

Электронный транспорт в металлооксидных сверхпроводниковых гетеропереходах

Ф.В. Комиссинский^{1,2}, К.И. Константибян¹,
Ю. Кислинский¹, Г.А. Овсянников¹

¹Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, 125009, Россия
E-mail: gena@hitech.cplire.ru

²Department of Microtechnology and Nanoscience, Chalmers University of Technology
Göteborg S412 96, Sweden

Статья поступила в редакцию 23 января 2004 г.

Представлен обзор результатов исследований электронного транспорта в тонкопленочных гетеропереходах Au/YBa₂Cu₃O_x и Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x. В ток-фазовых зависимостях гетеропереходов Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x на *c*-ориентированных пленках YBCO экспериментально обнаружена вторая гармоника, температурная зависимость и фазовый сдвиг которой объясняются в рамках комбинированной симметрии $d_{x^2-y^2} + s$ сверхпроводящего параметра порядка YBa₂Cu₃O_x. На вольт-амперных характеристиках гетеропереходов Au/YBa₂Cu₃O_x и Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x на основе тонких пленок (1 1 20)YBa₂Cu₃O_x с наклонной кристаллографической осью *c* обнаружена аномалия проводимости при малых напряжениях, поведение которой исследовано при различных температурах и магнитных полях. Результаты экспериментов проанализированы в рамках модели возникновения связанных состояний, вызванных многократным андреевским отражением в переходах, содержащих сверхпроводник с $d_{x^2-y^2}$ -типом симметрии сверхпроводящего параметра порядка. Исследования шумовых характеристик гетеропереходов Nb/Au/(1 1 20)YBa₂Cu₃O_x при $T = 4,2$ К выявили присутствие тепловой и дробовой компонент. Однако усиление дробового шума, вызванного многократным андреевским отражением, в эксперименте не обнаружено.

Представлено огляд результатів досліджень електронного транспорту в тонкоплівкових гетеропереходах Au/YBa₂Cu₃O_x і Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x. У струм-фазових залежностях гетеропереходів Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x на *c*-орієнтованих плівках YBCO експериментально виявлено другу гармоніку, температурна залежність і фазовий зсув якої пояснюється у рамках комбінованої симетрії $d_{x^2-y^2} + s$ надпровідного параметра порядку YBa₂Cu₃O_x. На вольт-амперних характеристиках гетеропереходів Au/YBa₂Cu₃O_x і Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x на основі тонких плівок (1 1 20)YBa₂Cu₃O_x з похилою кристаллографічною віссю *c* виявлено аномалію провідності при малих напругах, поведіння якої досліджено при різних температурах та магнітних полях. Результати експериментів проаналізовано у рамках моделі виникнення зв'язаних станів, викликаних багаторазовим андріївським відображенням у переходах, що містять надпровідник з $d_{x^2-y^2}$ -типом симетрії надпровідного параметра порядку. Дослідження шумових характеристик гетеропереходів Nb/Au/(1 1 20)YBa₂Cu₃O_x при $T = 4,2$ К виявили присутність теплового й дробового компонентів. Проте посилення дробового шуму, викликаного багаторазовим андріївським відображенням, в експерименті не виявлено.

PACS: 74.50.+r

1. Введение

Результаты различных экспериментов указывают на то, что в большинстве металлооксидных сверх-

проводников реализуется сложный тип симметрии сверхпроводящего параметра порядка, в котором преобладает $d_{x^2-y^2}$ -компонента (*d*-сверхпроводник) [1]. В отличие от сверхпроводников с изотроп-

ным (s -симметричным) сверхпроводящим параметром порядка (s -сверхпроводник) в d -сверхпроводнике параметр порядка меняет знак при изменении на 90° направления импульса квазичастицы в ab -плоскости. Как следствие в джозефсоновских переходах на основе d -сверхпроводников при протекании транспортного тока в ab -плоскости в направлении, для которого величина сверхпроводящего параметра порядка равна нулю, форма ток-фазовой зависимости (ТФЗ) может отличаться от синусоидальной [2]. Несинусоидальная ТФЗ, содержащая пропорциональные $\sin \varphi$ и $\sin 2\varphi$ компоненты, наблюдалась в экспериментах [3] в симметричных 45° бикристаллических джозефсоновских переходах с [001]-наклонной бикристаллической границей.

Иная ситуация реализуется в d/s -гетеропереходах ($/$ означает потенциальный барьер) для направления, перпендикулярного базовой ab -плоскости (вдоль кристаллографической оси c). Вследствие d -симметрии параметра порядка сверхпроводящий ток в таких гетеропереходах должен быть мал (пропорционален второй степени прозрачности границы \bar{D}^2) и содержать $\sin 2\varphi$ -компоненту, соответствующую второй гармонике ТФЗ [2]. Однако наблюдаемое в экспериментах [4–6] произведение критического тока (J_c) на нормальное сопротивление (R_N) джозефсоновского перехода слабо зависит от прозрачности границы, но уменьшается, если вместо монокристалла используется эпитаксиальная пленка, имеющая двойниковые границы [5]. Экспериментальные данные удается объяснить, предполагая, что в тонких пленках реализуются оба типа симметрии сверхпроводящего параметра порядка (s и d), причем на двойниковой границе происходит изменение знака s -компоненты (изменение ее фазы на π), а d -компонента не изменяется [6]. Исследования ТФЗ переходов $Pb/YBa_2Cu_3O_x$ на c -ориентированных пленках $YBa_2Cu_3O_x$ (c -YBCO) по появлению дробных ступенек Шапиро при воздействии излучения миллиметрового диапазона показали отсутствие второй гармоники ТФЗ [5].

В туннельных переходах d -сверхпроводника с нормальным металлом (N/d), с s -сверхпроводником (s/d) или другим d -сверхпроводником (d/d') при изменении знака сверхпроводящего параметра порядка d -сверхпроводника для падающей и андреевски отраженной квазичастицы возникает дополнительный фазовый сдвиг π [7]. Такой процесс реализуется, например, в N/d переходах с (110)-ориентированным d -сверхпроводником. Последовательность зеркальных и андреевских отра-

жений квазичастицы в этом случае вызывает образование связанных андреевских состояний при малых энергиях (НСАС) на (110) плоскости d -сверхпроводника, локализованных вблизи границы раздела на расстоянии порядка длины когерентности [8]*. НСАС проявляются в возникновении на вольт-амперной характеристике (ВАХ) N/d перехода пика проводимости при нулевом смещении (аномалия проводимости) [9].

Туннельная спектроскопия металлооксидных сверхпроводников, в частности YBCO, затруднена вследствие малой длины когерентности материала (≈ 3 нм), а также высокой чувствительности к дефектам кристаллической решетки и наличию примесей. В то же время, как показано экспериментально [9], аномалия проводимости наблюдалась в N/d и s/d гетеропереходах (ГП), бикристаллических переходах, торцевых ГП и точечных контактах сканирующего туннельного микроскопа. Поэтому из двух возможных причин возникновения аномалии проводимости: присутствие магнитных примесей в барьере [9] и НСАС в d -сверхпроводнике [8], предпочтительнее отдается второму механизму. Теоретические исследования предсказали существование НСАС на несколько отличающихся от (110) кристаллографических плоскостях d -сверхпроводников [10], например, на «фасетированных» поверхностях [11], что было подтверждено в экспериментах [12]. В сильных магнитных полях экспериментально наблюдалось расщепление НСАС [12], которое объяснялось доплеровским сдвигом уровней, вызванным протеканием экранирующего тока — возбуждением мнимой s -компоненты сверхпроводящего параметра порядка в поверхностном слое d -сверхпроводника [12].

В настоящей работе представлен обзор результатов экспериментальных исследований ГП $Au/YBCO$ и $Nb/Au/YBCO$ на основе c -ориентированных пленок YBCO на подложках (001)SrTiO₃ (c -ГП); а также однодомных пленках (1 1 20)YBCO, которые были изготовлены на специально ориентированных подложках (7 10 2)NdGaO₃ (НГП) [13]. Исследованы ВАХ ГП при низких температурах и в сильных магнитных полях, а также под воздействием электромагнитного монохроматического излучения миллиметрового диапазона. Проанализированы ТФЗ гетеропереходов $Nb/Au/YBCO$ обоих типов, полученные методами радиочастотного сверхпроводящего квантового интерферометра (СКВИДа) [14] и ступеней Шапиро [15]. Представлены температурные и магнитно-полевые зависимо-

* При подавлении параметра порядка вблизи границы в N/d контактах могут также образовываться связанные состояния при конечных энергиях [8].

сти аномалии проводимости, обнаруженной на ВАХ НГП. В НГП Nb/Au/(1 1 20)YBCO при низких температурах измерены шумовые характеристики и выявлено присутствие тепловой и дробовой компонент. Экспериментальные результаты обсуждаются в рамках модели возникновения связанных состояний, вызванных андреевским отражением в сверхпроводниках с d -типом симметрии сверхпроводящего параметра порядка.

