

**Кислинский Юлий Вячеславович**

**ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В БИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ  
ПЕРЕХОДАХ И ГИБРИДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ  
ИЗ КУПРАТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ**

Специальность 01.04.01 – «Приборы и методы экспериментальной физики»

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

МОСКВА – 2012

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Москва

**Научный руководитель:** доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник,  
**Овсянников Геннадий Александрович**

**Официальные оппоненты:** **Губанков Владимир Николаевич,**  
доктор физико - математических наук,  
профессор;  
ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН,  
зав. лабораторией фотоэлектронных явлений

**Мицен Кирилл Владимирович**  
кандидат физико - математических наук,  
старший научный сотрудник,  
ФИАН им. П.Н.Лебедева РАН,  
зав. лабораторией сверхпроводимости

**Ведущая организация:** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук.

Защита состоится 13 апреля 2012 г., в 10-00 на заседании диссертационного совета Д 002.231.03 при ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН по адресу: 125009, Москва, ул. Моховая 11, корп. 7.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Автореферат разослан «12» марта 2012 г.

Учёный секретарь диссертационного совета

кандидат физико-математических наук



В. Н. Корниенко

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы, объект и предмет исследования.** В последнее время большое внимание уделяется процессам протекания сверхпроводящего и квазичастичного тока в тонкопленочных структурах на основе купратных сверхпроводников (КС), которые обладают  $d_{x^2-y^2}$  – симметрией сверхпроводящей волновой функции (D-сверхпроводники). В отличие от металлических сверхпроводников с s-симметричным изотропным параметром порядка (S- сверхпроводников), в D-сверхпроводнике параметр порядка меняет знак при изменении на  $90^\circ$  направления импульса квазичастиц в ab-плоскости кристаллической решетки. В результате, у контактов между D- и S-, а также между D- и D-сверхпроводниками, зависимость сверхпроводящего тока  $I_S$  от разности фаз  $\varphi$  между волновыми функциями параметра порядка (ТФЗ) может отличаться от - синусоидальной. Сложный химический состав КС и их высокая чувствительность к содержанию кислорода влияют на физические свойства контактов сверхпроводников вблизи границы раздела. В КС наблюдается высокая температура сверхпроводящего перехода ( $T_C$ ) и амплитуда параметра порядка  $\Delta$  существенно выше, чем у обычных (металлических) сверхпроводников, так у  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (YBCO) она достигает  $\Delta \sim 30 \div 40$  мэВ при температуре  $T=4.2$  К. Однако, соответственного увеличения характерного напряжения переходов  $V_C = I_C R_N$  ( $I_C$  - критический ток,  $R_N$  – нормальное сопротивление), у D-сверхпроводников - не наблюдается, тогда как у S-сверхпроводников напряжение  $V_C \sim \Delta$ . Величина  $V_C$  определяет сигнальные и шумовые характеристики перехода. У наиболее воспроизводимых переходов в эпитаксиальных пленках YBCO на бикристаллических подложках  $V_C \approx 1$  мВ при  $T=77$  К. Поэтому исследование зависимостей  $I_C$  и  $R_N$  от углов разориентации бикристаллических переходов и детектирование ими субмм. излучения представляет значительный интерес.

Структуры с магнито-активными прослойками вызывают большой интерес в настоящее время. Известны КС гетероструктуры с прослойкой из

несверхпроводящего купрата  $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  (PBCO), который является диэлектриком с прыжковой проводимостью при стехиометрическом составе [1]. При других концентрациях кислорода PBCO может быть металлом и сверхпроводником. В работе исследовались гибридные гетероструктуры, состоящие из КС и Nb. Нами использовалась прослойка из  $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2$  (CSCO), который при низких температурах является квазидвумерным гейзенберговским антиферромагнетиком (AF – прослойка). Удельное сопротивление у CSCO выше, чем у PBCO, в сверхпроводящее состояние CSCO переходит в редких случаях, например, при синтезе под высоким давлением [2].

Объект исследования – механизм транспорта носителей тока в джозефсоновских переходах, имеющих 1 или 2 электрода - из купратного сверхпроводника.

Предмет исследования – три типа контактов, в которых исследуется эффект Джозефсона на постоянном токе или при СВЧ воздействии:

- симметричные бикристаллические переходы в эпитаксиальных пленках YBCO,
- гибридные оксидные меза-гетероструктуры Nb/Au/YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> на наклонных пленках YBCO (t-гетероструктуры),
- гибридные оксидные меза-гетероструктуры Nb/Au/Ca<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>2</sub>/YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> с антиферромагнитной прослойкой Ca<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>2</sub> (a-гетероструктуры).

### **Цель и задачи исследования**

Цель работы - определение физических механизмов транспорта носителей тока в джозефсоновских контактах из купратных сверхпроводников, являвшихся предметами исследования. Задачами работы являлись:

- разработка СВЧ методики измерения ток-фазовой зависимости для джозефсоновских переходов с несинусоидальной ТФЗ и ненулевой емкостью;
- определение ток-фазовых зависимостей гетероструктур на наклонных пленках YBCO и гетероструктур с AF-прослойками по данной СВЧ методике;
- определение модели транспорта носителей тока в симметричных бикристаллических переходах, нахождение границ применимости этой модели;
- экспериментальное определение условий проявления аномально большого эффекта близости на границах сверхпроводящий/антиферромагнитный купрат;

- экспериментальное исследование механизма подавления критического тока, которое вызвано изменением спинового состояния купратной прослойки.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Для YBCO переходов на бикристаллических подложках с симметричными углами разориентации  $\theta$  в  $ab$ -плоскости установлено, что с ростом  $\theta$  от  $8^\circ$  до  $45^\circ$  характерные сопротивления границ  $R_N A$  возрастали на 1 порядок, а плотности тока  $j_C$  и характерные напряжения  $I_C R_N$  – убывали на 2 порядка и на 1 порядок – соответственно. Зависимости от  $\theta$  объясняются моделью туннелирования электронов через локализованные состояния в бикристаллической границе.
2. Разработана СВЧ методика определения ТФЗ джозефсоновских переходов по изменению целых и дробных ступеней Шапиро от мощности внешнего сигнала, которая применима при высокой частоте сигнала и произвольной емкости перехода.
3. В  $a$ -гетероструктурах с прослойками  $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2$  наблюдался сверхпроводящий ток, плотность которого убывала с ростом толщины прослойки по экспоненте с масштабом  $7 \div 10$  нм. Наблюдалась отрицательная вторая гармоника ТФЗ, измеренная СВЧ методикой в  $a$ -гетероструктурах.
4. Периоды магнитолевых зависимостей критического тока у гетероструктур с AF-прослойкой на порядок меньше, чем у  $t$ -гетероструктур без нее, что объясняется моделью сверхпроводник – антиферромагнетик – сверхпроводник.

### **Научная новизна диссертации**

1. Экспериментально полученные зависимости электрофизических параметров бикристаллических переходов от угла разориентации подложки подтверждают модель электронного транспорта в них: сверхпроводник – диэлектрик с локализованными уровнями резонансного туннелирования нормальных носителей, - сверхпроводник [3]. Оценен радиус локализации нормальных носителей  $a$  на локализованных состояниях в межзеренных границах, на основании модели неупругого туннелирования носителей тока [4].

2. Обнаружена отрицательная вторая гармоника ТФЗ в  $t$ -гетероструктурах, в которых имеется электронный транспорт вдоль базовой плоскости КС; она

обусловлена d-симметрией параметра порядка в пленках YBCO.

В гетероструктурах с антиферромагнитной прослойкой наблюдалась отрицательная вторая гармоника ТФЗ, величиной от -4 % до - 25 %.

