

ТРАНСПОРТ ТОКА ВДОЛЬ ОСИ [001] YBCO В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СВЕРХПРОВОДНИК — НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ — ВТСП

Ф. В. Комиссинский^{a,c}, Г. А. Овсянников^{a*}, Н. А. Тулина^b, В. В. Рязанов^b

^a *Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
103907, Москва, Россия*

^b *Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^c *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 мая 1998 г.,
после переработки 14 июля 1999 г.

Экспериментально изучены электрофизические свойства гетеропереходов размерами в несколько мкм, полученных последовательным напылением металлооксидного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, нормального металла Au и низкотемпературного сверхпроводника Nb. Протекание тока осуществляется вдоль направления [001] эпитаксиальной пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Путем сравнения экспериментальных данных с известными теоретическими расчетами показано, что при реализуемых в эксперименте уровнях прозрачности границы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ — нормальный металл ($\bar{D} = 10^{-5} - 10^{-6}$) критический ток всей гетероструктуры мал (порядка тока флуктуаций) ввиду резкого уменьшения амплитуды потенциала сверхпроводящих носителей на этой границе. Вольт-амперные характеристики изученных гетеропереходов соответствуют туннельным контактам из сверхпроводника с $d_{x^2-y^2}$ -типом симметрии сверхпроводящей волновой функции и нормального металла.

PACS: 74.50+g, 74.72.Bk

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время многие свойства ВТСП оцениваются с помощью d -типа волновой функции сверхпроводящих носителей. Этой моделью, в частности, объясняется зависимость критического тока от магнитного поля в биметаллических двухконтактных СКВИДах из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (YBCO) и Pb [1] и спонтанное возбуждение квантов магнитного потока в ВТСП-структурах с тремя бикристаллическими границами [2]. В то же время эксперименты по туннелированию электронов в c -направлении в ВТСП дают противоречивые результаты. С одной стороны, в переходах ВТСП — низкотемпературный сверхпроводник (s -тип сверхпроводящей волновой функции) отсутствует критический ток для контактов в c -направлении [3–5], что хорошо соответствует теории переходов из сверхпроводников с d -типом волновой функции сверхпроводящих носителей

*E-mail: gena@lab235.cplire.ru

и s -сверхпроводника, с другой — имеется ряд экспериментов [6–8], где наблюдается заметная величина критического тока, амплитуда которого изменяется от магнитного и микроволнового полей немонотонным образом в соответствии с предсказаниями для переходов на s -сверхпроводниках. Для объяснения экспериментов [6–8] было предположено, что в ВТСП-материалах иттриевой группы из-за их орторомбичности возникает смесь сверхпроводящих носителей s - и d -типов, а диффузное рассеяние вблизи границы или двойникование пленок ВТСП приводит к увеличению вклада s -компоненты [9, 10]. Отметим, что оценка параметров структур $Pb/(Au,Ag)/YBCO$, исследованных в [6–8], дает значения усредненной по направлениям моментов прозрачности барьеров границ ВТСП — нормальный металл ($\bar{D} = 10^{-7}–10^{-9}$) при достаточно больших значениях площади переходов, $S = 0.1–1$ мм².

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования протекания тока в гетеропереходах s -сверхпроводник — нормальный металл — ВТСП, изготовленных последовательным напылением YBCO, нормального металла (обычно Au) и Nb, с существенно меньшими размерами ($S \approx 8 \times 8$ мкм²) и с более высокой прозрачностью ($10^{-5}–10^{-6}$) границы YBCO — нормальный металл. Экспериментальные данные анализируются с двух позиций: в рамках изотропной теории s -сверхпроводимости и с точки зрения современной теории, предполагающей d -тип волновой функции в сверхпроводниковой YBCO-пленке.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ

