

СВОЙСТВА ПЛАНАРНЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ Nb/ α -Si/Nb С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ ЛЕГИРОВАНИЯ α -Si-ПРОСЛОЙКИ

А. Л. Гудков^{a*}, М. Ю. Курьянов^b, А. Н. Самусь^a

^a ЗАО “Компэлст”, ФГУП “НИИФП им. Ф. В. Лукина”
124460, Москва, Зеленоград, Россия

^b Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцина,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 июля 2011 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований свойств планарных джозефсоновских переходов Nb/ α -Si/Nb с различной степенью легирования прослойки из аморфного кремния. В качестве легирующей примеси был использован вольфрам. Мы показали, что при изменении степени легирования α -Si-прослойки свойства джозефсоновских переходов полностью меняются. Изменяется механизм транспорта тока и изменяется форма вольт-амперной характеристики таких переходов. В случае полностью вырожденной α -Si-прослойки были получены джозефсоновские переходы с непосредственной проводимостью SNS-типа. Свойства таких переходов описываются классической резистивной моделью. В случае меньшей степени легирования α -Si-прослойки были получены джозефсоновские переходы, в которых наблюдался резонансный механизм транспорта тока через примесные центры. Проведенное исследование высокочастотных свойств таких переходов. Проведенные исследования показали, что эти переходы наиболее близки к джозефсоновским переходам SINIS-типа.

1. ВВЕДЕНИЕ

Современный этап развития элементной базы сверхпроводниковой электроники настоятельно требует новых технологических подходов к процессу формирования джозефсоновских переходов. Имевшиеся ранее решения [1, 2], базирующиеся на туннельных структурах сверхпроводник (S)–диэлектрик (I)–сверхпроводник (S) уже сравнительно давно перестали удовлетворять требованиям, предъявляемым к целому ряду устройств, включая быструю одноквантовую логику [3] и программируемые стандарты напряжения [4, 5]. Попытки заменить структуры SIS структурами SNS- или SINIS-типов, в которых слабая связь была локализована в области нормальной (N) металлической прослойки, также не привели к существенным прорывам.

Наиболее сложной задачей в развитии технологии SNS-переходов оказалась проблема выбора материала с нормальной проводимостью. Такой N-ме-

талл должен одновременно удовлетворить двум взаимно противоречащим требованиям. С одной стороны, для обеспечения больших плотностей критического тока при технологически разумной толщине нормальной прослойки он должен обладать большой эффективной длиной когерентности ξ_N , т. е. быть низкоомным. С другой стороны, для предотвращения существенного подавления сверхпроводимости в S-электродах его транспортные свойства обязаны быть существенно хуже по сравнению с аналогичными параметрами сверхпроводников [6]. Имеющийся набор материалов (например, сплавы PdAu, TiN [7, 8]) оказался крайне скуден. При этом величина ξ_N в таких структурах не превышала нескольких нанометров и была сравнима с характерным размером шероховатости границ переходов.

Для практических применений SINIS-контактов важно было в процессе их изготовления сохранить примерное равенство прозрачности входящих в них границ [9]. Во всех имевшихся материалах барьеры формировались путем окисления алюминия. Ока-

*E-mail: gudkov@niifp.ru

залось, что существенное различие в морфологии Al-пленки, входящей в состав S-электрода, и пленки, расположенной между диэлектрическими слоями, позволяет достичь требуемой симметрии лишь в случае барьеров малой прозрачности [10–14].

Естественным выходом в создавшейся ситуации является переход к структурам с резонансным характером проводимости в области слабой связи. Первые структуры подобного типа были изготовлены сравнительно давно [15, 16] и даже были использованы в качестве рабочих элементов в устройствах с одиночными переходами [17]. Однако уровень развития технологической базы и степень разработки фундаментальных основ электронного транспорта в резонансных структурах в то время не позволяли перейти к изготовлению устройств даже среднего уровня интеграции.

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости существенно стимулировало фундаментальные исследования процессов резонансного туннелирования в джозефсоновских структурах с прослойками из полупроводниковых оксидов как в теоретической, так и в экспериментальной областях [18–21]. Это создало хорошую базу для современного этапа исследования процессов в низкотемпературных резонансных джозефсоновских структурах [22].

В области гелиевых температур на основе ниобиевой технологии уже в первых попытках получения планарных SNS-переходов с кремниевой прослойкой удалось достичь практически значимых величин их основных параметров [15]: нормальное сопротивление перехода (R_N) больше 1 Ом и характерное напряжение ($V_c = I_c R_N$) до 1 мВ. Это послужило веским основанием для дальнейшего развития технологии формирования джозефсоновских переходов с кремниевой прослойкой и исследования механизмов транспорта тока в таких структурах. Позднее наилучшие характеристики были достигнуты на торцевых джозефсоновских переходах Nb/ α -Si/Nb [23, 24]. В этих переходах α -Si-прослойка легировалась методом диффузии атомами Nb до полного вырождения полупроводника. Торцевые переходы демонстрировали высокие плотности тока до 10^5 А/см² и выше. Благодаря полному вырождению α -Si-прослойки до металлической проводимости нормальное сопротивление джозефсоновских переходов практически не зависело от температуры. При этом удельное сопротивление материала прослойки (ρ_N) было намного больше удельного сопротивления ниобия (ρ_S). Поэтому подавление сверхпроводимости в ниобиевых электродах было пренебрежимо мало и параметр порядка на границе с

α -Si-прослойкой оставался таким же, как и в глубине ниобиевого электрода. Этим Nb/ α -Si/Nb-переходы выгодно отличались от других конструкций джозефсоновских переходов, в которых в качестве прослойки использовались чистые металлы или металлические сплавы. Торцевые джозефсоновские переходы демонстрировали высокие значения V_c вплоть до 1 мВ. Вольт-амперные характеристики переходов были однозначными и в области нормального сопротивления имелся избыточный ток (I_{ex}). Поэтому Nb/ α -Si/Nb-переходы были отнесены к переходам SNS-типа. Зависимости критического тока от температуры ($I_c(T)$) также были характерны для SNS-переходов.

Перспективность использования джозефсоновских структур с прослойкой из легированного кремния в сверхпроводниковой электронике не вызывает в настоящее время никаких сомнений [25–33]. Однако, несмотря на значительные успехи в решении технологических проблем, связанных с их изготовлением, вопрос о физических механизмах транспорта тока в таких структурах остается до настоящего времени открытым.

Именно на изучение этих механизмов и направлена данная работа. В ней мы провели исследования электрофизических характеристик планарных джозефсоновских переходов Nb/ α -Si/Nb. В отличие от используемой в работах [26–32] и опробованной нами ранее [15, 23] прослойки из легированного ниобием аморфного кремния, в качестве материала слабой связи мы использовали аморфный кремний, легированный вольфрамом методом сораспыления материалов. Такая замена позволила существенно упростить контроль за технологическими процессами изготовления структур на всех их стадиях и изготовить на основе разработанной технологии микросхемы для джозефсоновского стандарта напряжения с числом переходов на чипе, превышающим несколько тысяч активных элементов.

2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ

Современные технологические методы позволяют изготавливать различные джозефсоновские переходы с высокими значениями основных электрических параметров. Однако для получения джозефсоновских переходов с хорошей воспроизводимостью параметров необходимо выполнить ряд технологических требований. Достаточно жесткие требования предъявляются к энергетике технологических процессов и к воспроизводимости параметров отдельных слоев сверхпроводниковой гетероструктуры. Чистота и энергетика технологических процес-

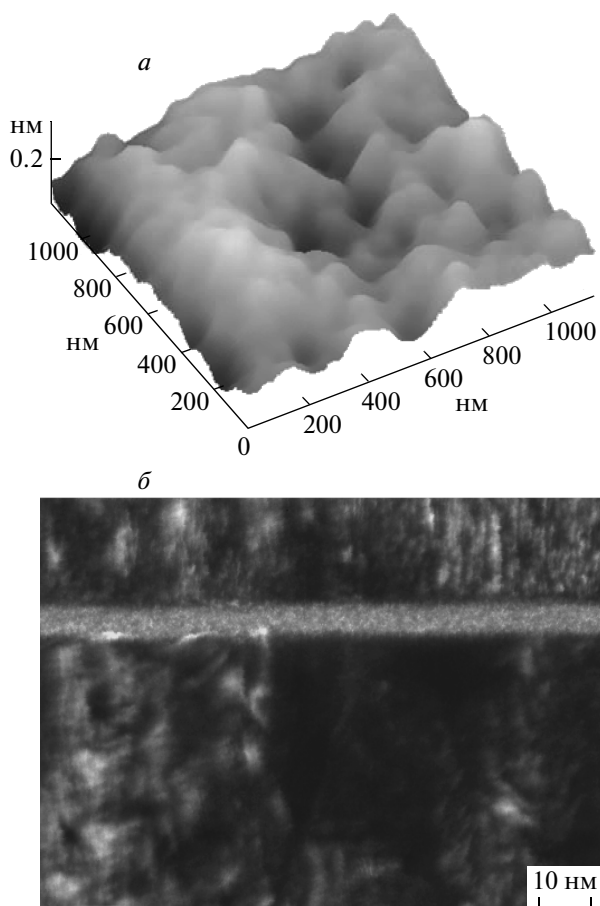


Рис. 1. Структура джозефсоновского перехода Nb/ α -Si/Nb, сформированного в магнетронной системе распыления: *a* — морфология поверхности пленки базового Nb-электрода, *b* — ПЭМ-изображение структуры Nb/ α -Si/Nb в разрезе

сов должны обеспечивать чистоту и атомарную резкость границ раздела как при формировании исходной гетероструктуры, так и по окончании всего цикла изготовления сверхпроводниковой интегральной схемы.

