

# АНДРЕЕВСКИЕ СОСТОЯНИЯ И ДРОБОВОЙ ШУМ БИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ ИЗ КУПРАТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

*И. В. Борисенко, К. И. Константианян\*, Ю. В. Кислинский, Г. А. Овсянников*

*Институт радиотехники и электроники Российской академии наук  
125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 6 февраля 2004 г.

Экспериментально наблюдаемые особенности электрофизических и шумовых характеристик бикристаллических переходов из купратных сверхпроводников, такие как линейная зависимость плотности критического тока от квадратного корня из прозрачности границы, а также возрастание спектральной плотности дробового шума при малых (меньших щели) напряжениях, свидетельствуют о том, что сверхпроводящий ток в купратных сверхпроводящих бикристаллических переходах определяется прохождением квазичастиц через потенциальный барьер на границе сверхпроводников с участием связанных состояний, возникающих в результате многократного андреевского отражения в сверхпроводниках с типом симметрии  $d_{x^2-y^2}$  сверхпроводящих волновых функций. В то же время для объяснения ток-фазовой и магнитно-полевой экспериментальных зависимостей сверхпроводящего тока переходов необходимо дополнительно учитывать фасетирование бикристаллической границы перехода.

PACS: 74.40.+k, 74.50.+r, 74.72.Bk

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сразу же после того как был открыт эффект Джозефсона — прохождение куперовских пар через потенциальный барьер между двумя сверхпроводниками, — было отмечено [1], что величина сверхпроводящего тока  $I_S$  пропорциональна вероятности туннелирования (прозрачности  $D$  потенциального барьера, усредненной по направлениям импульса) не пары, как в случае двухчастичного процесса, где протекающий ток пропорционален  $D^2$ , а отдельного электрона, т.е.  $I_S \propto D$ . Сверхпроводящий ток оказывается того же порядка величины, что и нормальный (одночастичный) ток ( $I_N \propto D$ ). Было высказано предположение [1], что ток куперовских пар представляет собой сложный процесс, идущий через «промежуточное» электрон-дырочное состояние, в котором пары диссоциированы, благодаря чему коэффициент прозрачности для пар имеет то же значение, что для одиночных носителей. Как было установлено теоретически сначала для переходов сверхпроводник — нормальный

металл — сверхпроводник (SNS) [2], а несколько позднее (в 90-х годах) для туннельных переходов сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник (SIS) [3], эти промежуточные состояния вызваны многократным андреевским отражением в сверхпроводниках. В случае туннельных переходов с малой прозрачностью границы эти состояния, которые называются андреевскими, имеют энергии вблизи энергетической щели  $\Delta$  сверхпроводников. В случаях SNS-переходов ( $D \approx 1$ ) [2] и туннельных переходов купратных сверхпроводников, которые имеют доминирующую компоненту с типом симметрии  $d_{x^2-y^2}$  сверхпроводящей волновой функции (D-сверхпроводник), андреевские уровни находятся вблизи поверхности Ферми (низкоэнергетические уровни) [4–6]. Поскольку сверхпроводящий ток определяется производной энергии уровня по разности фаз  $\varphi$  волновых функций сверхпроводников [7], сверхпроводящие токи в DID- и SNS-переходах отличаются от аналогичных зависимостей для SIS-переходов. Так, в частности, для SNS-переходов в широком диапазоне температур наблюдается линейно нарастающий с понижением температу-

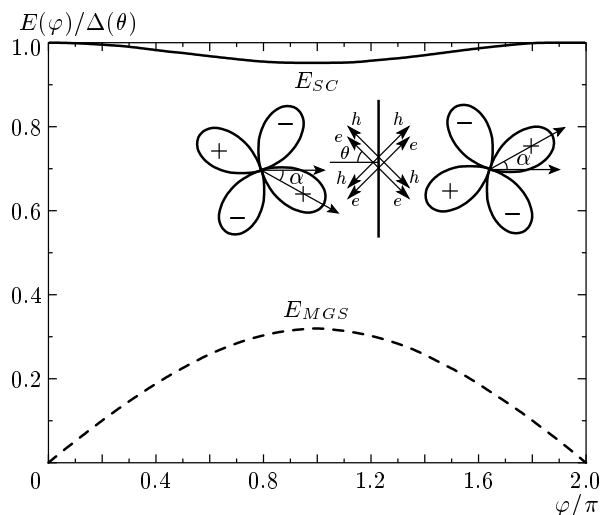
\*E-mail: karen@hitech.cplire.ru

ры критический ток  $I_c(T)$ , в то время как для SIS-переходов зависимость  $I_c(T)$  быстро выходит на насыщение [8]. Температурная зависимость сверхпроводящего тока в DID-переходах дополнительно зависит от ориентации D-сверхпроводников [5, 9, 10]. Влияние андреевских состояний на ток-фазовую и температурную зависимости критического тока бикристаллических переходов из купратных сверхпроводников экспериментально изучалось в работах [11–14]. В [12] наблюдались также особенности на вольт-амперной характеристике (ВАХ), вызванные низкоэнергетическими андреевскими уровнями. Ранее нами были отмечены особенности свойств бикристаллических переходов, вызванные низкоэнергетическими андреевскими состояниями в переходах из купратных сверхпроводников, проявляющиеся как в электрофизических характеристиках [13, 14], так и в возникновении избыточного дробового шума при малых напряжениях [15–18]. Однако несмотря на большое количество публикаций по физическим свойствам контактов металл-оксидных сверхпроводников с высокой критической температурой (см., например, обзор [19]), целенаправленные экспериментальные исследования особенностей дробового шума не проводились. Известна работа [20], в которой содержатся данные о шуме типа  $1/f$  бикристаллического перехода, но на их основании нельзя судить о величине эффективного переносимого заряда  $Q$ , поскольку требуются исследования дробового шума на существенно более высоких частотах. Отметим, что измерения спектральной плотности дробового шума, в частности зависимости  $Q$  от напряжения  $V$ , дает дополнительную информацию о механизме проводимости перехода.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований электрофизических и шумовых свойств бикристаллических переходов из купратных сверхпроводников и обсуждается влияние низкоэнергетических андреевских состояний на протекание тока в них.

## 2. АНДРЕЕВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СИММЕТРИЧНЫХ БИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДАХ

Как было показано теоретически [2, 3], при многократном андреевском отражении на границе обычных (S) сверхпроводников электрон отражается как дырка, а в сверхпроводник уходит куперовская пара. Состояния локализованы в промежуточном слое



**Рис. 1.** Фазовая зависимость энергии андреевских уровней в туннельных переходах S-сверхпроводников (сплошная линия) и низкоэнергетических андреевских уровней D-сверхпроводников (штриховая линия) при прозрачности границы  $D = 0.1$ . На вставке показаны схема бикристаллического контакта из двух D-сверхпроводников с симметричной разориентацией осей и направления падения электронов и дырок

порядка длины когерентности вблизи границы. Выражение для энергии андреевских уровней в переходах S-сверхпроводников имеет вид

$$E_{SC} = \pm \Delta \sqrt{1 - D \sin^2(\varphi/2)}, \quad (1)$$

где  $\Delta$  — ширина щели.