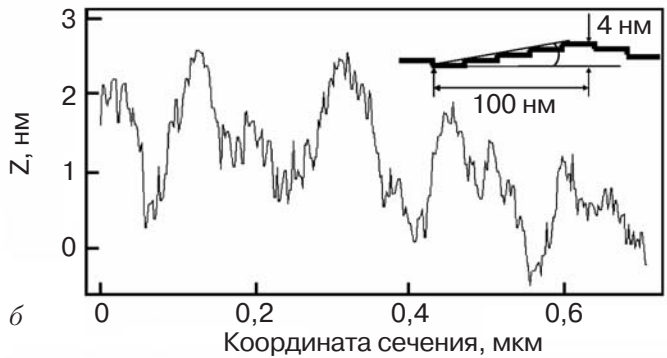
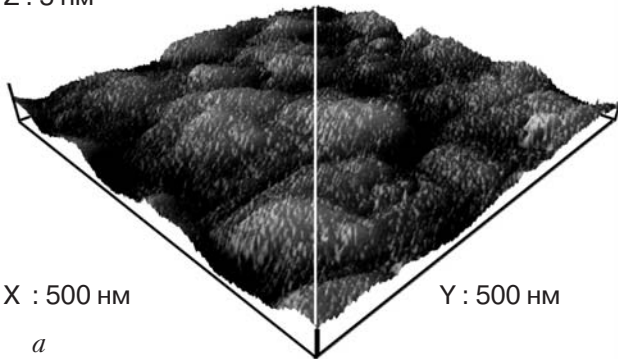
2. Изготовление гетеропереходов и методика измерений

Для роста сверхпроводящих c -ориентированных пленок YBCO были выбраны подложки (001)SrTiO₃. Ось c пленок YBCO, выращенных на наклонных подложках (7 10 2)NGO, отклонена от нормали к плоскости подложки на угол $\alpha \approx 11^\circ$ по-

воротом в плоскости (110)YBCO. В результате ориентация YBCO пленки оказалась близкой к (1 1 20)YBCO. Эпитаксиальные YBCO пленки толщиной 150 нм осаждали методом лазерного напыления при температуре 770–790 °С в атмосфере кислорода с давлением 0,6 мбар. Полученные YBCO пленки имели критическую температуру $T_c = 85\text{--}90$ К, а плотности критического тока составляли $J_c \approx 2 \cdot 10^6$ и $5 \cdot 10^4$ А/см² при 77 К для c - и (1 1 20)-ориентированных YBCO пленок соответственно*.

Морфология полученных YBCO пленок была исследована с помощью микроскопа атомных сил. Для c -ориентированных пленок YBCO ($\alpha = 0$) максимальная шероховатость поверхности составляла 3–4 нм (рис. 1, а, б). При увеличении угла α на поверхности пленки появляются ступени роста и при $\alpha = 11^\circ$ (для (1 1 20)YBCO)) их высота составляет

Z : 5 нм



Z : 50 нм

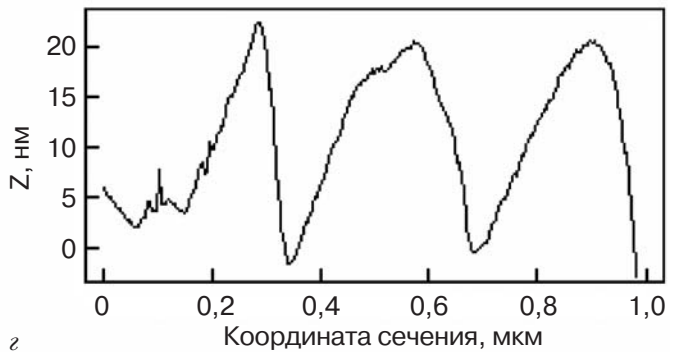
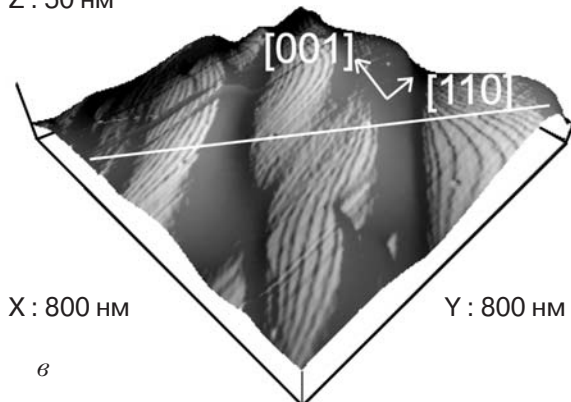


Рис. 1. Изображение поверхности участка, полученное с помощью микроскопа атомных сил: c -ориентированных (а) и (1 1 20)-ориентированных (в) YBCO пленок. Профили поверхности c -ориентированных (б) и (1 1 20)-ориентированных (г) YBCO пленок вдоль белых линий на (а) и (в) соответственно; на вставке к (б) показано схематическое представление структуры поверхности c -ориентированных пленок.

* Как показали эксперименты по рентгеновской дифракции (1 1 20)YBCO пленок, данные пленки являются однодоменными и при этом имеют единственный двойниковый комплекс [13], в отличие, например, от YBCO пленок на подложках (110) SrTiO₃ и (120) NGO [12].

20 нм (рис. 1, в, г). Длинная/короткая сторона ступеней роста является (001)/(110) плоскостью YBCO. Поэтому в планарных ГП, изготовленных на таких пленках YBCO, суммарный транспортный ток складывается из токов, протекающих через контакты к (001) и (110) кристаллографическим плоскостям YBCO. При этом вследствие анизотропии проводимости YBCO большая часть тока протекает через (110)-ориентированные грани поверхности YBCO пленки [16]. Отметим, что шероховатость поверхности (120)YBCO пленки на (001) и (110)-ориентированных гранях составляет 1–2 постоянных решетки YBCO пленки.

Для формирования ГП площадью A от 5×5 до 30×30 мкм использовались методы радиочастотного магнетронного напыления Au и Nb, фотолитографии и ионно-лучевого травления в атмосфере аргона [17]. Измерения электрофизических параметров ГП проводились 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. Шумовые свойства ГП Nb/Au/(1 1 20)YBCO исследовались двумя методами: прямым измерением спектральной плотности шумов маломощным охлаждаемым усилителем, работающим в интервале частот 1–2 ГГц, и методом оценки ширины линии собственной джозефсоновской генерации по селективному детекторному отклику на слабое внешнее СВЧ воздействие.

3. Гетеропереходы на с-ориентированных пленках YBCO и их свойства

3.1. Температурные зависимости проводимости с-гетеропереходов

На рис. 2 представлены зависимости сопротивления $R_0(T)$ при малом токе смещения (1 мкА) для с-ГП Au/YBCO и Nb/Au/YBCO. При $T > T_c$ сопротивление R_e подводящих линий YBCO значительно превышает сопротивление с-ГП, поэтому в этой области температур зависимости $R_0(T)$ характеризуют проводимость подводящих линий в базовой ab -плоскости YBCO. На рис. 2 видно, что обе кривые соответствуют металлическому типу проводимости — значения R_0 уменьшаются при понижении температуры. Значение $T_c = 84$ К подводящих YBCO линий для с-ГП Nb/Au/YBCO оказывается заметно ниже аналогичного $T_c = 89,5$ К для с-ГП Au/YBCO, что, вероятно, связано с большим количеством технологических операций при изготовлении с-ГП Nb/Au/YBCO и вызванного этим фактом недостаточного содержания кислорода в поверхностном слое YBCO пленки. При

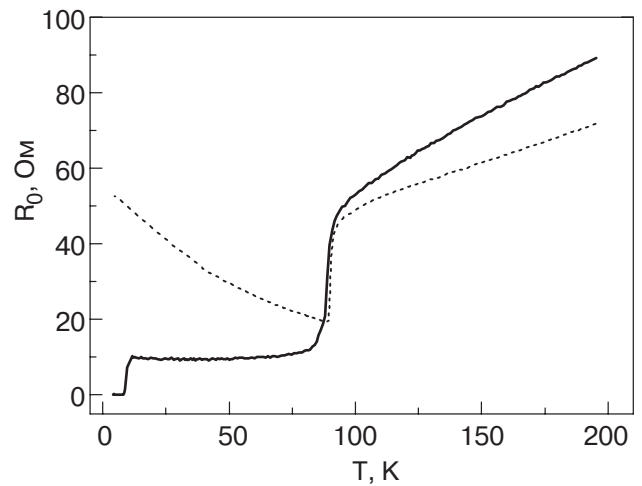


Рис. 2. Зависимости сопротивления при нулевом смещении $R_0(T)$ для с-ГП Au/YBCO (пунктирная линия) и Nb/Au/YBCO (сплошная линия), измеренные при токе смещения 1 мкА.

$T < T_c$ зависимости $R_0(T)$ кардинально изменяются. Для с-ГП Au/YBCO при $T < T_c$ наблюдается рост R_0 , характерный для туннельных переходов сверхпроводник—изолятор—нормальный металл, а для с-ГП Nb/Au/YBCO $R_0(T) \approx \text{const}$ и не изменяется до температуры перехода ниобиевого электрода в сверхпроводящее состояние $T_{c\text{Nb}} \approx 9,1$ К. Такое поведение $R(T)$ с-ГП Nb/Au/YBCO, по-видимому, вызвано наличием в данных с-ГП второй границы между Nb и Au с высокой прозрачностью: при этом с-ГП Au/Nb/YBCO можно рассматривать как сильно несимметричную двухбарьерную структуру $N/N'/s$, температурная зависимость проводимости которой линейна [18].

3.2. Вольт-амперные характеристики с-гетеропереходов Nb/Au/YBCO

Вольт-амперные характеристики и зависимость дифференциального сопротивления перехода $R_d(V)$ от напряжения показаны на рис. 3. На ВАХ с-ГП был обнаружен сверхпроводящий ток, при этом в исследованных с-ГП $J_c = 1\text{--}10$ А/см² и $I_c R_N = 10\text{--}80$ мкВ. Здесь R_N — нормальное сопротивление перехода, определенное из значения дифференциального сопротивления перехода R_d при напряжении $V \geq 2$ мВ. Отметим также, что при $V > 2$ мВ $R_d(V)$ уменьшается с ростом напряжения аналогично с-ГП Au/YBCO. Уменьшение $R_d(V)$ сохраняется в том числе и при $V > \Delta_d = 20$ мВ, полученного в экспериментах по туннельной микроскопии [19].

При малых напряжениях ВАХ перехода хорошо соответствует резистивной модели джозефсоновского перехода с малой емкостью (см. вставку на

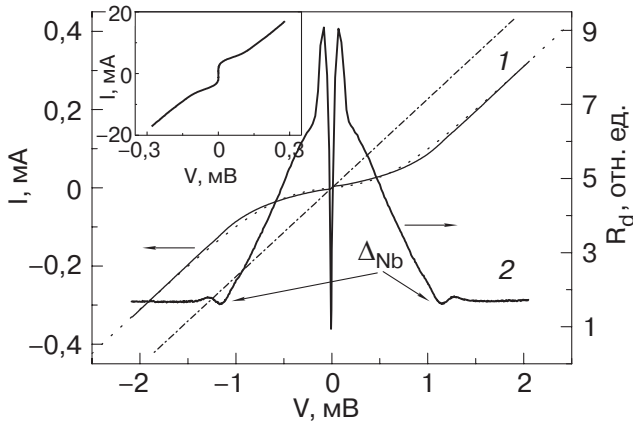


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика (1) и зависимость дифференциального сопротивления $R_d(V)$ с-ГП Nb/Au/YBCO при $T = 4,2$ К (2). Точками показана зависимость, следующая из формулы (1); штрих-пунктиром — закон Ома $V = IR_N$. На вставке показана ВАХ в диапазоне напряжений $V < 0,3$ мВ.