Воспроизводимость параметров планарных переходов зависит от качества поверхности нижнего ниобиевого электрода. Требования к морфологии поверхности нижнего электрода сводятся к величине шероховатости поверхности ниобиевой пленки (δ). Величина шероховатости должна быть намного меньше толщины α -Si-прослойки ($\delta \ll d$). Мы провели исследование морфологии поверхности пленок Nb, полученных методом магнетронного распыления ниобия, который мы использовали для формирования сверхпроводниковой гетероструктуры. На рис. 1*a* представлен результат исследова-

ния поверхности пленок Nb, полученный с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ). Как следует из представленного результата, энергетика процесса магнетронного распыления позволяет получать пленки Nb, у которых шероховатость поверхности не превышает 0.5 нм. Это означает, что при $d \geq 5$ нм планарные джозефсоновские переходы будут иметь удовлетворительную воспроизводимость параметров.

Магнетронный метод является достаточно низкоэнергетическим методом осаждения тонких пленок. Он позволяет получать практически аморфные пленки из тугоплавких материалов. Благодаря высокой скорости распыления материалов аморфные пленки получаются достаточно чистыми в обычных вакуумных условиях. Слои аморфного кремния также формировались методом магнетронного распыления. Если в торцевых переходах α -Si-прослойка легировалась методом диффузии Nb в α -Si, то теперь легирование α -Si-прослойки осуществлялось в процессе ее формирования методом сораспыления материалов Si и W из мозаичной мишени. Такой метод позволяет жестко фиксировать концентрацию W в α -Si-прослойке. В наших экспериментах концентрация W варьировалась в диапазоне 6–11 %.

Формирование планарных джозефсоновских переходов начиналось с формирования трехслойной структуры Nb/ α -Si/Nb. Трехслойная структура переходов Nb/ α -Si/Nb изготавливалась методом магнетронного распыления в едином вакуумном цикле. На рис. 1*b* показана микрофотография среза структуры Nb/ α -Si/Nb, полученная с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ), на которой отчетливо видно, что границы раздела α -Si-прослойки и Nb-электродов являются атомарно резкими. Далее методами фотолитографии и сухого травления формировались планарные джозефсоновские переходы. На рис. 2 показан разрез структуры перехода и микрофотография одного из планарных переходов, изучение которых проводилось в данной работе. Толщина нижнего Nb-электрода составляла 200 нм. Толщина α -Si-прослойки варьировалась в пределах 7–9 нм. Толщина верхнего электрода составляла 100 нм. Толщина разводочного слоя Nb составляла 400 нм. Между разводочным слоем Nb и верхним Nb-электродом формировался сверхпроводящий контакт. Качественный сверхпроводящий контакт определялся выбором режима высокочастотной ионной очистки в Ar поверхности верхнего Nb-электрода в окнах изоляции перед осаждением разводочного Nb-слоя. В качестве изоляции использовались слои Al_2O_3 , напыленные методом электрон-

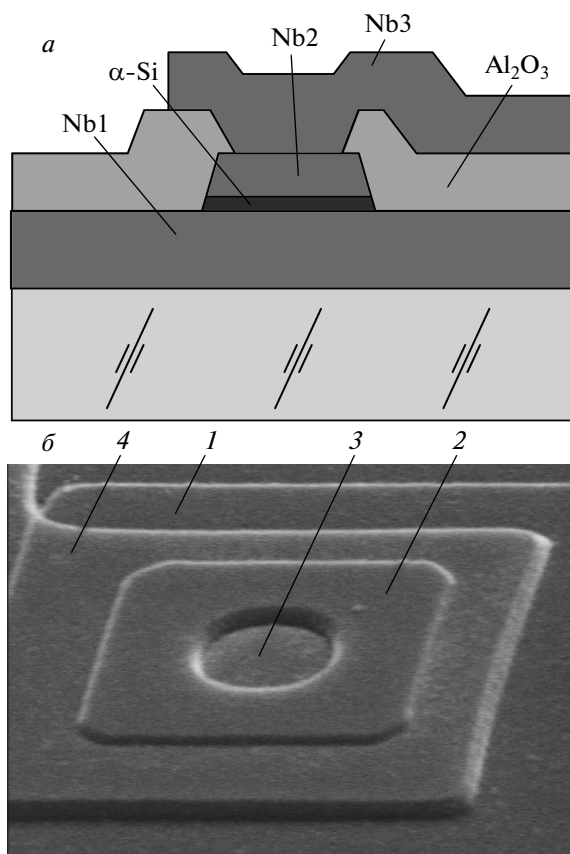


Рис. 2. Планарный джозефсоновский переход Nb/ α -Si/Nb: *a* — схематический разрез перехода; *b* — микрофотография одного из переходов, где 1 — нижний Nb-электрод, 2 — джозефсоновский переход Nb/ α -Si/Nb, 3 — область сверхпроводящего контакта, 4 — разводка верхнего Nb-электрода

но-лучевого испарения. Толщина слоя изоляции составляла 350 нм. Сформированные планарные джозефсоновские переходы Nb/ α -Si/Nb имели площадь $6 \times 6 \text{ мкм}^2$ и $9 \times 9 \text{ мкм}^2$. С целью исследования влияния концентрации W на транспортные характеристики α -Si-прослойки мы изготовили и исследовали серию Nb/ α -Si/Nb-структур, имеющих одинаковую толщину $d \approx 8 \text{ нм}$ и отличающуюся процентным содержанием W в α -Si.

3. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕХОДОВ Nb/ α -Si/Nb

На рис. 3–6 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) изготовленных нами структур, измеренные при $T = 4.2 \text{ К}$. В области сравнительно больших концентраций вольфрама (около 11%)

ВАХ переходов имеет форму, типичную для джозефсоновских переходов с непосредственной, металлической проводимостью (см. рис. 3). В области малых напряжений она хорошо описывается резистивной моделью с параметром Маккамбера – Стюарта:

$$\beta = \left(\frac{2e}{\hbar}\right) I_c R_N^2 C < 1. \tag{1}$$

Здесь C — геометрическая емкость джозефсоновского перехода, I_c и R_N — соответственно его критический ток и нормальное сопротивление. В области больших напряжений имеется конечный избыточный ток, что дополнительно свидетельствует о полном вырождении прослойки α -Si в этой области концентраций. Под действием СВЧ-излучения на ВАХ появляются ступени Шапиро, амплитуды которых как функции мощности СВЧ-сигнала описываются функциями Бесселя и зависят стандартным образом от характерного напряжения джозефсоновских переходов. Поведение участков ВАХ между токовыми ступенями также имеет классический характер.

С уменьшением степени легирования (ниже 11%) свойства переходов меняются. Уменьшается величина критического тока перехода и растет нормальное сопротивление при той же толщине α -Si-прослойки. На рис. 4 приведен пример планарного перехода с параметром $\beta \geq 1$ и $V_c = 0.036 \text{ мВ}$. Видно, что форма ВАХ существенно изменилась по сравнению с формой ВАХ классического SNS-перехода. Произошел переход от избытка тока к его недостатку при напряжениях выше напряжения щели $V > V_g$. Между критическим током и резистивным участком ВАХ появился участок близкий к горизонтальному, но имеющий конечный наклон. Качественно изменилось поведение ВАХ под воздействием внешней частоты облучения. Амплитуда первой ступени превысила значение критического тока перехода. Амплитуда ступеней тока и их поведение уже слабо зависят от соотношения характерной частоты перехода и частоты внешнего воздействия.

