

АНДРЕЕВСКИЕ СОСТОЯНИЯ И ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА В СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

Ф. В. Комиссинский^{*a,b}, *Г. А. Овсянников*^{**a}, *Ю. В. Кислинский*^a,
И. М. Котелянский^a, *З. Г. Иванов*^b

^a *Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
101999, Москва, Россия*

^b *Chalmers University of Technology
SE-41296, Göteborg, Sweden*

Поступила в редакцию 8 апреля 2002 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований аномалии проводимости при малых напряжениях смещения и сверхпроводящем токе гетеропереходов $\text{Au}/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ и $\text{Nb}/\text{Au}/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, в которых ось c эпитаксиальной пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (YBCO) повернута в плоскости (110) YBCO на 11° относительно нормали к плоскости подложки. Данные пленки изготавливались с помощью лазерного напыления на подложки с ориентацией (7 10 2) в NdGaO_3 . На вольт-амперных характеристиках гетеропереходов обнаружена аномалия проводимости при малых напряжениях, поведение которой исследовалось при различных температурах и магнитных полях. Критический ток и наблюдаемые на вольт-амперных характеристиках гетеропереходов $\text{Nb}/\text{Au}/\text{YBCO}$ ступени Шапиро свидетельствуют о существовании в данных гетеропереходах эффекта Джозефсона. Результаты эксперимента анализируются в рамках модели возникновения связанных состояний, вызванных андреевским отражением в сверхпроводниках с d -типом симметрии сверхпроводящего параметра порядка.

PACS: 74.50.+r

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время установлено, что в большинстве металлооксидных сверхпроводников с высокой критической температурой сверхпроводящего перехода (высокотемпературные сверхпроводники, ВТСП) реализуется сложный тип симметрии сверхпроводящего параметра порядка, в котором преобладает $d_{x^2-y^2}$ -компонента (d -сверхпроводник) (см., например, обзор [1]). В отличие от сверхпроводника с полностью изотропным (s) типом симметрии сверхпроводящего параметра порядка (s -сверхпроводник), в d -сверхпроводнике сверхпроводящий параметр порядка меняет знак при из-

менении направления импульса квазичастицы в ab -плоскости на 90° .

В туннельных переходах d -сверхпроводника (D) с нормальным металлом (N/D, где косая черта означает туннельный барьер), s -сверхпроводником (S/D) или другим d -сверхпроводником (D/D') квазичастицы наряду с обычным зеркальным отражением испытывают андреевское отражение. При изменении знака сверхпроводящего параметра порядка d -сверхпроводника для падающей и претерпевшей андреевское отражение квазичастицы возникает дополнительный фазовый сдвиг π .

Такой процесс реализуется, например, в N/D-контактах с d -сверхпроводником, ориентированным в плоскости (110). Последовательность зеркальных и андреевских отражений квазичастицы в этом случае вызывает образование связанных андреевских состояний при малых энергиях (свя-

*E-mail: filipp@hitech.cplire.ru

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

занные андреевские состояния с нулевой энергией) на плоскости (110) d -сверхпроводника, локализованных вблизи границы раздела на расстоянии порядка длины когерентности [2]¹⁾. Эти состояния приводят к особенности плотности состояний на поверхности Ферми, что проявляется в возникновении на вольт-амперной характеристике (ВАХ) аномалии проводимости — пика проводимости при нулевом смещении [2–4].

Туннельная спектроскопия ВТСП-материалов, в частности соединений $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (YBCO), затруднена вследствие малой длины когерентности материала (около 3 нм), а также высокой чувствительности к дефектам кристаллической решетки и наличию примесей. В то же время, как показано экспериментально, аномалия проводимости наблюдалась в N/D- и S/D-гетеропереходах [5–9], межкристаллических контактах [10], торцевых гетеропереходах [11], в точечных контактах сканирующего туннельного микроскопа [12]. В последнее время из двух возможных причин возникновения аномалии проводимости в N/D-гетеропереходах (присутствие магнитных примесей в барьере [5] и андреевских состояний в d -сверхпроводнике [2]) предпочтение отдается второму механизму. Теоретические исследования предсказали существование связанных андреевских состояний с нулевой энергией на несколько отличающихся от плоскости (110) кристаллографических плоскостях d -сверхпроводников [4], например, на сильно изрезанных (фасетированных) поверхностях (100) [13], что было подтверждено в экспериментах [7–9]. Под воздействием сильного магнитного поля экспериментально наблюдалось расщепление андреевских состояний [6–8], которое объяснялось доплеровским сдвигом уровней, вызванным протеканием экранирующего тока — возбуждением is -компоненты в поверхностном слое d -сверхпроводника [13].

В данной работе мы сообщаем о результатах экспериментального исследования гетеропереходов Au/YBCO и Nb/Au/YBCO на однодоменных пленках YBCO, которые были получены на специально ориентированных в плоскости (7 10 2) подложках NdGaO_3 (NGO) [14]. Представлены температурные и магнитно-полевые зависимости аномалий проводимости гетеропереходов обоих типов. В гетеропереходах Nb/Au/YBCO наблюдался сверхпроводящий ток и проводилось исследование изменения формы

ВАХ под действием электромагнитного монохроматического излучения миллиметрового диапазона.

2. РОСТ ПЛЕНОК И МЕТОДИКА ИЗГОТОВЛЕНИЯ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ

Для изготовления туннельных гетеропереходов были выбраны ориентированные в плоскости (7 10 2) подложки NGO (наклонные подложки), плоскость которых отклонена на угол $\alpha \approx 11^\circ$ от «стандартной» для роста ориентированных в плоскости (001) пленок YBCO плоскости (110) соединения NGO. В результате ось c YBCO-пленки, выращенной на данной наклонной подложке, отклонена от нормали к плоскости подложки на угол $\alpha \approx 11^\circ$ поворотом в плоскости (110) YBCO, т. е. ориентация YBCO-пленки близка к ориентации (1 1 20) (рис. 1а). Эпитаксиальные YBCO-пленки толщиной 150 нм осаждались методом лазерного напыления при температуре 770–790 °С в атмосфере кислорода при давлении 0.6 мбар. Полученные YBCO-пленки имели критическую температуру $T_c = 85\text{--}90$ К, измеренную магнитно-индукционным методом.

Для измерения критической плотности тока в пленке YBCO изготавливались микромостики длиной 20 мкм и шириной 4 мкм, параллельные сторонам подложки (на рис. 1а соответственно направления [20 0 1] и [0 20 1]). При $T = 77$ К критическая плотность тока в микромостиках одного из образцов составляла $7.5 \cdot 10^4$ А/см² и $2.0 \cdot 10^4$ А/см² с анизотропией равной 3.75. Как показали эксперименты по рентгеновской дифракции YBCO-пленок, выращенных на подложках NGO с ориентацией (7 10 2), данные пленки являются однодоменными и при этом демонстрируют наличие единственного двойникового комплекса [14], в отличие, например, от YBCO-пленок на подложках SrTiO_3 с ориентацией (110) и NGO с ориентацией (120) [14–16].

Морфология полученных YBCO-пленок исследовалась с помощью атомно-силового микроскопа. На рис. 2а показано, что поверхность пленок на наклонных подложках NGO с ориентацией (7 10 2) состоит из крупных ступеней роста, значительно превосходящих ступени на поверхности подложки как по ширине, так и по высоте террасы. Длинная и короткая стороны ступеней роста ориентированы соответственно в плоскостях (001) и (110) соединения YBCO (см. отрезки AA (BB) на рис. 2б). Поэтому в планарных гетеропереходах Au/YBCO

¹⁾ При подавлении параметра порядка вблизи границы в N/D-контактах могут также образовываться связанные состояния при конечных энергиях [2].

