

# СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ТОК ГИБРИДНЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ МЕТАЛЛОКСИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ: РАЗМЕРНАЯ И ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТИ

Ю. В. Кислинский<sup>a</sup>, Ф. В. Комиссинский<sup>a,b</sup>, К. И. Константианя<sup>a\*</sup>, Г. А. Овсянников<sup>a</sup>,  
Т. Ю. Карминская<sup>c</sup>, И. И. Соловьев<sup>c</sup>, В. К. Корнев<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Институт радиотехники и электроники Российской академии наук  
125009, Москва, Россия

<sup>b</sup> Chalmers University of Technology  
SE-41296, Göteborg, Sweden

<sup>c</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119992, Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 марта 2005 г.

Экспериментально обнаружены значительные отличия частотных зависимостей амплитуд ступенек Шапиро и критического тока тонкопленочных гибридных джозефсоновских гетеропереходов Nb/Au/YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub>, изготовленных на пленках металлоксидных сверхпроводников YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> с наклонной осью *c*, от закономерностей, присущих джозефсоновским переходам из обычных сверхпроводников с *s*-симметрией параметра порядка. Показано, что для описания процессов в сосредоточенных гетеропереходах (размер *L* которых меньше джозефсоновской глубины проникновения  $\lambda_J$ , определенной по усредненному значению плотности критического тока) необходимо учитывать возможность образования «расщепленных» вихрей размером  $\lambda_s < L < \lambda_J$  из-за фасетирования границы и формирования цепочки из наноразмерных 0- и  $\pi$ -контактов. Для гетеропереходов с размерами  $\lambda_s < L < \lambda_J$  при напряжениях много меньше щели ниобия ( $V \ll \Delta_{\text{Nb}}/e$ ) обнаружено значительное уменьшение максимальной амплитуды первой ступени Шапиро с ростом напряжения (частоты джозефсоновской генерации), наиболее сильно проявляющееся с увеличением размера  $L > \lambda_s$ . На вольт-амперных характеристиках гетеропереходов обнаружены дробная ступенька Шапиро и субгармонический детекторный отклик, исследованы динамические процессы, ответственные за их появление и свидетельствующие о наличии второй гармоники в зависимости сверхпроводящего тока от фазы. Показано, что влияние фасетирования границы на изменение зависимости сверхпроводящего тока от фазы возрастает с увеличением размера гетероперехода  $L > \lambda_s$ .

PACS: 74.50.+r

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В большинстве металлоксидных сверхпроводников с высокой критической температурой доминирует  $d_{x^2-y^2}$ -тип симметрии сверхпроводящего параметра порядка (D-сверхпроводник) [1, 2]. В джозефсоновских переходах из D-сверхпроводников, разориентированных в плоскости *ab* относительно друг друга, при определенных условиях образуются

$\pi$ -контакты, для которых устойчивым является основное состояние с разностью фаз сверхпроводящего параметра порядка равной  $\pi$  [2–9]. При наличии фасетирования границы в джозефсоновских переходах из D-сверхпроводников чередование 0- и  $\pi$ -контактов приводит к знакопеременной модуляции плотности критического тока  $j_c(x)$  вдоль границы в наномасштабе, в результате чего возникают пары «расщепленных» вихрей [10], содержащие магнитный поток  $\Phi_1 < \Phi_0/2$  и  $\Phi_2 > \Phi_0/2$ ,  $\Phi_1 + \Phi_2 = \Phi_0$  ( $\Phi_0$  — квант магнитного пото-

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

ка), которые были экспериментально обнаружены в работе [11] в бикристаллических джозефсоновских переходах  $D_0/D_{45}$ <sup>1</sup>). При большой амплитуде пространственной вариации критического тока размер расщепленного вихря оказывается меньше джозефсоновской глубины проникновения  $\lambda_J$  [10], что дает новый масштаб размерной зависимости статических и динамических процессов в переходах. Вихри с дробным квантом магнитного потока наблюдались в переходах (в том числе и из обычных S-сверхпроводников) с неоднородностями порядка  $\lambda_J$  [12]. Судя по предварительным результатам, полученным нами ранее [4], не исключено, что такие вихревые образования могут существенно влиять на частотную зависимость динамических характеристик переходов, содержащих D-сверхпроводник. Теоретические расчеты [13] для контактов D-сверхпроводников предсказывают особенности амплитуды сверхпроводящей компоненты тока при щелевых напряжениях  $V \approx \Delta_D/e$  ( $\Delta_D$  — ширина щели в D-сверхпроводнике) по аналогии с риделевской особенностью в контактах S-сверхпроводников. Однако в настоящее время отсутствуют данные о частотной зависимости сверхпроводящего тока в переходах D-сверхпроводников при напряжениях значительно меньших сверхпроводящей щели.

В джозефсоновских переходах из D-сверхпроводников образуются низкоэнергетические связанные андреевские состояния на плоскости (110) [2], которые отчетливо проявляются в виде особенности проводимости переходов при малых напряжениях [2–7, 14] и сильно влияют на сверхпроводящий ток  $I_s$  переходов, в частности, приводя к отклонению зависимости  $I_s(\varphi)$  ( $\varphi$  — разность фаз волновых функций электродов джозефсоновского перехода) от синусоидальной формы [2–7, 15]. Согласно теоретическим расчетам [10, 11], в джозефсоновских переходах со знакопеременной плотностью критического тока  $j_c$  наряду с первой гармоникой ( $\sin \varphi$ ) присутствует также и вторая гармоника ( $\sin 2\varphi$ ). Несинусоидальная ток-фазовая зависимость наблюдалась в асимметричных бикристаллических джозефсоновских переходах  $D_0/D_{45}$  в работах [8, 16], а также нами ранее в гибридных гетеропереходах Nb/Au/YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub>, изготовленных на пленках

YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> (YBCO) с наклонной кристаллографической осью  $c$  [3]. Отметим, что вторая гармоника ( $\sin 2\varphi$ ) наблюдалась в гетеропереходах малых размеров (порядка десятков микрометров) [3, 17], а в переходах больших размеров (порядка десятых долей миллиметра) отклонения от синусоидальной зависимости не фиксировались [18]<sup>2</sup>). При этом отметим, что специфика роста наклонной пленки YBCO под углом, заданным специальным образом ориентированной (в плоскости (7 10 2)) подложкой NdGaO<sub>3</sub>, такова, что в контактной области гетероперехода образуются фасетки, грани которых ориентированы либо по оси  $c$  (001), либо в  $ab$ -плоскости (110) [4, 19]. Соответственно, согласно теоретическим расчетам [2, 5–7], вследствие  $d$ -симметрии параметра порядка YBCO транспортные свойства контактов таких граней с S-сверхпроводником (в нашем случае Nb) должны существенно различаться, формируя в гетеропереходах чередующиеся нанопереходы разного типа, S/D<sub>C</sub> и S/D<sub>45</sub>.