Дальнейшее уменьшение концентрации W сопровождается ростом параметра β и приводит к появлению небольшого емкостного гистерезиса на ВАХ. На рис. 5 приведены характеристики такого джозефсоновского перехода с параметром $\beta > 1$. Гистерезис также сохраняется на участках ВАХ между ступенями тока при воздействии внешней частоты облучения. Характер резистивного участка ВАХ такой же, как и в предыдущем случае. На рис. 5б показана ВАХ перехода с большей разверткой по току. Одна-

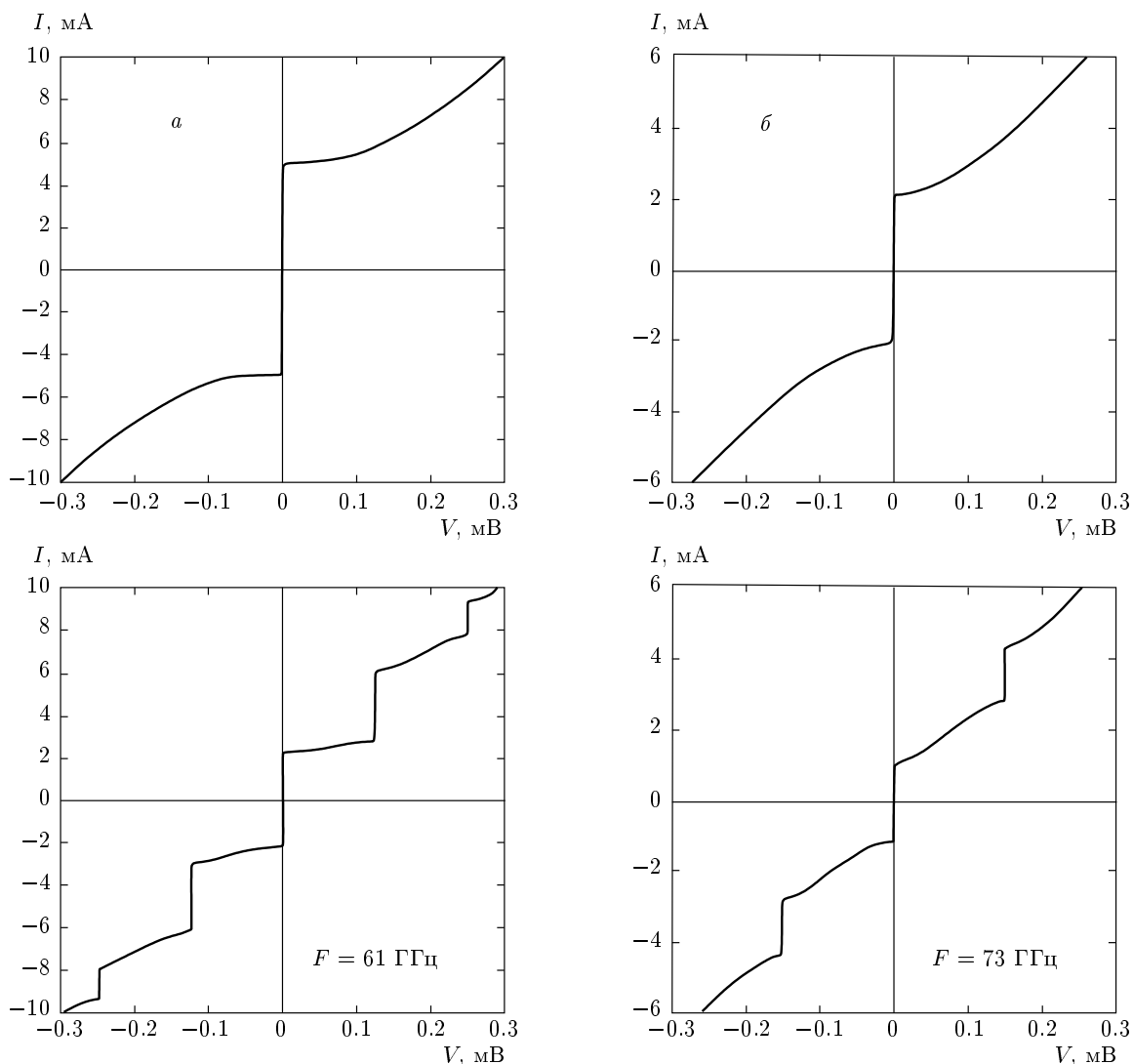


Рис. 3. ВАХ планарных джозефсоновских переходов Nb/ α -Si/Nb с параметром $\beta < 1$ и следующими характерными напряжениями: *a* — $V_c = 0.3$ мВ, *б* — $V_c = 0.12$ мВ. На нижних рисунках показаны ВАХ переходов под действием внешней частоты облучения F . Площади переходов составляют 6×6 мкм²

ко в области больших напряжений форма ВАХ становится существенно нелинейной. Такое ее поведение свидетельствует об ином механизме протекания нормальной компоненты тока через структуру, который обусловлен неупругими процессами резонансного туннелирования, т. е. качественно отличается от имевшего место в структурах SNS-типа (см. рис. 3).

При еще меньших концентрациях вольфрама емкостной гистерезис на ВАХ-переходе возрастает (см. рис. 6). Поведение ВАХ под действием внешней частоты облучения сильно меняется. При малой мощности облучения (рис. 6б) на ВАХ появляется ступень тока с удвоенным напряжением $2V_1$, где V_1 соответствует частоте облучения. При дальнейшем

увеличении мощности облучения (рис. 6в) удвоенная ступень растет и появляется ступень тока при значении равном $2/3V_1$. Первая ступень тока, соответствующая напряжению V_1 , вообще не появляется. Такое поведение свидетельствует о сильном отличии ток-фазовой зависимости джозефсоновского перехода $I_s(\varphi)$ от синусоидального закона.

На рис. 7 показаны семейства ВАХ, наглядно демонстрирующие характер изменения представленных на рис. 4, 5 ВАХ с ростом температуры в масштабе, позволяющем разрешить величину критического тока (рис. 7а), а также показывающие нелинейный характер поведения ВАХ в области больших напряжений (рис. 7б).

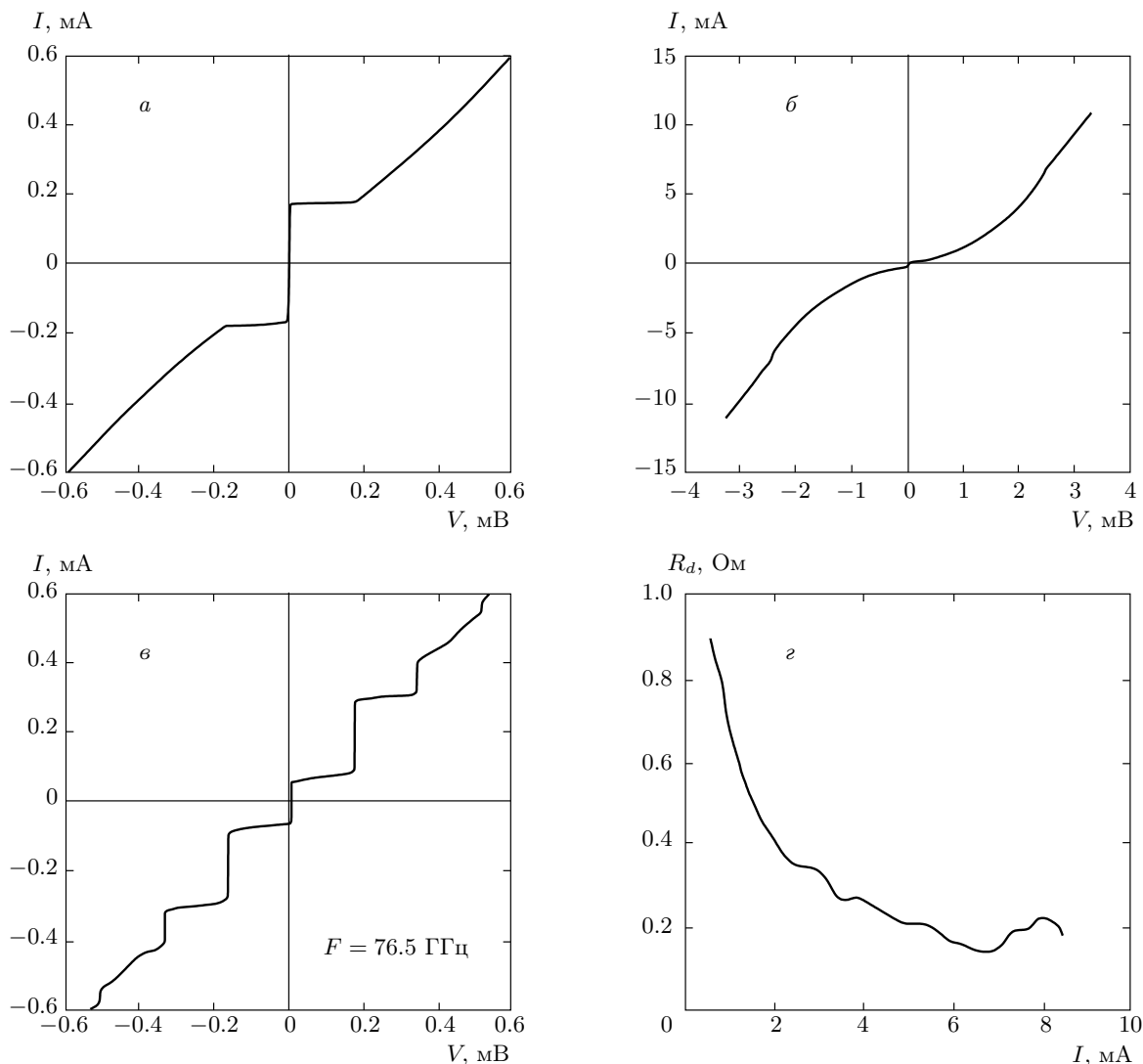


Рис. 4. ВАХ планарного джозефсоновского перехода Nb/ α -Si/Nb с параметром $\beta \geq 1$ и $V_c = 0.036$ мВ: а — автономная ВАХ; б — ВАХ перехода в увеличенном масштабе по току, в — ВАХ перехода под действием внешней частоты облучения, г — дифференциальное сопротивление перехода. Площадь перехода составляет 9×9 мкм²

Для дополнения приведенных выше качественных изменений свойств переходов с уменьшением концентрации легирующей примеси некоторыми количественными оценками остановимся более подробно на анализе температурных зависимостей критического тока — $I_c(T)$ и формы ВАХ-контактов в области больших напряжений.

4. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА

В отличие от традиционных джозефсоновских туннельных структур, в которых характерное напря-

жение $I_c R_N$ есть функция лишь температуры контакта, в изучаемых переходах имеет место внутреннее шунтирование, обусловленное неупругими процессами туннелирования через локализованные состояния (ЛС), поэтому при сравнении полученных температурных зависимостей $I_c R_N$ с предсказаниями теоретических моделей следует уделять основное внимание не абсолютным величинам $I_c R_N$, а форме кривых $I_c(T)$.

Известно, что в соответствии с теорией Амбегаокара–Баратова [34] при прямом туннелировании зависимость $I_s(\varphi)$ синусоидальная и в области температур близких к критической $I_c(T) \propto (T_c - T)$ и имеет отрицательную кривизну.

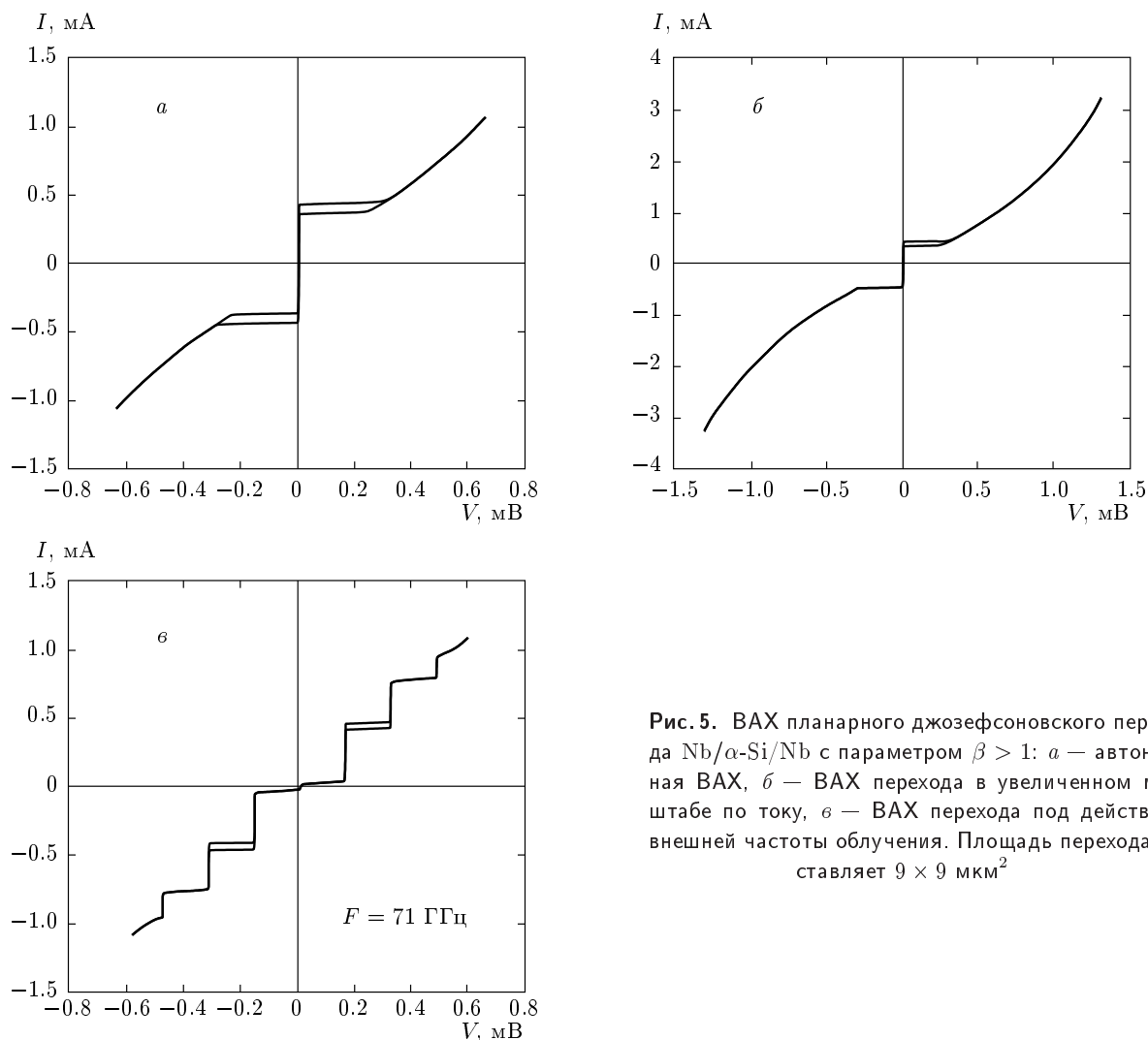


Рис. 5. ВАХ планарного джозефсоновского перехода Nb/ α -Si/Nb с параметром $\beta > 1$: *a* — автономная ВАХ, *б* — ВАХ перехода в увеличенном масштабе по току, *в* — ВАХ перехода под действием внешней частоты облучения. Площадь перехода составляет 9×9 мкм²

Если в переносе сверхпроводящего тока доминирующим является процесс резонансного туннелирования через одно ЛС, то вне зависимости от соотношения между величиной модуля параметра порядка электродов и эффективной шириной резонансного уровня зависимость $I_s(\varphi)$ отличается от синусоидальной. Однако $I_c(T)$ при $T \approx T_c$ по-прежнему пропорционально $(T_c - T)$ и имеет отрицательную кривизну [22].

В отсутствие мезоскопических эффектов полный ток через структуру должен определяться как результат усреднения сверхтока, текущего через одно из ЛС с функцией распределения $\delta(E_R, x_0)$, по энергии E_R ЛС в окрестности энергии Ферми и по положению x_0 ЛС в прослойке перехода. При равномерном распределении ЛС как в пространстве области слабой связи, так и по положению его энергетическо-

го уровня E_R в окрестности уровня Ферми сверхпроводников, вид зависимости $I_c(T)$ существенно зависит от формы прозрачности D резонансной кривой ЛС. В общем случае она определяется формулой типа Брейта – Вигнера [35] и зависит от энергетической ширины резонансного уровня Γ и пространственной координаты ЛС x_0 . Если ширина резонанса велика, то $D \approx D(x_0)$ и усреднение по энергии и координате ЛС приводит [36] к зависимости $I_c(T)$, совпадающей со следующей из теории КО-1, справедливой для грязных SNS-структур [37]. В том случае, когда ЛС локализованы в центре прослойки, так что фактически $D \approx D(E_R)$, усреднение приводит к форме $I_c(T)$ аналогичной зависимости, выведенной для когерентного режима работы двухбарьерных SINIS-переходов [38]. В обоих случаях соотношение $I_s(\varphi)$ отличается от синусоидального. Необ-

