $R(U = 0)$ от температуры для СИН перехода. Так, при напряжениях $(kT)/e < U < (\Delta - kT)/e$ и температуре $T \ll T_c$ выражение для тока одночастичного туннелирования через СИН можно записать в приближенном виде [9]:

$$I_{SIN}(U, T) = \frac{1}{eR_N} \sqrt{2\pi k_b T \Delta} \exp \left\{ -\frac{\Delta}{k_b T} \right\} \sinh \frac{eU}{k_b T} \quad (1)$$

Из $I_{SIN}(U, T)$ получим сопротивление:

$$R_{SIN}(U, T) = \left(\frac{dI}{dV} \right)^{-1} = R_N \sqrt{\frac{k_b T}{2\pi \Delta}} \exp \left\{ \frac{\Delta}{k_b T} \right\} \frac{1}{\cosh \frac{eU}{k_b T}}$$

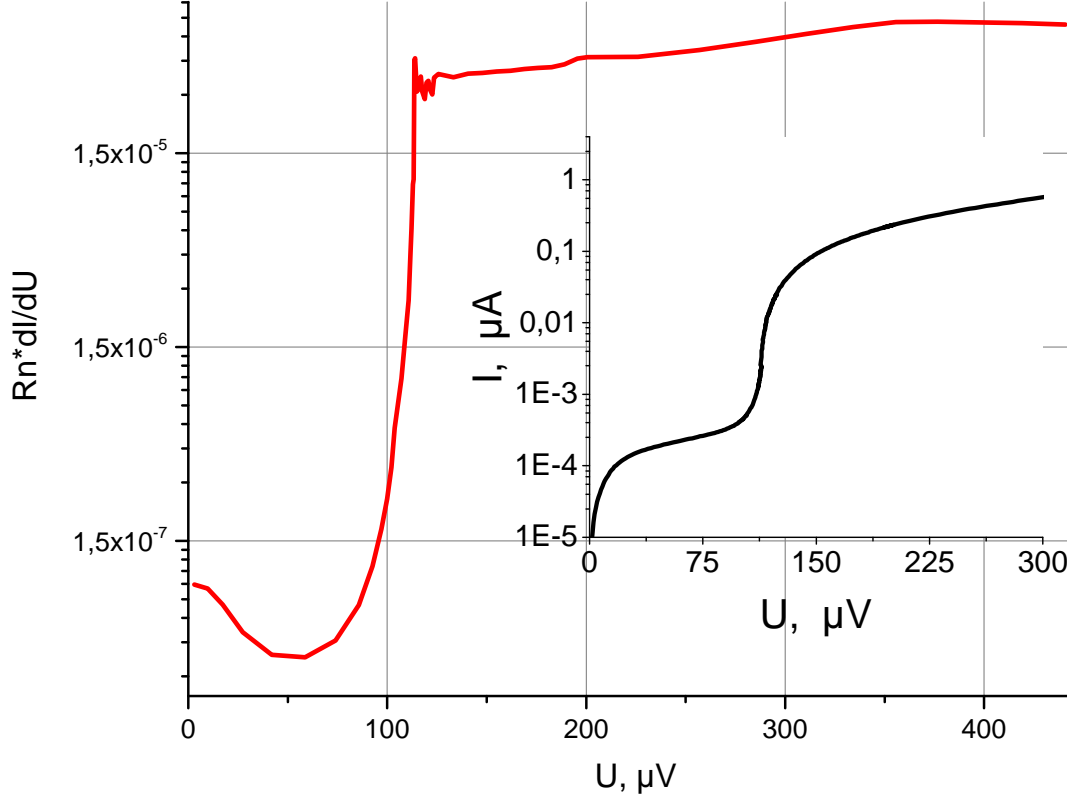


Рис. 8: Приведенная дифференциальная проводимость СИН перехода при 80 мК в логарифмическом масштабе. Вставка – исходная ВАХ в логарифмическом масштабе. ВАХ состоит из двух отдельных участков, полученных при разных значениях задающих ток сопротивлений (для получения достаточного количества точек при всех значениях тока).

Или при $U=0$:

$$R_{SIN}(U = 0, T) = R_N \sqrt{\frac{k_b T}{2\pi\Delta}} \exp\left\{\frac{\Delta}{k_b T}\right\} \quad (2)$$

На рисунке 9 приведен график зависимости $\ln[R(U=0)/\sqrt{T}]$ от $1/T$. Точками обозначены экспериментальные данные, полученные по ВАХ одного из СИН перехода в структуре. Прямая – линейное приближение начального участка данных, наклон дает значение $\Delta/k = 1.97 \pm 0.03$ К. Согласно модели БКШ, $\Delta = 1.76 \cdot kT_c$. Отсюда получаем критическую температуру сверхпроводящего перехода $T_c = 1.12 \pm 0.02$ К. У всех четырех структур наблюдаются близкие к 2 К значения Δ .

Для аппроксимации измеряемых вольт-амперных характеристик также необходимо знать значение R_N – сопротивление СИН-перехода в нормальном состоянии. Однако непосредственно измерить его нельзя, так как последовательно со структурой соединены подводящие дорожки. Сопротивление этих подводящих дорожек и нормальное сопротивление СИН перехода имеют сравнимые значения, порядка 100 Ом. Величину R_N также можно получить используя формулу 2 по пересечению прямой на рис. 9 с осью y . Полученное значение $R_N = 65 \pm 5$ Ом.

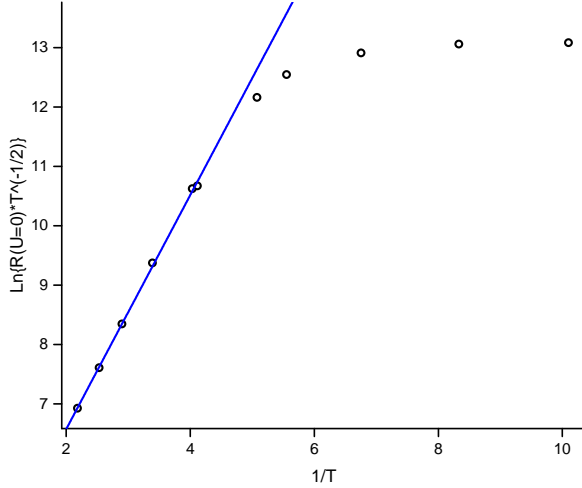


Рис. 9: Определение Δ и R_N по температурной зависимости $R(U = 0, T)$ для одного из СИИ перехода в структуре в.

2.2 Влияние продольного магнитного поля на андреевскую проводимость СИИ структуры⁴

2.2.1 Введение

В СИИ структурах в качестве основного механизма переноса туннельного тока 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 .

Андреевское отражение, определяющее проводимость S–N контакта, в туннельных структурах обычно не наблюдается на фоне одночастичного туннелирования. Однако при температурах $T \ll T_c = \Delta/1.76k$ (где T_c – температура сверхпроводящего перехода) при малых напряжениях на туннельном переходе, $U \ll \Delta/e$, ток нормальных электронов экспоненциально падает и подщелевой ток может стать доминирующим. Последнее экспериментально наблюдалось в ряде работ (см., например, [10–13]).

Для случая большой длины свободного пробега электронов вероятность подщелевого туннелирования мала [16]. Относительному усилению подщелевого тока способствует то, что в реальных плоскостных СИИ- структурах с малой толщиной нормального электрода и малыми длинами свободного пробега при упругих столкновениях ($l_{el} = \tau_{el} \cdot v_F$) 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, [17]). Характерная ши-

⁴15.