В данной работе сообщаются результаты экспериментальных исследований зависимостей сверхпроводящего критического тока от магнитного поля, а также частотной зависимости сверхпроводящего тока и ступенек Шапиро в гибридных гетеропереходах Nb/Au/YBCO на пленках с наклонной осью  $c$ . Предполагая возможность образования дробных вихрей в таких гетеропереходах и учитывая размерные ограничения [10], мы проводили экспериментальное исследование на образцах разных размеров  $L = 10$ –50 мкм. В работе количественно оценивается амплитуда второй гармоники в ток-фазовой зависимости и обсуждаются физические механизмы, объясняющие экспериментальные данные.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эпитаксиальные пленки YBCO толщиной 150 нм осаждались методом лазерного напыления при температуре 770–790 °С в атмосфере кислорода при давлении 0.6 мбар. Для роста пленок YBCO были выбраны подложки NdGaO<sub>3</sub> с ориентацией (7 10 2). Детальные исследования методами рентгеновской дифрактометрии показали, что на плоскости (7 10 2) подложки NdGaO<sub>3</sub> в результате эпитаксиального роста формируются пленки YBCO с ориентацией (1 1 20), кристаллографическая ось  $c$  которых от-

<sup>1</sup>) В D<sub>0</sub>-сверхпроводнике одна из осей базовой  $ab$ -плоскости,  $a$  или  $b$ , направлена по нормали к бикристаллической границе (для бикристаллических джозефсоновских переходов) или к плоскости перехода (для планарных джозефсоновских переходов), а в D<sub>45</sub>-сверхпроводнике — развернута по отношению к ним на угол  $\theta = 45^\circ$ .

<sup>2</sup>) Ввиду малых плотностей сверхпроводящего тока во всех исследованных гибридных гетеропереходах выполнялось условие сосредоточенности джозефсоновского перехода, т.е. размер  $L$  перехода был меньше джозефсоновской глубины  $\lambda_J$  проникновения магнитного поля.

клоняется от нормали к плоскости подложки на угол  $\alpha \approx 11^\circ$ , находясь в плоскости (110) пленки YBCO (см. вставку *a* на рис. 1). Предварительные исследования показали, что именно наклон пленки YBCO на  $10^\circ$ – $14^\circ$  является оптимальным для осуществления электронного транспорта вдоль плоскости *ab*, сохраняя при этом пленку однодоменной [19] и обеспечивая формирование кристаллографической структуры гетеропереходов Nb/Au/YBCO с чередующимися переходами типа S/D<sub>C</sub> и S/D<sub>45</sub>. Полученные пленки YBCO имели критическую температуру  $T_c = 87$ – $90$  К и плотность критического тока  $10^4$ – $10^5$  А/см<sup>2</sup> при  $T = 77$  К [3, 4, 17]. Пленка Au напылялась в два этапа, вначале лазерным распылением *in situ* в той же вакуумной камере при  $100^\circ\text{C}$ , что минимизировало понижение содержания кислорода и исключало влияние различных примесей на сформированную двухслойную структуру YBCO/Au. Тестовое измерение критической температуры пленки YBCO после формирования структуры YBCO/Au дало значение  $T_c = 89$  К при ширине сверхпроводящего перехода  $\Delta T < 0.5$  К. Окончательное формирование гетеропереходов осуществлялось радиочастотным магнетронным распылением дополнительного слоя Au толщиной порядка 10 нм и пленки Nb толщиной 200 нм. Для формирования геометрии планарных гетеропереходов квадратной формы с площадью  $A = L^2$ , где  $L = 10$ – $50$  мкм, использовались методы фотолитографии и ионно-лучевого травления в атмосфере аргона [3, 4, 17]. Уменьшение критической температуры пленки YBCO в полностью готовых гетеропереходах до  $T_c \approx 84$  К происходило, как мы полагаем, во время бомбардировки пленки ионами аргона при формировании геометрии структуры. Критическая температура пленок Nb составила величину  $T_c = 9.1$ – $9.2$  К.

Измерения электрофизических параметров пленок и гетеропереходов проводились по четырехточечной схеме в режиме задания тока в температурном диапазоне  $T = 4.2$ – $300$  К, в магнитных полях  $H < 50$  Э и под воздействием электромагнитного излучения на частотах  $f_e = 36$ – $120$  ГГц.

### 3. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ

Во всех исследованных гетеропереходах наблюдался эффект Джозефсона, при этом на их вольт-амперных характеристиках (ВАХ) отсутствовал избыточный ток (рис. 1). Последнее обстоятельство указывает на отсутствие участков с непосред-

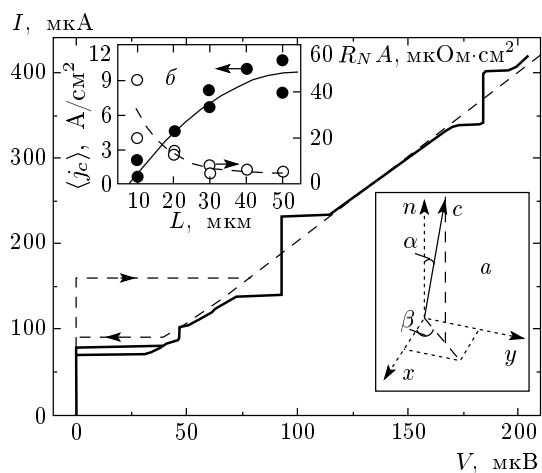
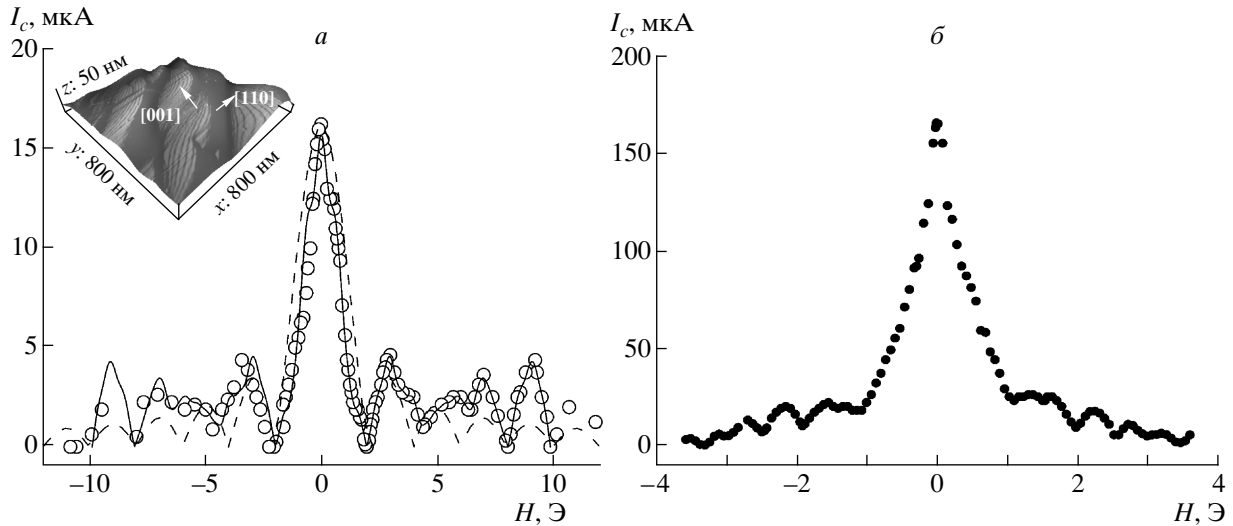