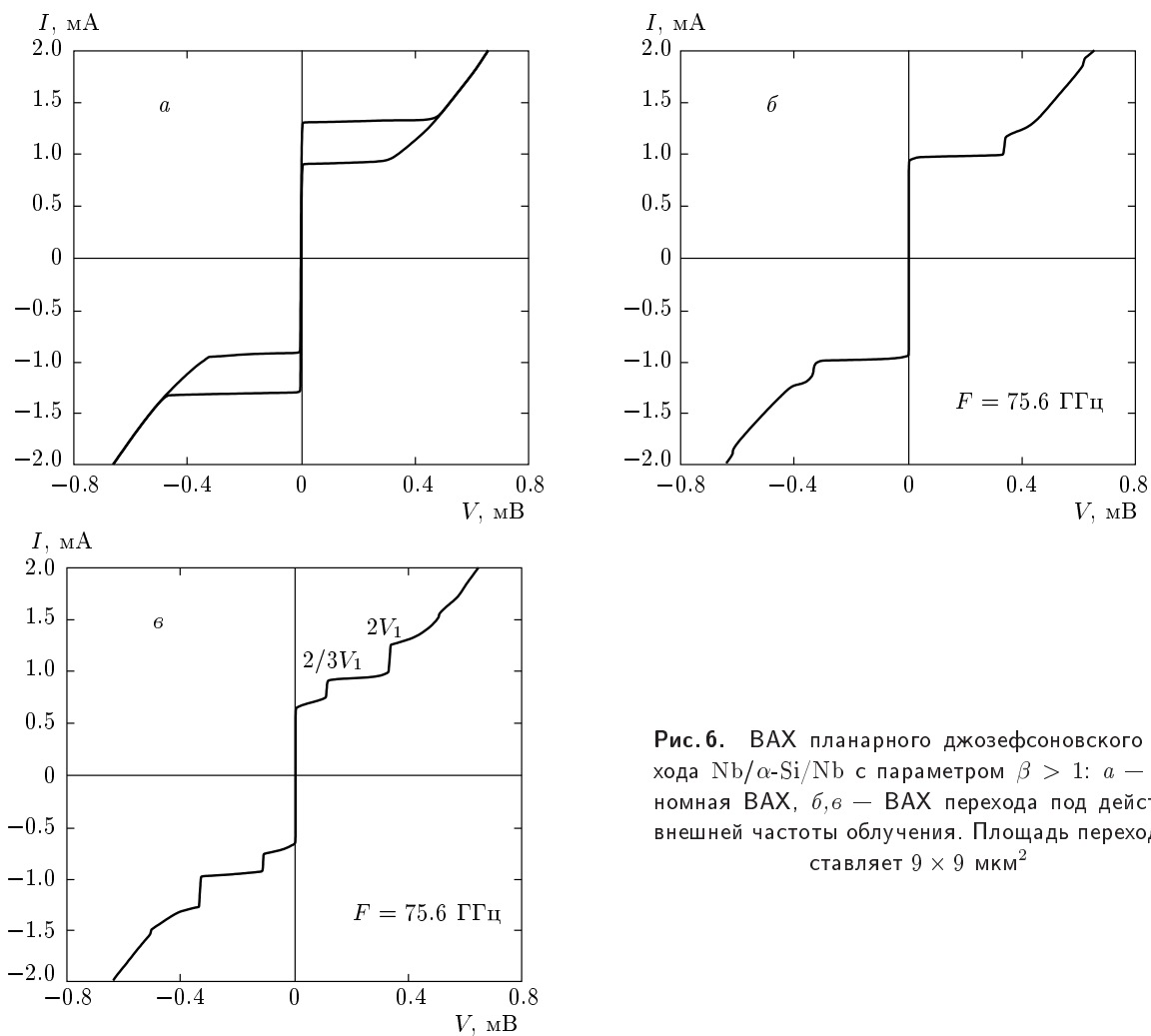


Рис. 6. ВАХ планарного джозефсоновского перехода Nb/ α -Si/Nb с параметром $\beta > 1$: а — автономная ВАХ, б, в — ВАХ перехода под действием внешней частоты облучения. Площадь перехода составляет $9 \times 9 \text{ мкм}^2$

ходимо подчеркнуть, что во всех перечисленных выше случаях при стремлении температуры к критической $I_c(T) \propto (T_c - T)$, причем кривизна кривых d^2I_c/dT^2 имеет отрицательный знак.

В общем случае [20, 39, 40] усреднение приводит к $I_s(\varphi) \propto \sin \varphi$. Температурные зависимости критического тока также линейны вблизи T_c . Кривизна кривых $I_c(T)$ зависит от соотношения между шириной резонансного уровня Γ и параметром порядка электродов Δ . В пределе узкой полосы резонанса ($\Gamma \ll \Delta$) знак кривизны меняется с отрицательного на положительный [20, 40].

При большой концентрации ЛС может возникнуть перенос сверхтока по резонансным перколяционным траекториям, содержащим большое число ЛС [41], либо кластеризация примесей с образованием внутри прослойки перехода областей с металлической проводимостью. В первом случае вследствие перекрытия волновых функций электронов приме-

сей внутри запрещенной зоны полупроводника образуется узкая подзона с металлической проводимостью, перенос сверхтока вдоль которой аналогичен имеющему место в узкозонном нормальном металле. Важно отметить, что в том случае, когда расстояние между сверхпроводящими электродами L становится больше характерной длины затухания сверхпроводящих корреляций в таком канале — ξ_N , кривизна зависимости $I_c(T)$ меняет знак с отрицательного на положительный. Во втором случае свойства переходов должны быть близки к двухбарьерным структурам с малой прозрачностью барьеров, отделяющих кластер от электродов. На ВАХ таких структур должен наблюдаться недостаток тока в области больших напряжений [43, 44], а кривизна зависимости $I_c(T)$ должна быть положительной [9, 38].

На рис. 8а представлены экспериментальные зависимости $I_c(T)$ для джозефсоновских переходов Nb/ α -Si/Nb с различной степенью легирования про-

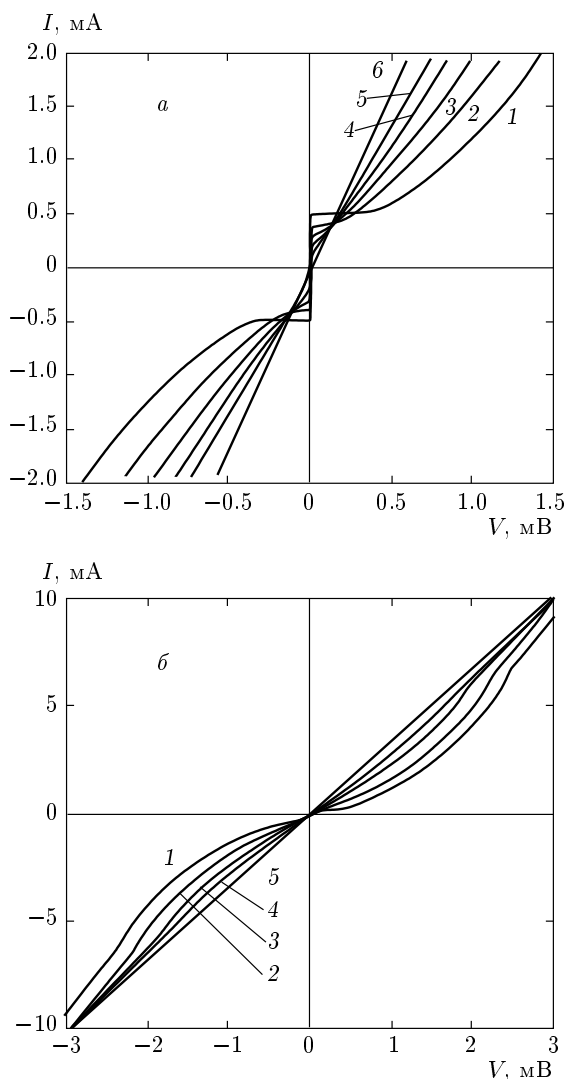


Рис. 7. а) Семейство ВАХ джозефсоновского перехода Nb/ α -Si/Nb (см. рис. 5), снятое при различных температурах: 1 – 4.2 К, 2 – 5.5 К, 3 – 6.5 К, 4 – 7.5 К, 5 – 8 К, 6 – 9 К; б) семейство ВАХ джозефсоновского перехода Nb/ α -Si/Nb (см. рис. 4) в увеличенном масштабе по току, снятое при следующих температурах: 1 – 4.2 К, 2 – 6.0 К, 3 – 7.2 К, 4 – 8.3 К, 5 – 9.0 К

слойки для случая $\beta > 1$. На рис. 8б-г эти же зависимости представлены нормированными на значение критического тока при $T = 4.2$ К и в сравнении с предсказаниями обсужденных выше теоретических моделей [9, 20, 38–42]. Видно, что температурный ход экспериментальных кривых $I_c(T)$ в окрестности T_c также линеен, но характеризуется положительным значением кривизны.

Штриховой кривой на рис. 8б обозначен температурный ход теоретической кривой $I_c(T)$, рассчитанной для процессов резонансного туннелирования через одно локализованное состояние в пределе бесконечно малой ($\Gamma \ll \Delta$) полуширины резонансной кривой [20, 40]. Видно, что экспериментальные точки лежат ниже этой теоретической зависимости. С ростом Γ кривизна температурных зависимостей весьма быстро меняет знак с положительного на отрицательный, что говорит о том, что данный механизм транспорта сверхтока не реализуется в исследуемых переходах.

Теоретические предсказания для SINIS-переходов [9, 38], напротив, имеют слишком резкий температурный ход и, как следует из рис. 8в, теоретические кривые имеют кривизну, существенно превышающую наблюдаемую в эксперименте.