3. Экспериментально показано, что плотность сверхпроводящего тока в а-гетероструктурах аномально велика при толщинах АФ-прослойки  $d_M=12\div 50$  нм. Характерная длина экспоненциального затухания сверхпроводящих корреляций составляла  $7\div 10$  нм, что указывает на наличие аномально большого эффекта близости на границе КС со слоистым купратным антиферромагнетиком.

4. Обнаружено, что а-гетероструктуры с АФ- прослойкой  $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$  обладают существенно большей чувствительностью к магнитному полю, чем t-гетероструктуры без прослойки. Магнитополевые зависимости критического тока у гетероструктур с прослойкой определяются отклонением намагниченности антиферромагнитных слоев от идеального антиферромагнитного упорядочения под действием внешнего поля [5].

### **Практическая ценность работы**

1. Исследования зависимости характерного напряжения бикристаллических переходов от прозрачности границы  $D\sim 1/R_N A$  позволяют выбирать разориентации подложек так, чтобы сопротивления и критические токи переходов были оптимальны для применений.

2. Методика измерения ток – фазового соотношения по зависимостям целых ступеней Шапиро и первой дробной ступени от СВЧ мощности позволяет получать модуль и знак величины второй гармоники ток – фазовой зависимости. Она применима для переходов Джозефсона с произвольной емкостью и с плотностями сверхпроводящего тока, превосходящими  $1 \text{ А/см}^2$ . При доле второй гармоники, превышающей половину первой, возможно использование гетероструктур для создания «тихих» фазовых кубитов.

3. Обнаруженная магнитополевая зависимость тока  $I_C$  для а-гетероструктур позволяет использование их, как магнито - чувствительных элементов и элементов магнитной памяти.

4. В прослойках  $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$  оценены радиус локализации носителей  $a\approx 5\pm 2$

нм и плотность состояний на уровне Ферми  $g \sim 10^{18} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-3}$ . Радиусы  $a$  в CSCO - велики, как в  $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ; величины  $g$  - малы, как в аморфном Si. CSCO, имея достоинства обоих барьерных материалов, перспективен для приложений.

**Апробация работы.** Результаты докладывались на: 33-ем «Совещании по физике низких температур», Екатеринбург, (2003); The 5-th, 6-th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves Millimeter and Submillimeter Waves, Харьков, 2004, 2007 гг.; Euro-Asian Symposium Magnetism on a Nanoscale, Казань, 2007 г.; «Нанофизика и наноэлектроника», Н. Новгород, 2006, 2007, 2008 гг.; «Фундаментальные проблемы ВТСП», Звенигород, 2006, 2008 гг.; на XVI - XVII Симпозиумах “Nanostructures: physics and technology” в 2008, 2009 гг. - самим автором. Результаты вошли в труды конференций: [A7], [A11]; European conference on Appl. Supercond., Brussels, Belgium, 2007 г.; 12 International Supercond. Electronics conference, Fukuoka, Japan 2009 г.

**Результаты диссертации отражены в 22 печатных работах**, из них 20 статей в журналах и 2 публикации сборниках конференций. Все 22 работы напечатаны изданиях, которые входят в **Перечень**, определенный ВАК РФ.

**Достоверность результатов.** Подтверждена большим количеством исследованных образцов, для ряда графиков - около 30. Результаты экспериментов соответствуют теоретическим моделям. Публикации по теме диссертации вызвали интерес научной общественности: индекс цитирования статей [A3, A12, A15, A18] - равен 7 и более.

**Личный вклад автора.** В работах [A1 - A5], [A10], [A11] по бикристаллическим переходам автор изготавливал образцы и проводил электрические измерения. В соавторстве с др. В.Т. Liu (Institute of Physics Chinese Acad. of Sci.) обнаружено изменение сопротивления канала из YBCO под действием электрического поля, [A3]. Экспериментально обнаружено соотношение между скоростями нарастания  $R_{NA}$  и - уменьшения  $j_C$  с ростом разориентации для симметричных переходов на бикристаллах  $\text{ZrO}_2+\text{Y}_2\text{O}_3$ , [A4].

В работах [A6] – [A9], [A12], [A13], [A16], [A20] по t-гетероструктурам автор проводил электрические измерения и участвовал в написании статей. Образцы

были изготовлены Ф.В. Комиссинским. Автором обнаружена вторая гармоника в ТФЗ t-гетероструктур [А9]. Для [А14] автор получил экспериментальные данные, проводил сравнение с теоретическими формулами, полученными В.К. Корневым и Т.Ю. Карминской.

В работах [А15], [А18 - 19], [А21 - 22], по a-гетероструктурам с прослойкой, диссертант обнаружил вторую гармонику ТФЗ, [А18]. Экспериментально обнаружил «гигантские» магнитоосцилляции критического тока, [А15], [А19]. Образцы были изготовлены А.В. Шадриним.

**Объем и структура диссертации.** Работа состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения. Диссертация содержит 57 рисунков, 6 таблиц и список цитированной литературы из 153 статей.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

**Во введении** обоснован выбор темы диссертации и описана ее структура.

**Глава 1** – представляет собой обзор литературы. Описываются свойства КС на примере  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и моделей переходов из КС: бикристаллических контактов и гибридных структур между D- и S-сверхпроводниками. Обсуждаются переходы с несинусоидальными ТФЗ и их возможное применение для создания «тихих» кубитов. Указаны цели работы.

**В Главе 2** описываются методы электрических измерений, использованные в диссертации. Описаны измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) и тока шума измерительной системы  $I_F$ . Приведены измерения зависимостей критического тока от индукции магнитного поля  $I_C(B)$ , где  $B=\mu_0H$ ,  $\mu_0=4\pi\cdot 10^{-7}$  Г/м,  $H$  – напряженность магнитного поля. Зависимости получены путем записи ВАХ при различных значениях  $B$  и определения тока  $I_C$  – для каждой ВАХ.

В главе дана методика вычисления доли второй гармоники  $q=I_{C2}/I_{C1}$  в ток – фазовой зависимости вида:  $I_S=I_{C1}\sin\varphi+I_{C2}\sin(2\varphi)$ . ТФЗ вычисляется из зависимостей высот дробных ступеней Шапиро  $I_{1/2}$  при напряжении  $V_{1/2}=hf_e/(4e)$ , и целых ступеней ( $I_n$ ,  $n=1,2,\dots$ ) при  $V_n=nhf_e/2e$  – от тока внешнего



сигнала  $\alpha = I_{RF}/I_C$  частотой  $f_e$ . В работах [A12], [A14] получены 2 формулы для перехода со второй гармоникой и с емкостью: по первой - вычисляются зависимости  $I_n(\alpha)$ , по второй – зависимость  $I_{1/2}(\alpha)$ . Формулы получены в модели резистивно – шунтированного (RSJ) перехода в высокочастотном (ВЧ) пределе, который выполняется при условиях:  $\omega \gg 1$  или  $\omega^2 \beta_C \gg 1$ , где  $\omega = hf_e / (2eI_C R_N)$  – нормированная частота,  $\beta_C = 4\pi e I_C R_N^2 C / h$  – параметр МакКамбера.