При изготовлении переходов использовалась последовательность операций, представленная на рис. 1. Сначала производилось выращивание эпитаксиальных пленок YBCO либо методом лазерной абляции, либо с помощью катодного распыления в диодной конфигурации при постоянном токе и высоком давлении кислорода. При росте YBCO-пленок поддерживалась температура 700–800°C, а давление чистого кислорода было равно 0.3–1 мбар при лазерной абляции и 3 мбар при катодном распылении. В качестве подложек использовались галат ниодима с ориентацией (110) или r -плоскость сапфира с буферным слоем SeO_2 . Были получены c -ориентированные эпитаксиальные YBCO-пленки толщиной 100–150 нм и следующими сверхпроводящими параметрами, измеренными резистивным методом: 1) критической температурой, при которой сопротивление пленки, напыленной на подложку 5×5 мм², равно нулю, $T_{cf} = 84–89$ К, 2) шириной сверхпроводящего перехода (определенного по величинам 0.9 и 0.1 от сопротивления пленки начала перехода в сверхпроводящее состояние), $\Delta T_c = 0.5–1$ К, 3) отношением сопротивлений при температурах 300 К и 100 К, $\rho_{300\text{ К}}/\rho_{100\text{ К}} \approx 2.8$. Число частиц диаметром 0.3–1 мкм на поверхности YBCO-пленки, вызванных образованием различных фаз YBCO, а также окислов Y, Ba и Cu, составляло $\sim 10^6$ см⁻². Свидетельством высокого качества изготовленных пленок YBCO является малое значение ширины рентгеновского пика (005) YBCO, $FWHM(005) \approx 0.2^\circ$, для $\theta/2\theta$ -сканирования при толщине пленки 0.15 мкм.

Вслед за пленкой YBCO при помощи либо метода лазерной абляции, либо высокочастотного катодного распыления сразу производилось напыление тонкого слоя нормального металла (Au, Ag, Pt) толщиной 20 нм при температуре 100°C (рис. 1а). Далее методом магнетронного катодного распыления на водоохлаждаемую подложку наносился слой Nb толщиной 100–150 нм. Критическая температура сверхпроводящего перехода

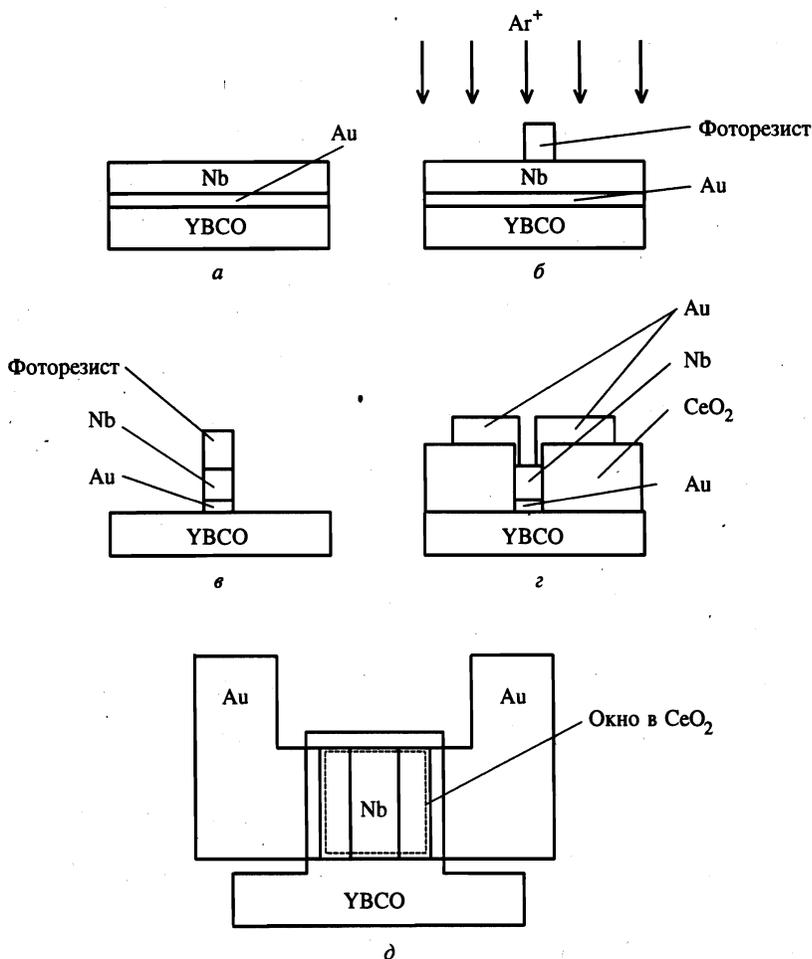


Рис. 1. Последовательность изготовления гетероструктур ВТСП — нормальный металл — сверхпроводник: а) напыление трехслойной гетероструктуры Nb/Au/YBCO, б) формирование области гетероперехода с помощью ионного травления, в) напыление изолятора CeO₂ для избежания контактов с YBCO в базовой плоскости, г) изготовление электрической разводки из нормального металла Au, д) вид сверху изготовленных гетероструктур

пленок Nb была в диапазоне 9.1–9.2 К. Использование Nb в качестве низкотемпературного сверхпроводника вызвано отсутствием твердофазной химической реакции между Au и Nb. Отметим, что в экспериментах [4–7], где используется Pb, возможно образование сверхпроводящего сплава Au и Pb.