Рис. 1. ВАХ гетероперехода Nb/Au/YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> с  $L = 40$  мкм при  $T = 4.2$  К: автономная ВАХ (штриховая линия) и ВАХ при воздействии электромагнитного излучения с частотой  $f_e = 43.45$  ГГц (сплошная линия). Направление задания тока показано стрелками. Вставка *a* — схематическое изображение наклонной пленки YBCO с ориентацией (1 1 20),  $\alpha \approx 11^\circ$ ,  $\beta \approx 45^\circ$ . Вставка *b* — зависимости плотности критического тока  $\langle j_c \rangle$  и характерного сопротивления  $R_{NA}$  перехода от линейного размера  $L$  перехода (штриховой и сплошной линиями показаны функциональные зависимости, дающие наилучшее приближение экспериментальных данных)

ственной проводимостью, т. е. прямых «закороток» между пленками YBCO и Nb, которые обычно приводят к появлению избыточного тока. Из-за малой толщины прослойки Au существует вероятность взаимной диффузии Nb и YBCO. Однако вследствие образования оксидных слоев ниобия контакты Nb/YBCO обладают очень высоким характерным сопротивлением. Дополнительные измерения выявили характерное сопротивление  $R_{NA} = 0.1$ – $1$  Ом·см<sup>2</sup> контактов Nb/YBCO, превышающее на несколько порядков характерное сопротивление контактов Au/YBCO, для которых  $R_{NA} = 10^{-6}$ – $10^{-5}$  Ом·см<sup>2</sup> ( $R_N$  — нормальное сопротивление). По значениям  $R_{NA}$  мы оценили прозрачность потенциального барьера на границе Au/YBCO, усредненную по площади перехода и направлениям импульсов квазичастиц, и получили значения  $\bar{D} = 10^{-5}$ – $10^{-4}$ , типичные для сверхпроводниковых туннельных переходов. При этом отметим, что сопротивление границы Nb/Au существенно (на несколько порядков) ниже, чем границы Au/YBCO, вследствие лучшего согласования ферми-скоростей и отсутствия хими-



**Рис. 2.** Экспериментальные зависимости критического тока от магнитного поля при  $T = 4.2$  К для гетеропереходов с размерами  $L = 20$  мкм (а) и  $L = 50$  мкм (б). «Фраунгоферова» зависимость  $|\sin H|/H$  показана штрихами. Сплошная линия — расчетная зависимость  $I_c(H)$  в модели знакопеременной плотности сверхпроводящего критического тока. Вставка — изображение поверхности (1 1 20) пленки YBCO, полученное микроскопом атомных сил. Кристаллографические ориентации ступеней роста пленки YBCO указаны стрелками

ческого взаимодействия материалов [20].

При температуре  $T = 4.2$  К усредненная по площади гетероперехода плотность сверхпроводящего критического тока равна

$$\langle j_c \rangle = I_c/A = 1\text{--}10 \text{ А/см}^2,$$

где  $I_c$  — критический ток. Значения джозефсоновской глубины  $\lambda_J$  проникновения магнитного поля, рассчитанные по формуле

$$\lambda_J^2 = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\lambda\langle j_c \rangle}, \tag{1}$$

где  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума, находятся в интервале 100–400 мкм и значительно превышают максимальный линейный размер исследованных переходов (таблица). В формуле (1) величина  $\lambda \approx 220$  нм представляет собой сумму лондоновских глубин проникновения для YBCO и Nb. Для исследованных гетеропереходов Nb/Au/YBCO выполняется условие

$$L < 4\lambda_J, \tag{2}$$

из которого следует, что такие гетеропереходы должны обладать свойствами сосредоточенных джозефсоновских переходов и значения  $\langle j_c \rangle$  и  $R_N A$  не должны зависеть от размера  $L$  перехода [21, 22]<sup>3)</sup>. Од-

<sup>3)</sup> При  $L > 4\lambda_J$  джозефсоновский переход следует рассматривать как распределенную структуру, динамические процессы в которой обусловлены движением джозефсоновских вихрей.

нако экспериментально наблюдаемые значения  $\langle j_c \rangle$  и  $R_N A$  зависят от размеров гетеропереходов (см. вставку б рис. 1). Наблюдаемый при уменьшении размера  $L \leq 20$  мкм рост значений  $R_N A$  свидетельствует об уменьшении прозрачности  $\bar{D}$  барьера, что может быть вызвано наличием обедненного кислородом слоя YBCO, возникающего на участках вблизи краев гетеропереходов в процессе изготовления образцов [20]. Для переходов с размером  $L < 40$  мкм величина  $\langle j_c \rangle$  растет пропорционально  $L$ , а при  $L > 40$  мкм выходит на насыщение. С увеличением  $L$  вклад краевых областей с пониженным значением  $\langle j_c \rangle$  в полный сверхпроводящий ток через гетеропереход уменьшается, и уже для  $L = 30$  мкм, как видно на вставке б к рис. 1, краевыми эффектами можно пренебречь. Отметим, что характерное напряжение  $V_c = I_c R_N$  остается практически постоянным с изменением  $L$ , что типично для туннельных переходов из S-сверхпроводников. Для джозефсоновских переходов на основе высокотемпературных сверхпроводников из металлооксидных материалов величина  $V_c$ , как правило, зависит от  $\langle j_c \rangle$ . Например,  $V_c \propto \sqrt{\langle j_c \rangle}$  для бикристаллических переходов из YBCO [2, 8], что в литературе обычно объясняется наличием различных механизмов переноса сверхпроводящей и нормальной компонент тока [9, 18].