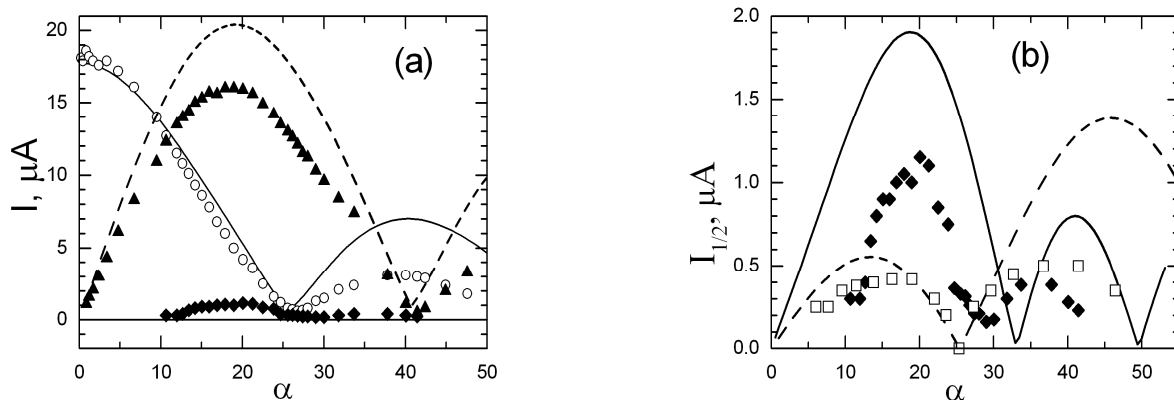


Рис. 1. Определение гармоники ТФЗ. (а) При  $\omega=1.6$  данные измерений  $I_C$  показаны кругами, высоты первых ступеней  $I_1$  – треугольники, дробных ступеней  $I_{1/2}$  – ромбы; сплошная – расчет для  $I_C$ , пунктирная – для  $I_1$ . (б) При  $\omega=1.6$ : ромбы – высоты  $I_{1/2}$ , сплошная – расчет. При  $\omega=2.2$ : квадраты – высоты ступеней  $I_{1/2}$ , пунктирная – расчет. Величина  $q = -0.14$ , [A12].

Сравнением высот целых ступеней с расчетом по первой формуле находится модуль  $q$ , (рис. 1а). Модуль и знак  $q$  - получены аппроксимацией зависимостей  $I_{1/2}(\alpha)$  второй формулой по единственному параметру  $q$ , для разных частот  $\omega$ , (рис. 1б). Точность методики определяется обнаружением дробной ступени, максимум высоты которой:  $I_{1/2} = 1.16 I_{C2}$  при  $\omega \gg 1$ . При измерении  $R_d$  минимальное обнаружимое отношение  $I_{C2}/I_F \approx 0.3/1.16 \approx 0.25$ . Ранее в работе [6], метод измерения ВАХ давал минимальный обнаружимый ток  $I_{C2}/I_F \approx 1$ .

Известно, что измерения детекторного отклика на СВЧ сигнал при малых мощностях сигнала  $P$  слабо возмущают процессы в переходе. Наблюдались «основной» отклик при напряжении  $V_1 = hf/2e$  и «дробный» отклик при  $V_{1/2}$ . Зависимость переменного напряжения отклика перехода  $\eta$  от постоянного

смещения  $V$  показана на рис. 2. В ВЧ пределе форма  $\eta(V)$  рассчитана в работах [A14, A16]. Доля гармоник считалась по приближенной формуле:

$$|q| \approx 0.5 \cdot \sqrt{\eta_{1/2} R_{d1} / (\eta_1 R_{d1/2})} \quad (1)$$

Здесь  $\eta_1$ ,  $\eta_{1/2}$  – амплитуды основного и дробного откликов,  $R_{d1}$ ,  $R_{d1/2}$  – дифференциальные сопротивления автономной ВАХ при  $V_1$  и  $V_{1/2}$  [A20].

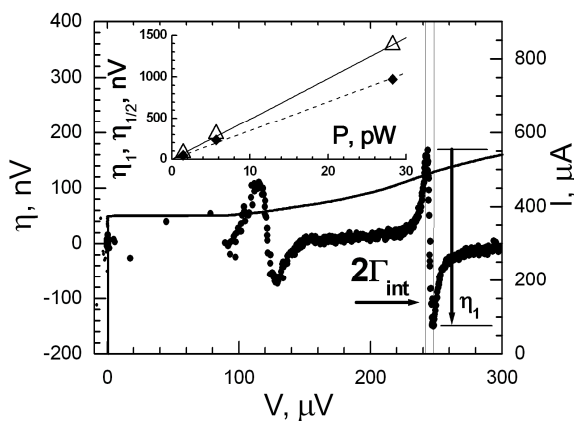


Рис. 2. Зависимость отклика -  $\eta$  от напряжения, для а- гетероструктуры с прослойкой  $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$ ,  $d_M=20$  нм.  $f_e=119.5$  ГГц. Точки -  $\eta(V)$ , линия – ВАХ перехода, горизонтальная стрелка указывает - ширину отклика, вертикальная – перепад  $\eta_1$ . На вставке перепады дробного отклика  $\eta_{1/2}$  - ромбы, их зависимость от мощности – штриховая линия;  $\eta_1$  - треугольники, зависимость от мощности – сплошная линия, [A22].

**В главе 3** описываются бикристаллические переходы с разворотами базовой плоскости YBCO вокруг оси с. Даны результаты для переходов на подложках  $\text{ZrO}_2+\text{Y}_2\text{O}_3$  с симметричными углами разориентации  $\theta=2\alpha$ , где  $\alpha$  - угол между а-осью половины подложки и ее плоскостью срачивания.

Описана технология изготовления переходов на бикристаллических подложках. При эпитаксиальном напылении YBCO, на бикристаллической границе образуется межзеренная граница в YBCO с той же разориентацией  $\theta$ , что и у подложки. Для создания микромостиков, пересекающих межзеренную границу YBCO в пленках средней толщины  $t_Y=200\div 300$  нм, использовалось травление ионами бислая Au/YBCO. Вторым ионным травлением удалялся слой Au с микромостика [A4]. Удаление Au с микромостиков из пленок тонких пленок YBCO с  $t_Y \approx 50$  нм происходило в растворе  $\text{I}_2+\text{KI}+\text{H}_2\text{O}$ , [A2].

По модели резонансного туннелирования нормальных носителей через локализованные состояния в границе и прямого туннелирования куперовских пар, зависимости от толщины диэлектрика  $d$  записываются в виде:  $R_{NA} \sim \exp(k_0 d) / n_S n_L$ ,  $j_C \sim n_S \exp(-2k_0 d)$ . Здесь  $n_S$  – плотность состояний в сверхпроводящем YBCO,  $n_L$  – плотность локализованных состояний в границе;  $k_0 = (8\pi^2 m_e E_b / h^2)^{1/2}$  – масштаб экспонент,  $m_e$  – масса носителя,  $E_b$  – высота барьера, [3]. Экспериментальные зависимости на рис. 3 приближены экспонентами:  $R_{NA} \sim \exp(\alpha_R \theta)$ ,  $j_C \sim \exp(-\alpha_J \theta)$ . Масштабы экспонент отличались вдвое:  $\alpha_J = (0.12 \div 0.14) \pm 0.02$ ,  $\alpha_R = (0.058 \div 0.061) \pm 0.014$  град $^{-1}$ , в согласии с теорией работы [3]. Зависимости от угла разориентации строились для 20 – 35 переходов, с углами  $\theta = 8^\circ \div 45^\circ$ , при 7 разных температурах в диапазоне 4 ÷ 50 К.

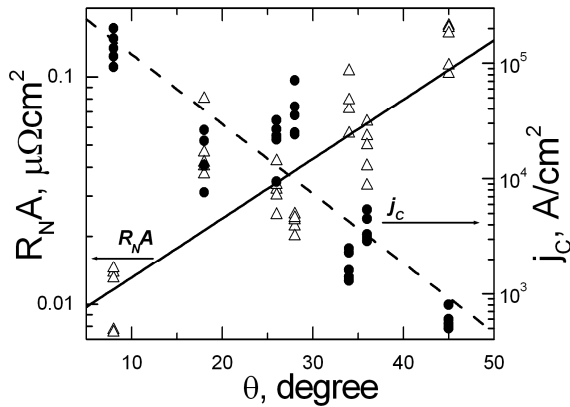


Рис. 3. Зависимости нормальных сопротивлений  $R_{NA}$  (треугольники) и плотностей токов критических токов  $j_C$  (круги) от  $\theta$ . Штриховая и сплошная линии – экспоненциальные зависимости от  $\theta$  для  $j_C$  и  $R_{NA}$  – соответственно.  $T=50$  К, [A4].