В полученной трехслойной гетероструктуре методами фотолитографии, ионного и плазмохимического травлений формировались области гетеропереходов, которые при фотолитографии фиксировались на участках с минимальным количеством частиц на поверхности YBCO-пленок (рис. 1б). Для предотвращения электрического контакта в базовой (а–б) плоскости YBCO-пленки область перехода сбоку изолировалась слоем

CeO_2 с центральным окном размерами $S = 8 \times 8 \text{ мкм}^2$ (рис. 1а). На заключительном этапе с помощью взрывной литографии формировались контактные площадки и разводка из Au в виде двух полос, обеспечивающих раздельное подведение тока и напряжения к верхнему электроду Nb (рис. 1з, д). Используемая геометрия контактов из золота (см. рис. 1) позволяет исследовать электрофизические свойства структур Nb/Au/YBCO для YBCO-пленки, находящейся в сверхпроводящем состоянии. Было изготовлено более 30 образцов Nb/нормальный металл/YBCO, где в качестве нормального металла использовались Au, Ag и Pt. В данной работе обсуждаются результаты исследования 9 образцов Nb/Au/YBCO, в которых разброс характеристических сопротивлений границ при температуре жидкого гелия, $R_N S$ (R_N — дифференциальное сопротивление, измеренное при $V > 20 \text{ мВ}$), составлял не более четырех раз (см. таблицу).

Электрофизические параметры сверхпроводниковых структур, измеренные при $T = 4.2 \text{ К}$

Образец	$R_d(0), \text{ Ом}$	$R_N, \text{ Ом}$	$R_N S, 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$	$R_d(0)/R_N$	$\bar{D}, 10^{-6}$
P9J2	12.2	7.0	4.5	1.7	4.8
P9J3	9.8	6.0	3.8	1.6	5.6
P10J2	10.5	5.9	3.8	1.8	5.6
P10J3	10.6	5.9	3.8	1.80	5.6
P11J2	4.9	4.2	2.7	1.2	7.9
P11J3	5.2	3.6	2.3	1.4	9.3
P12J2	2.4	2.0	1.3	1.2	16.7
P13J2	7.2	3.5	2.2	2.1	9.5
P13J3	7.5	6.6	4.2	1.1	5.1

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерялись зависимости сопротивлений гетеропереходов R от температуры T и тестовых мостиков шириной 4 мкм из YBCO-пленки, расположенных на той же подложке, при токах смещения $1\text{--}5 \text{ мкА}$, а также их вольт-амперные характеристики (ВАХ) в диапазоне температур $4.2\text{--}300 \text{ К}$. На рис. 2 представлены температурные зависимости для одной из подложек. При $T > T_{cf}$ наблюдается металлический ход зависимости $R(T)$, т. е. уменьшение сопротивления с температурой, характерное для c -ориентированной YBCO-пленки при протекании тока в базовой плоскости YBCO. Как правило, T_{cf} мостиков и гетеропереходов были меньше критической температуры YBCO-пленок, измеренной сразу после изготовления трехслойной гетероструктуры. Деграция сверхпроводящих свойств пленок, видимо, вызвана уменьшением количества кислорода во время ионного травления. На вставке к рис. 2 представлена зависимость $R(T)$ гетероперехода при $T < T_{cf}$, которая демонстрирует рост сопротивления гетероперехода с уменьшением температуры. Значение $R(T)$ при $T < T_{cf}$ зависит от тока, что свидетельствует о нелинейной зависимости дифференциального сопротивления гетероперехода R_d от тока.

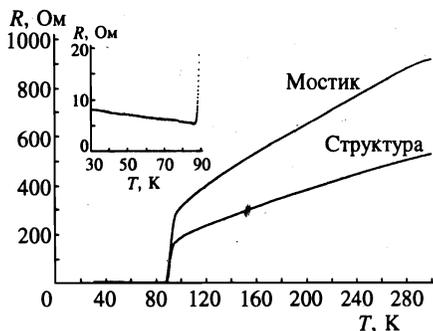


Рис. 2

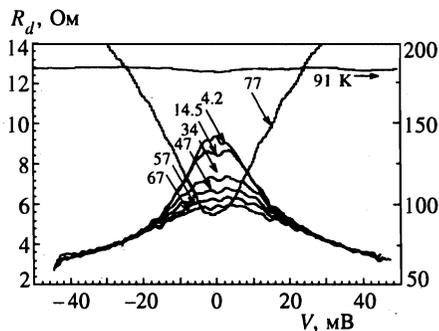


Рис. 3

Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления гетероструктуры и расположенного на той же подложке мостика шириной 4 мкм. На вставке в увеличенном масштабе показана зависимость $R(T)$ гетероперехода при $T < T_c$, где сопротивление YBCO-пленки равно нулю