Размеры и электрофизические параметры гетеропереходов при  $T = 4.2$  К

№	$L$ , мкм	$I_c$ , мкА	$R_N$ , Ом	$V_c$ , мкВ	$\beta_c$	$\lambda_J$ , мкм
1	50	198	0.44	87	3	117
2	50	267	0.2	53	4	101
3	40	160	0.36	58	6	104
4	30	60	0.93	55	3	127
5	30	74	0.56	41	5	115
6	20	18	3.6	65	4	156
7	20	8.5	3.1	26	—	227
8	10	0.7	45.3	32	—	390
9	10	2.0	19.8	40	—	233

#### 4. ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ИХ СТРУКТУРА

Для гетеропереходов с  $L = 20$  мкм экспериментальная зависимость  $I_c(H)$  критического тока от магнитного поля в области первого максимума (рис. 2а) близка по форме к «фраунгоферовой» зависимости  $|\sin H|/H$ , присущей сосредоточенным джозефсоновским переходам для случая  $L \approx 2\lambda_J$  [22]. На рис. 2а видно, что с увеличением магнитного поля  $|H| > 5$  Э отличие зависимости  $I_c(H)$  от  $|\sin H|/H$  возрастает, свидетельствуя, что распределение сверхпроводящего тока следует рассматривать как квазиоднородное [8, 18]. Более точное приближение экспериментальных зависимостей  $I_c(H)$  в области высоких полей  $H \geq 5$  Э можно получить в рамках теоретической модели, в которой как абсолютное значение, так и знак величины  $j_c$  меняются по длине перехода [8, 10, 11, 23, 24]. Из экспериментальной зависимости  $I_c(H)$  невозможно однозначно определить распределение плотности сверхпроводящего тока  $j_c$  в переходе. Вычисление величины  $j_c$  дает, по крайней мере, несколько решений, которые более точно, чем  $|\sin H|/H$ , описывают зависимость  $I_c(H)$  в области периферийных максимумов. При этом измеренные в эксперименте зависимости  $I_c(H)$  с гораздо лучшей точностью могут быть приближены зависимостями, рассчитанными на основе знакопеременных, а не однополярных распределений  $j_c(x)$ . Точность вычислений  $j_c(x)$  возрастает с ростом диапазона задания магнитного поля в эксперименте, который в нашем случае ограничивался за-

хватом квантов магнитного потока при  $H \approx 10$  Э. При больших полях на магнитно-полевых зависимостях наблюдался гистерезис и они плохо воспроизводились. На рис. 2 мы приводим только воспроизводимые однозначные зависимости  $I_c(H)$ .

Для переходов больших размеров ( $L > 30$  мкм) зависимость  $I_c(H)$  уже сильно отличается от  $|\sin H|/H$  и в области первого максимума похожа на наблюдающуюся в распределенных переходах, хотя условие сосредоточенности (2) все еще выполняется (см. рис. 2б и таблицу). Как теоретически показано в работах [10, 11], наличие в джозефсоновском переходе фасетированной границы, для которой выполняется условие  $\lambda \ll b \ll \lambda_J$  ( $b$  — характерный размер грани), приводит к образованию «расщепленных» джозефсоновских вихрей с дробной частью кванта магнитного потока. Характерный размер  $\lambda_s$  такого расщепленного джозефсоновского вихря для одномерной зависимости  $j_c(x)$ , моделируемой выражением

$$j_c(x) = \langle j_c \rangle + j_1 \sin(2\pi x/b),$$

может быть оценен как

$$\lambda_s \approx \sqrt{2} \frac{\lambda_J^2 \langle j_c \rangle}{bj_1}, \quad (3)$$

где  $j_1$  — амплитуда знакопеременной модуляции плотности критического тока в переходе. При  $j_1 \gg \langle j_c \rangle$  размер вихря мал:  $\lambda_s \ll \lambda_J$ .

В нашем случае вследствие особенностей процесса осаждения пленок YBCO на наклонных подложках NdGaO<sub>3</sub> с ориентацией (7 10 2), на поверхности (1 1 20) пленок YBCO присутствуют ступени

роста высотой около 20 нм и характерной длиной 200–300 нм в плоскости подложки (см. вставку к рис. 2а и результаты измерений с помощью микроскопа атомных сил в работах [3, 4]). Такие ступени роста в основном ориентированы вдоль кристаллографических плоскостей (001) и (110) пленки YBCO. Согласно теоретическим расчетам [2, 5–7], вследствие  $d$ -симметричного параметра порядка в пленке YBCO контакты к плоскостям (001) и (110) дают, соответственно, переходы разного типа S/D<sub>c</sub> и S/D<sub>45</sub>. Ранее в экспериментальных работах [17, 18] было показано, что при  $T = 4.2$  К переходы S/D<sub>c</sub> можно рассматривать как джозефсоновские 0-контакты с несинусоидальной ток-фазовой зависимостью, причем амплитуда второй гармоники составляет около 10% от величины критического тока. Что касается переходов S/D<sub>45</sub>, то в них кроме андреевских состояний при энергиях порядка сверхпроводящей щели D-сверхпроводника,  $\varepsilon \approx \Delta_D$  (как и в переходах S/D<sub>c</sub>), возникают также андреевские состояния с  $\varepsilon \ll \Delta_D$  [2, 8]. Как показано теоретически в работах [2, 5, 6, 8], в джозефсоновских переходах S/D<sub>45</sub> при гелиевых температурах устойчивым является состояние со сдвигом фазы, равным  $\pi$ , с характерным напряжением

$$V_c \approx \frac{\Delta_D^2 \bar{D}}{ekT}$$

и большой амплитудой второй гармоники ток-фазовой зависимости. Таким образом, структура исследуемых гетеропереходов (в силу наличия чередующихся контактов S/D<sub>c</sub> и S/D<sub>45</sub>) представляет собой цепочку параллельно соединенных джозефсоновских контактов 0 и  $\pi$ .