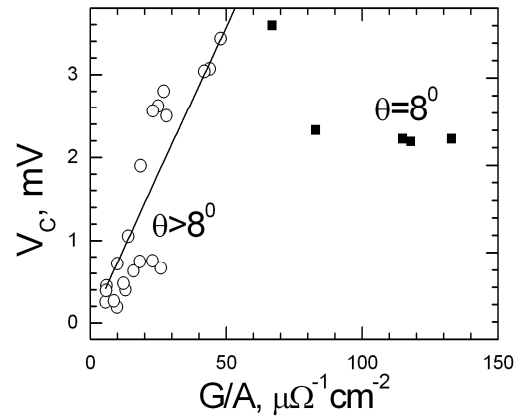


Рис. 4. Зависимость характерного напряжения от проводимости  $G/A = 1/(R_{NA})$ . Сплошная линия – аппроксимация  $V_C \sim (R_{NA})^m$ .  $T=4.2$  К, [A4].

Из модели следует:  $V_C \sim (n_S^2 n_L)^{-1} / (R_{NA}) \sim (n_S^2 n_L)^{-1} \cdot G/A$ . Экспериментальная зависимость  $V_C$  от нормальной проводимости показана на рис. 4. Характерные напряжения аппроксимировались как:  $V_C = c \cdot (R_{NA})^m$  для переходов с  $\theta = 18 \div 45^\circ$ . Получены параметры:  $c = 0.077 \pm 0.015$  мВ·мкОм·см $^2$  и  $m = -0.98 \pm 0.2$ , что соответствует модели резонансного туннелирования из работы [3].

Далее рассматриваются причины отклонений от указанной модели при  $\theta=8^\circ$  и  $\theta \leq 36^\circ$ . При измерении нормальной проводимости переходов с  $\theta=45^\circ$  обнаружено ее увеличение с ростом температуры:  $G(T)=G_1+G_2(T-T_2)^M$ , с параметрами  $M=0.6 \div 1.6$ ,  $T_2=45$  К. Вклад  $G_2$  соответствует модели неупругого туннелирования через  $N=2$  локализованных состояния, по которой  $G(T)=G_1+G_2T^{4/3}$  [4]. Толщина диэлектрика  $d$  находилась из емкости перехода  $C \sim \beta_C / (I_C R_N^2)$ , как плоского конденсатора:  $C = \epsilon \epsilon_0 A / d$ , а  $\beta_C$  - по формуле Заппе [7]:

$$\beta_C = [2 - (\pi - 2)(I_R / I_C)] \cdot [I_R / I_C]^{-2}, \quad \frac{d}{\epsilon} = \frac{4\pi\epsilon_0}{h} \cdot \frac{A I_C R_N^2}{\beta_C} \quad (2)$$

Здесь  $I_R$  – ток возврата гистерезисной ВАХ. Для 5 переходов с  $\theta=45^\circ$  величина  $C/A=18 \pm 4$  фФ/мкм<sup>2</sup>,  $d/\epsilon=0.49 \pm 0.11$  нм. Согласно [8], проницаемость в границе  $\epsilon \approx 5$ , откуда  $d=2.5 \pm 0.5$  нм. В работе [4] указано:  $d/(N+1)^3 < a \leq d/N^3$ , откуда оценка радиуса локализации нормальных носителей в границе:  $a \approx 2.5/2^3 = 0.3$  нм.

Измерения высот 3 первых ступеней,  $I_n(P)$ , на частоте  $f_e \approx 12$  ГГц на переходах с  $\theta=8^\circ$  дали нулевые минимумы. Следовательно, их ТФЗ – была синусоидальна. В переходах с  $\theta=8^\circ$  толщина диэлектрика  $d \sim 0.5$  нм  $< 2a$ , модель резонансного туннелирования - неприменима и соотношение  $V_C \sim (R_N A)^{-1}$  – не выполняется.

В главе описываются детекторные характеристики YBCO переходов на подложках  $Al_2O_3$  с разориентацией  $\theta=12^\circ+12^\circ$ . Получена зависимость ширины основного отклика  $2\delta f$  от температуры перехода. Полуширина отклика для RSJ перехода, при уширении тепловыми флуктуациями, дана в монографии [9]:

$$\delta f = 4\pi \left(\frac{2e}{h}\right)^2 kT \frac{R_{d1}^2}{R_N} \left[1 + \frac{I_C^2}{2I_0^2}\right] \approx 40.573T \cdot \frac{R_{d1}^2}{R_N} \quad \text{МГц} \quad (3)$$

Величины  $2\delta f$  возрастали линейно с температурой по RSJ модели, но были в  $\sim 1.5$  раза больше, чем следует из формулы (3). Отклик бикристаллических переходов на подложках  $Al_2O_3$  на сигнал с  $f_e \approx 500$  ГГц наблюдался при азотных

температурах вплоть до нормированной частоты  $\omega=40$  при  $T=82$  К.

**Глава 4** посвящена гибридным оксидным меза-гетероструктурам Nb/Au/YBCO на наклонных пленках YBCO с направлением [1,1,20] перпендикулярным подложке (далее t-гетероструктуры). На поверхности наклонных пленок есть два вида граней, перпендикулярных направлениям [001] и [110]. Ток, протекающий вдоль [110] YBCO, оказывает большое влияние на параметры t-гетероструктур, в этом направлении величины  $R_{NA}$  – на интерфейсе Au/YBCO ниже, чем в направлении [001] YBCO. Разрез t-гетероструктуры показан ниже, на рис. 7. В гл. 4 рассматриваются t-гетероструктуры без прослойки между Au и YBCO. Переходы t- и a-гетероструктур изготавливались в виде квадратов со стороной  $L=10\div 50$  мкм<sup>2</sup>.

Сначала описываются свойства t-гетероструктур на постоянном токе. Для них получены средние величины:  $j_C=7.5\pm 2.5$  А/см<sup>2</sup>,  $R_{NA}=(8.8\pm 3.7)\cdot 10^{-6}$  Ом·см<sup>2</sup>, характерного напряжения  $V_C=60\pm 15$  мкВ,  $\beta_C=4.4\pm 1.3$ , и отношение  $d/\varepsilon\approx 0.35\pm 0.2$  нм. При  $\varepsilon=5$  определена толщина барьера  $d\approx 1\div 2$  нм, аналогично работе [7].

Прозрачность границы t-гетероструктуре ( $D$ ) вычислена в модели двух металлов с разными Ферми импульсами, разделенных барьером, [10]. Расчет дает величину  $D\approx 1.9\cdot 10^{-4}$ . В предположениях  $D\ll 1$  и тонкого барьера  $d<\xi$  по формулам, полученным в статье [11], вычислено напряжение первой гармоники ТФЗ  $V_{C1}=I_{C1}R_N\approx 400$  мкВ и второй гармоники  $V_{C2}=I_{C2}R_N\approx 0.1$  мкВ. Расчетные значения  $V_{C1}$  по порядку величины близки к полученным в эксперименте. Измеренные значения  $V_{C2}\sim 10$  мкВ – на 2 порядка больше теоретических, что возможно, вызвано протеканием компоненты  $I_{C2}\sin(2\varphi)$  через связанные андреевские состояния при транспорте через грани (110) YBCO. На наличие этих состояний в окрестности энергии Ферми  $E_F$  YBCO указывает пик дифференциальной проводимости  $G_D$  при  $\pm 6$  мВ, рис. 5. При  $V>6$  мВ проводимость нарастает с напряжением, наблюдается недостаток тока; эти особенности ВАХ характерны для туннельных переходов [12]. В целом, t-гетероструктуры можно описать моделью туннельного перехода между S- и D-сверхпроводниками с потенциальным барьером на границе Au/YBCO.