Рис. 3. Семейство зависимостей от напряжения дифференциального сопротивления гетероперехода при различных температурах. Масштаб по оси сопротивления для $R_d(V)$ при $T = 91$ К представлен справа

Семейство зависимостей R_d от напряжения V при различных температурах показано на рис. 3. Видно, что с понижением T наблюдается рост $R_d(0)$, который отражается в увеличении сопротивления на $R(T)$ (рис. 2). Нелинейность ВАХ, наблюдаемая в области температур $72 \text{ K} < T < 84 \text{ K}$, вызвана разрушением сверхпроводимости YBCO-пленки. Наблюдается рост $R_d(V)$, что вызвано последовательным разрушением сверхпроводимости участков YBCO-электрода с увеличением тока I . Отметим, что сопротивление перехода при $T \approx T_{cf}$ несколько выше асимптотического R_N , измеренного при $V > 20$ мВ для $T \ll T_{cf}$.

Результаты измерений электрофизических параметров нескольких образцов, изготовленных по одинаковой методике, представлены в таблице. Сопротивление границы $R_N S$ при $T = 4.2$ К позволяет оценить усредненную (по направлению импульса квазичастиц) прозрачность границы, которую мы будем использовать в дальнейшем [11]:

$$\bar{D} = \frac{2\pi^2 \hbar^3}{e^2 p_F^2} \frac{1}{R_N S} = \frac{2\rho_{YBCO} l_{YBCO}}{3R_N S},$$

где p_F — наименьшее значение ферми-импульса для YBCO или Au [11]. Значения прозрачности границ изготовленных структур для $\rho_{YBCO} l_{YBCO} \approx 3.2 \cdot 10^{-11} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ [4] также представлены в таблице.

Были исследованы также тестовые образцы с двухслойными гетероструктурами Au/YBCO, Nb/YBCO и Au/Nb, технология изготовления которых совпадала с условиями формирования исследуемых гетероструктур Nb/Au/YBCO. Измеренные при температуре жидкого азота значения сопротивлений этих границ $R_N S$ равны: $R_N S(\text{Au/YBCO}) \sim 10^{-8} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$, $R_N S(\text{Au/Nb}) \sim 10^{-12} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ и $R_N S(\text{Nb/YBCO}) \sim 10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$. При этом учитывалось последовательное сопротивление YBCO-пленки при $T_{cf} < 77$ К. Из сравнения этих величин с данными, приведенными в таблице,

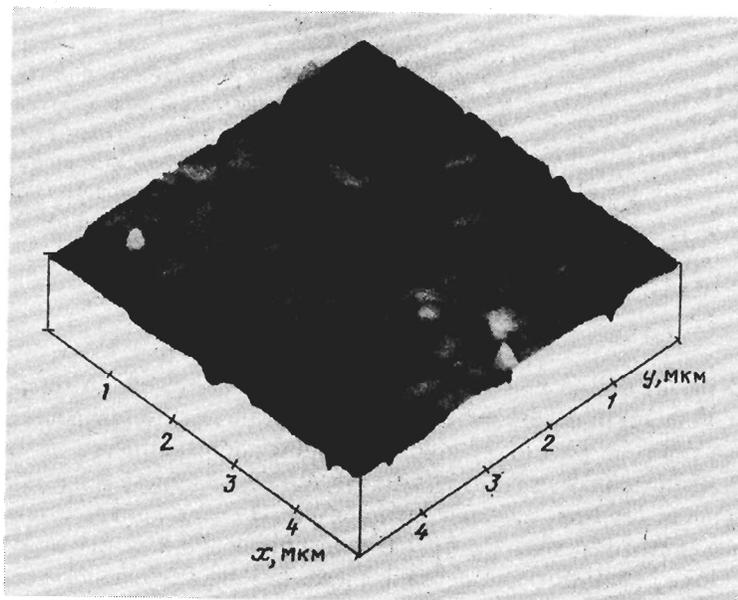


Рис. 4. Трехмерное изображение поверхности двухслойной гетероструктуры Au/YBCO, полученное с помощью микроскопа атомных сил