рина висячих мостиков в наших структурах – 1 мкм, толщина 30 нм, длина каждого $L = 4$ мкм. Их сопротивление можно измерить, пропуская ток через крайние СИН-переходы, а внутренние использовать для измерения напряжения. Полученное значение при гелиевых температурах – 6 ± 1 Ом. Таким образом, удельное сопротивление пленки меди 5 мкОм×см, что соответствует длине свободного пробега электронов $l_{el} \sim 10$ нм или коэффициенту диффузии электронов $D \sim 70$ см²/с. Оценку длины пробега со сбоем фазы l_φ [18] можно получить, используя результат измерений [19]. Пересчитав на значение D для наших образцов, получаем $l_\varphi \sim 1.5$ мкм $\gg l_{el}$.

Из общих соображений можно ожидать, что андреевский ток должен зависеть от магнитного поля. Так, в работе [10], в которой исследовался интерферометр из сверхпроводящего контура, замкнутого короткой полоской нормального металла, образующей СИНИС-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 расфазирования электронно-дырочных пар в объеме нормального металла. Однако нам не известны эксперименты по исследованию СИН-переходов в магнитном поле, параллельном плоскости перехода. В связи с этим представлялось интересным изучить поведение проводимости СИН- или СИНИС-структур с туннельными переходами, разделенными полосками нормального металла значительной длины $L > l_\varphi$, исключая корреляцию процессов в переходах, в касательном магнитном поле, поскольку при этом можно ожидать дополнительного набега фазы и эффективного уменьшения времени сбоя фазы – τ_φ .

Мотивацией к проведению таких измерений послужило общеизвестное влияние поля такой ориентации на характеристики туннельных SIS-переходов. Ниже описаны измерения в касательном магнитном поле, проведенные с СИН- структурами при температуре $T \sim (80 - 90)$ мК. Они продемонстрировали двукратное подавление подщелевой туннельной проводимости в поле 20–30 мТл.

2.2.2 Результаты измерений

Значение приведенной проводимости $G(0)$ менялось от структуры к структуре в пределах $(1.5-5.5) 10^{-4}$. При этом даже для одной и той же структуры после выдержки ее при комнатной температуре в течение месяца проводимость уменьшилась от $5.5 10^{-4}$ до $4.5 10^{-4}$. По-видимому, это связано как с неконтролируемыми процессами при изготовлении, так и с диффузионными и коррозионными явлениями при хранении. Дальнейшие результаты проведены для структуры, в которой наблюдалась наибольшая подщелевая проводимость (структура (б) на рис. 4). Изменялись вольт-амперные характеристики СИНИС-переходов 1, 4 (рис. 3) и отдельно СИН-переход 1 (ток пропускаться через контакты 1–4, напряжение измерялось на переходах 1–2).

Зависимости приведенной дифференциальной проводимости G от напряжения на переходах U при разных значениях внешнего поля приведены на рис. 10. На рис. 10(а)

показаны результаты при начальном положении соленоида, при котором кроме касательной компоненты присутствует еще и нормальная к поверхности перехода компонента магнитного поля. При нулевом поле и напряжении в области нуля проявляется максимум проводимости, существование которого свидетельствует о преобладающем вкладе в туннельный ток андреевских электронно-дырочных пар.

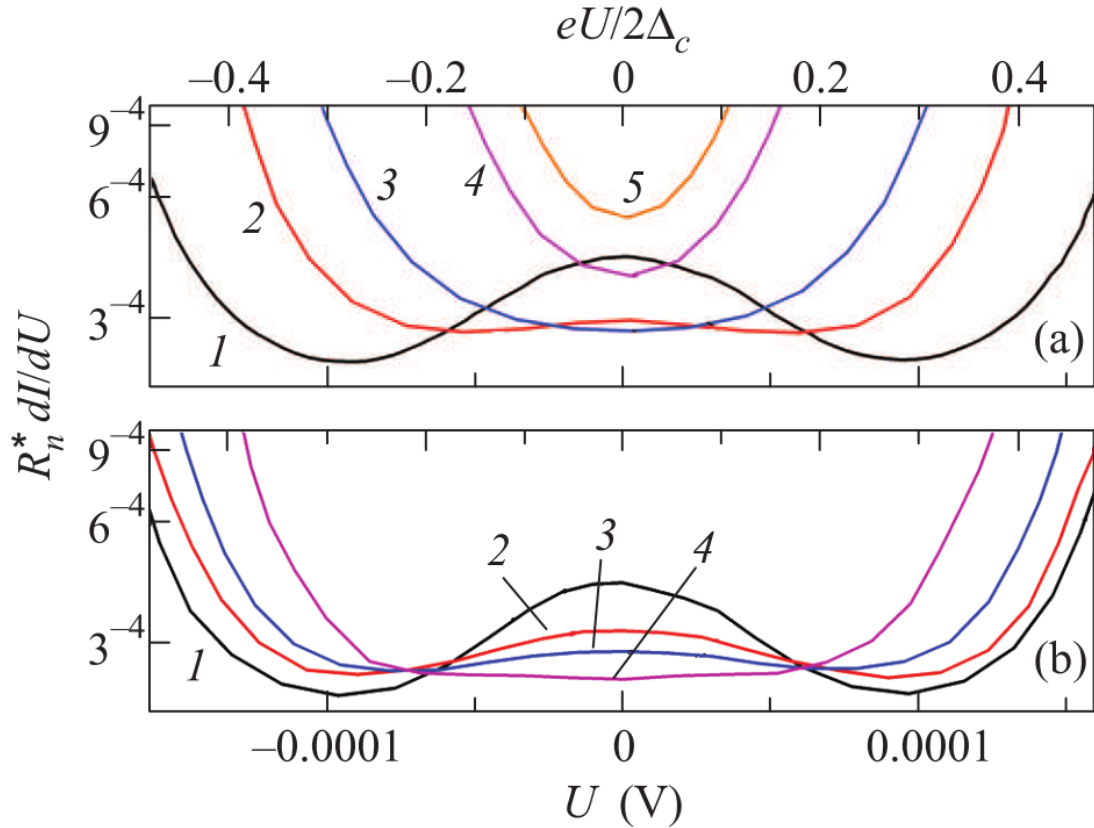


Рис. 10: Зависимости проводимости СИНИС-структуры от напряжения при наклоне магнитного поля на $7.5^\circ \pm 0.5^\circ$ к поверхности переходов (а): 1 – 0; 2 – 16.7; 3 – 19.0; 4 – 25.7; 5 – 28.6 мТл; в параллельном с точностью $\pm 0.5^\circ$ поле (б): 1 – 0; 2 – 14; 3 – 18.7; 4 – 28.6 мТл. Температура $T = 0.085$ К

Этот максимум появляется при температуре < 0.2 К. При 0.08 К максимум в нуле вдвое превышает минимальные значения дифференциальной проводимости, соответствующее напряжением ± 100 мкВ. Расчет вклада одночастичного туннелирования в проводимость $G(U = 0)$ дает намного меньшее значение. В магнитном поле с ростом индукции проводимость $G(U = 0, B)$, обусловленная андреевским током, начинает уменьшаться. Одновременно при $U > (50 - 100)$ мкВ растет проводимость, обусловленная одночастичным туннелированием (кривые 1–3 на рис.10(а)). В поле примерно 20 мТл ее вклад становится основным и картина приобретает вид, характерный для одночастичного туннелирования (кривые 4, 5 на рис. 10(а)). Такое поведение связано с тем, что изначально поле B наклонено на $\sim 7.5^\circ$ градусов к поверхности перехода. Перпендикулярная компонента поля проникает в виде абрикосовских вихрей с нормальными сердцевинами в область туннельного контакта, что приводит к росту

проводимости [20].