В исследованных гетеропереходах фасетирование преимущественно происходит лишь в одном направлении [3, 5], поэтому и в нашем случае можно пользоваться одномерными выражениями [10]. Так, для гетероперехода №3 с  $\lambda_J = 104$  мкм,  $\lambda = 0.22$  мкм и  $b = 0.2$  мкм, учитывая наши оценки для  $j_1$  и  $\langle j_c \rangle$ , из выражения (3) получаем  $\lambda_s \approx 10$  мкм. Отметим, что в нашем эксперименте условие  $\lambda \ll b$ , которое используется в расчете [10], строго не выполняется, поэтому оценки величины  $\lambda_s$  из соотношения (3) справедливы лишь по порядку величины. Однако другое условие, которое необходимо для существования расщепленных вихрей [10, 11],

$$b \ll \lambda_J \sqrt{\frac{\langle j_c \rangle}{j_1}} \approx 1 \text{ мкм,}$$

хорошо выполняется.

Как показывают эксперименты [11], расщепленные вихри являются неустойчивым образованием. Возможно, наблюдающиеся в нашем эксперименте нестабильности на ВАХ и на магнитно-полевых зависимостях критического тока для гетеропереходов больших размеров ( $L > 40$  мкм) вызваны именно неустойчивостью таких вихревых образований.

В результате, несмотря на строгое выполнение условия (2), для исследованных гетеропереходов наблюдаются магнитно-полевые зависимости, характерные, скорее, для распределенных джозефсоновских структур со знакопеременным распределением плотности сверхпроводящего тока и размером вхождения вихрей  $\lambda_s < \lambda_J$ .

## 5. ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ

На рис. 1 представлена ВАХ, измеренная при воздействии внешнего электромагнитного монохроматического излучения с частотой  $f_e = 43.45$  ГГц для  $L = 40$  мкм. Отметим, что на ВАХ наблюдаются первая  $I_1$ , вторая  $I_2$ , а также дробная  $I_{1/2}$  ступени Шапиро. Аналогичная форма ВАХ наблюдается и для гетеропереходов других размеров  $L \geq 20$  мкм. На рис. 3 представлены зависимости амплитуд критического тока  $I_c$  и первой ступени Шапиро  $I_1$  от амплитуды  $a$  высокочастотного тока  $I_\sim$ , нормированной на критический ток,  $a = I_\sim / I_c$ . Для гетеропереходов малых размеров  $L \leq 20$  мкм в соответствии с расчетами, проведенными в рамках резистивной модели джозефсоновского перехода (РМДП) [21, 22], зависимости  $I_c(a)$  и  $I_1(a)$ , показанные на рис. 3а, оказались пропорциональными функциям Бесселя  $J_n(a)$ . С возрастанием  $L$  наблюдается значительное отклонение экспериментальных зависимостей  $I_c(a)$  и  $I_1(a)$  от рассчитанных в рамках РМДП. Так, для гетеропереходов с  $L = 20$  мкм (рис. 3а) отличие первого максимума  $I_{1\max}$  зависимости  $I_1(a)$  от теоретического значения, рассчитанного по РМДП, составляет 25%, а для гетеропереходов с  $L = 40$  мкм (рис. 3б) отклонение от теории уже 70%. Как видно на рис. 3б, с увеличением размера переходов  $L > 20$  мкм происходит также изменение формы зависимостей  $I_c(a)$  и  $I_1(a)$ , что может быть вызвано возрастающим влиянием второй гармоники ток-фазовой зависимости в больших ( $L > \lambda_s$ ) переходах [10, 11, 21, 22]. Отметим, что амплитуда дробных ступеней Шапиро растет с увеличением как размера  $L$  переходов, так и величины критического тока.

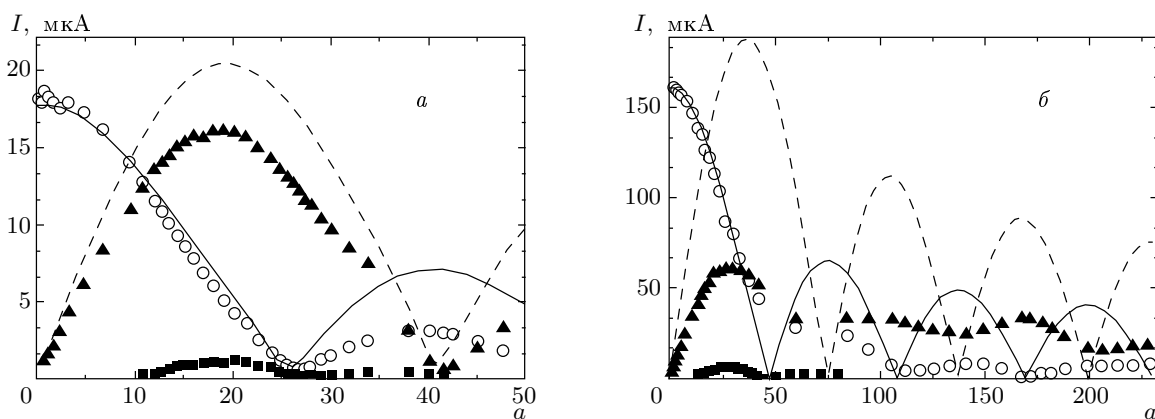


Рис. 3. Экспериментальные зависимости критического тока  $I_c$  ( $\circ$ ), первой  $I_1$  ( $\blacktriangle$ ) и дробной  $I_{1/2}$  ( $\blacksquare$ ) ступенек Шапиро от безразмерной амплитуды  $a$  высокочастотного тока  $I_{\sim}$  для двух гетеропереходов при  $T = 4.2$  К:  $a - L = 20$  мкм,  $f_e = 51.42$  ГГц;  $b - L = 40$  мкм,  $f_e = 50.61$  ГГц. Теоретические зависимости  $I_c(a)$  и  $I_1(a)$  показаны соответственно сплошными и штриховыми линиями. Расчеты проведены с учетом второй гармоники ток-фазовой зависимости и емкости гетероперехода ( $a$ ) и в рамках РМДП ( $b$ )

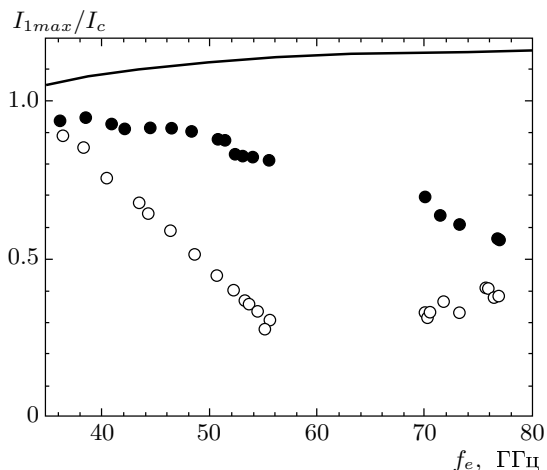


Рис. 4. Зависимости нормированной максимальной амплитуды первой ступени Шапиро от частоты внешнего электромагнитного воздействия для гетеропереходов с  $L = 20$  мкм (темные кружки) и  $L = 40$  мкм (светлые кружки). Сплошной линией показана частотная зависимость  $I_{1max}/I_c(0)$ , рассчитанная по РМДП