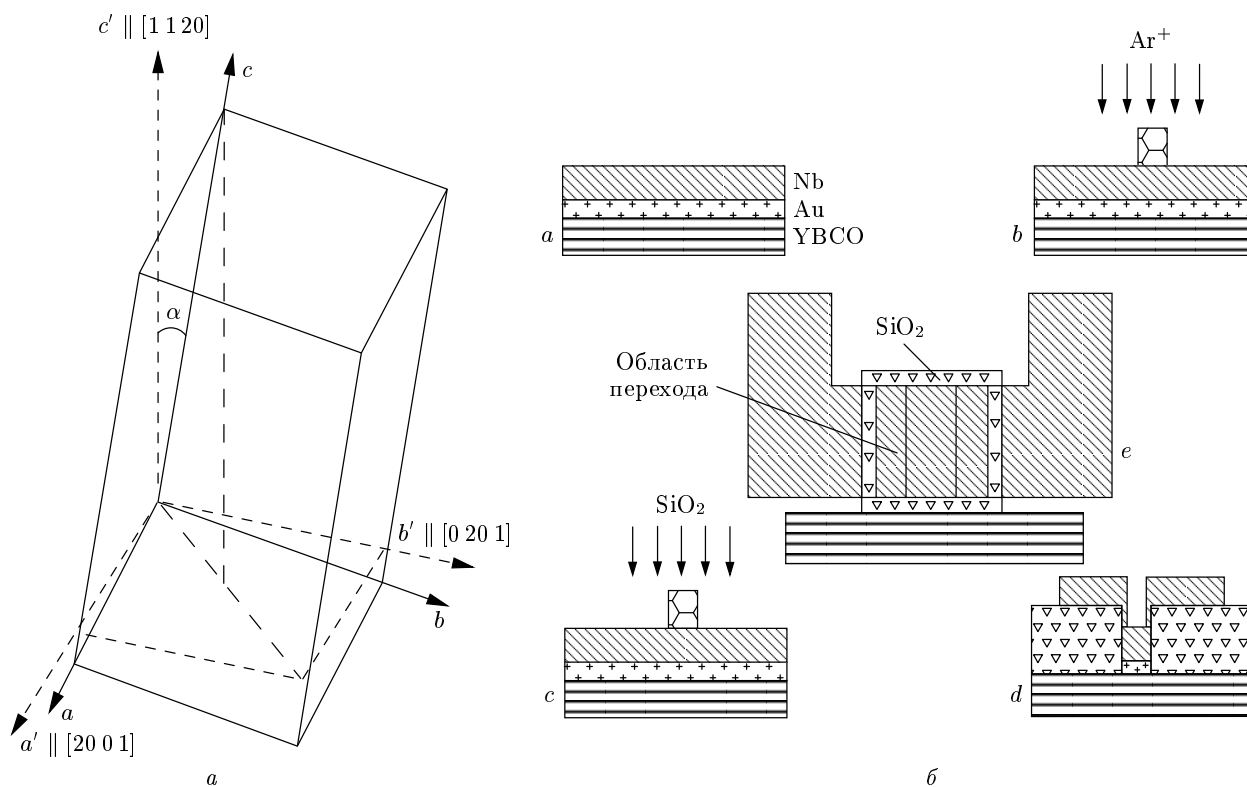


Рис. 1. *a* — Схематическое представление роста грани (1 1 2 0) YBCO-пленок на подложке (7 1 0 2) соединения NdGaO₃. Углы разворота кристаллографических осей *a*, *b* и *c* пленки YBCO относительно осей *a'*, *b'* и *c'* стандартной (001)-ориентированной YBCO-пленки на подложке (110) соединения NdGaO₃ соответственно равны $aa' = 7.6^\circ$, $bb' = 7.9^\circ$, $\alpha \equiv cc' = 11^\circ$; *b* — последовательность изготовления гетеропереходов Nb/Au/YBCO

и Nb/Au/YBCO, изготовленных на таких пленках YBCO, суммарный транспортный ток складывается из токов, протекающих через контакты к кристаллографическим плоскостям (001) и (110) пленок YBCO. При этом вследствие анизотропии проводимости YBCO большая часть тока протекает через грани с ориентацией (110) поверхности YBCO-пленки [17].

Детальные исследования морфологии поверхности пленки YBCO на (001)- и (110)-ориентированных гранях (соответственно AA и BB) выявили максимальную шероховатость поверхности на уровне 1-2 постоянных решетки YBCO-пленки (см. рис. 2в, з). При этом значения среднеквадратичного отклонения шероховатости поверхности на гранях AA и BB составляют соответственно $h_{(001)} \approx 0.6$ нм и $h_{(110)} \approx 1.3$ нм, что с учетом квазичастичной длины волны в *ab*-плоскости $\lambda_{ab} \approx \hbar/p_{Fab} \sim 10$ нм (\hbar — постоянная Планка, p_{Fab} — импульс квазичастицы на поверхности Ферми YBCO), позволяет рассматривать отражение квазичастиц от границы Au/YBCO

как зеркальное, а саму границу как состоящую из последовательности разориентированных граней (фасеток) [13, 18]. Отметим, что для пленок YBCO, осаждаемых на (110)-ориентированную подложку NGO ($\alpha = 0$), поверхность ориентирована в плоскости (001) с максимальной шероховатостью 3–4 нм (см. рис. 4а в [19]), а ступени роста появляются при увеличении α , и на (7 1 0 2)-ориентированных подложках NGO ($\alpha = 11^\circ$) их высота составляет $\eta \approx 20$ нм (см. рис. 2б).

При изготовлении гетеропереходов Nb/Au/YBCO осажденные пленки YBCO сразу после охлаждения до комнатной температуры обычно без «разрыва» вакуума (*in-situ*) покрывались тонкой пленкой золота толщиной 10 нм. Необходимые для изготовления гетеропереходов Au/YBCO и Nb/Au/YBCO дополнительные слои Au и Nb напылялись в других вакуумных камерах соответственно методами электронно-лучевого напыления и радиочастотного магнетронного

Рис. 2. Результаты измерения профиля поверхности пленок YBCO с ориентацией (1 1 20) на атомно-силовом микроскопе: *a* — трехмерное изображение участка поверхности площадью 0.8×0.8 мкм²; *b* — профиль поверхности вдоль белой линии на рис. 2*a*, где метками *AA* или *BB* обозначены поверхности (001) или (110) ступеней роста YBCO-пленки; *в*, *г* — планаризованные профили поверхностей YBCO-пленки соответственно для участков *AA* и *BB*

распыления²⁾, причем напыление пленок Au для гетероперехода Au/YBCO происходило с разрывом вакуума (*ex-situ*). Для формирования гетероперехода размерами от 5×5 до 30×30 мкм² использовались фотолитография и ионно-лучевое травление в атмосфере аргона. Напыленный электронным лучом изолирующий слой SiO₂ позволял локализовать область протекания тока и избежать паразитных контактов по торцам YBCO-пленки. На подложке размером 5×5 мм² обычно изготавливалось до 20 гетеропереходов. Технологическая последовательность изготовления гетеропереходов Nb/Au/YBCO показана на рис. 1б.

Измерение электрофизических параметров проводилось по четырехточечной схеме в режиме задания тока в температурном диапазоне $T = 4.2\text{--}300$ К, магнитных полях до 5 Тл, а также под действием электромагнитного излучения на

частотах 40–100 ГГц. Результаты измерений электрофизических параметров гетеропереходов при $T = 4.2$ К представлены в таблице.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Температурные зависимости сопротивления гетеропереходов

На рис. 3 представлены температурные зависимости измеренного при токе величиной 1 мкА сопротивления R гетеропереходов Au/YBCO и Nb/Au/YBCO. Видно, что при $T \gtrsim 53$ К сопротивление гетероперехода Au/YBCO экспоненциально растет с понижением температуры, а при $T \lesssim 53$ К наблюдается отклонение зависимости $R(T)$ от экспоненциальной. В случае гетероперехода в Au/YBCO не наблюдается значительного изменения величины R при $T \approx T_c$, из-за того что сопротивление R_N самого гетероперехода³⁾ существенно превышает

²⁾ В отличие от используемого в работах [5, 7] свинца, при напылении ниобия поверх золота не происходит перемешивания этих материалов. Отметим, что непосредственный контакт Nb/YBCO обладает очень большим характерным сопротивлением [19].