При наклоне соленоида удается значительно ослабить влияние поля на одночастичную проводимость (рис.10(b)). 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. 10(a), уменьшается вдвое при максимальном доступном поле 28 мТл.

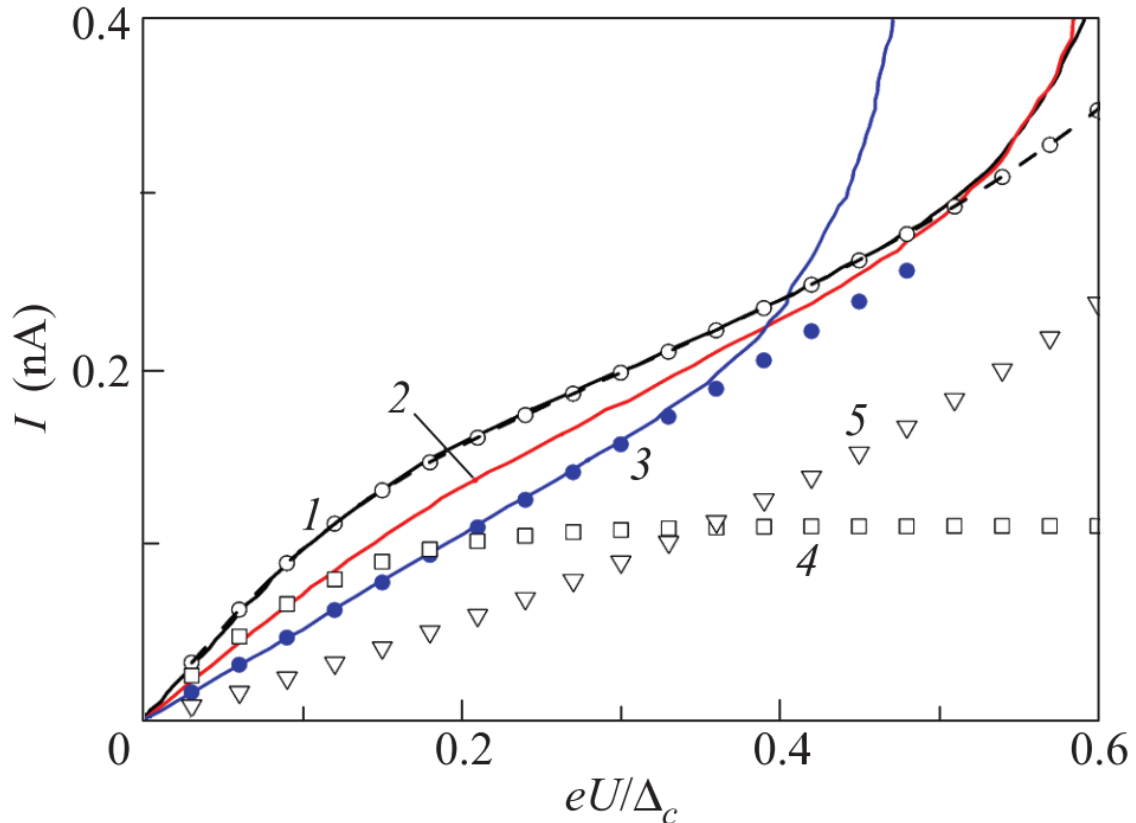


Рис. 11: Вольт-амперные характеристики туннельного СИН-перехода при трех значениях магнитного поля в плоскости структуры. Линии – эксперимент: 1 – 0; 2 – 16; 3 – 28 мТл. Символы – расчет: 1, 4, 5 – без поля, ток I_{n+Is} , I_n , I_s соответственно; Температура $T = 0.085$ К

Аналогичная картина наблюдалась для одиночного СИН-перехода. При этих измерениях ток протекал через переходы 1-4, а напряжение снималось с контактов 1, 2 (рис. 3). Таким образом, измерялись вольт-амперные характеристики одиночного СИН-перехода 1, отделенного от остальных частей структуры довольно длинным ($4 \mu m$) мостиком нормального металла (рис. 11). Поскольку при численном дифференцировании из-за погрешности измерения тока и напряжения шум растет, мы использовали сравнение непосредственно измеренных характеристик $I(U)$ с модельными расчетами. За основу было взято выражение для подщелевого тока, полученное в работе [17]:

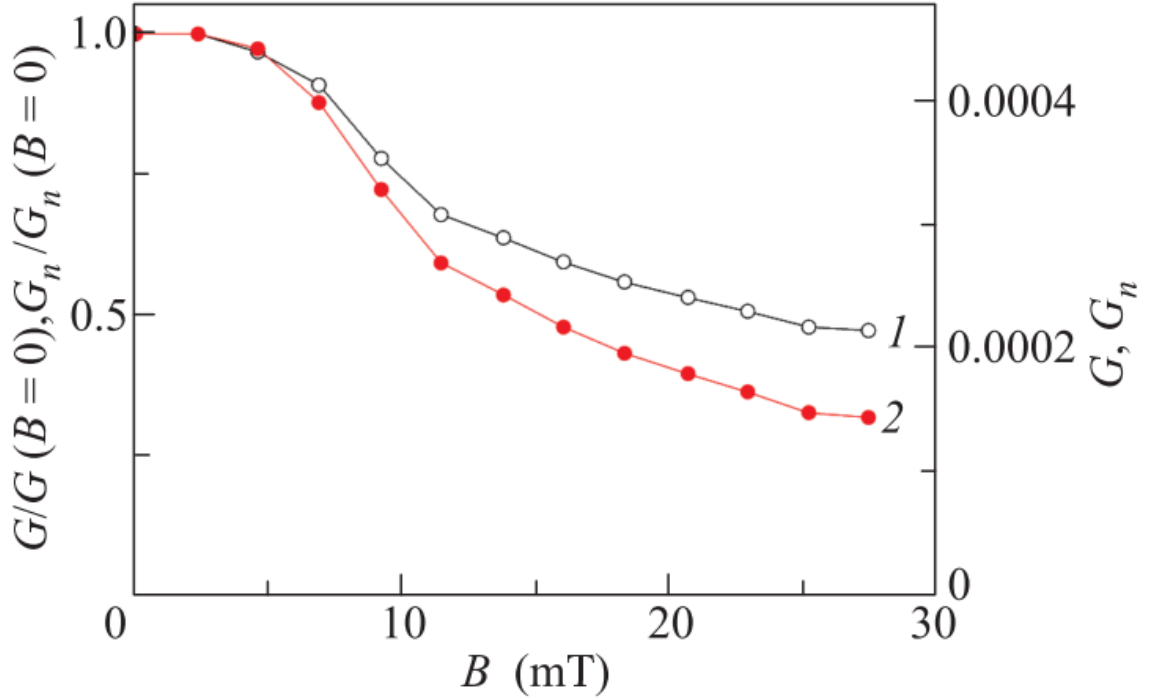


Рис. 12: Зависимости от магнитного поля приведенной дифференциальной проводимости при $U = 0$ для СИН при $T = 80$ мК: 1 – $I_n + I_s$; 2 – I_n