Для переходов с малой прозрачностью барьера ( $D \ll 1$ ) уровни располагаются вблизи сверхпроводящей щели (рис. 1). Большинство свойств SIS-переходов описывается как моделью туннельного гамильтониана, так и с помощью андреевских состояний.

Сверхпроводящий параметр порядка в D-сверхпроводнике в плоскости  $ab$  меняет знак при изменении на  $90^\circ$  направления импульса квазичастицы (см. вставку к рис. 1). В результате в переходах D-сверхпроводников для падающих и зеркально отраженных от границы квазичастиц фаза андреевского отражения может иметь противоположный знак. Последовательность зеркальных и андреевских отражений в плоскости (110) вызывает связанные состояния с энергией  $E_{MGS}$  вблизи поверхности Ферми [4]. Пик плотности состояний проявляется на ВАХ туннельных переходов нормальный

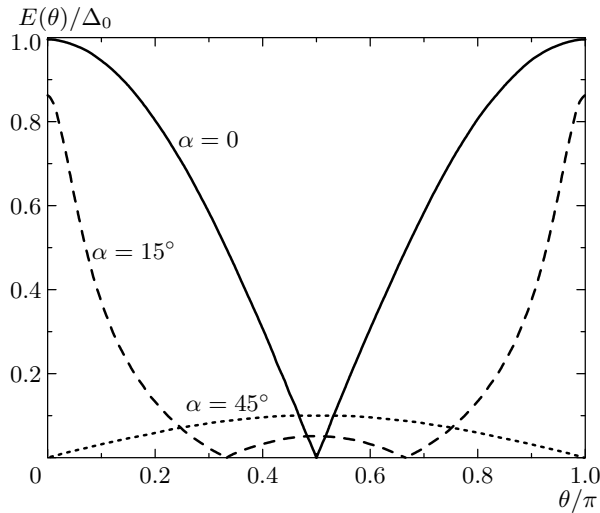


Рис. 2. Зависимость энергий андреевских уровней от угла  $\theta$  падения квазичастиц при  $\varphi = \pi$  при нескольких углах  $\alpha$  разориентации симметричных бикристаллических переходов из D-сверхпроводников. Прозрачность границы  $D = 0.01$

металл–D-сверхпроводник (NID) в виде аномалии проводимости при малом напряжении [21, 22].

Зависимость энергии андреевских уровней от разности фаз в переходах определяется углами  $\alpha_{L(R)}$  разориентации кристаллографических осей D-сверхпроводников и углом падения квазичастицы  $\theta$ . Для зеркально симметричных ( $\alpha_L = -\alpha_R = \alpha$ )  $D_\alpha \text{ID}_{-\alpha}$ -переходов фазовая зависимость энергий  $E_{MGS}$  андреевских состояний для  $\alpha = 45^\circ$  и щели  $\Delta_{R(L)} = \Delta_0 \cos(2\theta + 2\alpha_{L(R)})$ , где  $\Delta_0 = \Delta(\alpha = 0)$ , имеет вид [5, 6]

$$E_{MGS} = \pm \Delta_{R(L)} \sin(\varphi/2) \sqrt{D(\theta)}. \quad (2)$$

В отличие от (1) уровни  $E_{MGS}(\varphi)$  даже при  $D \ll 1$  расположены вблизи уровня Ферми и их амплитуда не превышает величину  $\Delta_0 \sqrt{D(\pi/4)}$ .

Максимальное значение энергии андреевских состояний при  $\varphi = \pi$  в зависимости от угла падения  $\theta$  при разных углах  $\alpha$  для симметричного перехода с типичным значением  $D = 10^{-2}$  показано на рис. 2. Для симметричных переходов ( $\alpha = 45^\circ$ ) низкоэнергетические андреевские состояния ( $E_{MGS}$ ) наблюдаются для всех падающих квазичастиц. С уменьшением углов  $\alpha < 45^\circ$  диапазон углов  $\theta$ , в котором наблюдаются  $E_{MGS}$ , равен  $2\alpha$  вблизи направлений  $\theta = \pm\pi/4$ . Вдоль других направлений возникают состояния с энергиями  $E_{SC}$  близкими к щели. Для  $\alpha = 0$  ситуация близка к случаю SIS-перехода, андреевские состояния описываются формулой (1).

Поскольку сверхпроводящий ток определяется энергией андреевских состояний,

$$I_S \propto dE/d\varphi,$$

при промежуточных значениях  $0 < \alpha < 45^\circ$  следует учитывать оба вклада, (1) и (2), аддитивным сложением токов [6, 7, 11]. Отметим, что для состояний (1) ток пропорционален первой степени, а во втором случае для состояний (2) — квадратному корню из прозрачности границы  $D$ . Конус туннелирования (диапазон углов), который определяет квазичастицы, дающие основной вклад в величину тока, может быть как широким ( $D(\theta) = D_0 \cos \theta$ ,  $D_0 = D(\theta = 0)$  для  $\delta$ -образных барьеров), так и достаточно узким ( $D \propto \exp(-2\theta)$ ) для широких барьеров [23]. В бикристаллических переходах скорее всего реализуется случай тонкого барьера, поскольку для протекания сверхпроводящего тока толщина барьера не должна превышать длину когерентности  $\xi_0$ .

### 3. МЕТОДИКИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕХОДОВ

#### 3.1. Методика изготовления

Джозефсоновские переходы были изготовлены на бикристаллических подложках  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (плоскость  $(1\bar{1}02)$   $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) с углом разориентации кристаллографических осей  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$   $\text{Al}_2\text{O}_3$  равным  $\pm 12^\circ$ . Эпитаксиальная пленка купратного сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  (YBCO) толщиной 100–200 нм осаждалась при температуре 750–770 °С методом катодного распыления в атмосфере кислорода при давлении 4 мбар на буферный слой  $\text{CeO}_2$ , который необходим для предотвращения диффузии атомов алюминия из подложки в пленку YBCO при высокой температуре роста. Эпитаксиальная пленка  $\text{CeO}_2$  толщиной 30 нм напылялась магнетронным распылением металлической мишени из церия при температуре 600–700 °С в смеси газов  $\text{Ar}/\text{O}_2$  при общем давлении 0.01 мбар. Для полученных эпитаксиальных пленок выполнялись следующие эпитаксиальные соотношения:  $(001)\text{YBCO}/(001)\text{CeO}_2/(1\bar{1}02)\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\langle 110 \rangle\text{YBCO}/\langle 001 \rangle\text{CeO}_2/\langle 11\bar{2}0 \rangle\text{Al}_2\text{O}_3$ . В пленке YBCO методом ионно-плазменного и жидкостного (0.5-процентный раствор  $\text{Br}_2$  в этаноле) травлений через маску из фоторезиста были изготовлены пересекающие границу мостики шириной 5 мкм и длиной 10 мкм. На каждом образце присутствовали мостики, пересекающие границу под разными углами  $\gamma$  (0–54°) от нормали к границе. Особенностью данной технологии является рост пленки

CeO<sub>2</sub> из металлической мишени и комбинированное (ионно-плазменное и химическое) травление пленки YBCO [13, 14].