Зависимости  $I_C(V)$  у t-гетероструктур отличаются от – фраунгоферовых тем, что имеют прогиб вниз в пределах главного пика. Это прогиб возникает в расчетах, если контакт содержит фасетки, являющиеся  $\phi$ -переходами, [A13]. Зависимости  $I_C(V)$  t-гетероструктур содержат два периода, один из которых равен кванту магнитного потока  $\Phi_0$ , а другой –  $\Phi_0/2$ . Наличие двух периодов объясняется моделью, в которой t-гетероструктура является параллельной цепью из двух видов фасеток: со значительной второй гармоникой ТФЗ такой, что  $q < -0.5$ , –  $\phi$ -переходов, и с малой гармоникой:  $|q| < 0.5$  – 0-переходов.

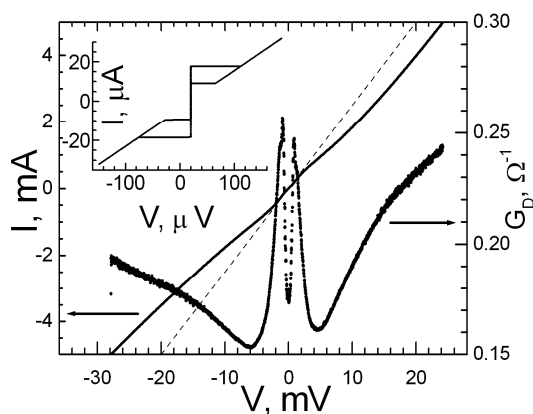


Рис. 5. ВАХ t-гетероструктуры в слабом магнитном поле, пунктир - прямая  $I=V/R_N$ ,  $T=4.2$  К. Точки - зависимость проводимости  $G_D(V)$ . На вставке – ВАХ той же t-гетероструктуры при  $H=0$ . [A15].

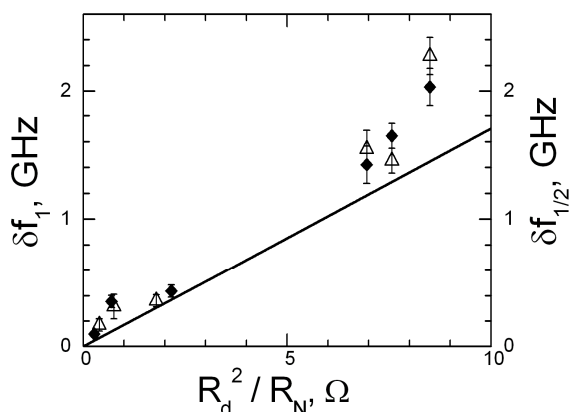


Рис. 6. Зависимости полуширин основного отклика  $\Delta f_1$  (треугольники) и дробного -  $\Delta f_{1/2}$  (ромбы) от соответственно  $R_d^2/R_N$  и  $R_{d1/2}^2/R_N$ . Прямая – расчет  $\Delta f_1$ .

В главе описываются измерения ТФЗ t-гетероструктур по СВЧ методике. Расчет полуширины отклика -  $\Delta f$  по формуле (3) при  $T=4.2$  К показан на рис. 6 - линией. Экспериментальные величины  $\Delta f_1$ ,  $\Delta f_{1/2}$  и близки к минимуму, который определяется для  $\Delta f_1$  термическими флуктуациями на RSJ переходе. Вторая гармоника ТФЗ обнаруживалась на всех гетероструктурах, за исключением переходов с малыми токами  $I_C \approx 3$  мкА, когда дробные ступени не наблюдались из-за флуктуаций, [A9]. Измерения проводились и по ступеням Шапиро [A12], и по детекторным откликам [A20]. Получены величины  $q = -0.1 \div -0.2$ .

**Глава 5** посвящена гибридным оксидным гетероструктурам с антиферромагнитной прослойкой  $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2$  (далее а-гетероструктуры).

Параметры элементарной ячейки с симметрией  $4/mmm$  у  $\text{CaCuO}_2$  составляют  $a=b=0.385$  нм, они близки к параметрам поверхности подложки  $\text{NdGaO}_3$  (110): 0.385 и 0.386 нм, а также к параметру  $\text{YBCO}$ :  $a=0.386$  нм. Поэтому пленки  $\text{CSCO}$  росли - эпитаксиально и на  $\text{NdGaO}_3$ , и на  $\text{YBCO}$ .  $\text{CSCO}$  - прыжковый проводник с переменной длиной прыжка, с зависимостью проводимости вида:  $\sigma(T) = \sigma_0 \cdot \exp[-(T_0/T)^{1/4}]$ , где  $T_0=24/(\pi k g a^3)$  – экспериментальная константа,  $a$  – радиус локализации носителей тока,  $g$  – плотность состояний на уровне Ферми. Для состава  $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$  нами измерены константы  $T_0 \sim (0.4 \div 3) \cdot 10^6$  К, из них получены величины  $g a^3 \sim 0.02 \div 0.2$  Эв<sup>-1</sup>. Удельное сопротивление  $\rho(4.2) > 10^4$  Ом·см – получено экстраполяцией данных  $R(T)$  к  $T=4.2$  К.

Разрез и схема электрических измерений  $a$ -гетероструктуры приведены на рис. 7а. При температурах ниже  $T_{\text{CNb}} \approx 8.5$  К пленки  $\text{YBCO}$  и  $\text{Nb}$  под контактами были – сверхпроводящими, измерения ВАХ - четырехточечными.

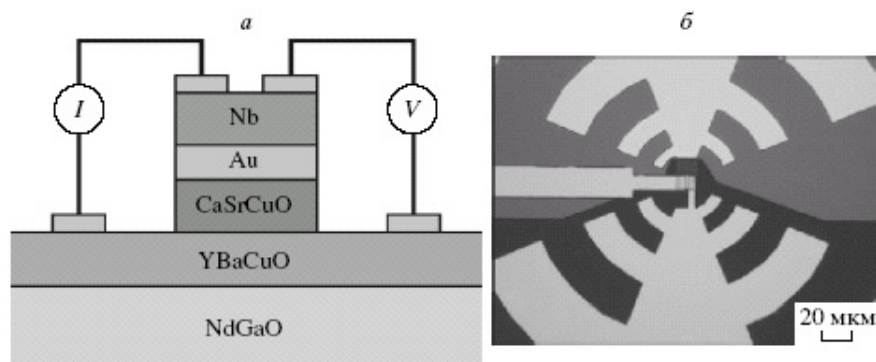


Рис. 7. Разрез гетероструктуры с прослойкой (а) и ее фотография (б). На верхней половине фотографии находятся слои  $\text{Au/CSCO/YBCO}$ , на нижней – слои  $\text{Au/Nb}$ . Темное поле – диэлектрик  $\text{SiO}_2$ , изолирующий торцы гетероструктуры от верхнего электрода.

В главе 5 рассказывается об эффекте близости в  $a$ -гетероструктурах. Зависимости от толщины  $\text{CSCO}$  представлялись экспонентами:  $R_N A = A_R \exp(-d_M/\alpha_R)$ ,  $j_C = A_J \exp(-d_M/\alpha_J)$ , с параметрами:  $A_R$ ,  $\alpha_R$  и  $A_J$ ,  $\alpha_J$ , на рис.8. Различие экспериментальных параметров:  $\alpha_J = 8.7$  нм и  $\alpha_R = 8.5$  нм меньше, чем их погрешность:  $7.8 \leq \alpha_R \leq 9.4$ ,  $7.7 \leq \alpha_J \leq 10$ . Учитывая интервалы значений:  $0.13 < A_R < 0.26$  мкОм·см<sup>2</sup> и  $310 < A_J < 815$  А/см<sup>2</sup>, получим интервал  $V_C = A_R A_J =$

$\approx 40 \div 210$  мкВ, в котором лежит большинство величин  $V_C$  а-гетероструктур.