рис. 3). При увеличении напряжения до $V > 2$ мВ ВАХ имеет форму $V = (I + I_e)R_N$, где $I_e < 0$ — избыточный ток. $I_e > 0$ наблюдается в сверхпроводящих переходах с непосредственной (не туннельной) проводимостью [20,21]. Отрицательный I_e (недостаточный ток) — характерная особенность сверхпроводниковых двухбарьерных гетероструктур $s/N/s'$, в которых при уменьшении эффекта близости в N прослойке наблюдается смена знака I_e (происходит переход от избыточного тока к недостаточному) [20]. Как видно на рис. 3, ВАХ переходов хорошо описывается типичным для $s/N/s'$ структур соотношением [22]:

$$V = IR_N + I_e R_N \text{th}(eV/kT). \quad (1)$$

Из экспериментально измеренной ВАХ для данного перехода имеем $I_e = -145$ мкА при $T = 4,2$ К. Согласно расчету [22], $I_e = (-\bar{D}\Delta_d - \Delta_{Nb})/(eR_N) \approx -270$ мкА, где $\Delta_{Nb} = 1,2$ мВ — сверхпроводящая щель Nb, а $\bar{D} \approx 7,6 \cdot 10^{-5}$ — усредненная по площади перехода прозрачность Au/YBCO границы, рассчитанная по формуле [20–22]:

$$\bar{D} = 2\rho l/3r, \quad (2)$$

где $r = R_N A = 4,4 \cdot 10^{-6}$ Ом·см² — характерное сопротивление контакта ($R_N \equiv R_0(T_c)$), а $\rho = \rho_c \sim 5 \cdot 10^{-3}$ Ом·см и $l = l_c \approx 1$ нм — соответственно удельное сопротивление и длина свободного пробе-

га в сверхпроводнике, равная расстоянию между плоскостями CuO₂ в YBCO пленке [16]*.

На зависимости $R_d(V)$ наблюдается особенность в виде локального минимума при $V = 1,2$ мВ, которая по величине соответствует Δ_{Nb} и имеет температурную зависимость, близкую к следующей из теории БКШ. Особенность исчезает на ВАХ вместе с критическим током при $T = 8,5$ – $9,1$ К, а температурная зависимость $I_c(T)$ близка к $\Delta_{Nb}(T)$. Отметим, что ранее щелевые особенности s-сверхпроводника (Pb) наблюдались в с-ГП Pb/YBCO [4].

Для оценки вклада в измеряемое сопротивление электронного транспорта, обусловленного контактом к базовой ab -плоскости YBCO пленки, использовалась модель параллельного соединения сопротивлений резких границ между Au и YBCO вдоль оси c (r_c) и в базовой плоскости YBCO (r_{ab}). При этом r гетеропереходов определялось из условия

$$r = r_c r_{ab} / (r_{ab} + r_c \text{tg } \gamma), \quad (3)$$

где $\text{tg } \gamma \approx A_{ab}/A \approx 0,04$ и A_{ab} — суммарная площадь контактов к ab -плоскости YBCO пленки (вставка на рис. 1,б). В работах [17,23] показано, что для YBCO экспериментально наблюдаемые значения r_c на порядок превышают r_{ab} . Следовательно, для неровностей поверхности, наблюдаемых в эксперименте ($\gamma \approx 2^\circ$), вклад в суммарный ток компоненты через контакты к ab -плоскостям мал. Это подтверждается отсутствием в Nb/Au/YBCO переходах при $T > T_{cNb}$ пика проводимости при малых напряжениях — аномалии проводимости, вызванной андреевским отражением в d -сверхпроводнике (см. также разд. 4 настоящей работы) [8]. Напомним, что теория предсказывает появление данной аномалии для шероховатой границы гетеропереходов N/d даже в случае произвольно ориентированного d -сверхпроводника [11].

Заметим, что в областях возможных проколов пленки Au (например, нестехиометрическими частицами на поверхности пленки YBCO) не образуются сверхпроводящих закортков. В частности, исследования контакта Nb и YBCO без прослойки Au на специально изготовленных образцах выявили для него отсутствие сверхпроводящего тока и $r_c \sim 1$ Ом·см², что, по-видимому, является следствием активного химического взаимодействия Nb с кислородом из YBCO пленки с образованием Nb₂O₅ и других окислов Nb (см. также [24]).

* Формула (2) справедлива в случае сферической поверхности Ферми контактирующих материалов. Отметим, что даже в отсутствие изолирующей прослойки при достаточно большом рассогласовании скоростей Ферми контактирующих металлов $\bar{D} \ll 1$.

3.3. Фазовая зависимость сверхпроводящего тока *c*-гетероперехода Nb/Au/YBCO

Для измерения зависимости сверхпроводящего тока от разности фаз волновых функций $I_s(\varphi)$ применялся метод, в котором *c*-ГП Nb/Au/YBCO размером 10×10 мкм был закорочен кольцом из YBCO пленки индуктивностью $L \approx 80$ пГн и другим *c*-гетеропереходом Nb/Au/YBCO с существенно большей площадью 100×100 мкм, образующими СКВИД. Ток-фазовая зависимость рассчитывается из измерений амплитудно-частотных характеристик высокочастотного резонатора, индуктивно связанного с таким СКВИДом. Данный метод является дифференциальным по отношению к φ и обеспечивает высокую чувствительность измерений ТФЗ [14].

В диапазоне температур $T = 1,7-6,0$ К, где проводили измерения ТФЗ, значения нормированного критического тока $\beta_L = 2\pi LI_c / \Phi_0$ ($\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб — квант магнитного потока) исследуемого *c*-ГП Nb/Au/YBCO находятся в интервале от 0,27 до 0,4, т.е. $\beta_L < 1$. Поэтому ТФЗ может быть определена для полного периода изменения φ [14]. ТФЗ *c*-ГП Nb/Au/YBCO показана на рис. 4. Видно, что с уменьшением температуры наблюдается отклонение формы ток-фазовой зависимости от синусоидальной. Проведенный анализ Фурье полученной ТФЗ показал наличие в ее спектре конечных первой и второй гармоник и малость амплитуд гармоник высших порядков. Поэтому сверхпроводящая компонента тока может быть представлена как

$$I_s(\varphi) = I_{c1} \sin \varphi + I_{c2} \sin (2\varphi + \varphi_0) . \quad (4)$$

Экспериментально наблюдаемый знак при I_{c2} оказывался всегда противоположным знаку I_{c1} , т.е. $\varphi_0 = \pi$. Если $T \approx 1,7$ К, то $I_{c1} = 1,57$ мкА, $I_{c2} = -0,25$ мкА и $|I_{c2}/I_{c1}| \approx 0,16$. Температурные зависимости $I_{c1}(T)$ и $I_{c2}(T)$ показаны на рис. 4, б [25].

После окончания измерений ТФЗ индуктивное сверхпроводящее кольцо СКВИДа из YBCO было локально разрезано сфокусированным ионным лучом. В получившейся топологии были проведены измерения ВАХ и $R_d(V)$ того же самого *c*-ГП Nb/Au/YBCO, для которого была измерена ТФЗ. Определяя из $R_d(V)$ $R_N \approx 60$ Ом, соответствующее $r_c = 6 \cdot 10^{-5}$ Ом·см², и, используя (2), получим для данного *c*-ГП значение прозрачности $\bar{D} \approx 5,6 \cdot 10^{-5}$.

Ток-фазовая зависимость *c*-ГП определялась также с помощью иного метода, основанного на измерении зависимостей критического тока и ступеней Шапиро на ВАХ *c*-ГП Nb/Au/YBCO от амплитуды внешнего монохроматического электромагнитного воздействия [15,26]. Под влиянием внешнего электромагнитного монохроматического излучения

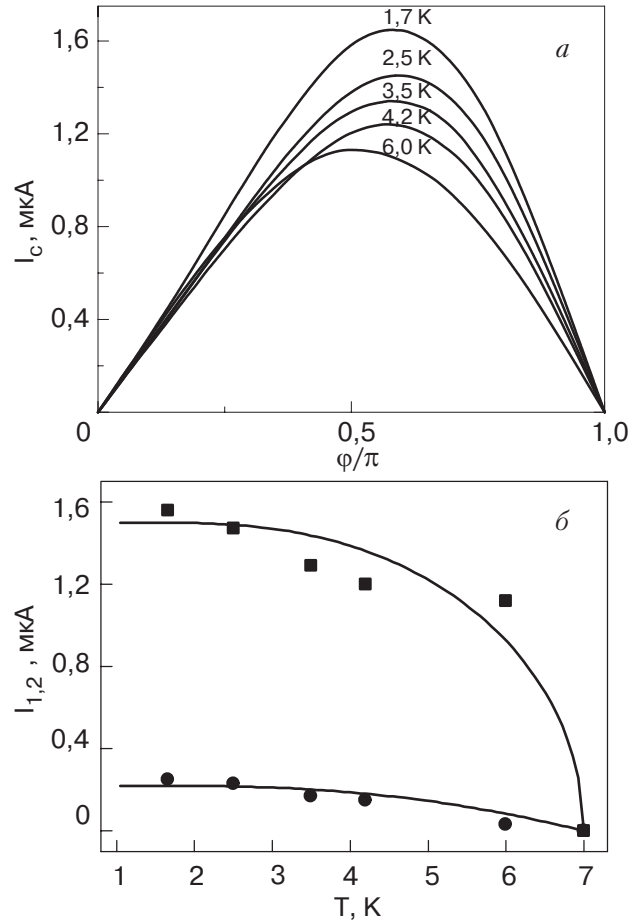


Рис. 4. Ток-фазовая зависимость *c*-ГП Nb/Au/YBCO при температурах 1,7; 2,5; 3,5; 4,2; 6,0 К (а). Температурные зависимости $I_1(T)$ (квадраты) и $I_2(T)$ (кружки). Сплошными линиями показаны теоретические зависимости $I_1(T)$ и $I_2(T)$, рассчитанные по формулам (6) и (7) (б).