### 3.2. Техника измерений

Были получены переходы с плотностью критического тока  $j_c = 10^4\text{--}10^5$  А/см<sup>2</sup> с характерным напряжением  $V_0 = I_c R_N = 1\text{--}2$  мВ ( $R_N$  — сопротивление перехода в нормальном состоянии) при температуре  $T = 4.2$  К. Измерялись ВАХ переходов в диапазоне температур  $4.2 \text{ К} < T < 77 \text{ К}$ , в магнитных полях до  $H \leq 100$  Э и при микроволновом воздействии монохроматического излучения с частотами  $f_e = 30\text{--}100$  ГГц. Для уменьшения влияния внешних электромагнитных полей использовалась экранированная комната и фильтрация сигналов по всем проводам, присоединенным к образцу. Критическая температура сверхпроводящих пленок определялась из резистивных измерений при задании переменного тока силой менее 1 мкА и составляла величину  $T_c = 87\text{--}89$  К.

Усредненная по направлениям импульса прозрачность  $D$  барьерного слоя оценивалась с помощью соотношения

$$D = \frac{2\pi^2 \hbar^3}{e^2 p_F^2} \frac{1}{R_N S} = \frac{2\rho l}{3R_N S}, \quad (3)$$

где  $p_F$  — импульс Ферми в YBCO,  $\rho$  — удельное сопротивление YBCO,  $l$  — длина свободного пробега электронов в плоскости  $ab$ ,  $S$  — площадь контакта. При  $\rho l = 4 \cdot 10^{-9}$  Ом · см<sup>2</sup> для типичных значений  $R_N S = (1\text{--}3) \cdot 10^{-7}$  Ом · см<sup>2</sup> имеем  $D = (1\text{--}3) \cdot 10^{-2}$  [20, 22].

Схема установки для проведения шумовых измерений приведена на рис. 3. Измерения шумов проводились в частотном диапазоне дециметровых волн, где отсутствуют шумы типа  $1/f$ . Нами использовался малошумящий усилитель на транзисторах с высокой подвижностью электронов, работающий в интервале частот  $f_a = 1\text{--}2$  ГГц. Усилитель имел собственную шумовую температуру  $T_{N1} = 8 \pm 2$  К и коэффициент усиления  $G_1 = 20$  дБ при  $T = 4.2$  К. Балансная схема входного каскада усилителя обеспечивала устойчивую работу усилителя в широком диапазоне сопротивлений нагрузки (10–100 Ом) и понижала температуру фонового излучения, попадающего на образец по коаксиальному кабелю. В шумовую температуру измерительной системы давали вклад второй каскад усиления, находящийся при комнатной температуре ( $T_{N2} = 130$  К) и имеющий усиление  $G_2 = 40$  дБ, и отрезок коаксиаль-

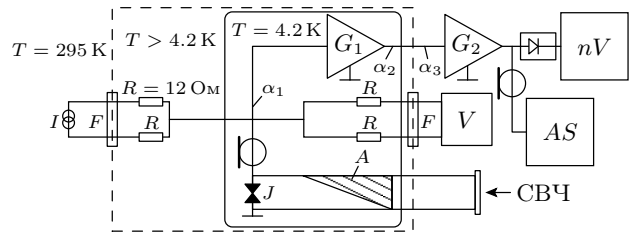


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки для измерения шумов:  $J$  — образец,  $I$  — источник постоянного тока,  $V$  — усилитель низкочастотного напряжения,  $F$  — низкочастотные фильтры,  $AS$  — анализатор спектра HP8563A,  $G_1$  и  $G_2$  — усилители первого и второго каскадов, квадратичный детектор обозначен знаком диода,  $nV$  — аналоговый нановольтметр. СВЧ сигнал подавался через волноводную секцию с холодным поглотителем  $A$  с затуханием 20 дБ, устраняющим фоновое облучение образца

ного кабеля с затуханием  $\alpha_1 \leq 0.2$  дБ, соединяющий малошумящий усилитель с образцом. Соединение этого усилителя с усилителем второго каскада, находящимся при  $T = 300$  К, выполнялось жестким коаксиальным кабелем с оплеткой из нержавеющей стали, который можно разбить на два участка: один с эффективной температурой  $T_{T1} \approx 30$  К и затуханием  $\alpha_2 \leq 1.5$  дБ и второй с затуханием  $\alpha_3 \leq 0.5$  дБ при  $T_{T2} = 295$  К (см. рис. 3) В результате полная шумовая температура измерительной системы

$$T_0 \approx T_{N1} + \frac{1}{G} \left[ T_{T1}(1 - \alpha_2^{-1}) + T_{T2}(1 - \alpha_3^{-1}) + \frac{T_{N2}}{\alpha_1 + \alpha_2} \right] = 12 \text{ К}$$

оказалась того же порядка, что температура фонового излучения  $T_b \approx 10$  К. При выполнении условий хорошего согласования импеданса перехода с малошумящим усилителем точность измерений температуры шума составляла  $\pm 5$  К. Для минимизации влияния фонового излучения, попадающего на образец по СВЧ-волноводу, в волноводном тракте располагался охлаждаемый поглотитель с затуханием 20 дБ. Калибровка шумовой температуры измерительной системы проводилась при изменении температуры согласованной нагрузки с импедансом 50 Ом, включенной вместо образца.