Зависимость  $V_C$  от толщины прослойки не обнаружена для  $d_M = 12 \div 50$  нм

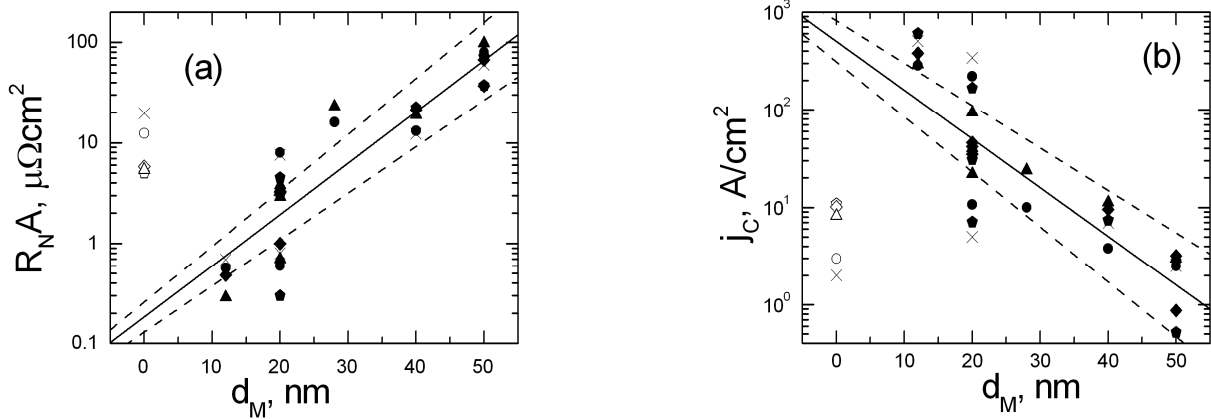


Рис. 8. (a) – зависимости сопротивлений  $R_N A$ , и (b) - плотностей тока  $j_C$  от  $d_M$  при 4.2 К. Данные для а-гетероструктур черные символы: с  $L=10$  мкм - кресты, 20 мкм – круги, 30 мкм – треугольники, 40 мкм – ромбы, 50 мкм – пятиугольники; для t-гетероструктур – светлые символы. Аппроксимации – сплошные линии, доверительные интервалы – пунктир, [A22].

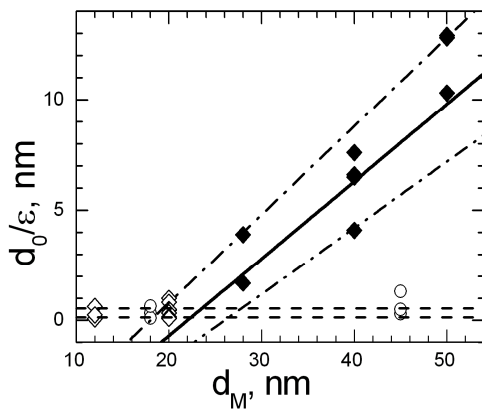


Рис. 9. Зависимость отношений  $d_0/\epsilon$  от  $d_M$ . Данные для состава  $x=0.5$  – ромбы,  $x=0.15$  – круги. Сплошная линия – аппроксимация по черным ромбам, штрихпунктир – ее погрешность. Пунктир – интервал величин  $d/\epsilon$  полученный для t-гетероструктур.

Отношения  $d/\epsilon$  вычислены для а-гетероструктур по гистерезису ВАХ, данные показаны на рис. 9. По формуле (2) рассчитаны параметры  $\beta_C \approx 0.9 \div 3$  и удельные емкости  $C/A \approx 1 \div 90$  фФ/мкм<sup>2</sup>. Методом наименьших квадратов для этих данных получено:  $d_0/\epsilon = (0.35 \pm 0.05)[d_M - (22 \pm 4)]$ , нм.

По нашей модели над интерфейсом CSCO/YBCO находится слой металлического CSCO с толщиной  $d_N$ , он не дает вклада в емкость  $C/A \sim \epsilon/d_0$ . В прослойках  $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$  толщина  $d_N \approx 20$  нм, при составе  $\text{Ca}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_2$   $d_N \approx 45$  нм. Над металлическим CSCO лежит диэлектрическая часть прослойки толщиной  $d_0 \approx d_M - d_N$ . В случае  $d_M \leq d_N$  отношения  $d_0/\epsilon$  а-гетероструктур близки к  $d_0/\epsilon \approx 0.35 \pm 0.2$  нм, полученному для t-гетероструктур в главе 4. В этом случае,



отсутствуют вклады в проводимость:  $G(V) \sim V^{4/3}$  и  $G(T) \sim T^{4/3}$ , поэтому неупругое туннелирование – не наблюдается. Для таких а-гетероструктур предложена модель S/I/AF/S с диэлектрическим барьером на интерфейсе Au/CSCO и многослойной антиферромагнитной прослойкой. Соседние плоскости (111) CSCO имеют противоположную намагниченность (антиферромагнетик G-типа), по данным работы [13]. В модели предполагается, что AF-прослойка состоит из металлических ферромагнитных слоев, обменное поле лежит в плоскости прослойки, имеет противоположную ориентацию в соседних слоях и обменную энергию  $H_{ex} < E_F$ . Для такой прослойки теоретически получен дальнедействующий эффект близости в работе [14]. Параметры прослоек CSCO:  $\xi_{AF} \approx 10$  нм - длина когерентности и  $H_{ex} \approx 2 \div 3$  мВ - обменная энергия, рассчитаны по зависимости  $j_C(d_M)$  в работе [A22].

Рассматривались а-гетероструктуры с прослойками  $Ca_{0.5}Sr_{0.5}CuO_2$  с толщинами  $d_M > d_N$ , для которых характерны отсутствие сверхтока или большие отношения  $d_0/\varepsilon \gg 0.35$  нм. Транспорт носителей соответствовал прыжковой проводимости при  $T > T_{VRH}$ , или наблюдались вклады в проводимость  $G_2 \propto V^{4/3}$  и  $G_2 \propto T^{4/3}$  (см. главу 3). Радиус локализации носителей  $a$  оценивался аппроксимацией прыжковых ВАХ по параметру  $a/d_0$  методами работы [15]; получена оценка  $a = 3.1 \div 3.5$  нм. Из зависимости:  $G_2 \sim d^{-1} \cdot \exp[-2d_0/(3a)]$  коэффициентов  $G_2$  при вкладах  $G_2 \propto V^{4/3}$  и  $G_2 \propto T^{4/3}$  от толщины  $d_0$  получены оценки:  $a = 5.0 \div 5.6$  нм по  $G_2(V)$ ,  $a = 5.7 \div 6.6$  нм по  $G_2(T)$ , методом из работы [16].

Из этих данных средняя оценка радиуса локализации носителей в  $Ca_{0.5}Sr_{0.5}CuO_2$ :  $a = 5 \pm 2$  нм. Из величин  $T_0 = (0.7 \div 1) \cdot 10^6$  К - для а-гетероструктур, получен порядок плотности состояний на уровне  $E_F$ :  $g \approx (0.2 \div 5) \cdot 10^{18}$  эВ<sup>-1</sup>см<sup>-3</sup>.

Даны экспериментальные результаты исследования магнитопольных зависимостей критического тока а-гетероструктур  $I_C(B)$ . Обнаружено, что период осцилляций критического тока в этих зависимостях -  $B_0$  у гетероструктур с прослойкой  $Ca_{0.5}Sr_{0.5}CuO_2$  на порядок меньше, чем у t-гетероструктур (см. рис. 10). Период этих осцилляций уменьшался с ростом толщины слоя  $Ca_{0.5}Sr_{0.5}CuO_2$ . Форма зависимости  $I_C(B)$  объясняется моделью

джозефсоновского перехода со слоистой антиферромагнитной прослойкой, в которой магнитнополевая зависимость критического тока определяется спиновым состоянием прослойки, как теоретически предсказано в работе [5].