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

Здесь ν_n, ν_s – плотности электронных состояний в меди и алюминии (нормальный и сверхпроводящий электроды соответственно). Их значения, $1.56 \cdot 10^{47}$ и $3.02 \cdot 10^{47}$ $1/(\text{Дж} \cdot \text{м}^3)$, вычислены по величинам электронной теплоемкости этих металлов [21, 22]. Приведенная формула справедлива для случая, когда размеры туннельного перехода больше длин $(\hbar D / \max\{eU, kT\})^{1/2}, (\hbar D / \Delta)^{1/2}$ или длины пробега со сбоем фазы $l_\varphi \sim 1.5$ мкм. В нашем случае эти условия выполняются. В данной формуле учтены два тока: I_n , обусловленный интерференцией 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 3 с экспериментом подбирались три параметра: множители K_n, K_s и эффективная температура T_{eff} , в формуле 3, переписанной в виде

$$I_n + I_s = K_n \tanh \frac{eU}{kT_{eff}} + K_s \frac{eU/\Delta}{\sqrt{1 - eU/\Delta}} \quad (4)$$

Значения коэффициентов K_n, K_s и T_{eff} с погрешностью $\sim 5\%$ были подобраны при $B = 0$ (кривая 1 на рис. 11). 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. 11). Полученное значение $K_n = 0.11$ нА оказалось близким к значению 0.14 нА, вычисленному в соответствии с формулой (3). Аналогичный результат был получен в работе [13]. Коэффициент $K_s = 0.25$ нА, в то время как из формулы 3 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. 12. 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 [23]. Приведенная в ней зависимость $G(B)$ напоминает представленную на рис. 12, но при полях, на два порядка больших. Поле порядка 10 мТл не может оказать заметного влияния на энергию электронов: масштаб добавки $0.01 \text{ К} \ll T$. Однако магнитное поле может вызвать расфазировку андреевской пары при выполнении условия [24]:

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

Это значение довольно близко к приведенным на рис. 12. С учетом того, что речь идет о качественной оценке, согласие можно считать удовлетворительным.

В модели [17] ток I_s связан с движением пары в сверхпроводнике. Корреляционная длина ξ в алюминиевой пленке не превышает ~ 0.1 мкм [20]. Соответственно оценка поля, достаточного для подавления такого тока, дает 250 мТл. Это значение на порядок превышает поля, использованные в этой работе.

2.3 Тепловые эффекты при протекании тока через СИНИС.

2.3.1 Введение

При пропускании тока через СИНИС переход электроны(дырки) из нормального металла попадают в сверхпроводник на свободные состояния выше(ниже) энергетической щели. Часть из образовавшихся в сверхпроводнике квазичастиц релаксирует, вызывая нагрев сверхпроводника, часть может успеть покинуть сверхпроводник, вернувшись в мостик из нормального металла или пройдя дальше в подводящие ток дорожки. Выделяемая таким образом энергия в сверхпроводнике должна уходить из него в виде фоонов в подложку, в подводящие провода и в мостик из нормального металла.

При достаточно больших объемах сверхпроводника, при хорошем отводе тепла от него, наряду с нагревом сверхпроводника может наблюдаться эффект электронного охлаждения нормального металла, находящегося между туннельными переходами. Например, в работе [25] площадь сверхпроводящих электродов на охлаждающей структуре в ~ 300 раз больше площади туннельных контактов ($S_j = 224 \text{ мкм}^2$), а толщина 529 нм. В наших структурах площади сверхпроводящих электродов в 3-8 раз больше площадей туннельных контактов ($S_j = 8 \text{ мкм}^2$), а их толщина порядка 80 нм. При таком небольшом объеме сверхпроводника оказывается невозможным наблюдать эффект электронного охлаждения в наших экспериментах. Вместо этого значительная часть выделяемой в сверхпроводнике мощности возвращается в медный мостик через туннельные переходы, и дальше через вторую пару туннельных контактов уходит в сверхпроводник. Этот тепловой эффект мы и постараемся описать.

2.3.2 Результаты измерений

СИН переходы можно использовать как чувствительные термометры ниже T_c из-за сильной зависимости вольт-амперной характеристики от температуры. Для исследования тепловых эффектов сделаны структуры из четырех СИН переходов (рис. 3) с общим мостиком из нормального металла. Одну пару СИН переходов можно использовать как термометр, а через вторую пару пропускать ток, приводящий к охлаждению или нагреву нормального металла, в зависимости от параметров его элементов.

В нашем случае при пропускании тока через пару СИН переходов нормальный металл нагревается, что фиксируется путем измерения ВАХ на второй паре переходов (рис. 13). Мы использовали два метода, чтобы определить, до какой температуры нагрелся нормальный металл. Во-первых, мы сравнивали ВАХ нагретых структур, полученные при низкой температуре подложки, с измеренными ВАХ при более высокой температуре, но без тока через первую пару СИН-ов (рис. 13(a)). Во-вторых, используя приближенную формулу(1) для тока одночастичного туннелиро-

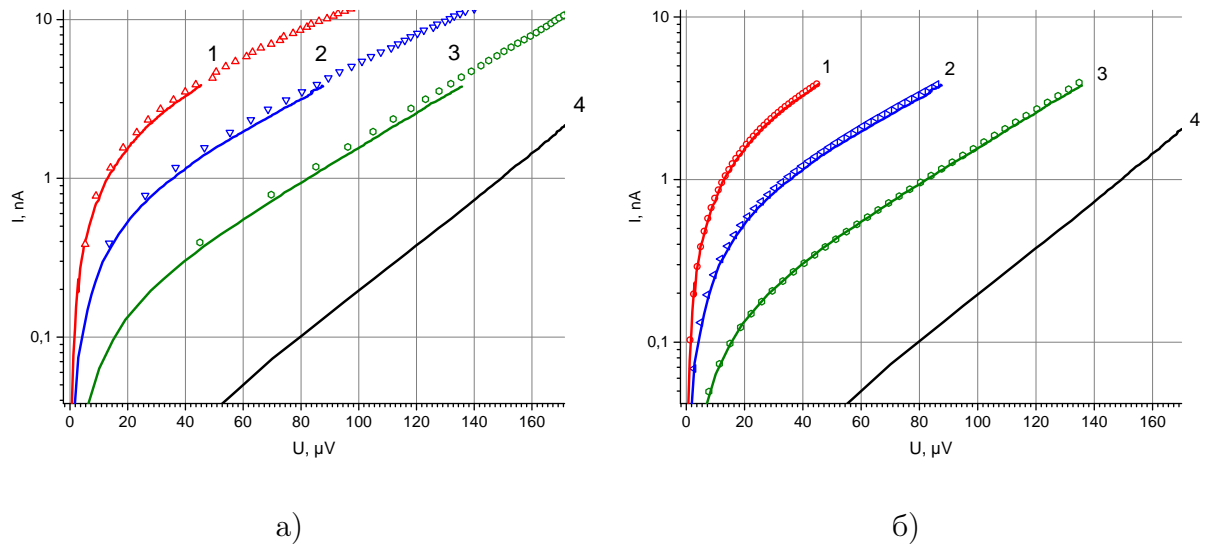


Рис. 13: Вольт-амперные характеристики СИНИС перехода при пропускании тока через вторую пару СИН-ов. Сплошные линии на (а) и (б) одни и те же данные при температуре кремниевой подложки 0.185 К. $I \times U$ на второй паре СИН-переходов: 1 – 260 пВт, 2 – 60 пВт, 3 – 10 пВт, 4 – 0. Точки: ВАХ(а) и расчетные кривые(б) при температурах: 1 – 330 мК, 2 – 285 мК, 3 – 225 мК.