частотой $f_e \approx 40$ ГГц на ВАХ при напряжениях $n(hf/2e)$ (n — целое) возникали ступени Шапиро I_n , соответствующие основной частоте и гармоническим составляющим. При напряжении $\frac{1}{2}(hf/2e)$ ($n = 1/2$) наблюдалась также первая субгармоническая ступень Шапиро с амплитудой $I_{1/2}/I_c = 0,08$ при $T = 4,2$ К. На рис. 5 показаны зависимости I_c , I_1 и $I_{1/2}$ от амплитуды высокочастотного тока. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости $I_c(a)$, $I_1(a)$ и $I_{1/2}(a)$, где $a = I_{RF}/I_c$ — экспериментальное значение нормированного высокочастотного тока, которое определялось из сопоставления экспериментальной зависимости $I_1(a)$ с теоретической по первому минимуму этой величины [15]. Отметим, что при малых амплитудах внешнего воздействия первая ступень Шапиро симметрична относительно автономной ВАХ, что свидетельствует о когерентности джозефсоновской генерации в автономных переходах [26]. Таким образом, экспери-

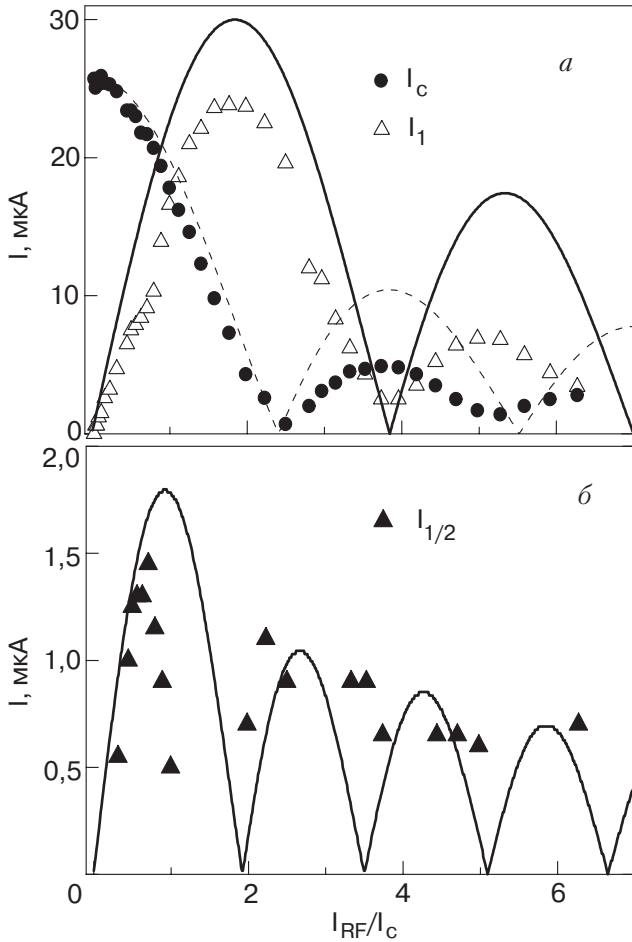


Рис. 5. Зависимость критического тока I_c , первой ступени Шапиро I_1 (а) и первой субгармонической ступени Шапиро $I_{1/2}$ (б), наблюдаемых на ВАХ c -ГП Nb/Au/YBCO, от нормированной на I_c амплитуды электромагнитного излучения частотой 40 ГГц при $T = 4,2$ К. Сплошными и пунктирной линиями показаны соответствующие зависимости, следующие из резистивной модели джозефсоновских переходов.

ментально обнаруженные на ВАХ субгармонические ступени Шапиро могут указывать на отклонение зависимости $I_s(\varphi)$ от синусоидальной. При этом при $T = 4,2$ К отношения гармоник ТФЗ, определенных методом радиочастотного СКВИДа, а также амплитуд ступеней Шапиро, составляют соответственно $|I_{c2}/I_{c1}| \approx 0,12$ и $I_{1/2}/I_c = 0,08$ для двух c -ГП на одной подложке.

Наличие обеих гармоник $I_{c1} \propto \sin \varphi$ и $I_{c2} \propto \sin 2\varphi$ в спектре ТФЗ c -ГП Nb/Au/YBCO может быть объяснено существованием комбинированной $d + s$ симметрии сверхпроводящего параметра порядка в YBCO. Для расчета сверхпроводящего тока воспользуемся выражением [25]

$$I_s(\varphi) = \frac{2e}{\hbar} \sum_{k,\theta} k_B T \times \sum_{\omega} \frac{D(\theta) \Delta_R \Delta_k \sin \varphi}{2\Omega_R \Omega_k + D(\theta)(\omega^2 + \Omega_R \Omega_k + \Delta_R \Delta_k \cos \varphi)}. \quad (5)$$

В формуле (5) Δ_R и Δ_k обозначают сверхпроводящие щели Nb и YBCO соответственно и $\Omega_{R,k} = \sqrt{\omega^2 + \Delta_{R,k}^2}$. Сохраняя в (5) члены до второго порядка малости по $D(\theta) \ll 1$ включительно, получим [25]:

$$I_{c1}(T)R_N \approx \frac{\Delta_s}{\Delta_d^*} \frac{\Delta_R(T)}{e}, \quad (6)$$

$$I_{c2}(T)R_N \approx -\frac{\pi}{8} \bar{D} \frac{\Delta_R(T)}{e} \operatorname{th} \left(\frac{\Delta_R(T)}{2k_B T} \right), \quad (7)$$

где $\Delta_d^* = \pi \Delta_d [2 \ln(3,56 \Delta_d / k_B T_{cR})]^{-1}$. При получении (6) и (7) использовали выражение для сверхпроводящей щели YBCO в виде $\Delta(\theta) = \Delta_d \cos 2\theta + \Delta_s$, где Δ_d и Δ_s — амплитудные значения d - и s -компонент сверхпроводящего параметра порядка YBCO, причем $\Delta_d \gg \Delta_s, \Delta_R$. Оценки параметра Δ_s / Δ_d^* для YBCO в литературе отличаются друг от друга. Так, в экспериментах по туннельной микроскопии $\Delta_s \approx 1$ мэВ и $\Delta_s / \Delta_d^* \approx 0,05$ [19], тогда как для c -ГП Pb/YBCO $\Delta_s / \Delta_d^* \approx 0,3-1,1$ [23].

Дополнительным фактором, влияющим на значение I_1 , является наличие двойникования в пленке YBCO. При этом s -компонента может входить в выражение $\Delta(\theta) = \Delta_d \cos 2\theta + \Delta_s$ также со знаком минус, что является отражением изменения знака s при переходе через двойниковую границу в YBCO, хотя знак d -компоненты в этом случае не изменяется [6]. Следовательно, в предельном случае равенства площадей обоих двойниковых доменов $I_{c1} = 0$. Однако в работе [27] показано, что площади двойниковых доменов могут быть различными даже при напылении тонких пленок YBCO на подложки SrTiO₃ с кубической кристаллической решеткой. Обозначая площади двух двойниковых доменов как $(1 + \zeta)/2$ и $(1 - \zeta)/2$, получим, что экспериментально измеряемая величина $I_{c1} \propto \zeta$. Используя значения $\Delta_s / \Delta_d^* \approx 0,3-1,1$ и $\Delta_R = 1,2$ мВ из $R_d(V)$ (см. рис. 3) и подставляя экспериментальное значение I_{c1} в (6), получим $\zeta = 0,07-0,21$, которая качественно соответствует $\zeta = 0,14$ для пленки YBCO толщиной 100 нм [25,27].

Максимальное значение $I_{c2} = -0,25$ мкА при $T \approx 1,7$ К получается из (7) при $\bar{D} \approx 3,2 \cdot 10^{-2}$, которое сильно превосходит значение прозрачности \bar{D} барьера Au/YBCO. Это расхождение может быть объ-

яснено, если предположить, что величина прозрачности c -ГП Nb/Au/YBCO меняется по площади перехода. Прозрачность c -ГП Nb/Au/YBCO определяется прозрачностью границы Au/YBCO, однородность которой по площади c -ГП зависит от равномерности распределения содержания кислорода в поверхностном слое YBCO. Конечная шероховатость поверхности YBCO пленки приводит к локальной диффузии кислорода из открывающихся контактов к ab -плоскостям YBCO. В результате может наблюдаться разброс значений ρ и l по площади перехода, приводящий к флуктуациям значения прозрачности границы Au/YBCO.

Следует отметить, что вторая гармоника ТФЗ возникает и в модели симметрии типа $d + is$ сверхпроводящего параметра порядка YBCO, предложенной в работах [28] (i — мнимая единица). Однако в рамках этой модели должен существовать фазовый сдвиг $\varphi_0 = \pi/2$ между I_{c2} и I_{c1} , что противоречит определенному из эксперимента значению $\varphi_0 = \pi$, а также результатам работы [6].

Одним из возможных альтернативных объяснений экспериментально обнаруженной ТФЗ является модель, предложенная Миллисом [29]. В рамках этой модели можно представить c -ГП Nb/Au/YBCO как решетку параллельно-соединенных 0 - и π -переходов с постоянной решетки, равной характерному размеру двойникового домена в c -ориентированной пленке YBCO 10 нм. При этом, как показано в [29], в основном состоянии c -ГП возбуждаются спонтанные токи и энергия c -ГП минимальна при $\varphi = \pm \pi/2$. Оценки значения амплитуды второй гармоники ТФЗ (I_{c2m}), возникающей вследствие данного механизма, показали, что $I_{c2m}/I_{c2} < 0,03$ [25]. Следовательно, вклад данного механизма в величину I_{c2} мал.