Обратим внимание на частотные зависимости максимальных значений амплитуд первой гармонической ступени Шапиро  $I_{1max}(f_e)$ , которые представлены на рис. 4 для переходов с  $L = 20$  мкм и  $L = 40$  мкм. Для сосредоточенных джозефсоновских переходов величина  $I_{1max}(f_e)$  определяется амплитудой первой гармоники джозефсоновской

генерации, которая в соответствии с резистивной моделью (сплошная линия на рис. 4) растет с увеличением частоты и выходит на насыщение при  $hf_e > 2eI_cR_N$  [21, 22].

Для переходов из S-сверхпроводников приближение РМДП, не учитывающее наличия риделевской особенности при  $V \approx \Delta_D/e$ , вытекающей из результатов микроскопической теории, хорошо описывает известные экспериментальные данные вплоть до напряжений (частот джозефсоновской генерации), соответствующих сверхпроводящей щели  $2\Delta/e$  (например, для Nb имеем  $\Delta_{Nb}/h \approx 700$  ГГц) [22]. Однако в нашем эксперименте, как видно на рис. 4, нормированное значение  $I_{1max}/I_c$  заметно уменьшается уже при частоте  $f_e > 40$  ГГц, которая намного ниже частоты  $\Delta_{Nb}/h$ . Заметим, что влияние риделевской особенности в туннельных переходах S-сверхпроводников проявляется в росте отношения  $I_{1max}/I_c$  [25]. Для больших гетеропереходов ( $L = 40$  мкм) наблюдаемое нами уменьшение отношения  $I_{1max}/I_c$  оказалось значительнее, чем для малых гетеропереходов ( $L = 20$  мкм)<sup>4</sup>. Теоретические расчеты, проведенные в работе [13] для джозефсоновских переходов из D-сверхпроводников, показали слабую частотную зависимость сверхпроводящей компоненты тока вплоть до частот  $\Delta_D/h$ , соответствующих щелевому напряжению и превышающих

<sup>4</sup> Поскольку измеряется максимальное значение  $I_{1max}$  ступени Шапиро, частотной зависимостью импеданса гетероперехода, влияющей на согласование с внешней системой, можно пренебречь.

1 ТГц. Следовательно, в рамках известных теорий, в исследованном диапазоне частот  $f_e = 35\text{--}80$  ГГц изменение величины  $I_{1\max}/I_c$  должно быть мало. Возможной причиной заметного уменьшения значений  $I_{1\max}/I_c$  с частотой может являться перекачка энергии от первой гармоники ток-фазовой зависимости, которая определяет  $I_{1\max}$ , ко второй гармонике при  $L \geq \lambda_S$  [10, 11]. Не исключено также влияние на динамику формирования ступени Шапиро (и величину  $I_{1\max}$ ) неоднородного распределения внешнего микроволнового тока на собственных резонансах гетеропереходов, что наблюдалось ранее в распределенных переходах из S-сверхпроводников [26]. Частота резонанса собственных электромагнитных колебаний в исследованных структурах с сильным неоднородным распределением плотности критического тока может оказаться близкой к частоте образования стоячих волн по аналогии с резонансом Фиске с эффективной скоростью распространения волны порядка  $c_s = \omega_p \lambda_s$ , где  $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c / \Phi_0 C}$  — плазменная частота. В результате частота резонанса  $f_s = c_s / 2L$  оказывается по порядку величины в области частот, представленных на рис. 4. Отметим, что на ВАХ не наблюдалось особенностей, соответствующих резонансам Фиске.

## 6. ЗАВИСИМОСТЬ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ТОКА ОТ ФАЗЫ

Как следует из рис. 1, 3, при воздействии внешнего электромагнитного монохроматического излучения на ВАХ гетеропереходов с  $L = 20\text{--}50$  мкм наряду с гармоническими ступеньками наблюдались также дробные ступени Шапиро  $I_{1/2}(a)$  при  $V = (1/2)(hf_e/2e)$ . Для гетеропереходов малых размеров ( $L = 10$  мкм) дробные ступеньки на ВАХ не регистрировались, по-видимому, из-за того, что ожидаемые значения  $I_{1/2\max}(a)/I_c(0) \leq 0.1$  для этих переходов оказались меньше предельного разрешения измерительной системы по току (0.2 мкА). Возможной причиной появления ступеней  $I_{1/2}(a)$  на ВАХ гетеропереходов является отклонение ток-фазовой зависимости от синусоидальной формы [3, 16],

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

Отметим, что ВАХ гетеропереходов, как автономные, так и полученные под воздействием внешнего электромагнитного поля, включая и те, на которых наблюдались дробные ступени Шапиро, были симметричны относительно  $V = 0$  в отличие от ВАХ распределенных джозефсоновских переходов при  $L > 4\lambda_J$  [27].

Высшие гармоники в ток-фазовой зависимости ( $\sin 2\varphi$ ,  $\sin 3\varphi$  и т. д.) могут наблюдаться в джозефсоновских переходах типа сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник (SNS) при низких температурах [21, 22]. Для SNS-переходов характерные значения прозрачности составляют  $\bar{D} \sim 1$ . Однако в исследованных гетеропереходах для прозрачности типичны значения  $\bar{D} = 10^{-5}\text{--}10^{-4} \ll 1$ , что позволяет рассматривать их скорее как туннельные джозефсоновские переходы [3], но, в отличие от последних, необязательно с синусоидальной ток-фазовой зависимостью.