вания через СИН, и подставляя в нее приведенные к количеству СИН-ов напряжение $V_{SIN} = V_{SINIS}/2$ и сопротивление в нормальном состоянии $R_{N(SIN)} = R_{N(SINIS)}/2$, мы подбирали температуру, при которой рассчитанная по формуле (1) ВАХ наилучшим образом совпадала с экспериментальной кривой (рис. 13(б)). Как видим, расчетные характеристики хорошо совпадают с измеренными, что позволяет адекватно оценить температуру подогретой структуры. Однако этот метод надо модернизировать для ВАХ ниже 0.1 К, когда становится существенным вклад в ток от двухчастичного туннелирования. В этом случае для сравнения ВАХ с расчетными кривыми, приходится предварительно вычитать из измеренного тока ток I_{subgap} , полученный по формуле 4. Результаты представлены на рисунке 14.

Начиная с некоторого напряжения U_+ расчетная кривая идет ниже, чем экспериментальная, из которой вычтен андреевский ток. Это связано с перегревом структуры измерительным током, который также выделяет тепло на переходе: при $U > U_+ \approx 180$ мкВ $I_{изм.} \times U_{изм.} > 0.05$ пВт, в то время как мощность на втором СИНИС $I \times U = 0.04$ пВт дает заметный вклад в изменение ВАХ на первой паре СИН-переходов (рис. 14, кривые 2 и 5). Поэтому мы использовали оценку, что на этой структуре температура не ниже, чем получаемая из расчетной формулы, совпадающей с экспериментальной до напряжения U_+ (с вычетом I_{subgap}).

Эксперименты с пропусканием тока через один СИНИС, а измерением температуры на другой паре переходов были проведены для структур а и б. При этом ток пропускали как по внутренней паре СИН-ов (2,3), так и по внешней (1,4)(рис.3), а температуру измеряли используя пары СИН-переходов (1,4) и (2,3) соответственно.

Зная электронную температуру нагретых структур, мы построили связь обрат-

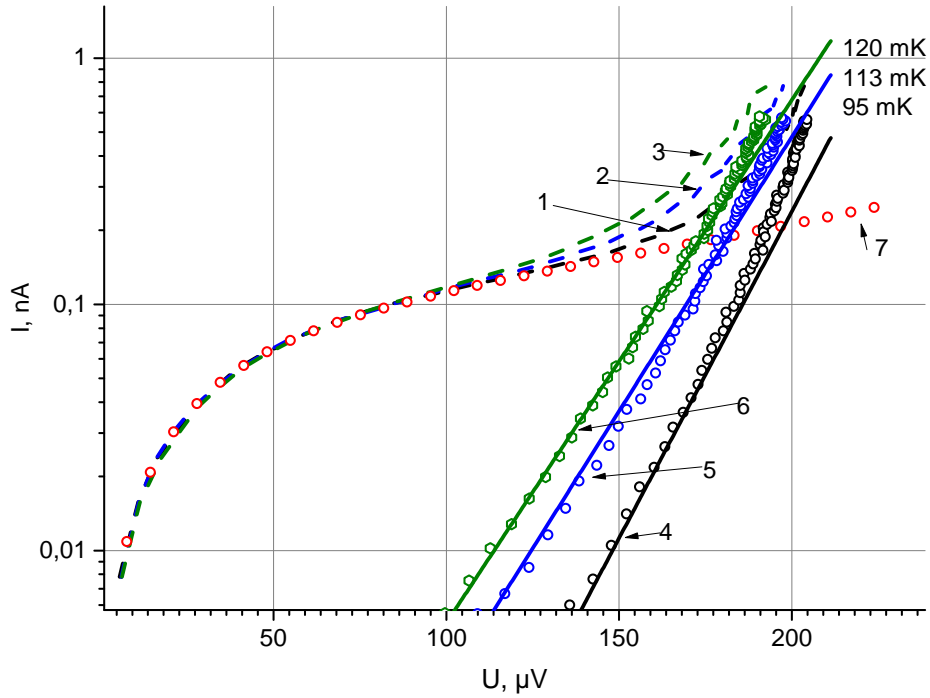


Рис. 14: Пунктирные линии – вольт-амперные характеристики СИНИС при температуре кремниевой подложки 0.075 К при пропускании тока через вторую пару СИН-ов на структуре. $I \times U$ на втором СИНИС: 1 – 0 пВт, 2 – 0.04 пВт, 3 – 0.07 пВт. Красные кружки(7) – I_{subgap} . Кривые 4, 5, 6 (кружки) – после вычитания I_{subgap} из 1, 2, 3. Сплошные линии 4, 5, 6 – расчетные кривые, для одночастичного вклада в ток.

ной температуры и выделяемой мощности на структуре W (рис.15 кривые 1, 3, 7). Выделяемую мощность мы оценили как сумму $I \times V$ на первой и на второй паре СИН переходов. Так как мы могли измерять ВАХ только на одной паре переходов, то напряжение на другом переходе, через который пропускали ток, было найдено из предварительно снятых с него ВАХ при разных температурах. Конечно это уменьшает точность определения выделяемой мощности при малых токах, где напряжение сильнее зависит от тока, но достаточно хорошо для оценки на больших токах, где напряжение находится вблизи U_{Δ} и не так сильно зависит от тока и температуры. При напряжениях $\gg U_{\Delta}$ зависимость напряжения на СИНИС переходе уже линейная и практически не меняется с температурой.

На рисунке 15 кривые 1 и 7 получены при температуре подложки 185 мК и 80 мК соответственно, на структуре (а). Кривая 3 – при 95 мК на структуре (б). Заметим общую особенность для всех кривых: при $T < 0.2$ К выделяемая мощность и температура связаны степенной зависимостью, а при $T > 0.2$ К – экспоненциальной зависимостью от $1/T$.

При обсуждении результатов нужно иметь ввиду, что температуру сверхпроводящих электродов измерить невозможно, что требует привлечения модельных оценок.