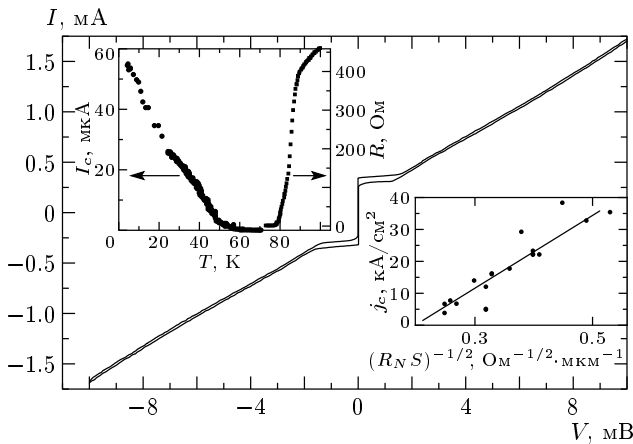
Напряжение выходного сигнала, пропорциональное мощности  $P_N$  шума, попадающего на усилитель, снималось с выхода квадратичного детектора. Одновременно анализатором спектра контролировалась амплитудно-частотная характеристика (АЧХ)

на выходе усилителя. Отсутствие резонансных особенностей на АЧХ в процессе измерений свидетельствовало о хорошем согласовании импедансов перехода с измерительным трактом. Изменяя величину индуктивности провода, соединяющего образец с усилителем, мы получили нерезонансное согласование импедансов в широком диапазоне величин нормального сопротивления перехода ( $R_N = 15\text{--}90\ \text{Ом}$ ). Однако точные количественные значения спектральной плотности токовых флуктуаций  $S_I(V) \propto P_N/R_d$  ( $R_d$  — дифференциальное сопротивление перехода) и, соответственно, величины эффективного переносимого заряда  $Q(V) = S_I(V)/2I$  удалось получить лишь для переходов в более узком диапазоне значений нормального сопротивления  $R_N = 20\text{--}60\ \text{Ом}$ . Максимальное значение переносимого заряда  $Q_{max}$ , диапазон напряжений  $\Delta V$ , где заряд постоянен и равен заряду электрона  $Q = e$ , а также электрофизические параметры для нескольких переходов приведены в таблице.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

##### 4.1. Электрофизические свойства бикристаллических переходов

Типичная ВАХ перехода, представленная на рис. 4, хорошо описывается резистивной моделью, в которой присутствуют два канала переноса то-



**Рис. 4.** ВАХ бикристаллического перехода при  $T = 4.2\ \text{К}$ . На вставке слева показаны температурные зависимости критического тока  $I_c$  и сопротивления перехода  $R$ . Справа на вставке представлена зависимость плотности критического тока  $j_c$  от характерного сопротивления границы  $R_N S$

ка: ток квазичастиц  $V/R_N$  и сверхпроводящий ток  $I_S(\varphi) = I_c \sin \varphi$ . Малая величина избыточного тока (отклонение от закона Ома) при напряжениях больше 10 мВ указывает на отсутствие прямой (нетуннельной) проводимости. Однако зависимость критического тока от температуры (вставка слева на рис. 4) близка к линейной в пределах точности эксперимента, что отличается от теоретической зависимости для туннельных переходов S-сверхпроводников [8], где наблюдается насыщение при  $kT < \Delta$ . Для переходов с непосредственной проводимостью, где низкоэнергетические андреевские состояния определяют процесс переноса сверхпроводящего тока, обычно наблюдается близкая к линейной зависимость  $I_c(T)$  в широком диапазоне температур. В туннельных DID-переходах, как следует из рис. 2, наблюдаются оба типа состояний, (1) и (2), в зависимости от угла падения квазичастиц. Сверхпроводящий ток состоит из двух частей [6, 11]:

$$I_S(f) = I_{SC}(\varphi) + I_{MOS}(\varphi).$$

Вклад тока от состояний (1) вблизи щели быстро растет с температурой по закону Амбегаакера–Баратова пропорционально  $\Delta^2(T)$  [8] и при низких температурах имеет насыщение,

$$I_{SC} \propto D_0 \Delta_0 \cos(2\alpha) \sin \varphi.$$

В то же время вклад состояний вблизи энергии Ферми нарастает с уменьшением температуры по закону  $1/T$  и при  $kT \ll \Delta\sqrt{D}$  равен

$$I_{MGS} \propto -\Delta_0 \sin(2\alpha) D_0 \cos \frac{\varphi}{2} \text{sign} \left( \sin \frac{\varphi}{2} \right),$$

причем с отрицательным знаком. Следовательно, существует характерная температура  $T^*$ , при которой должны наблюдаться провал в зависимости  $I_c(T)$  и значительное отклонение зависимости  $I_S(\varphi)$  от синусоидальной. Для значений прозрачности  $D = 10^{-2}$  и энергии щели в YBCO равной  $\Delta_0 = 20\ \text{мэВ}$  оценки дают величину  $T^* = 12\ \text{К}$ . Типичная экспериментальная зависимость  $I_c(T)$  приведена на вставке слева к рис. 4. Отсутствие выраженного провала на зависимости  $I_c(T)$  возможно вызвано фасетированием границы, возникающим при росте эпитаксиальных пленок [19, 22]. В бикристаллических переходах малой ширины (сравнимых с размером фасеток) в работе [11] наблюдался провал в зависимости  $I_c(T)$ , который совпадал с температурой отклонения ток-фазовой зависимости от синусоидальной. Немонотонная зависимость  $I_c(T)$  наблюдалась и для достаточно широких переходов (порядка нескольких

Параметры образцов, измеренные при температуре жидкого гелия  $T = 4.2$  К

	Образец			
	BC-9	BC-15	BC-16	BC-21
Угол $\alpha$	33°	12°	12°	12°
$I_c$ , мкА	70	18	55	32
$R_N$ , Ом	16	90	40	60
$R_N S$ , Ом·мкм <sup>2</sup>	10	45	20	30
$Q_{max}/e$	10	–	16	15
$V_Q$ , мкВ	300 ( $H = 0$ )	–	30 ( $H = 65$ Э)	10 ( $H = 45$ Э)
$\Delta V$ , мВ, где $Q \sim e$	$V > 4$	25–70	20–60	5–20

микрометров), но в случае несимметричных бикристаллических переходов [24].

При высоких температурах  $T_c - T \ll T_c$ , где велико влияние термических флуктуаций, температурная зависимость  $I_c$  близка к  $(T_c - T)^{1/2}$  [6, 25]. В этом диапазоне температур наиболее сильно подавляются D-компоненты параметра порядка вблизи бикристаллической границы [26].