Наконец, из рис. 8г следует, что, несмотря на различие в концентрациях вольфрама, форма кривых $I_c(T)$ практически одинакова и близка к зависимости, рассчитанной для джозефсоновских SNS-переходов с отношением $L/\xi_N \approx 4-5$ [42]. Это говорит о том, что в данной области концентраций (6–10%) сверхток течет вдоль образовавшихся в прослойке резонансно перколяционных каналов. При этом увеличение токонесущей способности с ростом концентрации леганта происходит путем увеличения числа таких каналов, а не изменения их внутреннего устройства, обусловленного возможными процессами кластеризации, приводящими к изменению ξ_N . Исходя из рассчитанных в работе [42] температурных зависимостей $I_c R_N(T)$ и полученных нами значений величин критического тока при $T = 4.2$ К (см. рис. 8а), можно оценить величины проводимости резонансно перколяционных каналов: $\sigma_{rp} \approx 2, 1.5, 0.7, 0.3 \text{ Ом}^{-1}$. Эти величины, как будет показано ниже, сравнимы с экспериментально полученными значениями проводимости исследуемых структур.

Необходимо также отметить, что наличие нормальной проводимости резонансно перколяционных каналов не приводит автоматически к образованию избыточного тока на ВАХ переходов. Такой избыток тока действительно имеет место [43], в том случае, когда ширина резонансно перколяционной зоны проводимости Γ превышает значение 2Δ . В противоположном предельном случае, который, по всей видимости, и реализуется в наших структурах, величина избыточного тока пропорциональна Γ , в то время как величина недостатка тока пропорциональна $\Delta - \Gamma$. В силу этого в том случае, когда $\Gamma \ll \Delta$, конкуренция механизма, приводящего к пропорци-

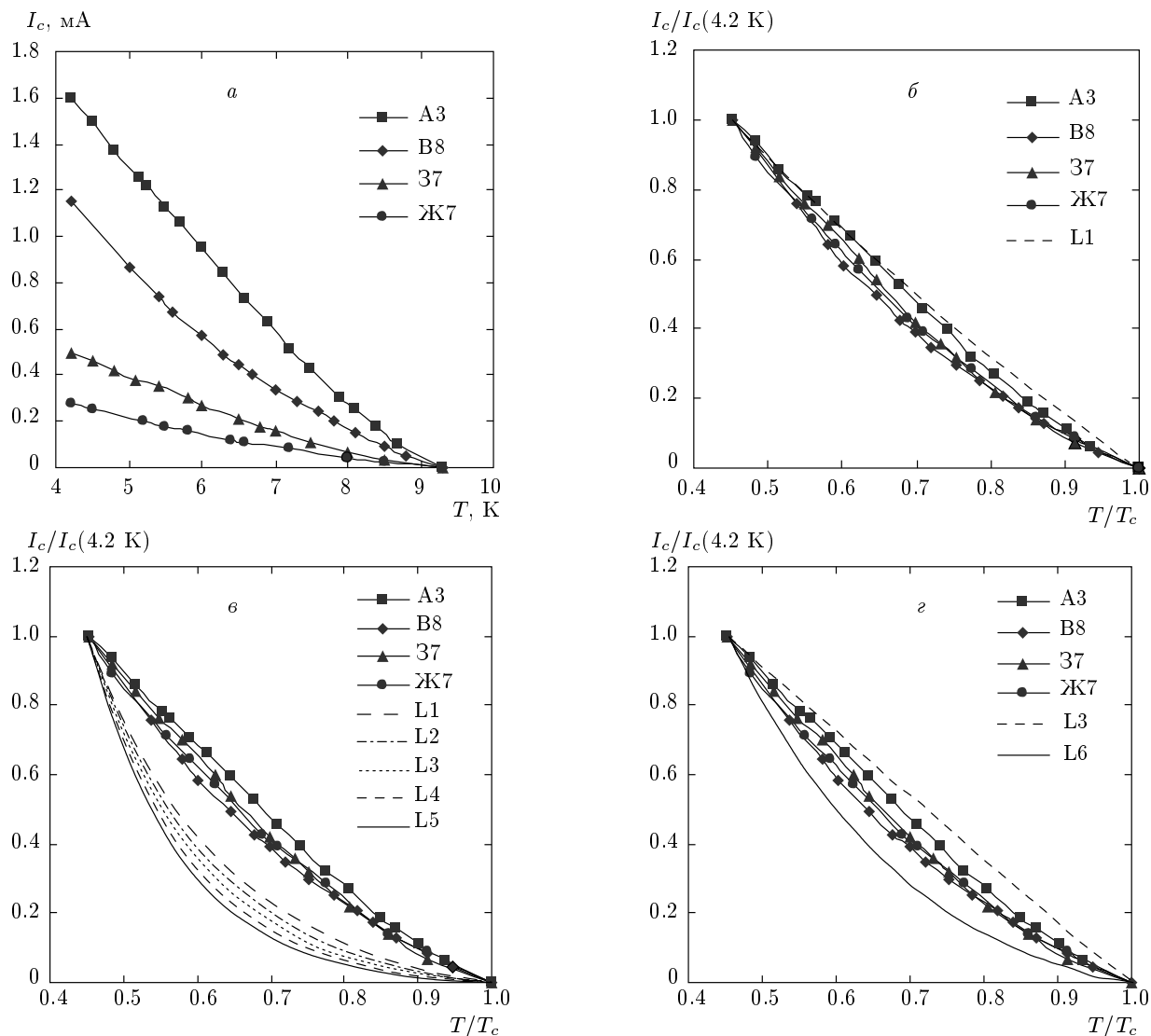


Рис. 8. а) Зависимости $I_c(T)$ для экспериментальных образцов (А3, В8, 37, Ж7) джозефсоновских переходов Nb/ α -Si/Nb с различной степенью легирования прослойки (случай $\beta > 1$), соответствующей значениям $\sigma_{rp} \approx 2, 1.5, 0.7, 0.3 \text{ Ом}^{-1}$. б, в, з) Сравнение этих зависимостей, нормированных на $I_c(T = 4.2 \text{ K})$, с теоретическими для различных соотношений L и ξ_n : б — модель перехода с резонансным туннелированием через одно ЛС (штриховая кривая L1), в — модель двухбарьерного перехода типа SINIS, з — модель перехода с непосредственной проводимостью SNS-типа ($L3 = L/\xi_n = 3, L6 = 6$). Теоретические кривые (L1, ..., L6) расположены на графиках соответственно справа налево

ональному $\Delta - \Gamma$ недостатку тока на ВАХ, и процессов, сопровождающихся образованием пропорционального Γ избытка тока, в итоге приводит к недостатку тока (см. рис. 4б) [45]. Важно подчеркнуть, что поскольку Γ в отличие от Δ не является функцией температуры, конкуренция двух описанных выше механизмов должна приводить к более быстрому (по сравнению с $\Delta(T)$) уменьшению недостатка тока с ростом температуры, что и наблюдалось в эксперименте.

5. ТРАНСПОРТ НОРМАЛЬНОГО ТОКА

Как следует из представленных на рис. 4–7 кривых, форма ВАХ существенно меняется с изменением концентрации примеси в α -Si-прослойке и с уменьшением концентрации вольфрама имеет место ее трансформация от ВАХ классического SNS-перехода к кривым, типичным для двухбарьерных джозефсоновских структур [9–12, 44]. Такое изменение можно объяснить лишь включением ино-

го механизма транспорта тока, который становится преобладающим как над механизмом непосредственного протекания тока через N-прослойку, так и над прямым туннелированием электронов через прослойку. Имеющиеся более чем на порядок расхождение измеренных и рассчитанных в работе [42] значений $I_c R_N$ также свидетельствует о том, что эти вклады не являются определяющими и что основной транспорт нормальных электронов осуществляется посредством упругих и неупругих процессов резонансного туннелирования.

В этом случае доминирующими являются процессы резонансного туннелирования через одно или два ЛС, форма ВАХ переходов в области больших напряжений должна быть близка к следующей из теории Глазмана–Матвеева (ГМ) [46]:

$$I = (\langle G_1 \rangle + \langle G_2(T, 0) \rangle + \langle G_2(0, V) \rangle) V, \quad (2)$$

$$\langle G_1(T, 0) \rangle \propto \frac{S}{\alpha^2} (g\alpha^3 E_0)^2 \exp \left\{ -\frac{L}{\alpha} \right\},$$

$$\langle G_2(T, 0) \rangle \propto \frac{S}{L\alpha} (2gda^2 T)^2 \times \lambda_{ep} \left[\frac{E_0 \lambda_{ep}}{T} \exp \left\{ -\frac{L}{\alpha} \right\} \right]^{2/3}, \quad (3)$$

$$\langle G_2(0, V) \rangle \propto \frac{S}{L\alpha} (2gda^2 eV)^2 \times \lambda_{ep} \left[\frac{E_0 \lambda_{ep}}{eV} \exp \left\{ -\frac{L}{\alpha} \right\} \right]^{2/3}. \quad (4)$$

Здесь S — поперечная площадь контакта, g , E_0 и α — плотность резонансных центров, положение энергетического уровня ЛС относительно энергии Ферми и радиус ЛС, λ_{ep} — безразмерная константа, характеризующая электрон-фононное взаимодействие, L — расстояние между электродами.