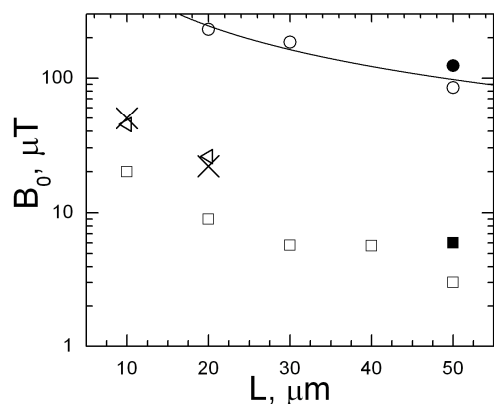


Рис. 10. Зависимость периодов  $B_0$  в гетероструктурах. Периоды для а-гетероструктур с  $d_M=50$  нм – квадраты, для  $d_M=20$  нм – треугольники и расчет  $B_0$  кресты, для t-гетероструктур – круги. Сплошная - линейная аппроксимация для для t-гетероструктур. Светлые символы –  $B_0$  - в перпендикулярном поле, черные - в – параллельном, [A19].

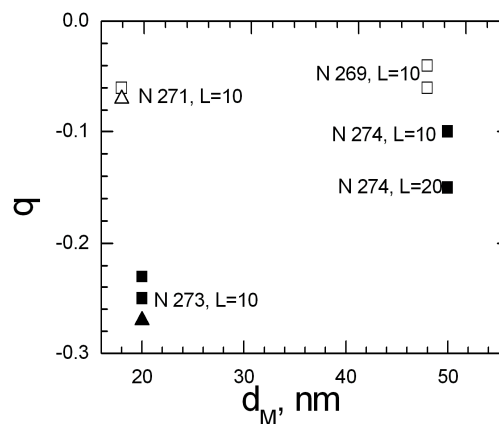


Рис. 11 Вторая гармоника ТФЗ у а-гетероструктур в зависимости от  $d_M$ . Квадраты – значения  $q$ , измеренные по ступеням, треугольники – по откликам. Открытые символы – данные для а-гетероструктур с прослойками CSCO  $x=0.15$ , черные – с  $x=0.5$ . Данные для одного перехода, но при разных частотах  $f_c$ , указаны номером образца.

Ширины основного и дробного детекторного откликов определяются отношением  $R_d^2/R_N$  по формуле (3), которая получена в монографии [9] для уширения линии генерации RSJ перехода термическими флуктуациями. Как показано ранее, величины  $q$ , вычисленные по ступеням Шапиро, близки к значениям, полученным по формуле (1) из измерений откликов. Для а-гетероструктуры с  $d_M=20$  нм по измерению откликов, показанному на рис. 2, получен  $|q|=0.27$ , а из измерений ступеней получены величины  $q=-0.23$  и  $-0.25$  для частот  $f_c=119.5$  и  $f_c=105$  ГГц (рис. 11). В а-гетероструктурах наблюдалась вторая гармоника ток-фазовой зависимости величиной от -4 до -25 % от первой.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Для симметричных  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  бикристаллических переходов с разориентацией осей в базовой плоскости на подложках  $\text{ZrO}_2+12\% \text{Y}_2\text{O}_3$ , установлено, что характерные сопротивления границ  $R_{\text{N/A}}$  экспоненциально увеличивались с ростом угла разориентации  $\theta$ . Плотности сверхпроводящего тока экспоненциально снижались с ростом угла  $\theta$  - вдвое быстрее. При углах  $\theta \leq 36^\circ$  наблюдался рост нормальной проводимости с повышением температуры, что соответствует неупругому туннелированию через локализованные состояния. Оценен радиус локализации носителей  $a \approx 0.3$  нм.

2. Разработана СВЧ методика измерения соотношения между джозефсоновским током и разностью фаз параметров порядка на переходе, которая основана на измерении динамических свойств переходов под действием внешнего СВЧ сигнала. Модуль и знак второй гармоники ток-фазовой зависимости вычисляются из совокупности графиков высот целых и дробных ступеней Шапиро от мощности облучения. Вторая гармоника ток-фазовой зависимости может определяться из детекторного отклика перехода путем сравнения двух особенностей: дробного отклика при напряжении дробной ступени Шапиро с - основным откликом при напряжении первой ступени.

3. Исследованы транспортные характеристики гибридных оксидных меза-гетероструктур  $\text{Nb}/\text{Au}/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  на наклонных пленках  $\text{YBCO}$ , в которых значительный вклад в проводимость гетероструктуры дает перенос тока вдоль базовой плоскости купрата. Магнитополевые зависимости критического тока соответствуют модели, по которой наклонные гетероструктуры состоят из субмикронных фасеток двух видов: 0- и  $\phi$ -переходов. По СВЧ методике у наклонных гетероструктур измерена отрицательная вторая гармоника ток-фазовой зависимости, величиной  $-10 \div -20\%$  от первой.

4. В гибридных оксидных меза-гетероструктурах  $\text{Nb}/\text{Au}/\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  с антиферромагнитными прослойками  $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2$  толщиной от 12 до 50 нм наблюдался сверхпроводящий ток, с плотностью  $1 \div 500$  А/см<sup>2</sup>.

Получена длина затухания сверхпроводящего параметра порядка в прослойках:  $7 \div 10$  нм. Показано, что причиной эффекта Джозефсона в гетероструктурах с прослойкой является аномально большой эффект близости в слоистом антиферромагнетике. У гетероструктур с прослойкой наблюдалась вторая гармоника ток-фазовой зависимости величиной от -4 до -25 % от первой.

5. Обнаружено, что период осцилляций критического тока от магнитного поля у гетероструктур с прослойкой  $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$  на порядок меньше, чем у гетероструктур без прослойки. Период осцилляций критического тока, который уменьшается с ростом толщины слоя  $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$ , а также форма зависимости критического тока, объясняются моделью джозефсоновского перехода со слоистой антиферромагнитной прослойкой, в которой магнитополевая зависимость критического тока определяется спиновым состоянием прослойки.

### **ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

A1. S.A. Zhgoon, G.D. Lobov, Yu.V. Kislinskii, A.R. Kuzhakhmetov, E.A. Stepantsov// Phase locking up to 2.5 THz in grain-boundary Josephson junctions at 77 K. Applied Superconductivity **3**, pp. 615-619 (1995).

A2. Yu.V. Kislinskii, Zhao Bai-ru, Wu Pei-jun, Peng Xhi-qiang, Cheng Ying-fei, Yang Tao, Chen Lie, Sun Ji-jun, Xu Bo, Wu Fei, Zhou Yue-liang, Li Lin, Zhao Zhong-zhang//  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  Bicrystal Josephson Junctions and dc SQUIDS. Chinese Phys. Lett. **13**, pp. 390-393 (1996).

A3. B.T. Liu, Z. Hao, Y.F. Chen, B. Xu, H. Chen, F. Wu, and B.R. Zhao, Yu. Kislinskii and E. Stepantsov// Investigation on  $\text{Ag/Pb}(\text{Zr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47})\text{O}_3\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  three-terminal system with small gate area. Applied Phys. Lett **74**, pp. 2044 – 2046 (1999).

A4. Ю.В. Кислинский, Е.А. Степанцов, З.Г. Иванов, Т. Клаесон// Симметричные ВТСП бикристаллические переходы: зависимость электрофизических свойств от угла разориентации. ФТТ **43**, стр. 581-586 (2001).

A5. Y.V. Kislinskii, K.Y. Constantinian, I.V. Borisenko, G.A. Ovsyannikov, P. Yagubov// Submillimeter wave signal detection by bicrystal YBCO Josephson

junctions at liquid nitrogen temperatures. *Physica C* **372-376**, pp. 436 - 439 (2002).