Как следует из (1), (2), сверхпроводящий ток в DID-переходах при  $T \ll T_c$  имеет зависимость от  $D$  ( $I_c \propto \sqrt{D}$ ) иную, чем в SIS-переходах ( $I_c \propto D$ ). Это вызвано тем, что низкоэнергетический андреевский уровень в DID-переходах расположен вблизи энергии Ферми,  $E \sim \Delta\sqrt{D}$  (см. уравнение (2)). В то же время в туннельных переходах из S-сверхпроводников уровень расположен вблизи щели,  $E \sim \Delta$  (см. (1)). В наших экспериментах наблюдалась скорее корневая зависимость  $I_c \propto 1/\sqrt{R_N S} \propto \sqrt{D}$  (см. вставку справа к рис. 4). Несмотря на достаточно большой разброс экспериментальных точек, что характерно для переходов из купратных сверхпроводников [19], наименьшее отклонение величин  $I_c(D)$  наблюдалось для функциональной зависимости  $I_c \propto \sqrt{D}$ . Мы полагаем, что зависимость энергии андреевского уровня от прозрачности границы достаточно устойчива к влиянию различных факторов, таких как фасетирование границы, которое приводит к образованию как симметричных ( $D_\alpha ID_{-\alpha}$ ), так и несимметричных ( $D_\alpha ID_0$ ) переходов. Однако для  $D_\alpha ID_{-\alpha}$ -переходов, как следует из уравнения (2),  $I_S \propto \Delta_0 D_0$  при низких температурах, в то же время для  $D_\alpha ID_0$ -переходов  $I_S \propto \Delta_0 D_0^2$  [5], поэтому при  $D_0 < 1$  сверхпроводящий ток определяется участками с симметричной

разориентацией осей<sup>1)</sup>. Не исключено, что при подавлении параметра порядка D-компонента может оказывать влияние на зависимость  $I_c(D)$  [26]. Отметим, что зависимость  $I_c \propto \sqrt{D}$  была получена теоретически для SIS-контактов с широким потенциальным барьером [28]. Отличие спектра энергий связанных состояний в таких SIS-переходах от спектра (1) порождает иную зависимость от прозрачности барьера. Однако для реализации механизма, описанного в [28], необходима низкая прозрачность границы,  $D \leq 10^{-8}$ , и слабое влияние распаривающих факторов на плотность состояний.

#### 4.2. Магнитно-полевые зависимости критического тока

На рис. 5 представлена зависимость критического тока от магнитного поля  $I_c(H)$  для одного из переходов. Видно значительное отличие от зависимости типа дифракции Фраунгофера, типичной для однородных переходов с малыми характерными размерами  $w < \lambda_J$  (в нашем случае  $w$  — ширина мостика, пересекающего бикристаллическую границу), где  $\lambda_J$  — джозефсоновская глубина проникновения [8]. Такая зависимость  $I_c(H)$  может быть вызвана неоднородностью перехода из-за фасетирования границы и ранее наблюдалась для углов разориентации более 10°, но менее 45° [29]. В работе [30] показано, что экспери-

<sup>1)</sup> Неровности бикристаллической границы более мелкого масштаба (порядка фермиевской длины волны квазичастиц  $\lambda_F \approx 0.01$  мкм) «сбивают» когерентность андреевского отражения для малых углов падения квазичастиц ( $4\pi\eta(\lambda) \cos \theta > \pi$ , где  $\eta$  — размер неоднородности границы вдоль направления протекания тока [27]).

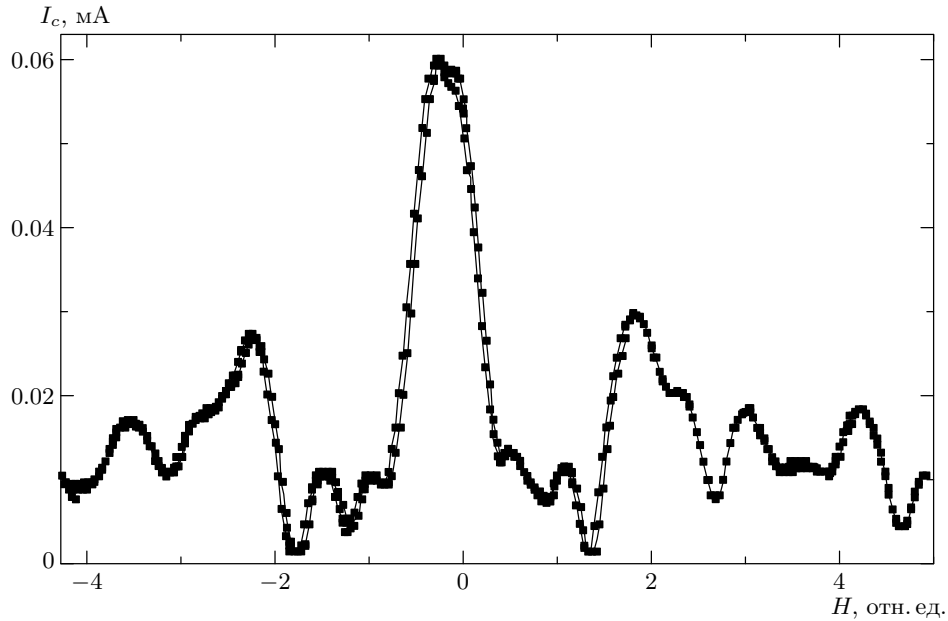


Рис. 5. Экспериментальная зависимость критического тока бикристаллического перехода от внешнего магнитного поля

ментальную зависимость, представленную на рис. 5, хорошо описывает цепочка параллельно соединенных джозефсоновских переходов с разбросом критических токов. В бикристаллических переходах наблюдались также зависимости  $I_c(H)$ , для которых отношение критического тока к локальному максимуму было менее двойки, а последующие пики зависимости  $I_c(H)$  слабо уменьшаются с увеличением магнитного поля. Как показано в [30], для переходов этого типа необходимо учитывать присутствие в переходе фасеток со свойствами  $\pi$ -контактов [6, 25].

### 4.3. Ток-фазовая зависимость сверхпроводящего тока

Ток-фазовая зависимость (ТФЗ) сверхпроводящего тока джозефсоновских переходов,  $I_S(\varphi)$ , определяется характером проводимости контакта двух сверхпроводников. Для высоких температур  $T_c - T \ll T_c$  зависимость  $I_S(\varphi)$  мало отличается от синусоидальной для любых типов переходов. Зависимость  $I_S(\varphi) = I_c \sin \varphi$  сохраняется для SIS-переходов при низких температурах  $T \ll T_c$  независимо от прозрачности барьера при  $D \ll 1$  [1, 5, 8], а для длинных ( $L > hv_F/kT$ ) SNS-переходов при  $T < T_c$ . Для экспериментального определения отклонения ТФЗ переходов от синусоидальной были измерены ВАХ под влия-

нием монохроматического излучения  $A \sin(2\pi f_e t)$  миллиметрового диапазона,  $f_e = 40-100$  ГГц [14]. Исследовались переходы с симметричным заданием тока, когда мостик был направлен перпендикулярно границе, и переходы с асимметричным заданием тока смещения, когда мостик перехода был направлен под углом  $\gamma = 0-72^\circ$  к границе. Ранее возникновение субгармонических ступеней Шапиро для переходов с несинусоидальной зависимостью  $I_S(\varphi)$  использовалось для анализа ТФЗ проводящих тонких мостиков из олова [31] и гибридных сверхпроводниковых гетеропереходов Pb/Au/YBCO [32].