Множители S/α^2 и $S/L\alpha$ в выражениях (3), (4) определяют полное число статистически независимых каналов туннелирования соответственно через одно и два ЛС. Имеющееся отличие обусловлено тем, что в случае двух ЛС эти центры не должны быть расположены обязательно вдоль прямой, перпендикулярной плоскостям границ структуры. При этом фактор $(L\alpha)^{1/2}$ определяет то эффективное расстояние, на которое ЛС могут быть смещены относительно друг друга в объеме прослойки без потери эффективности резонансного канала проводимости. Множители $(g\alpha^3 E_0)^2$, $(2gda^2 T)^2$ и $(2gda^2 eV)^2$ задают вероятность образования соответствующего

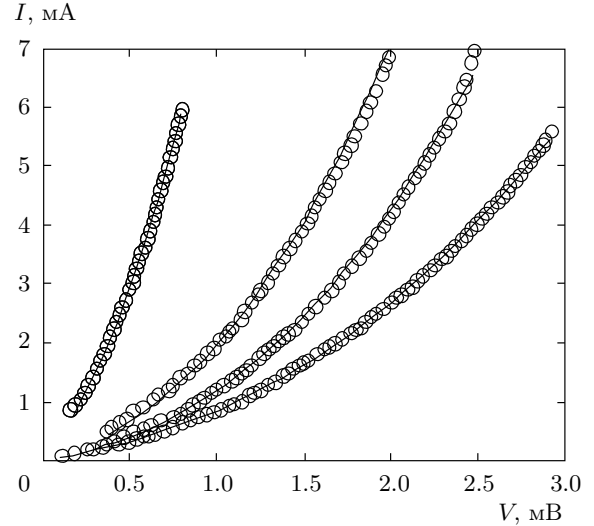


Рис. 9. Аппроксимация резистивных участков ВАХ джозефсоновских переходов Nb/ α -Si/Nb с $\beta > 1$ формулой из работы Глазмана–Матвеева для ВАХ при резонансном туннелировании через два ЛС. Для кривых слева направо $\sigma_n = 4, 0.9, 0.55, 0.53 \text{ Ом}^{-1}$; $\beta_n = 4.55, 1.04, 0.625, 0.32 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{В}^{-4/3}$

канала проводимости. Для канала с одним ЛС такая вероятность определяется эффективным объемом пространства прослойки, который может быть использован электроном для осуществления процесса резонансного туннелирования. Для каналов с двумя ЛС эта вероятность также зависит как от того объема прослойки, который может быть задействован для организации процесса туннелирования, так и от той порции энергии (T или eV), которая может быть получена или отдана электроном в ходе туннелирования. Последние из сомножителей в формулах (3), (4) задают проводимость оптимального канала туннелирования.

На рис. 9 приведены резистивные участки ВАХ нескольких переходов с параметром $\beta > 1$ и аппроксимация этих зависимостей формулами (2)–(4). Точками на рисунке обозначены экспериментальные данные. Сплошные кривые — результат расчета по формуле

$$I = \sigma_n V + \beta_n V^{7/3}, \quad \sigma_n = \langle G_1 \rangle + \langle G_2(T, 0) \rangle \quad (5)$$

с параметрами $\sigma_n \approx 4, 0.9, 0.55, 0.53 \text{ Ом}^{-1}$; $\beta_n \approx 4.55, 1.04, 0.625, 0.32 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{В}^{-4/3}$, значения которых максимальны для самой левой из кривых и убывают при переходе к последующим.

Из формул (4), (5) ясно, что при фиксированной толщине прослойки и заданном напряжении отноше-

ние коэффициентов β_n пропорционально квадрату отношения концентрации ЛС в области слабой связи. Из этого факта, в частности, следует, что при последовательном переходе от левой к последующим ВАХ концентрация ЛС падает соответственно в 1.4, 2.7 и 3.8 раз.

Полагая далее, что в области малых концентраций основной вклад в проводимость дают каналы упругого и неупругого резонансного туннелирования через одно ЛС, можно оценить число таких каналов. Для упругих процессов теория Ларкина–Матвеева (ЛМ) [47] дает

$$N_{el} = \frac{\pi\hbar}{e^2} \langle G_{el} \rangle = \pi^2 \frac{S}{\alpha^2} (g\alpha^3 E_0) \langle D \rangle, \quad (6)$$

где $\langle D \rangle \propto \exp\{-L/\alpha\}$ — усредненная прозрачность, $\langle G_{el} \rangle$ — суммарная проводимость каналов упругого туннелирования через одно ЛС. Электрон-фононное взаимодействие в процессе неупругого туннелирования через одно ЛС приводит к уширению формы резонансной кривой для коэффициента прозрачности при одновременном уменьшении величины максимума этой кривой, оставляя усредненную прозрачность $\langle D \rangle$ практически неизменной [48] в рассматриваемой области температур. Это означает, что выражение (6) может быть использовано для оценки общего числа упругих и неупругих каналов туннелирования через одно ЛС при подстановке в него экспериментального значения проводимости $\langle G_{total} \rangle$. Учитывая тот факт, что по нашим оценкам даже для структур с наименьшей нормальной проводимостью ($\sigma_n \approx 0.55 \text{ Ом}^{-1}$) примерно ее половина приходится на проводимость по резонансно перколяционным каналам, имеем $\sigma_{rp} \approx 0.3 \text{ Ом}^{-1}$. Такая подстановка для $\langle G_{total} \rangle \approx \sigma_n - \sigma_{rp} \approx 0.25 \text{ Ом}^{-1}$ дает

$$N_{total} = \frac{\pi\hbar}{e^2} \langle G_{total} \rangle \approx 3 \cdot 10^3. \quad (7)$$

Поскольку наиболее эффективные каналы отвечают тем ЛС, которые расположены в слое толщиной α вблизи центра прослойки, для концентрации атомов W в α -Si имеем

$$g = \frac{N_{total}}{\alpha S} \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad (8)$$

где $S \approx 8 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$ — поперечное сечение перехода, $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ — эффективный радиус ЛС в аморфном кремнии легированном элементами, которые образуют в нем глубокие примесные уровни [17, 23, 27, 28].

Из соотношения между коэффициентами β_n следует, что для ВАХ, отвечающей $\sigma_n \approx 4 \text{ Ом}^{-1}$,

вклад в проводимость от каналов туннелирования через одно ЛС составляет примерно половину ($3.8 \cdot 0.5 \approx 2 \text{ Ом}^{-1}$) от полной проводимости. Вторая ее половина, как следует из полученных выше оценок, приходится на проводимость по резонансно перколяционным каналам.

Используя полученные выше оценки, можно также оценить ширину зоны проводимости резонансно перколяционного канала Γ [49]:

$$\begin{aligned} \Gamma &= 2z_0 J_0 \exp\{-\alpha^{-1}r_2\}, \\ J_0 &= \frac{e^2}{\varepsilon\varepsilon_0} \alpha^{-1} \left[\frac{3}{2}(1 + \alpha^{-1}r_1) + \frac{1}{6}(\alpha^{-1}r_1)^2 \right], \\ r_1 &= \left(\frac{3}{4\pi g} \right)^{1/3}, \quad r_2 = \left(\frac{2}{g} \right)^{1/3}, \\ \alpha^{-1} &= \hbar^{-1}(2mW_0)^{1/2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $J_0 \exp\{-\sigma^{-1}r_2\}$ — интеграл перекрытия, α — радиус локализации, r_1 — расстояние между двумя ближайшими примесными центрами, r_2 — расстояние между центрами пар, z_0 — координационное число, $m = 0.26m_e$, W_0 — энергия примесного уровня, отсчитываемая от дна зоны проводимости. Для $g \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $z_0 = 2$ и $\alpha = 0.5 \text{ нм}$ из формул (9) получаем, что ширина примесной зоны $\Gamma \approx 0.2 \text{ мэВ}$, что примерно в 5 раз меньше значения щели $\Delta \approx 1 \text{ мэВ}$ в ниобии.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований нами установлено, что с увеличением концентрации W в α -Si-прослойке происходит переход от структур с туннельным типом проводимости к переходам с внутренним шунтированием, возникающим благодаря образованию каналов неупругого резонансного туннелирования для нормальных электронов. Одновременно в прослойке образуются и дополнительные к туннельным пути прохождения сверхпроводящего тока. Однако в отличие от неупругих процессов, в которых доминирующими каналами являются резонансное туннелирование через одно или два ЛС, число ЛС в сверхпроводящих каналах оказывается существенно большим, что приводит, фактически, к образованию в прослойке квазиодномерных каналов с металлической проводимостью. При этом рост концентрации вольфрама сопровождается увеличением числа таких каналов, а не увеличением проводимости отдельно взятого канала.