³⁾ Для гетеропереходов Nb/Au/YBCO справедливо тождество $R_N \equiv R(T_c)$, а для гетеропереходов Au/YBCO значение R_N определялось из ВАХ как максимальное значение сопротивления при 4.2 К.

Параметры гетеропереходов

Nb/Au/YBCO	№	A , мкм ²	I_c , мкА	R_N , Ом	$R_N A$, мОм·см ²	$I_c R_N$, мкВ	ΔV , мВ $T = 4.2$ К	σ_0/σ_{min} $T = 4.2$ К
		J9	10 × 10	45	6	0.006	270	—
	J10	20 × 20	10	15	0.06	150	—	—
	J11	30 × 30	13	12	0.108	156	—	—
	J12	30 × 30	2	40	0.36	80	—	—
Au/YBCO	J9	10 × 10	—	2900*	2.9*	—	5.65	1.37
	J10	20 × 20	—	7200*	28.8*	—	9.14	1.25
	J11	20 × 20	—	6700*	26.8*	—	6.6	1.81
	J13	30 × 30	—	1400*	12.6*	—	6.4	1.57
	J16	20 × 20	—	2700*	10.8*	—	4.8	1.65

Примечание. Звездочкой отмечены значения R_N для гетеропереходов Au/YBCO, которые определялись из ВАХ как максимальные значения их сопротивлений при 4.2 К.

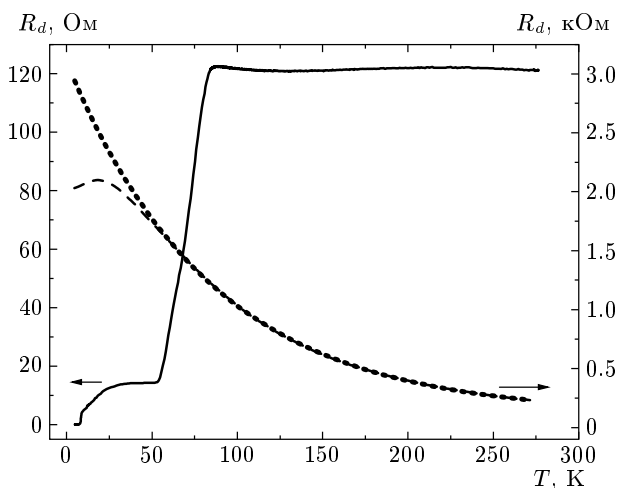


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивлений двух типов гетеропереходов Nb/Au/YBCO (сплошная линия) и Au/YBCO (штриховая), измеренные при токе смещения 1 мкА. Пунктиром показана зависимость $R[\text{кОм}] = 0.11 + 3 \exp(-T[\text{К}]/85)$, являющаяся хорошим приближением зависимости $R_d(T)$ в гетеропереходе Au/YBCO при $T > T_c = 53$ К

сопротивление R_e подводящих линий YBCO. Это типичная ситуация для гетеропереходов, изготовленных путем напыления пленок Au ex-situ. При этом «уход» атомов кислорода из поверхностного слоя YBCO уменьшает прозрачность границы. Характерное сопротивление границы $r \equiv R_N A$,

где A — площадь гетероперехода, варьировалось в широких пределах 10^{-2} – 10^{-6} Ом·см² в зависимости от методики изготовления гетеропереходов. В частности, сопротивление гетеропереходов, для которых формирование границы между Au и YBCO происходило путем напыления пленки Au ex-situ, увеличивалось на 3-4 порядка по сравнению с той же величиной для гетеропереходов, для которых формирование границы между Au и YBCO происходило in-situ. Поскольку величина r однозначно определяет усредненную по направлениям импульса прозрачность границы $\langle D(\theta) \rangle \equiv \bar{D}$ [19], при этом можно говорить об уменьшении \bar{D} во столько же раз, во сколько увеличивается r .

Зависимость $R(T)$ совершенно иная при $R_N \ll R_e$, что имеет место в случае, если пленка Au напыляется in-situ. Именно этот случай реализовывался в гетеропереходе Nb/Au/YBCO, зависимость $R(T)$ которого представлена на рис. 3. При $T \approx T_c = 53$ К наблюдается резкое уменьшение R , вызванное переходом подводящих линий в сверхпроводящее состояние⁴). При дальнейшем понижении температуры ниже T_c сопротивление R медленно уменьшается до температуры перехода Nb-электрода в сверхпроводящее состояние $T_{c\text{Nb}} \approx 9.2$ К. Температура $T_c = 53$ К совпадает с температурой отклонения зависимости $R(T)$ гете-

⁴) Низкое значение критической температуры подводящих линий $T_c = 53$ К вызвано, по-видимому, обеднением кислородом открытых ab -плоскостей YBCO-пленки в процессе изготовления образцов.

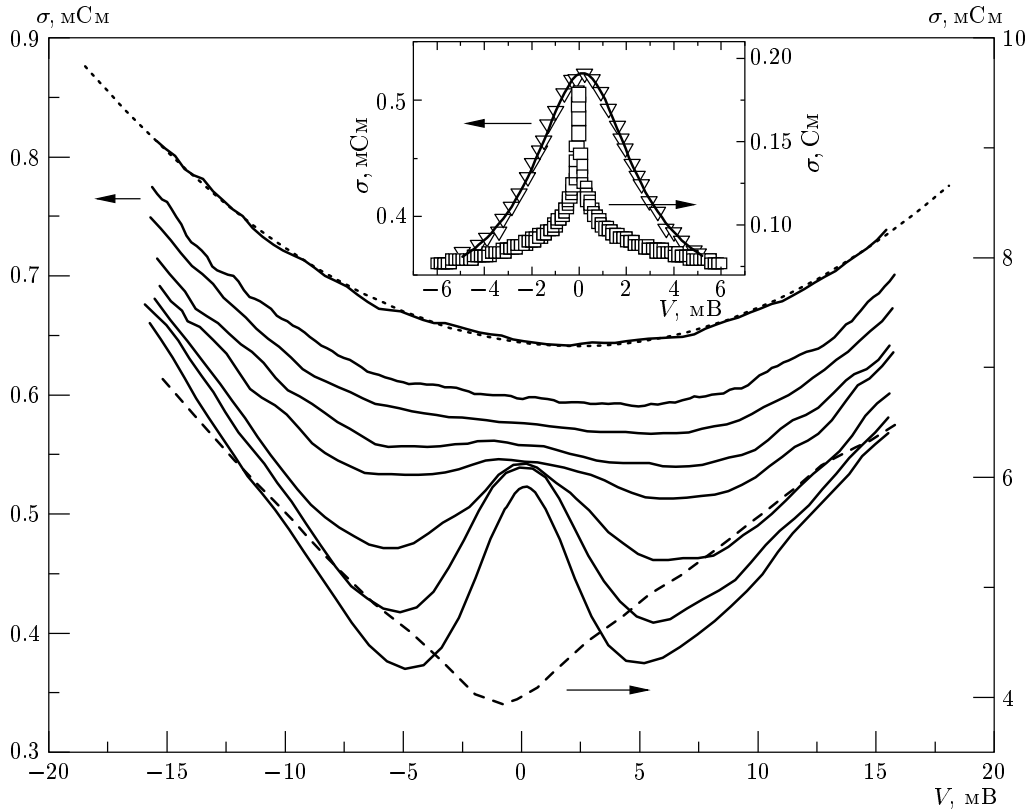


Рис. 4. Зависимость проводимости $\sigma(V)$ для гетеропереходов Au/YBCO при различных температурах (сплошные линии снизу вверх): 4.2, 10, 20, 30, 35, 40, 45 и 55 К. Пунктиром показана парабола, являющаяся приближением зависимости $\sigma(V)$ при $T = 55$ К. Штриховая кривая соответствует зависимости $\sigma(V)$ при $T = 4.2$ К для гетеропереходов Au/YBCO на ориентированных в плоскости (001) пленках YBCO [19]. На вставке представлены зависимости $\sigma(V)$ для гетеропереходов Au/YBCO (треугольники) и Nb/Au/YBCO (квадраты) при $T = 10$ К в области малых напряжений $V < 6$ мВ. Сплошная линия является приближением зависимости $\sigma(V)$ лоренцианом

роперехода Au/YBCO от экспоненциальной. Ход зависимостей $R(T)$ для гетеропереходов Au/YBCO и Nb/Au/YBCO при $T \lesssim T_c$ вызван «включением» при понижении температуры канала переноса тока с участием андреевского отражения [20]. В наших гетеропереходах влияние андреевского отражения усиливается из-за наличия связанных андреевских состояний с нулевой энергией на границе d -сверхпроводника [1, 2]. Отметим, что аномалия проводимости появляется на ВАХ гетероперехода только при $T < T_c$, что не может быть объяснено присутствием магнитных примесей в барьере [5].