Еще одной альтернативной причиной возникновения второй гармоники ТФЗ может являться наличие в c -ГП Nb/Au/YBCO границы Nb/Au с высокой прозрачностью ($\bar{D}_{Nb/Au} \sim 10^{-1}$), проявляющейся в форме ВАХ (см. рис. 3). Как уже было отмечено ранее, c -ГП Nb/Au/YBCO можно представить как сильно асимметричную двухбарьерную структуру, в которой возможно появление второй гармоники ТФЗ [18]. С другой стороны, простые оценки, следующие из уравнения (9) работы [18], показывают, что в этом случае $I_{c2}/I_{c1} \sim \bar{D}$ и, следовательно, амплитуда второй гармоники ТФЗ значительно меньше экспериментально наблюдаемой.

4. Гетеропереходы на наклонных пленках (1 1 20) YBCO и их свойства

4.1. Температурные зависимости сопротивления наклонных гетеропереходов

На рисунке 6 представлены температурные зависимости измеренного при токе 1 мкА сопротивления R_0 наклонных ГП (НГП) Au/YBCO (1 1 20) и Nb/Au/YBCO (1 1 20). Видно, что при $T \approx 53$ К R_0 НГП Au/YBCO экспоненциально растет с понижением температуры, а при $T < 53$ К наблюдается отклонение $R_0(T)$ от экспоненциальной зависимости. В случае НГП Au/YBCO значительного изменения величины R_0 при $T \approx T_c$ не наблюдается из-за того, что сопротивление самого НГП R_N^* существенно превышает сопротивление подводящих линий YBCO(1 1 20). Это типичная ситуация для НГП Au/YBCO, изготовленных напылением пленок Au на YBCO (1 1 20) *ex-situ*. При этом уход атомов кислорода из поверхностного слоя YBCO (1 1 20) уменьшает прозрачность границы. Характерное сопротивление границы r варьировалось в широких пределах 10^{-2} – 10^{-6} Ом·см² в зависимости от методики изготовления НГП. В частности, r НГП, для которых формирование границы между Au и YBCO (1 1 20) происходило напылением пленки Au *ex-situ*, увеличивалось на 3–4 порядка по сравнению с НГП, для которых формирование границы

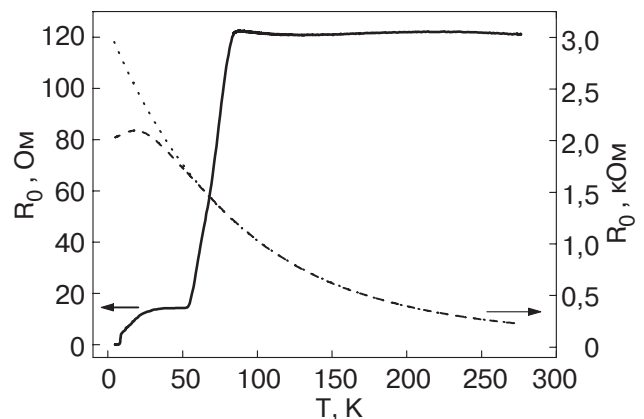


Рис. 6. Температурные зависимости сопротивлений R_0 двух типов НГП: Nb/Au/YBCO (сплошная линия) и Au/YBCO (пунктир), измеренные при токе смещения 1 мкА. Точками показана зависимость R [кОм] = $0,11 + 3 \exp(-T[K]/85)$, являющаяся хорошим приближением экспериментальной зависимости $R_0(T)$ НГП Au/YBCO при $T > T_c = 53$ К.

* Для НГП Nb/Au/YBCO $R_N \equiv R_0(T_c)$, а для НГП Au/YBCO R_N определялось из ВАХ как максимальное значение сопротивления при 4,2 К. Низкие значения T_c для НГП Nb/Au/YBCO ($T_c \approx 53$ К) вызваны, по-видимому, уходом кислорода из открытых ab -плоскостей YBCO (1 1 20) пленок в процессе изготовления образцов.

между Au и YBCO (1 1 20) происходило *in-situ*. При этом можно говорить об уменьшении \bar{D} во столько же раз, во сколько увеличивается r .

Зависимость $R_0(T)$ совершенно иная при $R_N \ll \ll R_e$, что имеет место если пленка Au напыляется *in-situ*. Именно этот случай реализовывался в НПП Nb/Au/YBCO, зависимость $R_0(T)$ которого представлена на рис. 6. При $T \approx T_c = 53$ К наблюдается резкое уменьшение R_0 , вызванное переходом подводящих линий в сверхпроводящее состояние. При дальнейшем понижении температуры ниже T_c до $T_{cNb} \approx 9,2$ К сопротивление при нулевом смещении R_0 монотонно уменьшается. $T_c = 53$ К совпадает с температурой отклонения $R_0(T)$ НПП Au/YBCO от экспоненциальной зависимости.

В НПП Au/YBCO и Nb/Au/YBCO ход зависимостей $R_0(T)$ при $T < T_c$ вызван включением при понижении температуры канала переноса тока с участием андреевского отражения [7]. Для НПП на пленках YBCO (1 1 20) влияние НСАС должно проявляться на ВАХ в виде появления пика проводимости при малых напряжениях — аномалии проводимости, что и наблюдалось экспериментально.

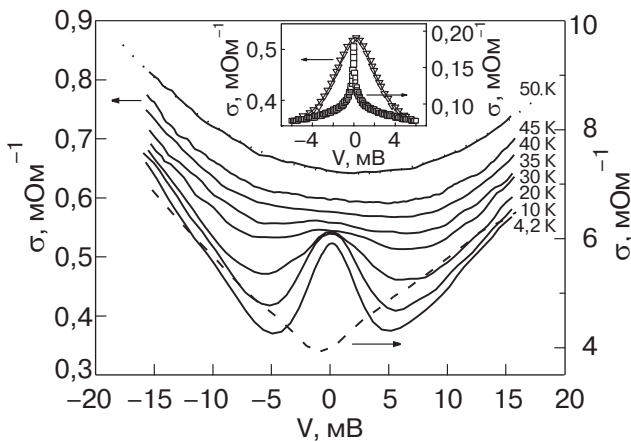


Рис. 7. Зависимость проводимости от смещения $\sigma(V)$ для НПП Au/YBCO при различных температурах (сплошные линии снизу вверх): 4,2, 10, 20, 30, 35, 40, 45 и 50 К. Точками показана парабола, являющаяся приближением зависимости $\sigma(V)$ при $T = 50$ К. Пунктирная кривая соответствует зависимости $\sigma(V)$ при $T = 4,2$ К для с-ПП Au/YBCO. На вставке представлены зависимости $\sigma(V)$ для НПП Au/YBCO при $T = 4,2$ К (перевернутые треугольники) и Nb/Au/YBCO (квадраты) при $T = 10$ К в области малых напряжений $|V| < 6$ мВ. Сплошная линия является приближением зависимости $\sigma(V)$ для НПП Au/YBCO лоренцианом.

4.2. Уширение андреевских состояний

На рисунке 7 показана трансформация зависимостей $\sigma(V)$ при понижении температуры для НПП Au/YBCO. При $T > T_c$ зависимость $\sigma(V)$ (линия $T = 50$ К на рис. 7) может быть хорошо аппроксимирована параболой (штриховая линия на рис. 7) в рамках туннельной теории N/N' переходов с учетом влияния напряжения на форму потенциального барьера [30]. Для $T < T_c$ на зависимости $\sigma(V)$ при малых V наблюдается отклонение от параболической формы в виде появления аномалии проводимости, возрастающей с уменьшением T . Отклонение зависимости $R_0(T)$ НПП Au/YBCO от экспоненциального роста совпадает с моментом возникновения аномалии проводимости на ВАХ. Отметим, что для с-ПП Au/YBCO аномалия проводимости отсутствует (пунктир на рис. 7).

На рисунке 8 представлены зависимости $\sigma(V)$ НПП Nb/Au/YBCO в области температур 9–40 К, в которой аномалия проводимости выражена наиболее сильно. Заметим, что $\sigma(V) \approx \text{const}$ при $T = T_c$. Это соответствует туннелированию квазичастиц через однородный по площади перехода дельтаобразный барьер, а при $T < T_c$ на ВАХ НПП Nb/Au/YBCO так же, как и НПП Au/YBCO возникает аномалия проводимости. Для обоих типов НПП при понижении температуры наблюдается рост амплитуды и уменьшение полуширины ΔV аномалии проводимости. Наряду с тепловым размытием аномалии проводимости уровни НСАС уширяются вследствие конечного времени жизни состояний. Для квазичастицы с энергией ϵ при $\epsilon < \Delta_0$ (Δ_0 — амплитудное значение энергетической щели $\Delta(\theta) = \Delta_0 \cos 2\theta$

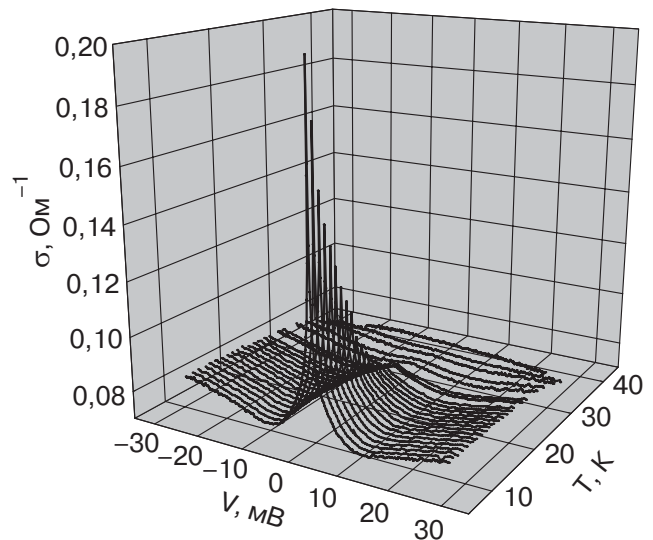


Рис. 8. Зависимости $\sigma(V, T)$ для НПП Nb/Au/YBCO.