видно, что сопротивлением границы Au/Nb можно пренебречь, а основной вклад в сопротивление исследованных гетеропереходов дает сопротивление границы Au/YBCO, которое при напылении Nb поверх Au увеличивается, вероятно, из-за взаимодействия Nb с YBCO. Непосредственный контакт Nb/YBCO имеет очень большое сопротивление. Скорее всего, увеличение контактного сопротивления вызвано перемещением кислорода из YBCO-пленки в напыленный сверху Nb, имеющий хорошие гетерные характеристики. Отметим, что подвижность кислорода в a - b -плоскостях YBCO существенно выше, чем в c -направлении.

На рис. 4 показана поверхность двухслойной гетероструктуры Au/YBCO, измеренная с помощью микроскопа атомных сил. Видно, что ее поверхность состоит из гранул Au, расстояние между которыми составляет ~ 1 мкм. Напыляемая в дальнейшем пленка Nb как покрывает поверхность гранул Au, где создается хороший электрический контакт с YBCO-пленкой, так и непосредственно контактирует с YBCO, где в результате уменьшения количества кислорода в базовых плоскостях контактное сопротивление существенно выше. Это, возможно, является причиной того, что сопротивление трехслойной гетероструктуры Nb/Au/YBCO превышает сопротивление двухслойной гетероструктуры Au/YBCO.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Исследуемую трехслойную гетероструктуру можно представить как параллельное соединение гранул Nb/Au/YBCO и участков непосредственного контакта Nb и YBCO через поры в пленке Au. Поскольку характеристическое сопротивление грани-

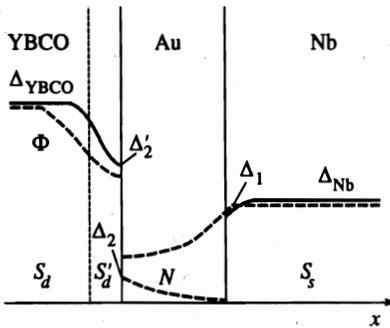


Рис. 5. Схематическое изображение распределения параметра порядка (сплошная линия) и амплитуды парного потенциала (штрихи) по направлению, перпендикулярному поверхности гетероструктуры Nb/Au/YBCO

цы Nb/YBCO на несколько порядков превышает $R_N S$ трехслойной гетероструктуры Nb/Au/YBCO, а площади поверхностей гранул и пор, по нашим оценкам, различаются в несколько раз (см. рис. 4), то ток в основном протекает через границы гранул Nb/Au/YBCO. Трехслойная гетероструктура Nb/Au/YBCO описывается моделью, показанной на рис. 5: сверхпроводящий электрод YBCO (S_d) с критической температурой сверхпроводящего перехода $T_{cf} = 87$ К и толщиной 100–150 нм; слой YBCO (S'_d) толщиной 1–3 нм с дефицитом кислорода и, следовательно, нарушенными сверхпроводящими свойствами; слой нормального металла (Au) толщиной 10–20 нм; сверхпроводящий электрод Nb (S_s) с $T_c = 9.2$ К толщиной 100–150 нм. Аналогичная модель была предложена в [4] для оценки электрофизических параметров в системе Pb/Au/YBCO.

Сначала оценим изменение сверхпроводящего параметра порядка в Nb вследствие контакта с Au. Поскольку измеренное значение граничного сопротивления достаточно мало, можно считать, что сверхпроводящая функция Грина, характеризующая амплитуду потенциала взаимодействия сверхпроводящих носителей Φ и ее производная по координате x непрерывна на границе. Используя расчеты [12, 13], находим, что сверхпроводящий параметр порядка Nb на границе Nb/Au, Δ_1 , несколько меньше своего равновесного значения Δ_{Nb} в глубине пленки и равен $\Delta_1/e \approx 560$ мкВ. Для оценок использовались следующие значения электрофизических параметров Nb и Au при $T = 4.2$ К: $\rho^{Nb/Nb} = 4 \cdot 10^{-12}$ Ом·см², $\xi^{Nb} = 0.73 \cdot 10^{-6}$ см, $v_F^{Nb} = 3 \cdot 10^7$ см/с, $T_{c0}^{Nb} = 9.2$ К и $\rho^{Au/Au} = 8 \cdot 10^{-12}$ Ом·см², $\xi^{Au} = 10^{-6}$ см, $v_F^{Au} = 1.4 \cdot 10^8$ см/с, где $v_F^{Nb,Au}$ — скорости Ферми и $l^{Nb,Au}$ — длины свободного пробега соответственно Nb и Au.