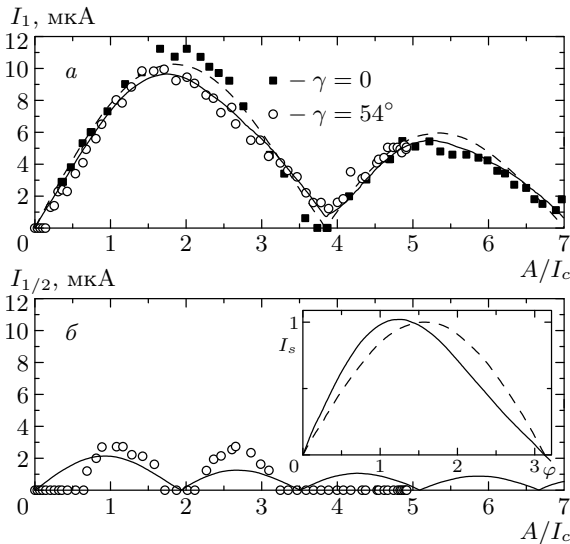
На рис. 6 представлены зависимости амплитуд первой  $I_1(A)$  и субгармонической  $I_{1/2}(A)$  ступеней Шапиро для двух переходов с  $\gamma = 0$  и  $\gamma = 54^\circ$ . Теоретические ТФЗ, рассчитанные в рамках резистивной модели для  $f_e > 2eI_c R_N/h$ , представлены на вставке к рис. 6. Такой расчет был сделан для случая синусоидальной зависимости

$$I_S(\varphi) = I_c \sin \varphi$$

и для случая небольшого отклонения ТФЗ от синусоидальной,

$$I_S(\varphi) = (1 - \delta)I_c \sin \varphi + \delta I_c \sin(2\varphi), \quad \delta = 0.2.$$

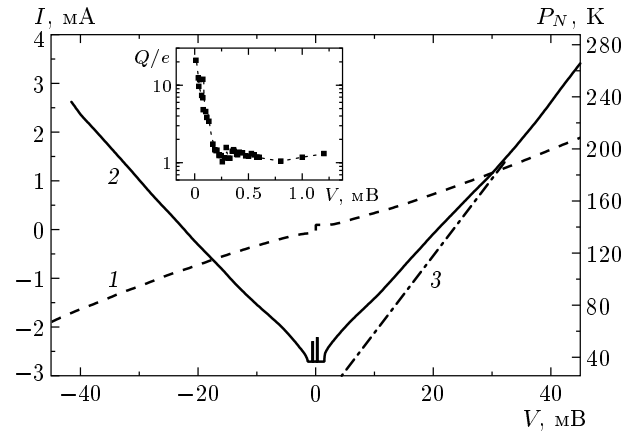
Видно, что различие между двумя теоретическими и экспериментальными зависимостями  $I_1(A)$  невели-



**Рис. 6.** Зависимости первой (а) и субгармонической (б) ступенек Шапиро от амплитуды внешнего электромагнитного излучения с частотой  $f_e = 100$  ГГц при  $T = 4.2$  К. Штриховая линия — зависимость, рассчитанная в рамках резистивной модели при  $I_S(\varphi) = I_c \sin \varphi$ , сплошная линия — при  $I_S(\varphi) = (1 - \delta)I_c \sin \varphi + \delta I_c \sin 2\varphi$ ,  $\delta = 0.2$ , точки — эксперимент. На вставке показаны соответствующие зависимости  $I_S(\varphi)$

ко. Однако небольшое отклонение ТФЗ от синусоидальной приводит к появлению субгармонических ступеней Шапиро. Измерения зависимости амплитуды субгармонических ступеней от угла  $\gamma$  ориентации мостиков показывает отсутствие компоненты  $\sin(2\varphi)$  в ТФЗ для диапазона углов  $\gamma = 0-36^\circ$  с точностью не хуже 5%. Для углов  $\gamma > 40^\circ$  вклад  $\sin(2\varphi)$  увеличивается монотонно<sup>2)</sup>. Причиной отклонения ТФЗ от синусоидальной в бикристаллических переходах с асимметричным заданием тока смещения, возможно, является компонента тока вдоль бикристаллической границы, изменяющая спектр низкоэнергетических андреевских состояний. Максимальное значение энергии андреевских состояний,  $\Delta_0 \sqrt{D_0} \approx 2$  мэВ, сравнимо с энергией  $\epsilon = ev_F j_S \lambda^2 \approx 5$  мэВ продольной компоненты сверхпроводящего тока при  $j_S = 10^3$  А/см<sup>2</sup>,  $v_F = 5 \cdot 10^4$  см/с и  $\lambda = 0.1$  мкм ( $\lambda$  — лондоновская глубина проникновения).

<sup>2)</sup> Для высоких частот внешнего воздействия,  $f_e > 2eI_c R_N / h$ , в рамках резистивной модели отношение максимальной амплитуды субгармонической ступени к критическому току равно отношению второй гармоники в ТФЗ к первой.



**Рис. 7.** ВАХ симметричного бикристаллического перехода при  $T = 4.2$  К (кривая 1), мощность шума  $P_N(V)$ , приведенная в градусах Кельвина (2), и зависимость температуры дробового шума  $T_{SH}(V) = (e/2k)I(V)R_d$  (3). На вставке показана зависимость эффективного заряда  $Q(V) = S_I(V)/2I$  в единицах  $e$

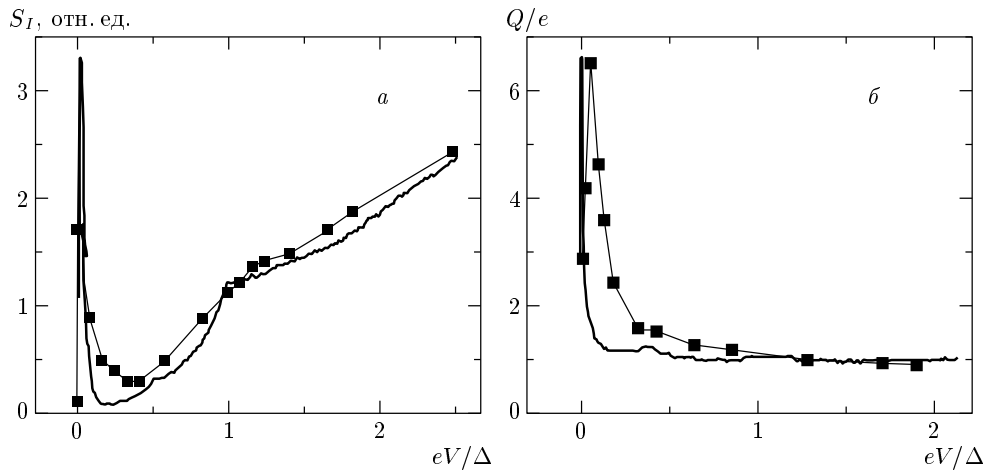
#### 4.4. Дробовой шум бикристаллических переходов