3.2. Уширение андреевских состояний

На рис. 4 показана трансформация зависимостей проводимости от напряжения смещения $\sigma(V)$ при понижении температуры для гетероперехода Au/YBCO. При $T > T_c$ зависимость $\sigma(V)$ (верх-

няя сплошная линия на рис. 4) может быть хорошо аппроксимирована параболой (штриховая линия на рис. 4) в рамках туннельной теории N/N' -переходов с учетом конечной высоты потенциального барьера [21]. При $T < T_c$ на зависимости $\sigma(V)$ при малых V наблюдается отклонение от параболической формы в виде появления пика проводимости при нулевом смещении — аномалия проводимости, возрастающее с уменьшением температуры (сплошные линии сверху вниз на рис. 4). Отклонение зависимости $R(T)$ гетероперехода Au/YBCO от экспоненциальной совпадает с моментом возникновения аномалии проводимости на ВАХ. Отметим, что для гетеропереходов Au/YBCO, изготовленных на c -ориентированных пленках, аномалия проводимости отсутствует (см. штриховые линии на рис. 4) [19].

На рис. 5 представлены зависимости $\sigma(V)$ для гетероперехода Nb/Au/YBCO в области температур

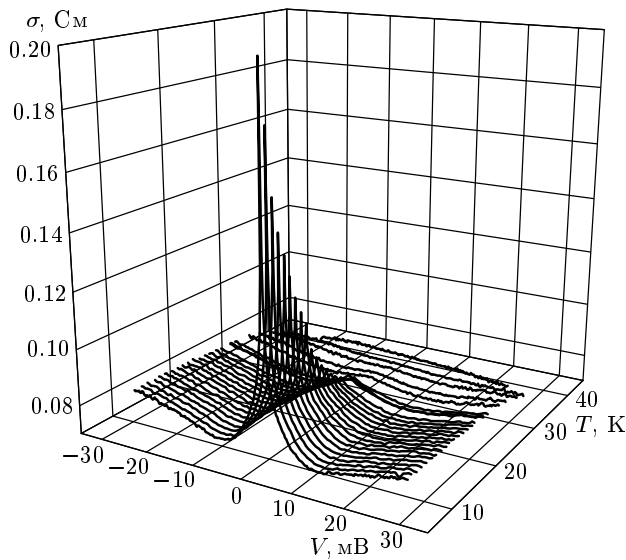


Рис. 5. Зависимости $\sigma(V, T)$ для гетеропереходов Nb/Au/YBCO

9–40 К, в которой аномалия проводимости выражена наиболее сильно. При $T > T_c$ имеем $\sigma(V) \approx \text{const}$, что соответствует туннелированию квазичастиц через однородный по площади перехода δ -образный барьер, а при $T < T_c$ на ВАХ для гетеропереходов Nb/Au/YBCO, так же как и в гетеропереходах Au/YBCO, возникает аномалия проводимости. Для обоих типов гетеропереходов при понижении температуры наблюдается увеличение амплитуды и уменьшение полуширины аномалии проводимости (ΔV) (см. рис. 6). Наряду с тепловым размытием аномалии проводимости уровни андреевских состояний уширяются вследствие влияния конечного времени жизни состояний. Для квазичастицы с энергией ε при $\varepsilon < \Delta_0$ (Δ_0 — амплитудное значение энергетической щели $\Delta(\theta) = \Delta_0 \cos(2\theta)$ d -сверхпроводника) используется следующая форма плотности состояний $N(\varepsilon, \theta)$ [22]:

$$N(\varepsilon, \theta) = \frac{\pi^{-1} \Gamma^2(\theta)}{(\varepsilon - \varepsilon_b)^2 + \Gamma^2(\theta)}, \quad (1)$$

где θ — угол падения квазичастицы относительно нормали к границе и ε_b описывает сдвиг уровней энергии андреевских состояний вследствие, например, протекания тока вдоль N/D -границы. В формуле (1) параметр $\Gamma(\theta) \sim \hbar/\tau(\theta)$, где $\tau(\theta)$ — время жизни квазичастицы в андреевском состоянии, характеризует уширение уровня. В общем случае $\Gamma(\theta)$ определяется туннелированием квазичастиц $\Gamma^{tunn}(\theta)$, диффузионным рассеянием за счет

шероховатости поверхности YBCO-пленки, $\Gamma^{diff}(\theta)$, U -процессами рассеяния квазичастиц с изменением нормальной компоненты импульса $\Gamma^U(\theta)$ и рассеянием на дефектах кристаллической решетки и примесях Γ^{imp} [22] как

$$\Gamma(\theta) = \Gamma^{tunn}(\theta) + \Gamma^{diff}(\theta) + \Gamma^U(\theta) + \Gamma^{imp}. \quad (2)$$

Если при формировании связанных андреевских состояний доминирующий вклад в их уширение дает рассеяние на дефектах и примесях Γ^{imp} , не зависящее от направления импульса квазичастицы, то, как следует из формул (1) и (2), зависимость аномалии проводимости по форме является лоренцианом ширины Γ . На вставке к рис. 4 показаны экспериментальные зависимости $\sigma(V)$ при малых напряжениях ($V < 6$ мВ) для гетеропереходов Au/YBCO при $T = 4.2$ К (треугольники) и Nb/Au/YBCO при $T = 10$ К (квадраты). Зависимость $\sigma(V)$ гетеропереходов Au/YBCO хорошо аппроксимируется лоренцианом (сплошная линия на вставке к рис. 4)⁵⁾, следовательно, именно рассеяние на дефектах и примесях определяет полуширину аномалии проводимости. На вставке к рис. 4 также заметно, что форма зависимости $\sigma(V)$ гетероперехода Nb/Au/YBCO не является лоренцевой.

В нашем эксперименте формирование границы в гетеропереходе Au/YBCO происходило с разрывом вакуума (ex-situ) и поверхность YBCO-пленки перед напылением золота приблизительно в течение часа находилась в атмосферных условиях. В результате взаимодействия с атмосферой на поверхность YBCO-пленки осаждаются различные примеси, такие как, например, ионы CO₂ и OH, а также образуются обедненные кислородом области, являющиеся дефектами кристаллической решетки. Перечисленные выше факторы приводят к формированию большого количества центров рассеяния в поверхностном слое YBCO-пленки и могут быть определяющими для уширения аномалии проводимости. Степень диффузности поверхностного слоя на границе Au/YBCO можно характеризовать с помощью параметра $\rho = d/l$, где d — толщина неупорядоченного слоя, а l — длина свободного пробега квазичастицы [4]. При этом $\rho = 0$ соответствует идеальной границе Au/YBCO, а $\rho = \infty$ — полностью диффузной.