Оценим изменение параметра порядка на границе YBCO/Au. Мы предполагаем, что вследствие взаимодействия YBCO и Nb образуется сверхпроводящий поверхностный слой S'_d толщиной порядка 3 нм с критической температурой менее 4 К [4]. Полагая, что длина когерентности S'_d отличается от ξ_{c-YBCO} незначительно и равна $\xi_{S'_d} = 5 \cdot 10^{-8}$ см, а удельное сопротивление увеличивается на порядок [4] — с $\rho_{c-YBCO} = 10^{-4}$ Ом·см² до $\rho_{S'_d} = 1 \cdot 10^{-3}$ Ом·см², получаем, что на границе Au/YBCO со стороны YBCO параметр порядка уменьшается примерно в сто раз, $\Delta'_2/e \approx 140$ мкВ. На границе Au/YBCO имеется потенциальный барьер низкой прозрачности, $\bar{D} \sim 10^{-6}$, который вызывает уменьшение Δ_2 дополнительно в \bar{D} раз, $\Delta_2 = \Delta'_2 \bar{D}$. Здесь мы использовали теоретические оценки, строго применимые для сверхпроводников с s -типом спаривания. Однако, как показывают расчеты [10, 14], характер изменения параметра порядка на границе d -сверхпроводника с нормальным металлом или изолятором несильно отличается от контакта с s -сверхпроводником для ориентаций нормали d -сверхпроводника, совпадающих с главными кристаллографическими осями.

В результате для оценки амплитуды сверхпроводящего тока через всю структуру мы можем воспользоваться моделью перехода сверхпроводник — нормальный металл — сверхпроводник (S'_dNS), на границах слабого участка которого известны значения параметров порядка: $\Delta_2/e \approx 0.004$ мкВ и $\Delta_1/e \approx 560$ мкВ. Далее мы воспользуемся теорией, развитой для $S - N - S$ -переходов. Толщина N -слоя порядка длины когерентности, поэтому можно пренебречь изменением сверхпроводящего параметра порядка в прослойке, в результате произведение критического тока I_c на R_N при низкой температуре равно: $I_c R_N \approx \sqrt{(\Delta_1 \Delta_2)}/e = 0.09$ мкВ. С учетом сопротивления гетеропереходов ($R_N = 10$ Ом) мы получаем, что критический ток структуры $I_c \approx 0.009$ мкА меньше флуктуационного тока измерительной системы $I_f = 1$ мкА и не проявляется в эксперименте даже в случае, когда в YBCO имеется смесь d - и s -компонент сверхпроводящего параметра порядка и число s -компонент превышает количество d -компонент. При чистом d -спаривании сверхпроводящий ток при протекании вдоль c -направления YBCO должен быть равен нулю из-за типа симметрии сверхпроводящего параметра порядка. При оценке критического тока мы предполагали, что большая ширина потенциального барьера (несколько длин когерентности) препятствует непосредственному туннелированию сверхпроводящего тока через барьер. Отметим, что мы рассмотрели достаточно сильное подавление параметра порядка на границе YBCO за счет деградации сверхпроводящих свойств ВТСП-пленки. Однако даже в отсутствие подавления параметра порядка в поверхностном слое YBCO, $\Delta_1/e = 14$ мВ, критический ток гетеропереходов Nb/Au/YBCO опять будет сравним с током флуктуаций из-за уменьшения параметра порядка на барьере малой прозрачности.

Наблюдаемый в ряде работ [6-8] конечный критический ток в гетероструктурах Pb/(Au,Ag)/YBCO при существенно более высоких значениях $R_N S$ и больших площадях переходов вызван, возможно, тем, что при обработке YBCO-электрода раствором брома в спирте, которое проводится в этих работах, открываются базовые плоскости YBCO, прозрачность границ которых с нормальным металлом или обычными сверхпроводниками на три порядка выше, чем в c -направлении ($R_{ab} S_{ab} \ll R_c S_c$). В итоге сверхпроводящий ток протекает по контактам к базовой плоскости YBCO, а нормальное сопротивление определяется параллельным включением сопротивлений границ вдоль оси c и в базовой плоскости. В нашем случае в направлении базовой плоскости по контактам Nb/YBCO протекание тока затруднено, скорее всего, из-за значительного перемещения кислорода из YBCO в Nb.