Косвенные свидетельства существования избыточных шумов нетеплового характера в контактах купратных сверхпроводников следуют из данных по уширению линии собственной джозефсоновской генерации [33, 34], а также из шумовых характеристик СКВИДов и детекторов электромагнитного излучения [35]. Однако флуктуации типа  $1/f$  не всегда объясняют рост шумов (в частности, в случае процессов, происходящих на сверхвысоких частотах). С этой точки зрения, интерес представляет экспериментальное исследование возникновения дробового шума, который влияет на уширение линии генерации и на ухудшение характеристик практических устройств.

Шумовые характеристики переходов исследовались как в автономном случае ( $H = 0, A = 0$ ), так и в слабом магнитном поле ( $H < 100$  Э), достаточном для подавления критического тока переходов. На рис. 7 представлены ВАХ и зависимость мощности шума<sup>3)</sup>  $P_N(V)$  перехода в автономном случае. Видно, что в области больших напряжений ( $V > 30$  мВ) экспериментальная зависимость  $P_N(V)$  совпадает с

<sup>3)</sup> Мощность шумов измерялась в единицах температуры из-за особенности калировки измерительной системы, описанной в п. 4.3.





**Рис. 8.** *а*) Зависимость спектральной плотности шумового тока  $S_I(V)$ , полученная для перехода с  $R_N = 18$  Ом при  $T = 4.2$  К (прямоугольники — эксперимент, сплошная линия — теоретическая зависимость для DID-перехода при  $D = 0.01$  и  $e\Delta_0 = 5$  мВ [18]); *б*) нормированная зависимость заряда  $Q(V) = S_I(V)/2I$  в единицах  $e$ . Квадратики — эксперимент, сплошная линия — теория

классической зависимостью температуры дробового шума,

$$T_{SH}(V) = (e/2k)I(V)R_d$$

( $R_d$  — дифференциальное сопротивление перехода), рассчитанной для спектральной плотности шума  $S_I = 2eI$  при  $eV > kT, hf$ . Это условие выполнялось в эксперименте при  $V > 0.7$  мВ для  $T = 4.2$  К и частот измерительного усилителя  $f_a = 1-2$  ГГц. Ранее подобная (как на рис. 7) зависимость от напряжения спектральной плотности шума сверхпроводниковых контактов наблюдалась в SIS-переходах [36–39] в области напряжений выше  $\Delta/e$ .

Из рис. 7 видно, что в широкой области малых напряжений ( $0 < V < 30$  мВ) температура  $T_N$  шумов перехода превышает температуру  $T_{SH}(V)$  дробового шума. В области малых напряжений ( $V < 2$  мВ) наблюдаются пики на зависимости  $T_N(V)$ , которые вызваны попаданием собственного джозефсоновского излучения перехода на вход усилителя. Резкое изменение зависимости  $R_d(V)$  (не показано на рис. 7) при малых напряжениях влияет на согласование импеданса образца с усилителем, поэтому в дальнейшем будет обсуждаться спектральная плотность токового шума  $S_I(V) \propto 4kT_N/R_d$  и эффективный заряд  $Q(V) = S_I(V)/2I$ , которые не зависят от  $R_d$ . В результате с учетом изменения величины  $R_d(V)$  наблюдался близкий к линейному рост величины  $S_I(V)$  при  $V > 4$  мВ и отчетливый пик в области  $V < 2$  мВ. На вставке к рис. 7 показана зависимость  $Q(V)$  для данного образца. Видно увеличение эффективного заряда, характерное для

сверхпроводниковых структур, в которых присутствует многократное андреевское отражение [15–18]. Отношение максимального значения  $Q_{max}$  к заряду электрона превышало десять (см. таблицу).

На рис. 8 показаны зависимости  $S_I(V)$  и  $Q(V)$ , полученные при наличии внешнего постоянного магнитного поля, уменьшающего значения  $I_c$  и  $R_d$  перехода. При высоком напряжении смещения ( $V > 10$  мВ) зависимости  $S_I(V)$ , полученные при наличии магнитного поля (рис. 8*а*) и при  $H = 0$  (рис. 7), совпадали, что позволяло применить калибровку<sup>4)</sup> шумовой мощности, проведенную в автономном случае для зависимостей  $S_I(V)$ . Видно, что изменения величины  $R_d$  при малых напряжениях не сказываются на форме зависимости переносимого заряда от напряжения (рис. 8*б*). Нормировка напряжения проводилась на значение  $V = \Delta_0/e = 5$  мВ, а экспериментальные значения  $S_I$  и  $Q$  приведены в относительных единицах. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, рассчитанные для зеркально-симметричного перехода  $D_{45}ID_{-45}$  с прозрачностью  $D = 0.1$  при фиксированном значении параметра неупругого рассеяния, равном  $0.003\Delta$ . Видно достаточно хорошее соответствие эксперимента теории, учитывающей многократное андреевское отражение, возникающее в переходах из

<sup>4)</sup> Диапазон напряжений, где для дробового шума наблюдается классическая зависимость  $Q = e$ , изменяется от одного образца к другому. Верхняя граница этого диапазона, возможно, связана с высотой потенциального барьера (см. таблицу).

D-сверхпроводников [18]. Однако полученные из сопоставления с теорией прозрачность границы и величина щели D-сверхпроводника отличаются от значений, определенных из электрофизических измерений. Отметим, что нами не были обнаружены предсказанные в [18] субгармонические щелевые особенности на ВАХ, вероятно, из-за малой прозрачности границы.

В то же время следует отметить, что при измерениях в магнитном поле напряжения  $V_Q$ , при которых  $Q(V) = Q_{max}$ , оказались значительно ниже, чем для случая автономных переходов. Отметим, что измерения для автономных переходов удавалось провести лишь при низких значениях  $R_N < 20$  Ом. Эти переходы были плохо согласованы с измерительным усилителем. В результате ошибка измерений возрастала в несколько раз. Сравнение эксперимента с результатами теории [18] проводилось для таких переходов с использованием нормированных зависимостей.