d -сверхпроводника) используют следующую форму плотности состояний $N(\varepsilon, \theta)$ [8,12,31]:

$$N(\varepsilon, \theta) = \frac{\pi^{-1} \Gamma^2(\theta)}{(\varepsilon - \varepsilon_b)^2 + \Gamma(\theta)^2}, \quad (8)$$

где θ — угол падения квазичастицы относительно нормали к границе, а ε_b описывает сдвиг уровней энергии андреевских состояний, например, из-за протекания тока вдоль N/d границы. В формуле (8) параметр $\Gamma(\theta) \sim \hbar/\tau(\theta)$, где $\tau(\theta)$ — время жизни квазичастицы в НСАС характеризует уширение уровня. В общем случае $\Gamma(\theta)$ определяется туннелированием квазичастиц $\Gamma_{\text{tunn}}(\theta)$, диффузионным рассеянием из-за шероховатой поверхности YBCO пленки $\Gamma_{\text{diff}}(\theta)$, U -процессами рассеяния квазичастиц с изменением нормальной компоненты импульса $\Gamma_U(\theta)$ и рассеянием на дефектах кристаллической решетки и примесях Γ_{imp} [31]:

$$\Gamma(\theta) = \Gamma_{\text{tunn}}(\theta) + \Gamma_{\text{diff}}(\theta) + \Gamma_U(\theta) + \Gamma_{\text{imp}}. \quad (9)$$

Если при формировании НСАС доминирующий вклад в их уширение дает рассеяние на дефектах и примесях Γ_{imp} , не зависящее от направления импульса квазичастицы, то, как следует из (8) и (9), зависимость аномалии проводимости по форме является лоренцианом ширины Γ . На вставке к рис. 7 показаны экспериментальные зависимости $\sigma(V)$ при малых напряжениях ($V < 6$ мВ) для НГП Au/YBCO при $T = 4,2$ К (перевернутые треугольники) и НГП Nb/Au/YBCO при $T = 10$ К (квадраты). Зависимость $\sigma(V)$ НГП Au/YBCO хорошо аппроксимируется лоренцианом, следовательно, именно рассеяние на дефектах и примесях определяет полуширину аномалии проводимости. На вставке к рис. 7 также заметно, что форма зависимости $\sigma(V)$ НГП Nb/Au/YBCO не является лоренцевой.

В НГП Au/YBCO формирование границы происходило с разрывом вакуума (*ex-situ*), и поверхность (1 1 20)YBCO пленки перед напылением Au приблизительно в течение часа находилась под воздействием атмосферы. В результате взаимодействия с атмосферой на поверхность YBCO пленки осаждаются различные примеси, такие как, например, ионы CO_2 и OH , а также образуются обедненные кислородом области, являющиеся дефектами кристаллической решетки. Перечисленные 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 t/l , где t — толщина неупорядоченного слоя [2]. При этом

$t/l = 0$ соответствует идеальной границе Au/YBCO (1 1 20), а $t/l = \infty$ — полностью диффузной. К сожалению, в работе [2] отсутствуют данные для области $t/l > 0,1$, которая соответствует исследуемым НГП Au/YBCO.

К механизмам уширения НСАС, зависящим от направления импульса падающих квазичастиц, 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 $\Gamma_{\text{tunn}}(\theta)$ [31,32]. Однако для НГП Nb/Au/YBCO значения \bar{D} как минимум на порядок больше, чем для НГП Au/YBCO, хотя ΔV для НГП Nb/Au/YBCO при низких температурах в несколько раз меньше, чем для НГП Au/YBCO. Например, при $T = 10$ К для НГП Nb/Au/YBCO и Au/YBCO $\Delta V \approx 1$ мВ и 6,8 мВ соответственно. Таким образом, в НГП ΔV убывает с увеличением \bar{D} и, следовательно, туннелирование квазичастиц не является определяющим фактором уширения аномалии проводимости.

Уширение НСАС, приводящее к нелоренцевой форме аномалии проводимости, по-видимому, определяется двумя процессами: диффузионным рассеянием из-за шероховатой 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.

4.3. Магнитно-полевые зависимости

При помещении N/d НГП в перпендикулярное магнитное поле в d возникают экранирующие токи, сдвигающие уровни НСАС (доплеровский сдвиг уровней) [11]. 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 типу симметрии $d_{x^2-y^2} + is$ сверхпроводящего параметра порядка. В обоих случаях это приводит к расщеплению уровней НСАС. В результате пик аномалии проводимости в НГП N/d расщепляется на два пика. В перпендикулярном магнитном поле H расщепление уровней НСАС [12]

$$\varepsilon_b = (e/c)v_F H \lambda_L \sin \theta, \quad (10)$$

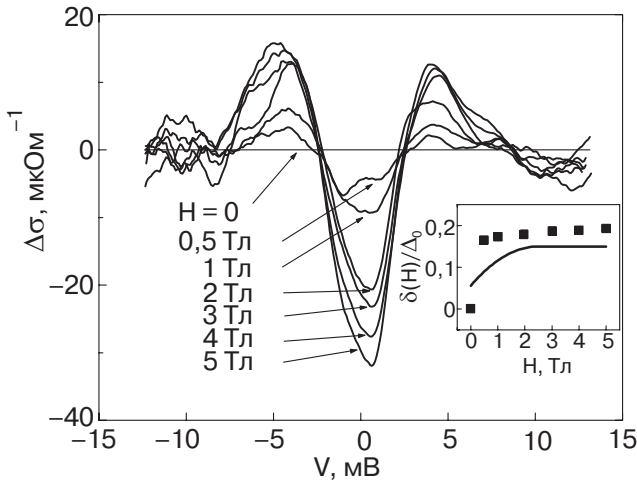


Рис. 9. Зависимости $\Delta\sigma(V, H) = \sigma(V, H) - \sigma(V, 0)$ при $T = 4,2$ К для НПП Au/YBCO при различных значениях магнитного поля от 0 до 5 Тл, приложенного перпендикулярно плоскости подложки. Кривая при $H = 0$ соответствует прямой линии, проходящей через нуль. На вставке квадратами показана 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 $T_s < 7$ К, в которой $\Delta_{s\text{-YBCO}} = 1,2$ мэВ, $\Delta_0 = 20$ мэВ, $H_0 = 16$ Тл и $H_c = 1$ Тл [12].

где c — скорость света в вакууме, v_F — скорость Ферми в ab -плоскости YBCO и λ_L — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в c -направлении YBCO. При исследовании НПП Au/YBCO в магнитных полях до 5 Тл, перпендикулярных плоскости подложки (составляющих с ab -плоскостью YBCO угол приблизительно 79°), вычитая из $\sigma(V)$ аналогичную зависимость при $H = 0$, становится очевидным наличие расщепления аномалии проводимости (рис. 9). На вставке к рис. 9 представлена зависимость величины расщепления аномалии проводимости от значений магнитного поля $\delta(H)$ в НПП Au/YBCO при $T = 4,2$ К. В области сильных магнитных полей ($H > 2$ Тл) $\delta(H)$ практически постоянна и качественно может быть хорошо приближена зависимостью $\delta(H)$, полученной в рамках модели доплеровского сдвига уровней НСАС вследствие генерации дополнительной s -компоненты сверхпроводящего параметра порядка при $T < T_s(\text{YBCO}) \approx 7$ К (сплошная линия на вставке к рис. 9) [11,32]. В этом случае аномалия проводимости должна расщепляться также и в нулевом магнитном поле, что не наблюдается в эксперименте, хотя условие $T < T_s$ выполнено. В [32]

было показано, что расщепление в нулевом магнитном поле исчезает при переходе в d -сверхпроводнике от избыточного уровня допирования носителями к недостаточному. По-видимому, именно недостаточный уровень допирования носителями из-за дефицита кислорода реализуется в пленках YBCO, 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 эксперимент с теорией [11].

4.4. Влияние андреевских состояний на сверхпроводящий ток

Зависимость энергии связанных андреевских состояний от разности фаз сверхпроводящего параметра порядка электродов ϕ , образующих джозефсоновский переход, определяет сверхпроводящий ток, протекающий через связанные андреевские состояния (см., например, [33].)

$$I_s(\phi) \propto \sum_n \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta_n \frac{dE_n(\theta, \phi)}{d\phi} f(E_n(\theta)) d\theta, \quad (11)$$

где суммирование по n ведется по всем андреевским состояниям с энергиями E_n , а $f(\epsilon)$ — функция распределения Ферми. Отметим, что для туннельных переходов из s -сверхпроводников ($\bar{D} \ll 1$) энергии андреевских состояний находятся вблизи щели. Для андреевских состояний контакта s -сверхпроводника (Δ_R) с (110) плоскостью d -сверхпроводника ($s/d_{(110)}$) также имеются уровни НСАС при $\epsilon \ll \Delta_d$ [8,33]:

$$E_n = \Delta_R \Delta_d \bar{D} \sin \phi / [2\Delta_R + \bar{D}(\Delta_d - \Delta_R)] + O(\bar{D}^2). \quad (12)$$

В работе [33] было показано, что в $s/d_{(110)}$ -переходах при низких температурах ($kT \ll \bar{D} \Delta_d / 4\sqrt{2}$) так же, как и в s/s -переходах $I_c \propto \bar{D}$ и $I_c R_N \sim \pi \Delta_1 / e$, однако $I_s(\phi)$ сильно отличается от синусоидальной $I_s(\phi) \sim \cos \phi$ ($0 < \phi < \pi$) (случай a). При более высоких температурах ($\bar{D} \Delta_d / 4\sqrt{2} \leq kT \leq \Delta_d / 2$) $I_c \propto \bar{D}^2$, $I_c R_N \sim (\pi \Delta_d \bar{D} / 4e)(\Delta_d / 2kT - 1)$ и $I_s(\phi) \sim \sin 2\phi$ (случай b). Если же $\Delta_d / 2 \leq kT \leq kT_c$, то $I_c R_N \approx 0$ [33]. Поскольку в исследованных НПП Nb/Au/YBCO $\bar{D} \sim 10^{-4} - 10^{-5}$, то $\bar{D} \Delta_d / 4\sqrt{2} < 0,01$ К и при $T = 4,2$ К реализуется случай b . Например, для НПП Nb/Au/YBCO с $\bar{D} \sim 2,5 \cdot 10^{-5}$ расчетное $I_c R_N \approx 10$ мкВ, что по порядку величины совпадает с наблюдаемым в эксперименте. Экспериментально измеренная для НПП Nb/Au/YBCO зависимость $I_c(T)$ монотонно убывает при повышении температуры. Немонотонности в зависимости $I_c(T)$, предсказанной в [33], не наблюдается. В то же вре-

мя в экспериментах по туннелированию в c -ГП s/d отмечается наличие дополнительной s -компоненты сверхпроводящего параметра порядка YBCO с энергетической щелью Δ_s -YBCO. При этом температурная зависимость сверхпроводящего тока, определенная из формулы (6) с учетом того, что вследствие высокой прозрачности границы Nb/Au из-за эффекта близости в прослойке Au может появляться параметр порядка с критической температурой $T'_c \leq T_{cNb}$, качественно соответствует экспериментально наблюдаемой в НГП Nb/Au/YBCO.