A6. Ф. В. Комиссинский, Г.А. Овсяников, Ю.В. Кислинский, И.М. Котелянский, З.Г. Иванов// Андреевские состояния и эффект Джозефсона в сверхпроводниковых гетероструктурах в тонких пленках  $YBa_2Cu_3O_x$ . *ЖЭТФ* **122**, стр. 1247 – 1259 (2002).

A7. G.A. Ovsyannikov, P.V. Komissinskii, E. Il'ichev, Y.V. Kislinskii, and Z.G. Ivanov// Josephson effect in Nb/Au/YBCO heterojunctions. *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* **13**, pp. 881 – 884 (2003). Рецензируемая публикация в трудах конференции, входит в Перечень ВАК.

A8. G.A. Ovsyannikov, P.V. Komissinskii, Y.V. Kislinskii, Z.G. Ivanov// Superconducting current-phase relation and Andreev bound states in Nb/Au/ $YBa_2Cu_3O_x$  Josephson Heterojunctions. *Modern Phys. Lett. B* **17**, pp. 569 – 578 (2003).

A9. F.V. Komissinski, K.I. Constantinian, Y.V. Kislinskii, G.A. Ovsyannikov// Electron transport in metal oxide superconducting heterojunctions. *Low Temp. Phys.* **30**, pp. 795 – 809 (2004).

A10. Г.А Овсянников, К.И Константибян, И.В. Борисенко, Ю.В. Кислинский, А.А. Ахумян, Н.Г. Погосян, Т.В. Захарян// Сигнальные и шумовые характеристики детекторов субмм. волн на джозефсоновских бикристаллических переходах из металлооксидных сверхпроводников. *Радиотехника* **8**, стр. 117-122 (2005).

A11. G.A. Ovsyannikov, I.V. Borisenko, K.Y. Constantinian, Y.V. Kislinskii, A. A. Nakhoumian, N.G. Pogosuan, T. Zakaryan, N.F. Pedersen, J. Mygind, N. Uzunoglu, E. Karagianni// Bandwidth and Noise of Submillimeter Wave Cuprate Bicrystal Josephson Junction Detectors. *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* **15**, pp. 533-536 (2005). Рецензируемая публикация в трудах конференции, входит в Перечень ВАК.

A12. Ю.В. Кислинский, Ф.В. Комиссинский, К.И. Константибян, Г.А. Овсянников, Т.Ю. Карминская, В.К. Корнев// Сверхпроводящий ток гибридных переходов металлооксидных сверхпроводников: размерная и частотная зависимости. *ЖЭТФ* **128**, стр. 575 – 585 (2005).

- A13. И.В. Борисенко, Ю.В. Кислинский, Ф.В. Комиссинский, К.И. Константибян, Г.А. Овсянников, Т.Ю.Карминская, В.К. Корнев, И.И. Соловьев. «Гибридные Nb/Au/YBaCuO гетероструктуры из металлооксидных сверхпроводников»// Поверхность, Рентгеновские, Синхротронные и нейтронные исследования **2**, стр. 48-54 (2006).
- A14. V.K. Kornev, T.Y. Karminskaya, Y.V. Kislinskii, P.V. Komissinski, K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov// Dynamics of underdamped Josephson junctions with non-sinusoidal current-phase relation. Physica C **435**, pp. 27-30 (2006).
- A15. Г.А. Овсянников, И.В. Борисенко, Ф.В. Комиссинский, Ю.В. Кислинский, А.В. Зайцев// Аномальный эффект близости в сверхпроводниковых оксидных структурах с антиферромагнитной прослойкой. Письма в ЖЭТФ **84**, стр. 320-324 (2006).
- A16. Г.А. Овсянников, К.И. Константибян, Ю.В. Кислинский, Ф.В. Комиссинский, И.В. Борисенко, Т.Ю. Карминская, В.К. Корнев// Микроволновые динамические параметры джозефсоновских структур с нетривиальной ток-фазовой зависимостью. Радиотехника и электроника, **51**, N9, стр. 1-9 (2006).
- A17. G.A. Ovsyannikov, V.V. Demidov, Y.V. Kislinski, P.V. Komissinski, D. Winkler// "Conductivity and Antiferromagnetism of CaCuO<sub>2</sub> Thin Films Doped by Sr", Physica C **460-462**, pp. 536-537 (2007).
- A18. P. Komissinskiy, G.A. Ovsyannikov, I.V. Borisenko, Y.V. Kislinskii, K.Y. Constantinian, A.V. Zaitsev, D. Winkler// Josephson Effect in Hybrid Oxide Heterostructures with an Antiferromagnetic Layer, Phys. Rev. Lett. **99**, pp. 0170041-0170044 (2007).
- A19. Ю.В. Кислинский, К.И. Константибян, Г.А. Овсянников, Ф.В. Комиссинский, И.В. Борисенко, А.В. Шадрин// “Магнито зависящий сверхпроводящий транспорт в оксидных гетероструктурах с антиферромагнитной прослойкой”, ЖЭТФ **133**, стр. 914-920 (2008).
- A20. P.V. Komissinskiy, G.A. Ovsyannikov, K.Y. Constantinian, Y.V. Kislinski, I.V. Borisenko, I.I. Soloviev V.K. Kornev, E. Goldobin, D. Winkler// High-frequency dynamics of hybrid oxide Josephson heterostructures Physical Rev. B **78**, pp.

024501-024515 (2008).

A21. Ю.В. Кислинский, Г.А. Овсянников, К.И. Константибян, А.В. Шадрин, Ф.В. Комиссинский, Н.В. Кленов, В.К. Корнев// Гибридные джозефсоновские контакты с d-волновой симметрией параметра порядка для элементов квантовых вычислительных систем. Радиотехника **6**, стр. 10-15 (2009).

A22. А.В. Зайцев, Г.А. Овсянников, К.И. Константибян, Ю.В. Кислинский, А.В. Шадрин, И.В. Борисенко, Ф.В. Комиссинский// Сверхпроводящий ток в гибридных структурах с антиферромагнитной прослойкой. ЖЭТФ **137**, стр. 380-389 (2010).

### СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Faley, M.I., U. Poppe, C.L. Jia, et al., 1997// IEEE Trans. on Appl. Super. **7**, 2514.
2. Hiroi Z., Azuma M., Takano M., Takeda Y. 1993//Physica C **208**, 286.
3. Halbritter, J., 1993// Physical Rev. B **48**, 9735.
4. Глазман, Л.И., К.А. Матвеев, 1988// ЖЭТФ **94**, 332.
5. L.P. Gorkov, V.Z. Kresin, 2004// Physics reports **400**, 149 (2004).
6. Kleiner, R., A.S. Katz, A.G. Sun, et al., 1996// Physical Rev. Lett. **76**, 2161.
7. Zappe, H.H., 1973// Journal of Appl. Phys. **44**, 1371.
8. Winkler, D., Y. M. Zhang, et al., 1994// Physical Rev. Lett. **72**, 1260.
9. Likharev, K.K., 1986// Dynamics of josephson junctions and circuits. New York.
10. Komissinski, P.V., E. Il'ichev, G.A. Ovsyannikov, et al., 2002//Physica C **368**, 271.
11. Komissinski, P.V., E. Il'ichev, G.A. Ovsyannikov, et al., 2002// Europhysics Lett. **57**, 585.
12. Blonder, G.E., M. Tinkham, T.M. Klapwijk, 1982// Rev. B **25**, 4515.
13. Vaknin D., Caignol E., Davis P.K. et al, 1989//Phys. Rev. B **39**, 9122 .
14. Зайцев А.В, 2009//Письма в ЖЭТФ, **90**, 521.
15. Yoshida, J., T. Nagano, T. Hashimoto, 1996//. Physical Rev. B **53**, 8623.
16. Xu, Y., D. Ephron, M.R. Beasley, 1995// Physical Rev. B **52**, 2843.