На рис. 6 представлены температурные зависимости проводимости при нулевом смещении $\sigma_0(T)$ гетероперехода Au/YBCO (треугольники) и Nb/Au/YBCO (квадраты), нормированные на

⁵⁾ Лоренцева форма аномалии проводимости для гетероперехода Au/YBCO сохраняется при $T < T_c$.

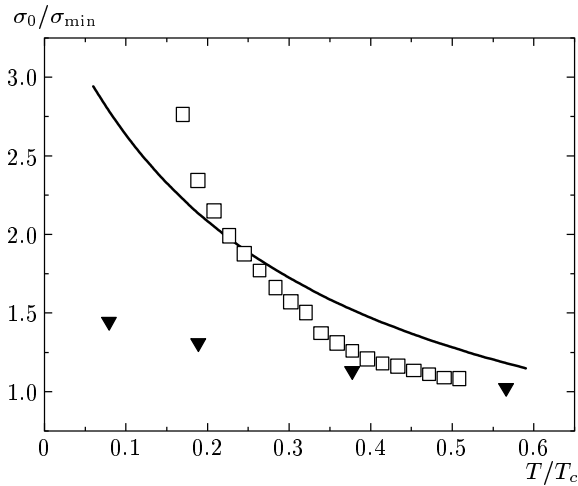


Рис. 6. Экспериментальные зависимости $\sigma(V=0, T) \equiv \sigma_0(T)$ для гетеропереходов Au/YBCO (треугольники) и Nb/Au/YBCO (квадраты), рассчитанные из ВАХ и нормированные на минимальные значения проводимости $\sigma_{min}(T)$ при заданной температуре. Сплошная линия является результатом теоретического расчета [4] при $\rho = 0.1$

минимальные значения проводимости при данной температуре $\sigma_{min}(T)$. Монотонный рост $\sigma_0/\sigma_{min}(T)$ с понижением температуры наблюдается для гетеропереходов обоих типов. Сплошной линией на рис. 6 показана зависимость $\sigma_0(T)$ для $\rho = 0.1$, построенная на основе расчетов [4]. Видно, что $\sigma_0(T)$ для гетероперехода Nb/Au/YBCO возрастает с уменьшением температуры сильнее, чем это следует из [4]. В то же время нормированные значения $\sigma_0(T)/\sigma_{min}(T)$ для гетероперехода Au/YBCO в несколько раз отличаются от теоретических [4] при $\rho = 0.1$. К сожалению, в работе [4] отсутствуют данные для $\rho > 0.1$, которые соответствуют нашей экспериментальной ситуации для гетеропереходов Au/YBCO.

К зависящим от направления импульса падающих квазичастиц механизмам уширения связанных андреевских состояний можно отнести туннелирование, рассеяние на шероховатой поверхности YBCO и рассеяние с изменением направления импульса квазичастицы. При увеличении прозрачности барьера вероятность процесса «ухода» квазичастиц за счет туннелирования через барьер возрастает, что должно приводить к увеличению $\Gamma^{tunn}(\theta)$ [23, 24]. Однако в нашем эксперименте для гетеропереходов Nb/Au/YBCO значения \bar{D} как минимум на порядок больше, чем для гетеропереходов Au/YBCO, но ΔV

для гетеропереходов Nb/Au/YBCO при низких температурах в несколько раз меньше, чем для гетеропереходов Au/YBCO. Например, при $T = 10$ К для гетеропереходов Nb/Au/YBCO и Au/YBCO, результаты измерений аномалии проводимости которых представлены на рис. 6, ΔV равны соответственно 1 и 6.8 мВ. Таким образом, в наших гетеропереходах ΔV убывает с увеличением \bar{D} и, следовательно, туннелирование квазичастиц не является определяющим фактором в уширении аномалии проводимости.

Уширение связанных андреевских состояний с нулевой энергией, приводящее к нелоренцевой форме аномалии проводимости, по-видимому, определяется двумя процессами: диффузионным рассеянием из-за шероховатости поверхности YBCO-пленки и U -процессами рассеяния квазичастиц с изменением нормальной компоненты импульса. Экспериментальное исследование влияния каждого из этих процессов на уширение аномалии проводимости затруднено из-за проблем в определении точного распределения прозрачности по площади перехода и углам θ , а также зависимостей $\Gamma(\theta)$ для каждого процесса.

3.3. Магнитно-полевые зависимости

При помещении гетероперехода N/D в перпендикулярное магнитное поле в сверхпроводнике D возникают экранирующие токи, сдвигающие уровни связанных андреевских состояний (доплеровский сдвиг уровней) [13]. Аналогично спонтанные токи могут возникать и при отсутствии внешнего магнитного поля, если на поверхности D, например, при понижении температуры ниже некоторого критического значения T_s происходит переход к смешанному $d_{x^2-y^2} + is$ -типу симметрии сверхпроводящего параметра порядка. В обоих случаях это приводит к расщеплению уровней связанных андреевских состояний. В результате пик аномалии проводимости в гетеропереходе N/D расщепляется на два пика.

В перпендикулярном магнитном поле H расщепления уровней связанных андреевских состояний [13] определяются формулой

$$\varepsilon_b = \frac{e}{c} v_F H \lambda_L \sin \theta, \tag{3}$$

где c — скорость света в вакууме, e — заряд электрона, v_F — скорость Ферми в ab -плоскости YBCO и λ_L — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в c -направлении YBCO. В на-

шем эксперименте при исследовании гетеропереходов Au/YBCO в магнитных полях до 5 Тл, перпендикулярных плоскости подложки (составляющих с ab -плоскостью YBCO угол приблизительно 79°), расщепление аномалии проводимости непосредственно на зависимостях $\sigma(V)$ обнаружено не было. Однако после вычитания из $\sigma(V)$ аналогичную зависимость при $H = 0$ становится очевидным наличие расщепления аномалии проводимости (см. рис. 7)⁶⁾. На вставке к рис. 7 представлена зависимость величины расщепления аномалии проводимости от значений магнитного поля, $\delta(H)$, в гетеропереходе Au/YBCO при $T = 4.2$ К (квадраты). В области сильных магнитных полей ($H > 2$ Тл) зависимость $\delta(H)$ практически постоянна и качественно может быть хорошо приближена зависимостью $\delta(H)$, полученной в рамках модели доплеровского сдвига уровней связанных андреевских состояний вследствие генерации дополнительной s -компоненты сверхпроводящего параметра порядка при $T < T_s$ (YBCO) ≈ 7 К (сплошная линия на вставке к рис. 7) [6, 13]. В этом случае аномалия проводимости должна расщепляться также и в нулевом магнитном поле, что не наблюдается в нашем эксперименте, хотя условие $T < T_s$ выполнено (см. также рис. 4). В работе [25] было показано, что расщепление в нулевом магнитном поле исчезает при переходе в сверхпроводнике D от избыточного допирования носителями к недостаточному. По-видимому, именно недостаточный уровень допирования носителями из-за дефицита кислорода реализуется в пленках YBCO в нашем эксперименте, что косвенно подтверждается низкой температурой перехода в сверхпроводящее состояние, $T_c = 53$ К. В области слабых магнитных полей ($H < 1$ Тл) недостаток экспериментальных данных не позволяет сравнить наш эксперимент с теорией [13].

Недавно были предложены альтернативные объяснения расщепления уровней под действием магнитного поля: Лафлин (Laughlin) [26] связывает его с возникновением в образце в магнитном поле магнитного момента, а Дейтшер (Deutscher) и др. [25] предполагают существование спонтанной или индуцированной внешним магнитным полем id_{xy} -компоненты сверхпроводящего параметра порядка в ВТСП. В последнем случае зависимость $\delta(H)$ нелинейная.

⁶⁾ Использование данной методики анализа экспериментальных зависимостей $\sigma(V, H)$ вызвано малыми изменениями значений $\sigma(V)$ под действием магнитного поля и проводилось также в работах [10, 11].