4.5. Фазовая зависимость сверхпроводящего тока наклонных гетеропереходов Nb/Au/YBCO

На рисунке 10 представлена ВАХ НГП Nb/Au/YBCO 30×30 мкм при воздействии внешнего электромагнитного монохроматического излучения частотой $f_e \approx 46,4$ ГГц. На вольт-амперной характеристике наблюдаются критический ток I_c , гармонические ступени Шапиро I_1 и I_2 , а также первая субгармоническая ступень, причем $I_{1/2}/I_1 \approx 0,1$ при $4,2$ К*. На верхней вставке (рис. 10) показаны зависимости I_c , I_1 и I_2 от нормированной амплитуды высокочастотного тока для НГП площадью 30×30 мкм. Амплитуды I_c , I_1 и I_2 осциллируют с увеличением амплитуды внешнего воздействия, что соответствует резистивной модели джозефсоновских переходов [15]. Экспериментально наблюдаемые на ВАХ как c -ГП, так и НГП Nb/Au/YBCO при $V = \frac{1}{2}(hf/2e)$ субгармонические ступени Шапиро указывают на отклонение от синусоидальной формы ТФЗ. Следует отметить, что воздействие на исследуемый гетеропереход внешнего СВЧ излучения большой амплитуды может изменять функцию распределения Ферми квазичастиц, входящую в формулу (11) фазовой зависимости сверхпроводящего тока [34]. Поэтому нами проведены измерения селективного детекторного отклика при малой амплитуде внешнего СВЧ сигнала по отношению к величине критического тока исследуемого джозефсоновского перехода $I_{RF} \ll I_c$.

На нижней вставке (рис. 10) представлен селективный детекторный отклик $\eta(V)$, полученный при воздействии слабого по мощности сигнала $I_{RF} \ll I_c$ с $f = 55,7$ ГГц. Стрелкой на зависимости $\eta(V)$ показана особенность при напряжении $V = \frac{1}{2}(hf/2e)$, соответствующая первой субгармонической ступени Шапиро, появление которой в данном случае не может быть объяснено возникновением неравновесной

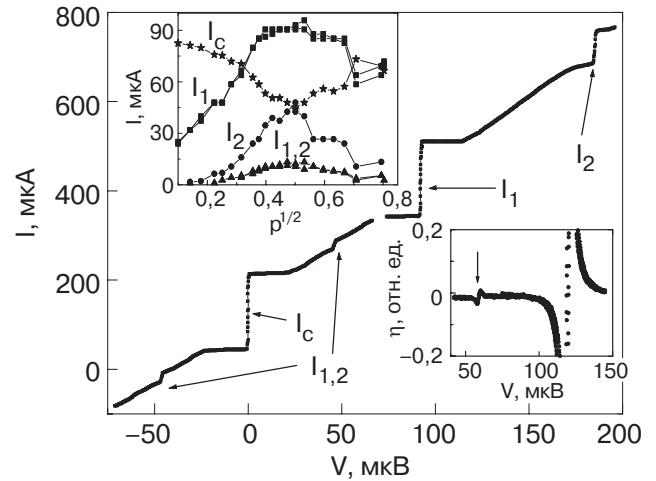


Рис. 10. Вольт-амперная характеристика НГП Nb/Au/YBCO площадью 30×30 мкм под воздействием СВЧ излучения с частотой $46,4$ ГГц при $T = 4,2$ К. На верхней вставке представлены зависимости критического тока I_c , первой I_1 и второй I_2 ступени Шапиро от амплитуды СВЧ излучения. На нижней вставке показан селективный детекторный отклик $\eta(V)$, полученный при воздействии слабого по мощности сигнала с $f = 55,7$ ГГц. Стрелка указывает субгармонический отклик.

функции распределения квазичастиц по энергиям. Для НГП Nb/Au/YBCO с $A = 10 \times 10$ мкм и $I_c < 3$ мкА субгармонические ступени Шапиро на ВАХ обнаружить не удалось, вероятно, вследствие малости их амплитуд.

4.6. Шумовые свойства наклонных гетеропереходов Nb/Au/YBCO

Шумовые свойства НГП Nb/Au/YBCO исследовали двумя методами: прямым измерением спектральной плотности шумов малошумящим охлаждаемым усилителем, работающим в интервале частот $1-2$ ГГц, и методом оценки ширины линии собственной джозефсоновской генерации по селективному детекторному отклику на слабое внешнее СВЧ воздействие. На рис. 11,а показаны ВАХ и зависимость мощности шума от тока смещения для НГП Nb/Au/YBCO площадью 10×10 мкм. В отличие от случая d/d контактов [35] увеличение шумов на резистивном участке при малых значениях тока смещения отсутствует. Отметим, что перепад шумовой мощности при переходе НГП из сверхпроводящего состояния в резистивное обусловлен изме-

* Отметим, что как и в случае c -ГП Nb/Au/YBCO при малых амплитудах внешнего воздействия первая ступень Шапиро симметрична относительно автономной ВАХ, что свидетельствует о когерентности джозефсоновской генерации в автономных переходах [26].

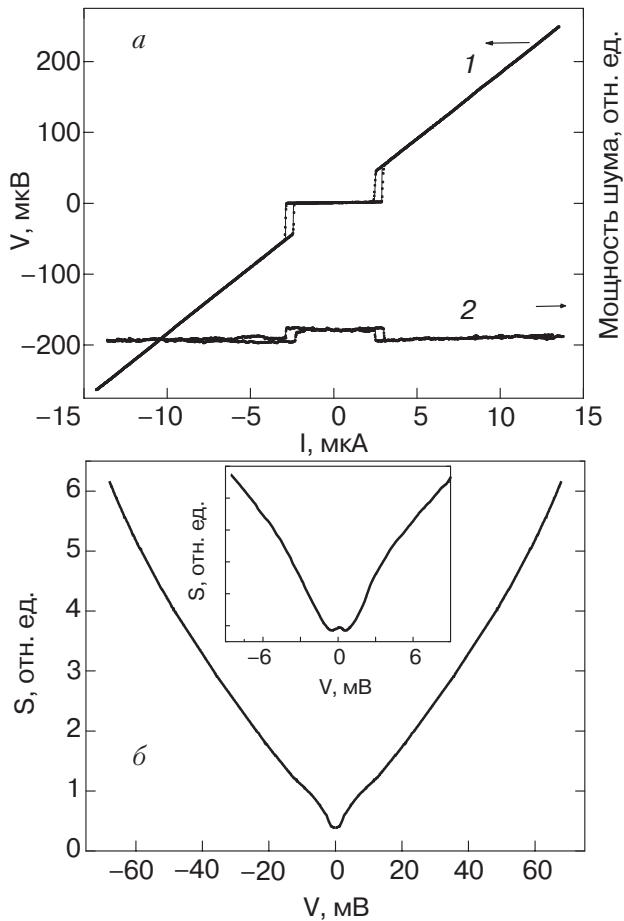


Рис. 11. Вольт-амперная характеристика (1) и зависимость мощности шума (2) от тока смещения НПП Nb/Au/YBCO, полученная с помощью малошумящего охлаждаемого усилителя при $T = 4,2 \text{ К}$ (а); зависимость спектральной плотности шума $S(V)$ от напряжения при $V \geq 50 \text{ мВ}$; на вставке показан участок $S(V)$ при $V < 9 \text{ мВ}$ (б).

нением выходного импеданса измеряемого образца относительно входного импеданса усилителя 50 Ом . При значительном увеличении напряжения смещения наблюдался рост спектральной плотности шума $S(V)$ на контакте, показанный на рис. 11,б. Вставка (рис. 11,б) демонстрирует в более подробном масштабе участок $S(V)$ для $|V| < 9 \text{ мВ}$. Полученная зависимость объясняется ростом интенсивности дробового шума $S_I = 2eI$ с увеличением тока I , протекающего через ГП. Отметим, что качественно аналогичные зависимости $S(V)$ ранее были получены для сверхпроводниковых d/d -джозефсоновских переходов с усредненной прозрачностью границы $\bar{D} \sim 0,01$ [35]. Вопрос шумов изучался теоретически в работах [36–38] для s/d -переходов с относительно высокой прозрачностью $\bar{D} > 0,1$, значительно отличающихся от экспериментально исследованных НПП Nb/Au/YBCO, для которых $\bar{D} \sim 10^{-5}$.

Из [36–38] следует, что происходит подавление избыточного дробового шума при уменьшении прозрачности при малых напряжениях смещения для джозефсоновских переходов, имеющих один или оба электрода из d -сверхпроводника. Скорее всего, именно уменьшением вероятности андреевского отражения можно объяснить отсутствие избыточного дробового шума при малых напряжениях $|V| < 1 \text{ мВ}$ в НПП Nb/Au/YBCO. Отсутствие избыточного шума показал также второй метод оценки собственной шумовой температуры ГП, которая в рамках резистивной модели джозефсоновских переходов должна быть близкой к физической температуре образца. Оценка ширины линии собственной джозефсоновской генерации Δf НПП Nb/Au/YBCO, исходя из зависимости $\eta(V)$ (нижняя вставка к рис. 10), дает значение $\Delta f = 4,4 \text{ ГГц}$, что всего на 30% превосходит теоретическую оценку, следующую из резистивной модели джозефсоновских переходов и учитывающую только лишь вклад тепловых флуктуаций в процесс уширения линии собственной джозефсоновской генерации. Данный факт еще раз подтверждает отсутствие избыточных шумов в НПП Nb/Au/YBCO при малых напряжениях смещения.