Важное значение имеет тот факт, что свинец может реагировать с Au, образуя сверхпроводящий сплав. Тогда в структуре Pb/Au/YBCO вместо слоя нормального металла имеется сверхпроводник, что подтверждается появлением щелевых особенностей свинца на ВАХ [6-8] при достаточно низких температурах ($T = 1.2$ К).

Недавно было предложено новое объяснение экспериментальных данных по протеканию сверхпроводящего тока через переходы низкотемпературный сверхпроводник — ВТСП. Было теоретически показано [15], что сильное спин-орбитальное взаимодействие, которое наблюдается в структурах Pb/Ag, усиливает процесс протекания сверхпроводящего тока через барьер. Замена Pb на сверхпроводники типа Al или Nb уменьшает спин-орбитальное взаимодействие, что приводит к уменьшению сверхпроводящего тока.

Обсудим зависимости $R_d(V)$ гетеропереходов при изменении температуры в диапазоне 4.2–100 К (рис. 3). При $T \ll T_c$ ВАХ в целом соответствует случаю гетеропереходов типа сверхпроводник — изолятор — нормальный металл ($S - I - N$): имеет

место возрастание R_d при малых напряжениях. Однако особенность на $R_d(V)$, обусловленная щелью YBCO, не наблюдается в эксперименте. Это соответствует контакту со сверхпроводником с бесщелевой сверхпроводимостью, в том числе с d -типом сверхпроводимости [14, 16, 17]. Согласно расчетам [14] особенность при $eV \approx \Delta$ в плотности состояний d -сверхпроводника дает логарифмическую зависимость $R_d \propto \ln(T)$, $\ln(|eV| - |\Delta|)$, подверженную сильному температурному размытию так же, как для бесщелевого s -сверхпроводника. Отметим, что для s -сверхпроводников со щелью наблюдается степенная расходимость $R_d \propto T^{-1/2}$, $((eV)^2 - \Delta^2)^{-1/2}$. Особенности в виде изменений $R_d(V)$ при $V < 2$ мВ, обусловленные щелью ниобия, слабо проявляются в нашем эксперименте, и нами детально не изучались.

Для s -типа симметрии параметра порядка в сверхпроводнике при низких температурах, $kT \ll \Delta$, число возбужденных квазичастиц экспоненциально убывает с температурой, следовательно, пропорционально увеличивается значение $R_d(0) \propto \sim \propto (-\Delta/T)$ [17]. В сверхпроводнике с d -типом спаривания наличие узлов с нулевым параметром порядка позволяет возбуждать квазичастицы даже при очень низкой температуре, $T \ll \Delta$. В результате $R_d(0)$ при понижении температуры растет медленнее [14]. Как видно на вставке к рис. 2, в эксперименте наблюдается близкий к линейному рост $R_d(0)$ с уменьшением T . Зависимость $R_d(V)$ при $V \rightarrow 0$ имеет квадратичный вид, что качественно соответствует расчетам для d -сверхпроводника [14].

Одной из наиболее удивительных особенностей сверхпроводников с d -типом спаривания является возникновение двух типов связанных состояний, которые, как правило, не наблюдаются в s -сверхпроводниках [17]. Поверхностные состояния при малых энергиях на границе d -сверхпроводника с диэлектриком являются следствием изменения знака параметра порядка на поверхности Ферми для отраженных от границы квазичастиц [16, 17]. Сверхпроводящий параметр для d -типа сверхпроводящей волновой функции меняет знак при обходе на 90° вокруг оси c . Поскольку квазичастицы при зеркальном отражении от границы изменяют направление момента, то из-за андреевского отражения возникают связанные состояния при нулевых энергиях. Это приводит к возникновению провала на $R_d(V)$ при малых V , что наблюдается в эксперименте при транспорте тока в направлении [110] пленки YBCO (см. [6–8, 18, 19]). В нашем случае вклад таких квазичастиц мал вследствие совпадения нормали к границе с одним из главных кристаллографических направлений YBCO. Для зеркально отраженных квазичастиц отсутствует андреевское отражение ввиду равенства фаз параметра порядка для падающих и отраженных квазичастиц.