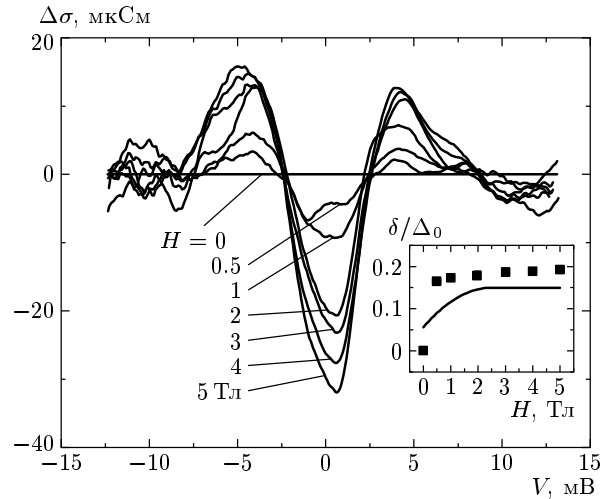


Рис. 7. Зависимости $\Delta\sigma(V, H) = \sigma(V, H) - \sigma(V, 0)$ при $T = 4.2$ К для гетеропереходов Au/YBCO при различных значениях магнитного поля, от 0 до 5 Тл, приложенного перпендикулярно плоскости подложки. Кривая при $H = 0$ соответствует прямой линии, проходящей через нуль. На вставке квадратами показана зависимость расщепления от величины магнитного поля, рассчитанная как половина расстояния между максимумами зависимости $\Delta\sigma(V, H)$ и нормированная на $\Delta_0 = 20$ мэВ. Сплошная линия соответствует расчету в рамках модели генерации дополнительной s -компоненты параметра порядка в YBCO при температуре ниже $T_s \lesssim 7$ К; Δ_s -YBCO = 1.2 мэВ, $\Delta_0 = 20$ мэВ, $H_0 = 16$ Тл и $H_c = 1$ Тл [13]

3.4. Влияние андреевских состояний на сверхпроводящий ток в гетеропереходах Nb/Au/YBCO

На рис. 8 показаны ВАХ гетеропереходов Nb/Au/YBCO для образца J9 и зависимость его дифференциального сопротивления от напряжения, $R_d(V)$, при $T = 4.2$ К. Узкий минимум при $V = 0$ и особенность при $V = 1.2$ мВ на зависимости $R_d(V)$ характеризуют джозефсоновский ток и сверхпроводящую щель Nb (Δ_{Nb}). Широкий минимум $R_d(V)$ при $V < 5$ мВ соответствует аномалии проводимости. Зависимость энергии связанных андреевских состояний от разности фаз φ сверхпроводящего параметра порядка электродов, образующих джозефсоновский переход, определяет сверхпроводящий ток (см., например, [27–29]):

$$I_s(\varphi) \propto \sum_n \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta_n \frac{dE_n(\theta, \varphi)}{d\varphi} f(E_n(\theta)) d\theta, \quad (4)$$

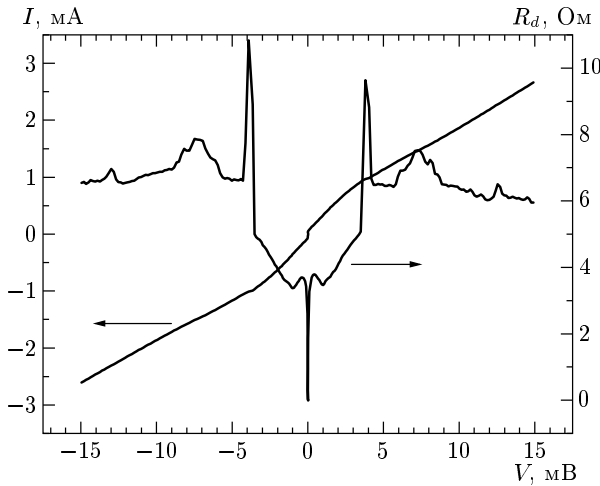


Рис. 8. ВАХ и $R_d(V)$ гетероперехода Nb/Au/YBCO для образца J9 при $T = 4.2$ К

где суммирование по n ведется по всем состояниям с энергиями E_n . Для контактов двух одинаковых s -сверхпроводников получаем

$$E_n(\theta, \varphi) = \pm \Delta_1 \sqrt{1 - D(\theta) \sin^2(\varphi/2)}, \quad (5)$$

где Δ_1 — амплитуда параметра порядка в s -сверхпроводниках. Подставляя E_n из (5) в выражение (4), получаем известную синусоидальную фазовую зависимость сверхпроводящего тока $I_s(\varphi) = I_c \sin \varphi$, полученную Амбегаокаром и Баратовым для туннельных переходов [30]. Отметим, что для туннельных переходов из s -сверхпроводников ($\bar{D} \ll 1$) энергии связанных андреевских состояний находятся вблизи щели.

Для андреевских состояний контакта s -сверхпроводника (Δ_1) с (110)-плоскостью d -сверхпроводника (S/D₍₁₁₀₎) наряду со значениями, определенными формулой (5), имеются уровни при $\varepsilon \ll \Delta_0$ [27–29, 31]:

$$E_n(\varphi) = \pm \frac{\Delta_1 \Delta_0 D(\theta) \sin \varphi}{2\Delta_1 + D(\theta)(\Delta_0 - \Delta_1)}. \quad (6)$$

Из формул (4) и (6) следует [29], что в S/D₍₁₁₀₎-переходах при низких температурах, $kT \ll \bar{D}\Delta_0$ (k — постоянная Больцмана), так же как и в S/S-переходах, $I_c \propto \bar{D}$ и $I_c R_N \sim \Delta_0/e$, однако $I_s(\varphi)$ сильно отличается от синусоидальной, $I_s(\varphi) \sim \cos \varphi$ ($0 < \varphi < \pi$) (случай (а)). При более высоких температурах, $\bar{D}\Delta_0 \leq kT$, имеем $I_c \propto \bar{D}^2$, $I_c R_N \sim \Delta_1^2 \bar{D}/ekT$ и $I_s(\varphi) \sim \sin 2\varphi$ (случай (б)). Поскольку в исследованных гетеропереходах Nb/Au/YBCO $\bar{D} \sim 10^{-5}$, при $\Delta_0 = 20$ мэВ величина $\bar{D}\Delta_1 < 0.01$ К и при

$T = 4.2$ К, т. е. реализуется случай (б). Например, для $\bar{D} \sim 10^{-5}$ получаем $I_c R_N \sim 2$ мкВ, что значительно меньше значения, наблюдаемого в эксперименте.

Более того, если в S/D₍₁₁₀₎-гетеропереходах сверхпроводящий ток протекает в основном через андреевские состояния, то на температурной зависимости критического тока $I_c(T)$ должен быть заметен низкотемпературный пик [28, 29, 31]. Экспериментально измеренная для гетеропереходов Nb/Au/YBCO (образец J9) зависимость $I_c(T)$ монотонно убывает при повышении температуры. Следовательно, вкладом андреевских состояний в перенос сверхпроводящего тока в нашем эксперименте можно пренебречь, и сверхпроводящий ток в гетеропереходе Nb/Au/YBCO протекает через связанные андреевские состояния вблизи сверхпроводящей энергетической щели — формула (5). Альтернативным объяснением отсутствия низкотемпературного пика на зависимости $I_c(T)$ является неровность (фасетирование) поверхности d -сверхпроводника. По нашему мнению, в гетеропереходе Nb/Au/YBCO, в отличие от бикристаллических переходов, определяющей является низкая прозрачность границы Au/YBCO, которая уменьшает влияние d -симметричной компоненты сверхпроводящего параметра порядка для YBCO.