Заключение

Экспериментально исследован сверхпроводящий и квазичастичный электронный транспорт в тонкопленочных ВТСП гетеропереходах Au/YBCO и Nb/Au/YBCO на основе c - и $(1\ 1\ 20)$ -ориентированных пленок YBCO на подложках $(001)\text{SrTiO}_3$ и $(7\ 10\ 2)\text{NdGaO}_3$ соответственно. Исследования зависимости сверхпроводящего тока от разности фаз сверхпроводящих электродов выявили ее отклонения от синусоидальной формы для обоих типов гетеропереходов Nb/Au/YBCO.

На ВАХ гетеропереходов Au/(1 1 20) YBCO и Nb/Au/(1 1 20) YBCO обнаружен и исследован пик проводимости при малых напряжениях — аномалия проводимости, вызванная многократным андреевским отражением в переходах из сверхпроводников с $d_{x^2-y^2}$ -типом симметрии параметра порядка. Лоренцева форма и температурная зависимость амплитуды аномалии проводимости в гетеропереходах Au/YBCO $\propto 1/T$ указывают, что ее уширение вызвано независимым от направления импульса квазичастицы рассеянием на примесях и дефектах кристаллической решетки YBCO вблизи границы. В гетеропереходах Nb/Au/(1 1 20) YBCO исследован дробовой и тепловой шум, однако избыточных шумов, обусловленных эффектом андреевского отражения, не обнаружено.

Мы благодарны Е. Ильичеву, М. Грайкару и И.М. Котелянскому за помощь в проведении эксперимента, Т. Лофвандеру, В. Шумейко, И. Борисенко, Э. Голдобину, И. Бдикину, А. Зайцеву, М.Ю. Куприянову и Т. Клаесону за полезные обсуждения. Работа выполнялась при частичной поддержке МНТЦ проект № 2369, программы ИНТАС Европейского союза (проекты № 01-0809 и 01-0249), Гранта для научных школ президента России НШ-1344.2003.2 и программы OXIDE Шведского фонда стратегических исследований.

1. C.C. Tsuei and J.R. Kirtley, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 969 (2000).
2. Y. Tanaka, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3871 (1994); Y. Tanaka and S. Kashiwaya, *Phys. Rev.* **B53**, R11957 (1996); Yu.S. Barash, A.A. Svidzinsky, and H. Burkhardt, *Phys. Rev.* **B55**, 15282 (1997).
3. E. Il'ichev, V. Zakosarenko, R.P.J. Ijsselsteijn, V. Schultze, H.-G. Meyer, H.E. Hoenig, H. Hilgenkamp, and J. Mannhart, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 894 (1998).
4. H. Akoh, C. Camerlingo, and S. Takada, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1487 (1990); A.G. Sun, D.A. Gajewski, M. B. Maple, and R.C. Dynes, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2267 (1994); A.S. Katz, A.G. Sun, K. Char, and R.C. Dynes, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 105 (1995).
5. R. Kleiner, A.S. Katz, A.G. Sun, R. Summer, D.A. Gajewski, S.H. Han, S.I. Woods, E. Dantsker, B. Chen, K. Char, M.B. Maple, R.C. Dynes, and John Clarke, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2161 (1996).
6. K.A. Kouznetsov, A.G. Sun, B. Chen, A.S. Katz, S.R. Bahcall, John Clarke, R.C. Dynes, D.A. Gajewski, S.H. Han, M.B. Maple, J. Giapintzakis, J.-T. Kim, and D.M. Ginsberg, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3050 (1997).
7. А.Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **46**, 1823 (1964); там же **49**, 655 (1965).
8. T. Löfwander, V.S. Shumeiko, and G. Wendin, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R53 (2001).
9. J. Lesueur, L.H. Greene, W.L. Feldmann, and A. Inam, *Physica C* **191**, 325 (1992).
10. Yu.S. Barash, A.A. Svidzinsky, and H. Burkhardt, *Phys. Rev.* **B55**, 15282 (1997).
11. M. Fogelström, D. Rainer, and J.A. Sauls, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 281 (1997).
12. M. Aprili, E. Badica, and L.H. Greene, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4630 (1999); R. Krupke and G. Deutscher, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4634 (1999); J. Lesueur, X. Grison, M. Aprili, and T. Kontos, *J. Low Temp. Phys.* **117**, 539 (1999).
13. И.К. Бдикин, П.Б. Можаяев, Г.А. Овсянников, Ф.В. Комиссинский, И.М. Котелянский, Е.И. Ракша, *ФТТ* **43**, 1548 (2001).
14. E. Il'ichev, V. Zakosarenko, L. Fritzsche, R. Stolz, H.E. Hoenig, H.-G. Meyer, M. Gotz, A.B. Zorin, V.V. Khanin, A.B. Pavolotsky, and J. Niemeyer, *Rev. Sci. Instr.* **72**, 1882 (2001).
15. К.К. Лихарев, Б.Т. Ульрих, *Системы с джозефсоновскими контактами. Основы теории*, МГУ, Москва (1978).
16. M.Yu. Kupriyanov and K.K. Likharev, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 2460 (1991).
17. Ф.В. Комиссинский, Г.А. Овсянников, Ю.В. Кислинский, И.М. Котелянский, З.Г. Иванов, *ЖЭТФ* **122**, 1247 (2002).
18. M.Yu. Kupriyanov, A. Brinkman, A.A. Golubov, M. Siegel, and H. Rogalla, *Physica C* **326-327**, 16 (1999).
19. J.Y.T. Wei, N.-C. Yeh, D.F. Garrigus, and M. Strasik, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2542 (1998).
20. В. Зайцев, *ЖЭТФ* **86**, 1742 (1984).
21. М.Ю. Куприянов, В.Ф. Лукичев, *ЖЭТФ* **94**, 139 (1988).
22. А.В. Зайцев, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 35 (1990); A.F. Volkov, A.V. Zaitsev, and T.M. Klapwijk, *Physica C* **210**, 21 (1993).
23. G. Sun, A. Truscott, A.S. Katz, R.C. Dynes, B.W. Veal, and C. Gu, *Phys. Rev.* **B54**, 6734 (1996).
24. H.J.H. Smilde, H. Hilgenkamp, G.J. Gerritsma, D.H.A. Blank, and H. Rogalla, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11(2)**, 501 (2001).
25. Ф.В. Комиссинский, Г.А. Овсянников, Е. Ильичев, З. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 405 (2001); P.V. Komissinski, E. Il'ichev, G.A. Ovsyannikov, S.A. Kovtonyuk, M. Grajcar, R. Hlubina, Z. Ivanov, Y. Tanaka, N. Yoshida, and S. Kashiwaya, *Europhys. Lett.* **57**, 585 (2002).
26. В.Н. Губанков, В.П. Кошелец, Г.А. Овсянников, *ЖЭТФ* **71**, 348 (1976).
27. N. Didier, C. Dubourdieu, A. Rosova, B. Chenevier, V. Galindo, and O. Thomas, *J. Alloys Compounds* **251**, 322 (1997).
28. M. Sigrist, K. Kuboki, P.A. Lee, A.J. Millis, and T.M. Rice, *Phys. Rev.* **B53**, 2835 (1996); R. Haslinger and R. Joynt, *J. Phys. Condens. Matter* **12**, 8179 (2000).
29. J. Millis, *Phys. Rev.* **B49**, 15408 (1994).
30. J.G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 1793 (1963).
31. M.B. Walker and P. Pairor, *Phys. Rev.* **B60**, 10395 (1999); *ibid.* **B59**, 1421 (1999); M.B. Walker and P. Pairor, *Physica C* **341-348**, 1523 (2000).
32. 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).
33. R.A. Riedel and P.F. Bagwell, *Phys. Rev.* **B57**, 6084 (1998).
34. A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
35. K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, I.V. Borisenko, J. Mygind, and N.F. Pedersen, *Physica C* **367**, 276 (2002).
36. Y. Tanaka, T. Asai, N. Yoshida, J. Inoue, and S. Kashiwaya, *Phys. Rev.* **B61**, R11902 (2000).
37. T. Löfwander, V.S. Shumeiko, and G. Wendin, *Physica C* **377**, 86 (2002).
38. J.C. Cuevas and M. Fogelström, *Phys. Rev.* **B64**, 104502 (2001); *Phys. Rev. Lett.* **89**, 227003 (2002).

Electron transport in metal-oxide superconducting heterojunctions

P.V. Komissinski, K.I. Constantinian,
Yu. Kislinskii, and G.A. Ovsyannikov

We present a review of our results on electron transport properties of thin film Au/YBa₂Cu₃O_x and Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x heterojunctions. Second harmonic has been experimentally observed in superconducting current-phase relation of Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x heterojunctions on c-axis oriented YBa₂Cu₃O_x films. Phase and temperature dependence of the second harmonic can be explained in terms of combined

symmetry $d_{x^2-y^2} + s$ of superconducting order parameter in YBa₂Cu₃O_x. Current-voltage curves of YBa₂Cu₃O_x and Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x heterojunctions on thin (1 1 20)-oriented YBa₂Cu₃O_x films with tilted *c*-axis show zero bias anomaly conductance peak studied in high magnetic fields and at different temperatures. Obtained experimental results have been analyzed within the model of bound states caused by multiple Andreev reflection in heterojunctions with $d_{x^2-y^2}$ -wave superconductors. Thermal and shot noise contributions have been observed in Nb/Au/(1 1 20)YBa₂Cu₃O_x heterojunctions at $T = 4.2$ K. However, no shot noise enhancement has been revealed in our experiments.