При воздействии электромагнитного излучения большой амплитуды ( $a \geq 1$ ) может изменяться функция распределения квазичастиц по энергиям, приводя к появлению дробных ступенек Шапиро [28]. Поэтому мы измеряли также селективный детекторный отклик гетеропереходов на частотах  $f_e = 35\text{--}120$  ГГц при малой амплитуде электромагнитного излучения. При этих условиях детекторный отклик при напряжениях  $V \approx (1/2)(hf_e/2e)$ , соответствующих напряжению возникновения дробной ступеньки Шапиро  $I_{1/2}(a)$ , наблюдался на всех переходах, где регистрировалась такая ступенька. Таким образом, проявление второй гармоники в ток-фазовой зависимости в виде дробных ступенек Шапиро оказалось не зависящим от амплитуды внешнего воздействия. Действительно, характерные времена релаксации возбужденных квазичастиц в сверхпроводящих металлооксидных материалах составляют  $10^{-13}\text{--}10^{-12}$  с [29], что на порядок меньше периода колебаний внешнего электромагнитного излучения в нашем эксперименте ( $10^{-11}$  с). Поэтому функция распределения квазичастиц по энергиям при воздействии электромагнитного излучения частотой до 100 ГГц остается близкой к равновесной.

Отклонения ток-фазовой зависимости от синусоидальной, а следовательно, и дробные ступени Шапиро могут наблюдаться на ВАХ распределенных джозефсоновских переходов вследствие неоднородного распределения сверхпроводящего тока по площади перехода, например, когда нарушено условие сосредоточенности (2) [21, 22]. Как уже было отмечено в разд. 3 при обсуждении размерных эффектов, для всех исследованных гетеропереходов условие (2) выполняется. Для ответа на вопрос, как влияет неоднородное распределение сверхпроводящего тока в гетеропереходе на ток-фазовую зависимость, сначала обсудим гетеропереходы, для которых выполняется более строгий, чем (2) критерий сосредоточенности,  $L < \lambda_s, \lambda_J$ .

В разд. 4 было показано, что вследствие кристал-



лографической ориентации (7 10 2) пленки YBCO и морфологии ее поверхности исследуемые гетеропереходы можно рассматривать как цепочку джозефсоновских 0- и  $\pi$ -нанопереходов S/D<sub>c</sub> и S/D<sub>45</sub>. Как уже было отмечено, параметр порядка в YBCO содержит как  $d$ -симметричную, так и  $s$ -симметричную компоненты, которые ответственны за появление в ток-фазовых зависимостях нанопереходов S/D<sub>c</sub> и S/D<sub>45</sub> соответственно первой  $I_{c1}$  и второй  $I_{c2}$  гармоник [17]:

$$I_{c1}R_N \approx \Delta_s \Delta_{Nb}/e\Delta_D, \quad (4)$$

$$I_{c2}R_N \approx \bar{D}\Delta_{Nb}/e. \quad (5)$$

В выражениях (4) и (5) предполагается, что параметр порядка в YBCO описывается выражением

$$\Delta(\theta) = \Delta_D \cos 2\theta + \Delta_s,$$

где  $\theta$  — угол между импульсом электронов и направлением оси  $a$ ,  $\Delta_s$  —  $s$ -компонента параметра порядка. Из соотношений (4) и (5), учитывая экспериментальные значения прозрачности  $\bar{D} \approx 10^{-4}$ , получаем отношение амплитуд гармоник ток-фазовой зависимости,

$$q = \frac{I_{c2}}{I_{c1}} \approx \bar{D} \frac{\Delta_D}{\Delta_s} \approx 10^{-3},$$

при типичных для гетеропереходов  $\Delta_s/e \approx 1$  мВ и  $\Delta_D/e \approx 20$  мВ [3]. Такого уровня отклонения формы ток-фазовой зависимости от синусоидальной невозможно обнаружить при  $T = 4.2$  К из-за термических флуктуаций. В то же время вклад андреевских уровней в сверхпроводящий ток переходов S/D<sub>45</sub> приводит к существенному увеличению амплитуды второй гармоники в ток-фазовой зависимости [2, 5]:

$$q \approx \frac{\Delta_D^3 \bar{D}}{kT \Delta_s \Delta_{Nb} kT} \approx 0.8.$$

Для количественной оценки вклада второй гармоники в ток-фазовой зависимости в величину гармонической ступени Шапиро мы использовали тот факт, что в высокочастотном приближении РМДП ( $hf_e > 2eI_c R_N$ ) при  $q \neq 0$  высота гармонической ступени с номером  $n$  будет изменяться как сумма функций Бесселя  $J_n$ , взятых с разными фазами:

$$I_n/I_c = 2 \max_{\Theta} [J_n(x) \sin \Theta + q J_{2n}(2x) \sin 2\Theta], \quad (6)$$

где  $x = a/\omega(\omega^2 \beta_c^2 + 1)^{1/2}$ ,  $\omega = hf_e/2eI_c R_N$  — нормированная частота переменного поля,  $\beta_c = 4\pi e I_c R_N^2 C/h$  — параметр МакКамбера, задаваемый емкостью  $C$  джозефсоновского перехода; максимум выражения в квадратных скобках берется по

сдвигу фаз  $\Theta$  между джозефсоновской генерацией и внешним излучением [21, 22, 30]. Значения параметра МакКамбера были получены из гистерезиса на ВАХ исследуемых гетеропереходов и приведены в таблице, из которой видно, что величина  $\beta_c = 3-6$  слабо зависит от размеров переходов. Из выражения (6) следует, что для частот  $hf_e > 2eI_c R_N$  величину  $q$  можно вычислить по минимумам экспериментальной зависимости  $I_c(a)/I_c(0)$ . Так, в первом минимуме

$$q = \frac{I_c(a)}{I_c(0)J_0(2x)},$$

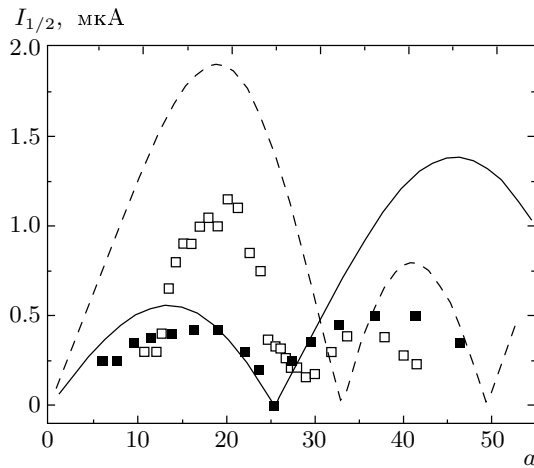
что для приведенной на рис. 3а экспериментальной зависимости дает  $q = 0.14$ . Отметим, что данная методика оценки  $q$  исключает влияние емкости перехода, однако не позволяет определить знак амплитуды второй гармоники ток-фазовой зависимости.