Из хорошего соответствия экспериментальных данных теоретической зависимости $I_c(T)$ для туннельных переходов между разными s -сверхпроводниками (S₁IS₂) (см. рис. 9) следует преобладание s -симметричной компоненты параметра порядка для YBCO вблизи границы Au/YBCO. В ряде экспериментов отмечается наличие дополнительной s -компоненты сверхпроводящего параметра порядка для YBCO с энергетической щелью $\Delta_{s\text{-YBCO}}$. Данная s -компонента либо возбуждается на границе (см. разд. 3.3), либо присутствует в соединении YBCO вследствие его орторомбичности. При этом сверхпроводящий ток определяется аналогично случаю джозефсоновского перехода между двумя разными s -сверхпроводниками [32]:

$$I_c R_N \approx \frac{2 \ln(3.56\Delta_0/kT'_c)}{\pi e \Delta_0} \Delta_{s\text{-YBCO}}(T) \Delta_1(T). \quad (7)$$

В формуле (7) учтено, что вследствие высокой прозрачности границы Nb/Au из-за эффекта близости в прослойке золота наводится параметр порядка с критической температурой $T'_c \leq T_{c\text{Nb}}$. На рис. 9 сплошной линией показана зависимость, рассчитанная из (7) с $T_s = 7.4$ К, $T'_c = 7.4$ К, $\Delta_1 = 1.2$ мэВ и $\Delta_0 = 20$ мэВ и в предположении, что ход зависимо-

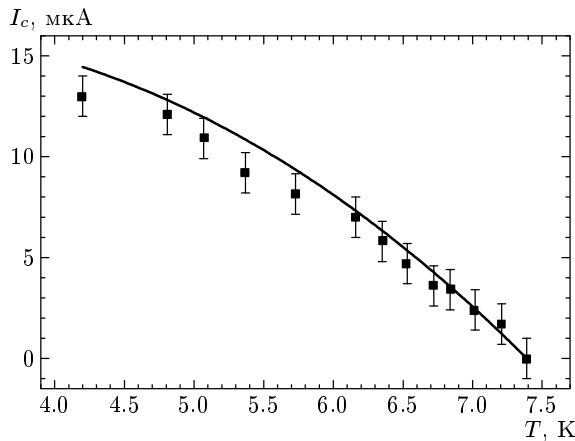


Рис. 9. Температурная зависимость критического тока гетероперехода Nb/Au/YBCO для образца J9. Сплошной линией показана зависимость $I_c(T)$, рассчитанная по формуле (7) с $T_s = 7.4$ К, $T'_c = 7.4$ К, $\Delta_1 = 1.2$ мэВ и $\Delta_0 = 20$ мэВ, а $\Delta_{s\text{-YBCO}}(T)$ и $\Delta_{\text{Nb}}(T)$ соответствуют теории БКШ

сти $\Delta_{s\text{-YBCO}}(T)$ определяется классической теорией БКШ. На рис. 9 видно, что рассчитанная из формулы (7) зависимость $I_c(T)$ качественно соответствует экспериментально наблюдаемой в гетеропереходах Nb/Au/YBCO.

3.5. Фазовая зависимость сверхпроводящего тока гетеропереходов Nb/Au/YBCO

Перенос джозефсоновского тока через связанные андреевские состояния вблизи сверхпроводящей энергетической щели не исключает появления второй гармоники в зависимости $I_s(\varphi)$ из-за d -симметричной компоненты параметра порядка YBCO. Для определения зависимости $I_s(\varphi)$ для джозефсоновских переходов в ВТСП часто применяется метод, в котором она рассчитывается из измерений амплитудно-частотных характеристик высокочастотного резонатора, связанного с интерферометром, в котором исследуемый джозефсоновский переход шунтирован сверхпроводящей индуктивностью L [33]. Основное ограничение применения данного метода состоит в величине критического тока, который определяет джозефсоновскую индуктивность $L_J = \Phi_0/2\pi I_c$ (Φ_0 — квант магнитного потока). Для достоверного определения $I_s(\varphi)$ необходимо выполнение условия для индуктивности интерферометра $L < L_J$. При реальных размерах интерферометра порядка нескольких десятков микрон величина тока

I_c для джозефсоновского перехода не должна превышать 10 мкА, что существенно ограничивает отбор образцов.

Величину $I_s(\varphi)$ можно также определить с помощью иного метода, основанного на измерении зависимостей критического тока и ступеней Шапиро на ВАХ джозефсоновских переходов от амплитуды внешнего монохроматического электромагнитного воздействия $I_m(I_{RF})$ [34]. Возникновение субгармонических ступеней Шапиро указывает на отклонение зависимости $I_s(\varphi)$ от синусоидальной. При воздействии внешнего электромагнитного монохроматического излучения с частотой $f_e \approx 46.4$ ГГц на ВАХ возникали ступени Шапиро, соответствующие основной частоте и гармоническим составляющим. При малых амплитудах внешнего воздействия первая ступень Шапиро симметрична относительно автономной ВАХ, что свидетельствует о когерентности джозефсоновской генерации в автономных переходах. Однако субгармонические ступени Шапиро на ВАХ обнаружить не удалось. Точность измерения амплитуды ступенек определяется шумовым током измерительной системы, который равен максимальному (по току) отклонению ВАХ от автономной при $R_d \approx R_N/2$ в окрестности ступени Шапиро, равному половине нормального сопротивления [34, 35]. В нашем эксперименте при $T = 4.2$ К измеренное значение шумового тока составило величину $I_f = 0.4$ мкА, поэтому любые ступени высотой $I_m \gtrsim 2.5I_f$ имели бы $R_d \leq R_N/2$ и были бы экспериментально обнаружены. Максимальная амплитуда первой ступени составила 11 мкА, а субгармонические ступеньки не наблюдались. Следовательно, в измеренном переходе зависимость $I_s(\varphi)$ при $T > 4.2$ К соответствует синусоидальной с точностью до 9% от автономного значения критического тока. Отсутствие второй гармоники в зависимости $I_s(\varphi)$, следующее из d -симметрии параметра порядка в YBCO, скорее всего, вызвано малой прозрачностью границы $\bar{D} \sim 10^{-4}$. В то же время в асимметричных (с углом 45°) бикристаллических переходах реализуется прозрачность границы $\bar{D} \sim 10^{-2}$ и в зависимости $I_s(\varphi)$ наблюдается вторая гармоника [36].

На рис. 10 показаны зависимости критического тока и амплитуды первой ступени Шапиро от амплитуды высокочастотного тока. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости $I_1(a)$ и $I_c(a)$, где $a = I_{RF}/I_c$ — экспериментальное значение нормированного высокочастотного тока, определенное из подгонки экспериментальной зависимости $I_1(I_{RF})$ по первому минимуму $I_1(a)$ [34]. Видна немонотонная зависимость $I_1(a)$, соответствующая

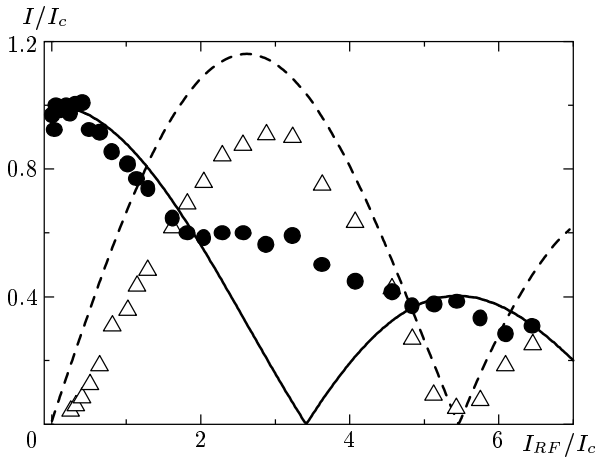


Рис. 10. Зависимости критического тока (кружки) и первой ступени Шапиро (треугольники), наблюдаемые на ВАХ гетероперехода Nb/Au/YBCO для образца J9 от нормированной на I_c амплитуды электромагнитного излучения с частотой $f_e = 46.4$ ГГц при $T = 4.2$ К. Сплошной и штриховой линиями показаны соответствующие зависимости, следующие из резистивной модели джозефсоновских переходов

следующей из работы [34]. На зависимости $I_c(a)$ не обнаружено периодически повторяющихся минимумов (рис. 10). Аналогичное поведение наблюдалось в зависимости $I_c(H)$. Отметим, что в симметричных бикристаллических переходах осциллируют как зависимости $I_c(a)$, так и $I_1(a)$ [37, 38].