Связь W от $1/T$ выше 0.2 К может быть описана различными способами. Напри-

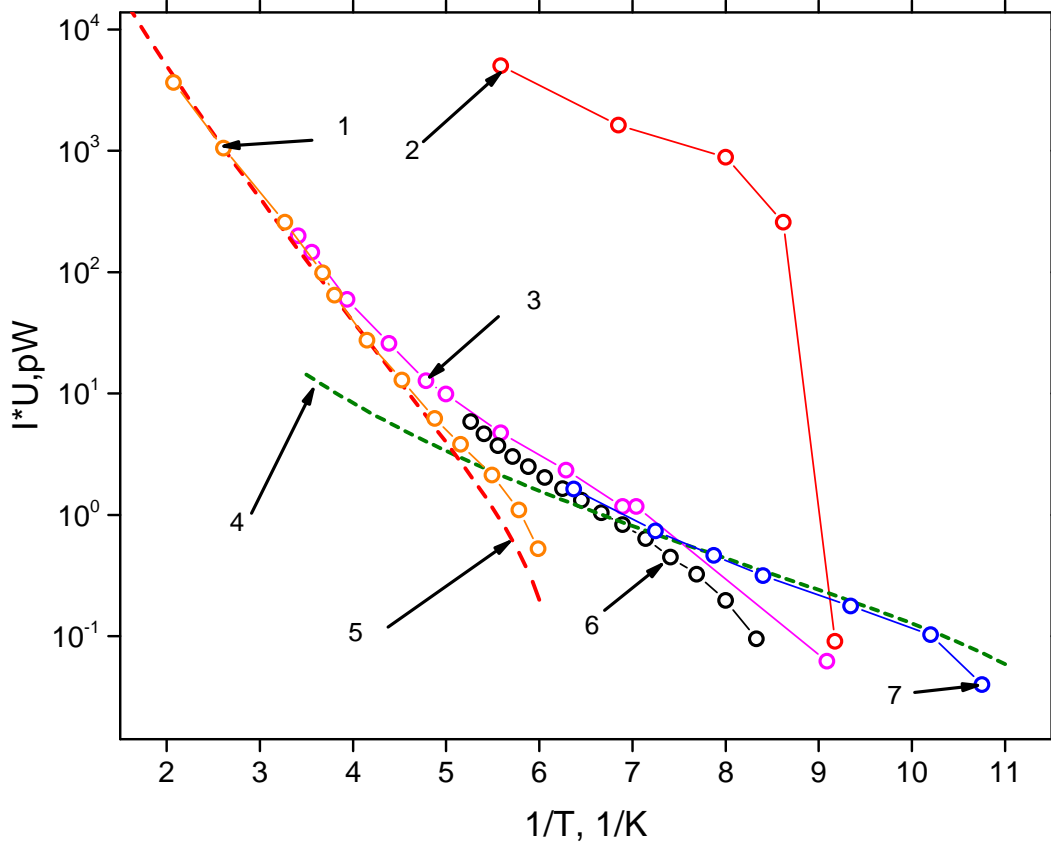


Рис. 15: Связь выделяемой мощности на структуре и обратной температуры. Кривые 1, 3, 7 – при температуре подложки 185 мК, 95 мК и 80 мК соответственно, с пропусканием тока через второй СИНИС. Кривая 6 – само-нагрев, температура подложки 90 мК. Пунктир – аппроксимация функциями: 4 – $K \cdot S \cdot (T^4 - T_{Si}^4)$, 5 – $A \cdot (T - T_{Si}) \cdot \exp(-\Delta'/(kT))$. Кривая 2 – при пропускании тока через соседнюю структуру, расположенную на расстоянии ~ 1.4 мм.

мер, если представить мощность в виде:

$$W = A \cdot (T - T_{Si}) \exp(-\Delta'/kT) \quad (5)$$

где T_{Si} – температура подложки, а Δ' и A – подбираемые параметры, то из рисунка 15(пунктир 5) получаем $\Delta'/k = 1.75 \pm 0.08$ К, что близко к $\Delta/k = 1.9$ К – сверхпроводящей щели в Al . Это может означать, что уход тепла от структуры связан с теплопроводностью электронов в сверхпроводящем алюминии [26]. Видимо при таких мощностях (>10 пВт), рассеиваемых на СИНИС переходе, и при температурах выше 0.2 К алюминиевые пленки сильно перегреваются, и основным механизмом передачи тепла становится электронный. В пользу перегрева сверхпроводника говорит и небольшая теплопроводность подводящих дорожек. Используя закон Видемана-Франца и зная сопротивление достаточно длинных подводящих нормальных доро-

жек, оценим градиент температур на них:

$$\begin{aligned}\frac{\varkappa}{\sigma} &= L_0 \cdot T \\ P &= \frac{L_0}{2R}(T_2^2 - T_1^2)\end{aligned}\tag{6}$$

где $L_0 \approx 2,47 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega\text{K}^{-2}$ – число Лоренца. Сопротивление одной дорожки $R \approx 100$ Ом, при $2P=5$ пВт, $T_1=0.1$ К получим $\Delta T \approx 0.08$ К. Для того, чтобы перегреть мостик из нормального металла на 0.08 К при температуре 0.1 К на СИНИС выделялась мощность $2P \sim 4$ пВт. Это говорит о том, что вся рассеиваемая мощность не могла уйти по подводящим дорожкам, не вызывая перегрева сверхпроводника и мостика из нормального металла.

Также оценим градиент температуры по медному мостику. Его сопротивление при гелиевых температурах 6 ± 1 Ом, что дает $\Delta T \approx 0.006$ К при $T_1=0.1$ К и $2P=5$ пВт. Такой градиент незначителен по сравнению с $\Delta T=80$ мК, возникающими при выделении сравнимой мощности на паре СИН- переходов и дает возможность делать качественные оценки.

Оценим Джоулево тепло, выделяющееся на мостике из нормального металла. Сопротивление мостика при гелиевых температурах 6 ± 1 Ом, что дает при токе $I=100$ нА мощность тепловыделения $P=0.18$ пВт. Это намного меньше, чем $I \times V$, выделяемых на СИН-переходах при том же токе.

Экспоненциальная зависимость мощности и температуры могла быть вызвана наличием андреевского отражения на границе нормальный металл/ изолятор /сверхпроводник. Воспользуемся выражением для потока тепла для S-N контакта из сверхпроводящей фазы в нормальную [27]:

$$\begin{aligned}W(T) &= \frac{1}{2}f_0 \cdot S \cdot \left(\frac{p_0}{\pi\hbar}\right)^2 \frac{k^2}{\hbar} T\sqrt{\pi T\Delta'} \cdot \exp(-\Delta'/(kT)) = \\ &= w_0 \cdot S \cdot T\sqrt{T\Delta'} \cdot \exp(-\Delta'/(kT))\end{aligned}\tag{7}$$

где p_0 – импульс Ферми, f_0 – константа порядка единицы, S –площадь туннельного перехода. Основное отличие формулы 7 от выражения 5 заключается в наличие дополнительного множителя $\sqrt{T\Delta'}$. Чтобы вычислить итоговый поток, мы рассматривали разность $W(T_N) - W(T_S)$ при температуре нормального металла T_N и температуре сверхпроводника $T_S = T_{Si}$. Используя Δ' и w_0 как параметры при подгонке к экспериментальной кривой (1), получили для Δ'/k значение 1.9 К. Но для параметра w_0 получено значение почти на 3 порядка меньше, чем вычисленная из 7. Здесь может иметь большое значение наличие туннельного барьера между сверхпроводником и нормальным металлом. Тогда нужно делать поправку на вероятность туннелирования электрона. Такой небольшой коэффициент w_0 говорит о большом тепловом сопротивлении.