Таким образом, разработанные джозефсоновские переходы Nb/ α -Si/Nb с различной степенью легирования α -Si-прослойки примесью тугоплавкого материала W выгодно отличаются от других

типов джозефсоновских переходов как по своим свойствам, так и технологически. Мы показали, что, управляя концентрацией примеси и меняя тем самым параметр β , можно достаточно плавно перейти от одного механизма транспорта тока через джозефсоновский переход к другому: от непосредственного протекания тока через вырожденный до металлической проводимости полупроводник к резонансному транспорту тока через примесные центры в полупроводнике. Фактически, меняя концентрацию примеси в α -Si-прослойке в пределах от 6 % до 11 % и варьируя площадь перехода, можно получить планарные джозефсоновские переходы с требуемыми характеристиками для любых практических применений. Необходимо отметить, что независимо от характера проводимости области слабой связи исследуемых структур, причиной переноса в них бездиссипативного сверхпроводящего тока является андреевское отражение квазичастиц от границ области слабой связи со сверхпроводником [22].

Обнаружены интересные свойства джозефсоновских переходов с параметром $\beta \geq 1$. В таких переходах амплитуда ступеней на ВАХ под воздействием внешней частоты может быть сравнима или даже превышать величину критического тока и практически не зависит от соотношения частот, по сравнению с джозефсоновскими переходами SNS-типа. Это свойство наиболее подходит для сверхпроводниковой интегральной схемы программируемого эталона напряжения. Кроме того, повышенное значение R_d позволяет надеяться на увеличение величины отклика при использовании таких переходов в приемно-преобразовательных устройствах.

Учитывая ряд уникальных свойств исследованных джозефсоновских переходов, в том числе выявленных ранее и связанных с большой длиной волны де Бройля электронов в α -Si-прослойке, и занимающих промежуточное положение между переходами SNS-типа и SIS-типа, а также учитывая тот факт, что транспорт тока осуществляется исключительно за счет примесей в полупроводниковой прослойке, целесообразно обозначить по аналогии с переходами SNS-типа данные джозефсоновские переходы переходами SDS (superconductor-doped or degenerate semiconductor-superconductor)-типа. Исследование джозефсоновских переходов Nb/ α -Si/Nb с целью выделения резонансного механизма транспорта тока в чистом виде без шунтирования его непосредственной проводимостью по случайным примесным каналам в α -Si-прослойке является предметом отдельного рассмотрения.

Авторы выражают свою признательность и благодарность А. И. Козлову, А. А. Гогину и А. Ю. Трифонову за неоценимую помощь в подготовке и обработке экспериментальных образцов, а также В. К. Семнову и А. Б. Зорину за обсуждение получаемых результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Gurvitch, W. A. Washington, and H. A. Huggins, *Appl. Phys. Lett.* **42**, 472 (1983).
2. А. Л. Гудков, А. А. Гогин, А. И. Козлов и др., *Электроника: Наука, Технология, Бизнес*, Вып. 6, 90 (2007).
3. K. K. Likharev and V. K. Semenov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **1**, 3 (1991).
4. H. Schulze, R. Behr, J. Kohimann et al., *Supercond. Sci. Technol.* **13**, 1259 (2000).
5. А. Л. Гудков, А. А. Гогин, А. И. Козлов и др., в сб.: *Электроизмерения, Тез. докл. II Всероссийской научно-технич. конф. «Методы и средства измерений электрических величин»*, Суздаль (2009), с. 32.
6. М. Ю. Куприянов, А. А. Голубов, *ЖЭТФ* **96**, 1420 (1989).
7. S. P. Benz, C. A. Hamilton, C. J. Burroughs, and T. E. Harvey, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1866 (1997).
8. A. Shoji, H. Yamamori, M. Ishizaki et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 919 (2003).
9. M. Yu. Kupriyanov, A. Brinkmann, A. A. Golubov et al., *Physica C* **326–327**, 16 (1999).
10. S. K. Tolpygo, A. Brinkman, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 138 (2003).
11. D. Balashov, F.-Im. Buchholz, H. Schulze et al., *Supercond. Sci. Technol.* **11**, 1401 (1998).
12. D. Balashov, F.-Im. Buchholz, H. Schulze et al., *Supercond. Sci. Technol.* **13**, 244 (2000).
13. J. Kohlmann, H. Schulze, R. Behr et al., *IEEE Trans. Instr. Meas.* **50**, 192 (2001).
14. O. Kieler, R. Behr, F. Muller et al., *Physica C — Supercond. and Its Appl.* **372**, 309 (2002).
15. А. Л. Гудков, В. И. Махов, А. Н. Самусь, А. В. Тябликов, *Письма в ЖТФ* **7**, 502 (1981).
16. В. Н. Губанков, С. А. Ковтонюк, В. П. Кошелец, *ЖЭТФ* **89**, 1335 (1985).

17. L. E. Amatuni, V. N. Gubankov, S. A. Kovtonyuk et al., IEEE Trans. Magn. MAG-23, 680 (1987).
18. A. A. Golubov, M. A. J. Verhoeven, I. A. Devyatov et al., Physica C **235–240**, 3261 (1994).
19. T. Satoh, M. Yu. Kupriyanov, J. S. Tsai et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **5**, 2612 (1995).
20. И. А. Девятков, М. Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ **59**, 187 (1994).
21. J. Yoshida and T. Nagano, Phys. Rev. B **35**, 11860 (1997).
22. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Pichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
23. А. Л. Гудков, М. Ю. Куприянов, К. К. Лихарев, ЖЭТФ **94**, 319 (1988).
24. V. A. Kulikov, L. V. Matveets, A. L. Gudkov et al., IEEE Trans. Magn. MAG-27, 2468 (1991).
25. А. Л. Гудков, Электронная промышленность: Наука, Технологии, Изделия, Вып. 3, 77 (2004).
26. B. Baek, P. D. Dresselhaus, and S. P. Benz, IEEE Trans. Appl. Supercond. **16**, 1966 (2006).
27. B. Baek, P. D. Dresselhaus, and S. P. Benz, Phys. Rev. B **75**, 054514-6 (2007).
28. D. Olaya, B. Baek, P. Dresselhaus, and S. P. Benz, IEEE Trans. Appl. Supercond. **18**, 1797 (2008).
29. D. Olaya, P. Dresselhaus, and S. P. Benz, Int. Supercond. Electron. Conf., Fukuoka, Japan, TD-P02 (2009).
30. D. Olaya, P. Dresselhaus, S. P. Benz et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **19**, 144 (2009).
31. D. Olaya, P. Dresselhaus, S. P. Benz et al., Appl. Phys. Lett. **96**, 213510-1 (2010).
32. D. Olaya, P. Dresselhaus, and S. P. Benz, IEICE Trans. Electron. E93-C, 463 (2010).
33. A. L. Gudkov, A. A. Gogin, A. I. Kozlov, and A. N. Samys, Abstr. Int. Conf. «Micro- and Nanoelectronics — 2009», Moscow–Zvenigorod, Russia, O1-18 (2009).
34. V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
35. G. Breit and E. Wigner, Phys. Rev. **49**, 519 (1936).
36. Y. Naveh, V. Patel, D. V. Averin et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 5404 (2000).
37. О. Кулик, А. Н. Омелянчук, Письма в ЖЭТФ **21**, 216 (1975).
38. М. Ю. Куприянов, В. Ф. Лукичев, ЖЭТФ **94**, 139 (1988).
39. Л. И. Глазман, К. А. Матвеев, Письма ЖЭТФ **49**, 570 (1989).
40. И. А. Девятков, М. Ю. Куприянов, ЖЭТФ **112**, 342 (1997).
41. Л. Г. Асламазов, М. В. Фистуль, ЖЭТФ **83**, 1170 (1982).
42. К. К. Лихарев, Письма в ЖЭТФ **2**, 29 (1976).
43. A. F. Volkov, A. V. Zaitsev, and T. M. Klapwijk, Physica C **210**, 21 (1993).
44. A. Brinkman, A. A. Golubov, H. Rogalla et al., Phys. Rev. B **68**, 224513 (2003).
45. А. Т. Тартаковский, В. М. Фистуль, ЖЭТФ **94**, 353 (1988).
46. Л. И. Глазман, К. А. Матвеев, ЖЭТФ **94**, 332 (1988).
47. А. И. Ларкин, К. А. Матвеев, ЖЭТФ **93**, 1030 (1987).
48. Л. И. Глазман, Р. Л. Шехтер, ЖЭТФ **94**, 292 (1988).
49. Н. Мотт, Э. Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, Мир, Москва (1982).