Нормированная частота внешнего воздействия $\omega \equiv 2\pi\hbar f_e / 2eI_c R_N = 1.15 \pm 0.15$ для частоты $f_e = 46.4$ ГГц и полученных из автономной ВАХ значений $I_c = 13$ мкА и $R_N = 6.5$ Ом несколько отличается от величины $\omega = 0.75 \pm 0.15$, полученной из частотной зависимости максимального значения $I_1(a)/I_c(0)$ [34]. Причем сопротивление вычисляется при напряжениях $V > 20$ мВ, где на ВАХ не сказывается влияние туннельной аномалии. В обоих случаях основной вклад в погрешность вычисления частоты ω вносит погрешность измерения тока I_c , что вызвано отклонением вольт-амперной характеристики от резистивной модели при токах смещения близких к I_c , тогда как в окрестности ступеней Шапиро форма ВАХ соответствует этой модели. Отметим, что хорошее соответствие экспериментальных и расчетных зависимостей высот ступеней Шапиро от амплитуды внешнего сигнала типично для симметричных бикристаллических переходов [37, 38].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное исследование электрофизических, магнитных и СВЧ-свойств гетеропереходов Au/YBCO и Nb/Au/YBCO, изготовленных на однодоменных ориентированных в плоскости (1 1 20) пленках YBCO, показало наличие пика проводимости на ВАХ при малых напряжениях — аномалии проводимости, вызванной $d_{x^2-y^2}$ -типом симметрии параметра порядка YBCO-пленки. Лоренцева форма и температурная зависимость амплитуды аномалии проводимости для гетеропереходов Au/YBCO, пропорциональная $1/T$, указывают, что уширение этой аномалии вызвано не зависящим от направления импульса квазичастицы рассеянием на примесях и дефектах кристаллической решетки YBCO вблизи границы. Поведение экспериментально наблюдавшегося расщепления аномалии проводимости в магнитных полях до 5 Тл, а также температурная зависимость критического тока гетеропереходов в Nb/Au/YBCO качественно соответствуют теоретической модели, в которой при понижении температуры ниже некоторого критического значения вблизи поверхности d -сверхпроводника возбуждается дополнительная s -компонента сверхпроводящего параметра порядка. Исследования гетеропереходов в Nb/Au/YBCO при воздействии электромагнитного излучения миллиметрового диапазона выявили отсутствие на ВАХ гетеропереходов субгармонических ступеней Шапиро с точностью до 9% от автономного значения критического тока, из чего следует синусоидальная форма зависимости тока от фазы сверхпроводящего тока данных гетеропереходов, обычно наблюдаемая в туннельных переходах из низкотемпературных сверхпроводников с s -симметрией сверхпроводящего параметра порядка.

Мы благодарны П. Н. Дмитриеву, Д. В. Балашову и К. И. Константиану за помощь в проведении эксперимента, Т. Лофвандеру, П. Б. Можаяву, В. Шумейко, И. Борисенко, И. Бдикину и Т. Клаесону за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты 02-02-06724-мас, 00-02-17046), программы ИНТАС Европейского союза (грант № 01-0809), программы OXIDE Шведского фонда стратегических исследований, а также программы «Наука во имя мира» (проект 973559).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 969 (2000).
2. C. Hu, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1526 (1994); T. Lofwander, V. S. Shumeiko, and G. Wendin, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R53 (2001).
3. S. Kashiwaya, Y. Tanaka, M. Koyanagi et al., *Phys. Rev. B* **51**, 1350 (1995).
4. Yu. S. Barash, A. A. Svidzinsky, and H. Burkhardt, *Phys. Rev. B* **55**, 15282 (1997).
5. J. Lesueur, L. H. Greene, W. L. Feldmann, and A. Inam, *Physica C* **191**, 325 (1992).
6. M. Covington, M. Aprili, E. Paraoanu et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 277 (1997).
7. M. Aprili, E. Badica, and L. H. Greene, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4630 (1999).
8. R. Krupke and G. Deutscher, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4634 (1999).
9. J. Lesueur, X. Grison, M. Aprili, and T. Kontos, *J. Low Temp. Phys.* **117**, 539 (1999).
10. L. Alff, A. Beck, R. Gross et al., *Phys. Rev. B* **58**, 11197 (1998).
11. W. Wang, M. Yamazaki, K. Lee, and I. Iguchi, *Phys. Rev. B* **60**, 4272 (1999).
12. J. Y. T. Wei, N.-C. Yeh, D. F. Garrigus, and M. Strasik, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2542 (1998).
13. M. Fogelstrom, D. Rainer, and J. A. Sauls, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 281 (1997).
14. И. К. Бдикин, П. Б. Можаяев, Г. А. Овсянников и др., *ФТТ* **43**, 1548 (2001).
15. C. B. Eom, A. F. Marshall, Y. Suzuki et al., *Phys. Rev. B* **46**, 11902 (1992).
16. S. Poelders, R. Auer, G. Linker et al., *Physica C* **247**, 309 (1995).
17. M. Yu. Kupriyanov and K. K. Likharev, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 2460 (1991).
18. M. B. Walker, E-print archives, cond-mat/9903012.
19. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, З. Г. Иванов, *ФТТ* **43**, 769 (2001).
20. А. Л. Шеланков, *ФТТ* **26**, 1615 (1984).
21. J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 1793 (1963).
22. M. B. Walker and P. Pairor, *Phys. Rev. B* **60**, 10395 (1999); *Physica C* **341–348**, 1523 (2000).
23. M. B. Walker and P. Pairor, *Phys. Rev. B* **59**, 1421 (1999).
24. J. W. T. Wei, N.-C. Yeh, D. F. Garrigus, and M. Strasik, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2542 (1998).
25. G. Deutscher, Y. Dagan, A. Kohen, and R. Krupke, *Physica C* **341–348**, 1629 (2000); Y. Dagan and G. Deutscher, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 177004 (2001).
26. R. B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5188 (1998).
27. S. Yip, *J. Low Temp. Phys.* **91**, 203 (1993).
28. Yu. S. Barash, A. V. Galaktionov, and A. D. Zaikin, *Phys. Rev. B* **52**, 665 (1995).
29. R. A. Riedel and P. F. Bagwell, *Phys. Rev. B* **57**, 6084 (1998).
30. V. Ambegaokar and A. Baratoff, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 486 (1963); *Phys. Rev. Lett.* **11**, 104 (1963).
31. T. Löfwander, V. S. Shumeiko, and G. Wendin, *Phys. Rev. B* **62**, R14653 (2000).
32. P. V. Komissinski, E. Il'ichev, G. A. Ovsyannikov et al., *Europhys. Lett.* **57**, 585 (2002).
33. E. Il'ichev, V. Zakosarenko, L. Fritzsche et al., *Rev. Sci. Instr.* **72**, 1882 (2001).
34. К. К. Лихарев, Б. Т. Ульрих, *Системы с джозефсоновскими контактами. Основы теории*, Изд-во МГУ, Москва (1978).
35. В. Н. Губанков, В. П. Кошелец, Г. А. Овсянников, *ЖЭТФ* **71**, 348 (1976).
36. E. Il'ichev, V. Zakosarenko, R. P. J. Ijsselsteijn et al., *Phys. Rev. B* **60**, 3096 (1999).
37. А. Д. Маштаков, К. И. Константибян, Г. А. Овсянников, Е. А. Степанцов, *Письма в ЖТФ* **25**, 1 (1999).
38. Г. А. Овсянников, И. В. Борисенко, К. И. Константибян и др., *Письма в ЖТФ* **25**, 65 (1999).