Тот факт, что интенсивность шумов, обусловленных многократным андреевским отражением, значительно превышает уровень термических флуктуаций, объясняет наблюдаемое в эксперименте уширение линии джозефсоновских колебаний в контактах из купратных сверхпроводников [33–35], что следует учитывать при решении соответствующих прикладных задач, где предполагается использовать эффект Джозефсона. При этом отметим, что в области высоких напряжений на переходе шум Найквиста значительно меньше дробового шума.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное исследование зависимостей критического тока от температуры, прозрачности барьера и разности фаз сверхпроводящих электродов, а также формы ВАХ показало, что наиболее вероятным механизмом протекания сверхпроводящего тока в бикристаллических переходах из купратных сверхпроводников является туннелирование электронов через барьер с участием связанных состояний на границе сверхпроводник–изолятор, возникающих в результате многократного андреевского отражения. Однако формы ток-фазовой и магнитно-полевой зависимостей критического тока не удается описать в рамках модели однородного перехода без учета шероховатости границы, обусловленной фасетированием границы, возникающей при росте эпитаксиальных пленок. В настоящее время отсутствует законченная теория,

соответствующая экспериментальной ситуации. В области высоких напряжений ( $V > 5$  мВ) обнаружено превышение шума перехода над тепловыми флуктуациями, совпадающее с зависимостью дробового шума от напряжения на переходе, как и в случае сверхпроводящих туннельных переходов из S-сверхпроводников. В области малых напряжений наблюдается пик шума, характерный для сверхпроводниковых переходов, в которых наблюдается многократное андреевское отражение.

Авторы благодарны Ф. В. Комиссинскому, В. К. Корневу и П. Б. Можаяеву за помощь в проведении эксперимента, Ю. С. Барашу, А. В. Зайцеву, А. Кадигрову, Е. Мюгинду (J. Mygind), Н. Педерсену (N. Pedersen) и В. Шумейко за полезное обсуждение полученных результатов. Работа частично финансировалась Российской программой «Актуальные проблемы физики конденсированного состояния», подпрограммой «Сверхпроводимость», грантом научных школ Президента России (НШ-1344.2004.2) и РФФИ (№ 04-02-16818а), программой INTAS Европейского союза (№ 2001-0809) и МНТЦ (грант № 2369).

## ЛИТЕРАТУРА

1. И. О. Кулик, И. К. Янсон, *Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах*, Наука, Москва (1970).
2. И. О. Кулик, ЖЭТФ **30**, 944 (1970).
3. A. Furusaki and M. Tsukada, Phys. Rev. B **43**, 10164 (1991).
4. C.-R. Hu, Phys. Rev. Lett. **72**, 1526 (1994).
5. R. A. Riedel and P. F. Bagwell Phys. Rev. B **57**, 6084 (1998).
6. Yu. S. Barash, Phys. Rev. B **61**, 678 (2000).
7. C. W. Benaker, Phys. Rev. Lett. **67**, 3836 (1991).
8. K. K. Likharev, Rev. Mod. Phys. **51**, 102 (1979).
9. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **53**, 11957 (1996).
10. Yu. S. Barash, H. Burkhardt, and D. Rainer, Phys. Rev. Lett. **77**, 4070 (1996).
11. Pichev, M. Grajcar, R. Hlubina et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 5369 (2001).

12. L. Alff, A. Beck, R. Gross et. al., Phys. Rev. B **58**, 11197 (1998).
13. G. A. Ovsyannikov, A. D. Mashtakov, I. V. Borisenko, and K. Y. Konstantinian, J. Low Temp. Phys. **117**, 605 (1999).
14. А. Д. Маштаков, К. И. Константибян, Г. А. Овсянников, Е. А. Степанцов, Письма в ЖТФ **25**, 1 (1999).
15. E. V. Bezuglyi, E. N. Bratus', V. S. Shumeiko, and G. Wendin, Phys. Rev. Lett. **83**, 2050 (1999).
16. Y. Naveh and D. V. Averin, Phys. Rev. Lett. **82**, 4090 (1999).
17. K. Y. Constantinian, G. A. Ovsyannikov, I. V. Borisenko et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **13**, 610 (2003).
18. J. C. Cuevas and M. Fogelström, Phys. Rev. B **64**, 104502 (2001); Phys. Rev. Lett. **89**, 227003 (2002).
19. H. Hilgenkamp and J. Mannhart, Rev. Mod. Phys. **74**, 485 (2002)
20. M. Kawasaki, P. Chaudhari, and A. Gupta, Phys. Rev. Lett. **68**, 1065 (1992).
21. M. Covington, M. Aprili, E. Paraoanu et. al., Phys. Rev. Lett. **79**, 277 (1997).
22. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, Ю. В. Кислинский и др., ЖЭТФ **95**, 1074 (2002).
23. T. Lofwander, V. S. Shumeiko, and G. Wendin, Supercond. Sci. Technol. **14**, R53 (2001).
24. Z. G. Ivanov, E. A. Stepantsov, A. Y. Tzalenchuk et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **3**, 2925 (1993).
25. H. Hilgenkamp, J. Mannhart, and B. Mayer, Phys. Rev. B **53**, 14586 (1996).
26. L. J. Buchholtz, M. Palumbo, D. Rainer, and J. A. Sauls, J. Low Temp. Phys. **101**, 10789 (1995).
27. M. B. Walker and P. Pairor, Physica C **341-348**, 1523 (2000).
28. G. Wendin and V. S. Shumeiko, Phys. Rev. B **53**, R6006 (1996).
29. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, З. Г. Иванов, ФТТ **43**, 801 (2001).
30. V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov et al. IEEE Trans. Appl. Supercond. **13**, 825 (2003).
31. В. Н. Губанков, В. П. Кошелец, Г. А. Овсянников, ЖЭТФ **71**, 348 (1976).
32. R. Kleiner, A. S. Katz, A. G. Sun et al., Phys. Rev. Lett. **16**, 2161 (1996).
33. Л. Э. Амагуни, Р. М. Мартиросян, К. И. Константибян, Письма в ЖЭТФ **20**, 86 (1994).
34. Y. Y. Divin, U. Poppe, K. Urban et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **9**, 3346 (1999).
35. O. Harnack, M. Darula, S. Beuven, and H. Kohlstedt, Appl. Phys. Lett. **76**, 1764 (2000).
36. P. L. Richards and T.-M. Shen, Appl. Phys. Lett. **36**, 480 (1980).
37. Y. Blanter and M. Buttiker, Phys. Rep. **336**, 1 (2000).
38. P. Dieltman, H. G. Bukkems, T. M. Klapwijk et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3486 (1997).
39. K. Y. Constantinian, G. A. Ovsyannikov, I. V. Borisenko et al., Supercond. Sci. Technol. **14**, 1035 (2001).