Далее обратимся к снятым ВАХ при низких температурах (<0.1 К) в широком

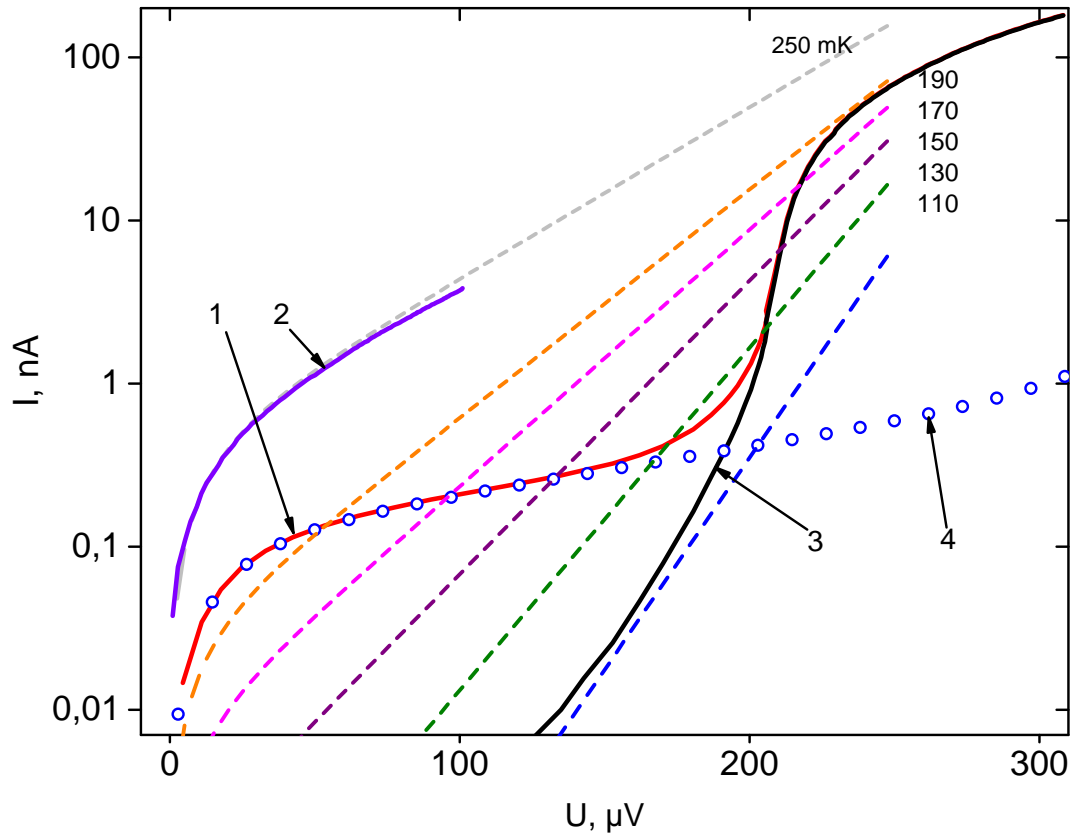


Рис. 16: Вольт-амперные характеристики СИНИС структуры в широком диапазоне тока. Сплошные линии: 1 – 90 мК, 2 – 245 мК, 3 – разность 1-ой и 4-ой. Точки 4 – расчет для андреевского вклада в ток. Пунктир – расчет для одночастичного вклада в ток.

диапазоне задаваемого тока (рис. 16, красная кривая(1)), но без тока через вторую пару СИН переходов. Мы использовали сравнение экспериментальной кривой с набором расчетных кривых (формула 1), меняя в них лишь температуру (пунктирные линии). Также предварительно мы вычли из экспериментальной кривой андреевский ток I_{subgap} (черная кривая(3) на рисунке 16). Как уже отмечалось, начиная с некоторого напряжения U_+ расчетная линия (обозначенная 110 мК) идет ниже, чем черная кривая(3). Это связано с перегревом структуры измерительным током. Пересечениям черной кривой(3) с расчетными (пунктир) можно присвоить соответствующую температуру, и аналогично первым экспериментам оценить выделяемую мощность в этих точках. Полученная зависимость мощности само-нагрева от расчетной температуры приведена на рисунке 15, кривая 6. В некотором диапазоне они хорошо совпадают с полученными в экспериментах с пропусканием тока через другие переходы (кривая 3), и позволяют говорить об одинаковом тепловом эффекте в обоих случаях.

Рассмотрим рисунок 15 при температурах <0.2 К ($1/T > 5$ К $^{-1}$). Несмотря на то, что мы могли измерить только две температуры (T – медного мостика и T_{Si} – температуру подложки), попытаемся теперь получить качественные оценки для этого

температурного диапазона. Здесь зависимость W от температуры можно представить в виде (пунктир 4):

$$W = K \cdot S \cdot (T^4 - T_{Si}^4) \quad (8)$$

где T_{Si} – температура кремниевой подложки, на которой расположена структура. Такая зависимость выделяемой мощности от температуры может быть обусловлена тепловым сопротивлением границы медь-оксид алюминия (сопротивлением Капицы). Здесь мы делаем предположение, что температура алюминиевых электродов на измерительной паре СИН-переходов не сильно отличается от T_{Si} . Тогда константа K приобретает смысл коэффициента в сопротивлении Капицы $R_K = 1/(K \cdot T^3)$, а S – площадь туннельных переходов. Для структуры (б) площадь пары переходов $S = 16$ мкм², что дает $K = 135$ Вт/(м²Т⁴). Это в 2 раза превышает значения из диапазона для $\langle K \rangle$ из работы [28], где исследовались СИН переходы с нормальным металлом, расположенным краями на окисленном алюминии, а серединой лежащим на кремнии. Поэтому авторы в качестве S брали всю площадь нормального металла. Более поздние результаты этой же группы [29] дают значение $K \cdot S = 144$ пВт/К⁴, откуда получим $K = 120$ Вт/(м²Т⁴), что почти совпадает с полученным в нашей работе.

Оценим скачек Капицы на границе сверхпроводника и кремниевой подложки. Так, если взять $T_{Si} = 0.1$ К, $W = 2$ пВт, $S = 20$ мкм² (площадь алюминия, лежащего на оксиде кремния под парой туннельных переходов), а для коэффициента K_{Al-SiO_2} значение из [30] – 360 Вт/(м²Т⁴), получим $\Delta T = 40$ мК. Это несколько ниже 60 мК, получаемых из графика 15. Возможно для наших структур сопротивление Капицы между подложкой и алюминиевым электродом намного больше, чем следует из работы [30]. В пользу этого говорит эксперимент с пропусканием тока через соседнюю структуру, расположенную на том же чипе, на расстоянии 1.4 мм от измеряемой. Результат этих измерений видим на рисунке 15 кривая 2. Для того, чтобы нагреть соседнюю структуру до той же температуры, что на кривой 3, требовалось на три порядка большая мощность. Это говорит о плохом тепловом контакте структуры с подложкой.

2.3.3 Выводы

Установленные зависимости температуры и мощности нагрева структур позволяют дать рекомендации относительно изготовления СИНИС структур на роль чувствительных элементов датчиков террагерцового излучения. Во-первых, для работы в диапазоне вблизи U_Δ , где чувствительность должна быть максимальной, необходимо ослабить тепловые эффекты, связанные с само-нагревом структур измерительным током. Для этого следует снизить тепловую нагрузку на сверхпроводник. Один из способов – уменьшить площадь туннельных контактов, что уменьшит ток через структуру. Вторая рекомендация заключается в увеличении объемов сверхпроводящих электродов, в частности – их площади для улучшения теплового контакта с под-

ложкой. Длина и большое сопротивление подводящих дорожек также может вносить ощутимый вклад в перегрев, поэтому возможно стоит изменить их геометрию.

2.4 Заключение

В ходе работы было обнаружено, что в туннельных структурах сверхпроводник/ изолятор /нормальный металл при малых напряжениях наряду с одночастичным туннелированием присутствует ярко выраженная проводимость за счет электронов, испытывающих андреевское отражение от сверхпроводящего конденсата. Было впервые экспериментально обнаружено, что в магнитном поле, параллельном плоскости туннельного перехода, коллективный ток подавляется и андреевская проводимость уменьшается примерно вдвое в поле 20-30 мТ. Этот мезоскопический эффект связан с расфазированием андреевской пары в нормальном металле.

Также были получены качественные оценки для тепловых эффектов, возникающих при пропускании тока через СИНИС структуру. Был обнаружен перегрев структуры измерительным током, а также установлена зависимость температуры и выделяемой мощности на паре переходов. Наблюдалось сильное различие этой зависимости выше и ниже $T \sim 200$ мК. Эффект сильного перегрева структуры связан с нагревом сверхпроводника, объем и тепловой контакт которого с подложкой недостаточны для термализации «горячих» электронов, пришедших из нормального металла.

Часть результатов опубликована в статье «Влияние продольного магнитного поля на андреевскую проводимость структуры сверхпроводник–изолятор–нормальный металл» [15], Письма в ЖЭТФ, в 2016 г.