Недавно был теоретически предсказан дополнительный механизм возникновения связанных состояний, вызванных подавлением параметра порядка d -сверхпроводника при ориентациях нормали к границе, отличных от направления главных кристаллографических осей, или при диффузном отражении на границе с изолятором [17]. Эти состояния наблюдаются при энергиях, отличных от нуля, и согласно оценке [17] более устойчивы к качеству границы. На зависимостях $R_d(V)$ эффект возникновения связанных состояний должен проявляться в виде уменьшения R_d при eV_τ порядка щели d -сверхпроводника, причем отношение eV_τ/Δ зависит от угла между нормалью и кристаллографическими осями d -сверхпроводника. Условием существования связанных состояний с ненулевой энергией является подавление параметра порядка вблизи границы, которое реализуется в нашем эксперименте из-за деградации сверхпроводящих свойств поверхности. Действительно, мы наблюдаем особенности при $V_\tau = 15$ мВ, которые возникают на всех образцах, причем V_τ слабо зависит от температуры.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изготовлены и экспериментально изучены гетеропереходы размерами несколько мкм, полученные последовательным напылением YBCO, Au и Nb, при протекании транспортного тока в YBCO вдоль оси c . Величины прозрачности гетероструктур, оцененные из сопротивления переходов, на два порядка превышают известные экспериментальные данные, а площади гетеропереходов существенно меньше. Исследованы ВАХ гетеропереходов со значениями сопротивлений, отличающимися друг от друга в четыре раза. Оценки, проведенные на основе эффекта близости, показали, что отсутствие критического тока в гетеропереходах обусловлено, вероятно, уменьшением амплитуды потенциала сверхпроводящих носителей на границе Au/YBCO. Зависимости дифференциального сопротивления гетеропереходов от напряжения аналогичны случаю $S - I - N$ -переходов с бесщелевым сверхпроводником, в частности, отсутствие щелевой особенности YBCO может соответствовать также d -типу сверхпроводимости, а именно, наличию узлов параметра порядка при изменении направления импульса квазичастиц на 45° . Зависимость $R_d(0)$ от T также соответствует d -типу сверхпроводника.

Авторы благодарны Ю. С. Барашу, Д. А. Голубеву, А. В. Зайцеву, З. Г. Иванову, М. Ю. Куприянову за полезное обсуждение экспериментальных результатов, а также Д. Эрцу, П. Б. Можаяву и Т. Хенингу за помощь в проведении эксперимента.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы «Современные проблемы физики конденсированного состояния» (подраздел «Сверхпроводимость»), Российского фонда фундаментальных исследований и программы ИНТАС Европейского союза.

Литература

1. D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, W. C. Lee et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2134 (1993).
2. C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, C. C. Chi et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 593 (1994).
3. H. Akoh, C. Camerlingo, and S. Takada, Appl. Phys. Lett. **56**, 1487 (1990).
4. J. Yoshida, T. Hashimoto, S. Inoue et al., Jap. J. Appl. Phys. **31**, 1771 (1992).
5. J. Lesueur, L. H. Greene, W. L. Feldmann et al., Physica C **191**, 325 (1992).
6. A. G. Sun, A. Truscott, A. S. Katz et al., Phys. Rev. B **54**, 6734 (1996).
7. A. S. Katz, A. G. Sun, R. C. Dynes et al., Appl. Phys. Lett. **66**, 105 (1995).
8. J. Lesueur, M. Aprili, A. Goulon et al., Phys. Rev. B **55**, 3398 (1997).
9. J. R. Kirtley, K. A. Moler, and D. J. Scarlapino, E-print archive cond-mat/9703067 (1997).
10. L. J. Buchholtz, M. Palumbo, D. Rainer, and J. A. Sauls, Low Temp. Phys. **101**, 1099 (1995).
11. А. В. Зайцев, ЖЭТФ **86**, 1742 (1984).
12. М. Ю. Курьянов и К. К. Лихарев, IEEE Trans. Magn. **27**, 2400 (1991).
13. G. Deutscher, Physica C **185-189**, 216 (1991).
14. Yu. S. Barash, A. V. Galaktionov, and A. D. Zaikin, Phys. Rev. B **52**, 665 (1995).
15. G. S. Lee, Physica C **292**, 171 (1997).
16. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **53**, 11957 (1996).
17. Yu. S. Barash, A. A. Svidzinsky, and H. Burkhardt, Phys. Rev. B **55**, 15282 (1997).
18. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, Н. А. Тулина, В. В. Рязанов, Тезисы докладов, 31-е совещание по физике низких температур (НТ-31), Москва (1998), с. 236.
19. P. V. Komissinski, G. A. Ovsyannikov, N. A. Tulina, and V. V. Ryazanov, E-print archive cond-mat/9903065 (1999).