Благодарности

Хочу выразить благодарность А.Ф. Андрееву за предоставленную возможность работать в Институте физических проблем РАН. Также благодарю: моего научного руководителя В.С. Эдельмана за ценные советы, наставления при работе над дипломом и полученный опыт работы с низкими температурами, М.А. Тарасова за предоставление разработанных и изготовленных структур и совместную работу, И.Н. Хлюстикова за полезные замечания по диплому, а также всех сотрудников института. Автор признателен А.Г. Семенову и А.Д. Заикину – за обсуждение измерений в магнитном поле, А.О. Федотову – за оказанную помощь.

Список литературы

- [1] Ivar Giaever. «Electron tunneling between two superconductors». В: *Phys. Rev. Lett.* (1960). ISSN: 00319007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.5.464](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.5.464).
- [2] K. E. Gray и H. W. Willemsen. «Inhomogeneous state of superconductors by intense tunnel injection of quasiparticles». В: *Journal of Low Temperature Physics* 31.5-6 (1978), с. 911–925. ISSN: 00222291. DOI: [10.1007/BF00116058](https://doi.org/10.1007/BF00116058).
- [3] MG Blamire, ECG Kirk и др. «Extreme critical-temperature enhancement of Al by tunneling in Nb/AlO_x/Al/AlO_x/Nb tunnel junctions». В: *Physical review letters* 66.2 (1991), с. 220.
- [4] L Kuzmin. «An array of cold-electron bolometers with SIN tunnel junctions and JFET readout for cosmology instruments». В: *Journal of Physics: Conference Series* 97.1 (2008), с. 012310. URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/97/i=1/a=012310>.
- [5] Leonid S. Kuzmin. «On the concept of a hot-electron microbolometer with capacitive coupling to the antenna». В: *Physica B: Condensed Matter* 284–288, Part 2 (2000), с. 2129–2130. ISSN: 0921-4526. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0921-4526\(99\)03032-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0921-4526(99)03032-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S092145269903032X>.
- [6] М. А. Тарасов, В. С. Эдельман и др. «Криогенный болометр с подвешенным абсорбером». В: *Журнал Радиоэлектроники* 1 (2016), с. 8.
- [7] В.С.Эдельман. «Погружной микрокриостат растворения». В: *Приборы и техника эксперимента* 2 (2009), с. 159–165.
- [8] Ivar Giaever. «Energy gap in superconductors measured by electron tunneling». В: *Physical Review Letters* 5.4 (1960), с. 147.
- [9] Dmitri Golubev и Leonid Kuzmin. «Nonequilibrium theory of a hot-electron bolometer with normal metal- insulator-superconductor tunnel junction metal-insulator-superconductor tunnel junction». В: 6464 (2001). DOI: [10.1063/1.1351002](https://doi.org/10.1063/1.1351002).
- [10] H. Pothier, S. Gueron и др. «Flux-Modulated Andreev Current Caused by Electronic Interference». В: *Phys. Rev. Lett.* 73.18 (1994), с. 2288–2491.
- [11] Sukumar Rajauria, P. Gandit и др. «Andreev Current-Induced Dissipation in a Hybrid Superconducting Tunnel Junction». В: *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), с. 207002–207004. DOI: [10.1103/PhysRevLett.100.207002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.207002).
- [12] H. Courtois, Sukumar Rajauria и др. «Inherent Thermometry in a Hybrid Superconducting Tunnel Junction». В: *Low Temp Phys* 153 (2008), с. 325–338.
- [13] Peter J Lowell, Galen C O’Neil и др. «Andreev reflections in micrometer-scale normal metal-insulator-superconductor tunnel junctions». В: *Journal of Low Temperature Physics* 167.3-4 (2012), с. 392–397.

- [14] W Rühl. «Die Übergangstemperatur der Supraleitung verschiedener Metalle unter dem Einfluß sehr dünner Oxydschichten». В: *Zeitschrift für Physik* 186.2 (1965), с. 190—202.
- [15] А. В. Селиверстов, М. А. Тарасов и В. С. Эдельман. «Влияние продольного магнитного поля на андреевскую проводимость структуры сверхпроводник–изолятор–нормальный металл». В: *Письма в ЖЭТФ* 103.7-8 (2016), с. 547.
- [16] G. E. Blonder, M. Tinkham и Т. М. Klapwijk. «Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion». В: *Phys. Rev. B* 25 (7 апр. 1982), с. 4515—4532. DOI: [10.1103/PhysRevB.25.4515](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.25.4515). URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.25.4515>.
- [17] F. W J Hekking и Yu V. Nazarov. «Subgap conductivity of a superconductor-normal-metal tunnel interface». В: *Phys. Rev. B* (1994). ISSN: 01631829. DOI: [10.1103/PhysRevB.49.6847](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.49.6847). arXiv: [9302034 \[cond-mat\]](https://arxiv.org/abs/9302034).
- [18] Andrew G. Semenov, Andrei D. Zaikin и Leonid S. Kuzmin. «Dephasing of Cooper pairs and subgap electron transport in superconducting hybrids». В: *Phys. Rev. B* 86 (14 окт. 2012), с. 144529. DOI: [10.1103/PhysRevB.86.144529](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.144529). URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.144529>.
- [19] B Pannetier, J Chaussy и R Rammal. «Quantum interferences in superconducting and normal metal arrays». В: *Physica Scripta* 1986.T13 (1986), с. 245.
- [20] В.С.Эдельман М.А.Тарасов. «Влияние магнитного поля на проводимость туннельных переходов сверхпроводник-изолятор-нормальный металл». В: *Письма в ЖЭТФ* 101.11 (2015), с. 836—839. DOI: [10.7868/S0370274X15110041](https://doi.org/10.7868/S0370274X15110041).
- [21] Norman E Phillips. «Heat capacity of aluminum between 0.1 K and 4.0 K». В: *Physical Review* 114.3 (1959), с. 676.
- [22] Norman E Phillips. «Low-temperature heat capacities of gallium, cadmium, and copper». В: *Physical Review* 134.2A (1964), A385.
- [23] Andrew G Semenov и Andrei D Zaikin. «Decoherence of Cooper pairs and subgap magnetoconductance of superconducting hybrids». В: *Physica Scripta* 2015.T165 (2015), с. 014041.
- [24] DA Dikin, MJ Black и V Chandrasekhar. «Magnetoresistance of Proximity-Coupled Au Wires». В: *Physical Review Letters* 87.18 (2001), с. 187003.
- [25] Galen Cascade O’Neil. «Improving NIS tunnel junction refrigerators: Modeling, materials, and traps». Дис. . . . док. UNIVERSITY OF COLORADO AT BOULDER, 2011.
- [26] Н.В. Заварицкий. «Исследование тепловых свойств сверхпроводников. II». В: *ЖЭТФ* 34 (1958), с. 1116—1124.

- [27] А.Ф. Андреев. «Теплопроводность сверхпроводника в промежуточном состоянии». В: *ЖЭТФ* 46 (1964), с. 1823.
- [28] Sukumar Rajauria, Pengshun S Luo и др. «Electron and phonon cooling in a superconductor–normal-metal–superconductor tunnel junction». В: *Physical review letters* 99.4 (2007), с. 047004.
- [29] Sukumar Rajauria, Philippe Gandit и др. «Competition between electronic cooling and Andreev dissipation in a superconducting micro-cooler». В: *Journal of Low Temperature Physics* 154.5-6 (2009), с. 211–220.
- [30] E. T. Swartz и R. O. Pohl. «Thermal resistance at interfaces». В: *Applied Physics Letters* 51.26 (1987), с. 2200–2202. ISSN: 00036951. DOI: [10.1063/1.98939](https://doi.org/10.1063/1.98939).