Конечная емкость перехода и вторая гармоника ток-фазовой зависимости приводят к образованию на ВАХ дробных ступеней Шапиро с высотой

$$\frac{I_{1/2}}{I_c} = 2 \max_{\Theta} \left\{ \sin \Theta \left[ q J_1(2x) + \beta_c \frac{J_1(x)J_0(x)}{(\beta_c \omega)^2/4 + 1} + 4q^2 \beta_c \frac{J_2(2x)J_0(2x)}{(\beta_c \omega)^2 + 1} \cos \Theta \right] \right\}. \quad (7)$$

В квадратных скобках имеется знакопеременное выражение, поэтому зависимость  $I_{1/2}(a)$  отличается от полученной ранее для бикристаллических переходов с малой емкостью [15]:  $I_{1/2}(a) \propto J_1(2x)$ ,  $x = a/\omega$ . Хорошее согласие с экспериментом (рис. 5) дают значения  $q < 0$ . При  $q > 0$  рассчитанные величины  $I_{1/2}(a)$  существенно превышают измеренные значения и не дают минимума, наблюдаемого в эксперименте между  $a = 0$  и первым минимумом функции  $I_c(a)$ . Отрицательные значения  $q$  следуют из теоретических расчетов для переходов S/D<sub>45</sub> [2, 5-7] и ранее отмечались при экспериментальном исследовании бикристаллических джозефсоновских переходов [9].

Обратим внимание, что небольшое изменение нормированной частоты  $\omega$  внешнего излучения заметно меняет форму зависимости  $I_{1/2}(a)$ . Это вызвано одновременным влиянием на процесс образования дробной ступени Шапиро как емкости перехода, так и несинусоидальной ток-фазовой зависимости (два первых члена в выражении (7) имеют разные знаки). Такое же поведение зависимости  $I_{1/2}(a)$  наблюдается и в нашем случае (рис. 5), хотя максимальное значение  $I_{1/2}(a)$  отличается от теоретической оценки в несколько раз. Отметим, что для сопоставления экспериментальных данных с расчетными на рис. 5 не использовались подгоночные параметры. Амплитуда второй гармоники ток-фазовой



**Рис. 5.** Зависимости высот дробных ступеней Шапиро  $I_{1/2}$  для гетеропереходов с  $q = -0.14$  и  $\beta_c = 4$  от нормированной амплитуды  $a$  внешнего высокочастотного тока для частот  $f_e = 51.42$  ГГц (светлые квадраты) и  $f_e = 70.2$  ГГц (темные квадраты). Штриховой и сплошной линиями показаны зависимости  $I_{1/2}(a)$ , рассчитанные по формуле (7) для нормированных частот соответственно  $\omega = 1.62$  и  $\omega = 2.2$

зависимости и масштаб по амплитуде внешнего электромагнитного излучения определялись из сопоставления расчета по формуле (6) с экспериментальной зависимостью  $I_c(a)$  (рис. 3а).

При увеличении размеров гетеропереходов ( $L > \lambda_s$ ) амплитуда второй гармоники ток-фазовой зависимости, согласно [10, 11], должна возрастать,  $q \sim L^2/\lambda_s^2$  вследствие наличия в переходе параллельно включенных 0- и  $\pi$ -контактов. Действительно, определенная по формуле (6) из данных, приведенных на рис. 3б, амплитуда второй гармоники  $q = -0.4$  для  $L = 30$  мкм растет до значения  $q = -0.9$  с увеличением размера перехода до  $L = 40$  мкм, причем в соответствии с расчетом [11], все  $q < 0$ .

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из измерений электрофизических и микроволновых свойств тонкопленочных гибридных гетеропереходов Nb/Au/YBCO обнаружено, что даже для сосредоточенных переходов (малых по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения,  $L < \lambda_J$ ) распределение плотности критического тока в переходе неравномерно по длине перехода. Вследствие фасетирования границы раздела пленок Au/YBCO

и влияния  $d$ -симметрии сверхпроводящего параметра порядка в YBCO исследованные гетеропереходы достаточно хорошо описываются моделью цепочки 0- и  $\pi$ -контактов. В таких цепочках возможно возникновение «расщепленных» джозефсоновских вихрей со значениями дробных долей кванта магнитного потока и размерами  $\lambda_s$  в несколько раз меньшими, чем джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля.

Экспериментально обнаружено уменьшение максимального значения амплитуды первой ступени Шапиро с возрастанием частоты внешнего электромагнитного излучения. Такое поведение высокочастотных динамических процессов, происходящих на частотах  $f_e \ll \Delta_{\text{Nb}}/h$ , может быть обусловлено возникновением расщепленных вихрей, приводящих к неоднородному распределению магнитного и сверхвысокочастотного полей в гетеропереходах. С увеличением размера перехода ( $L > \lambda_s$ ) данный эффект усиливался, а также росло отклонение магнитно-полевой зависимости критического тока от франигоферовой формы.

В исследованных гетеропереходах экспериментально обнаружены дробная ступенька Шапиро и субгармонический селективный детекторный отклик, которые обусловлены наличием второй гармоники ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока. Экспериментальными методами оценены амплитуда второй гармоники ток-фазовой зависимости и ее знак, имеющий для исследованных гетеропереходов отрицательное значение.

Авторы благодарны И. В. Борисенко и И. К. Бдикину за помощь в проведении эксперимента, Ю. С. Барашу, В. В. Рязанову, Е. Мюгинду (J. Myding), Т. Клаесону (T. Claeson) и Ф. Ломбарди (F. Lombardi) за полезные обсуждения, Э. Б. Голдобину за внимательное прочтение рукописи до публикации и полезные замечания. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 04-02-16818а), INTAS (гранты №№ 2001-0809, 2001-0249), Программы OXIDE Шведского фонда стратегических исследований SSF, ISTC (грант № 2369), Программы ESF «Pi-Shift» и грантом Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-1344.2003.2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).

2. T. Lofwander, V. S. Shumeiko, and G. Wendin, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R53 (2001).
3. Ф. В. Комиссинский, К. И. Константибян, Ю. В. Кислинский, Г. А. Овсянников, ФНТ **30**, 795 (2004).
4. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, Ю. В. Кислинский и др., ЖЭТФ **122**, 1247 (2002).
5. R. A. Riedel and P. F. Bagwell, *Phys. Rev. B* **57**, 6084 (1998).
6. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, *Phys. Rev. B* **53**, R11957 (1996).
7. Yu. S. Barash, *Phys. Rev. B* **61**, 678 (2000).
8. H. H. Hilgenkamp and J. Mannhart, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 485 (2002).
9. E. Il'ichev, M. Grajcar, R. Hlubina et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5369 (2001).
10. R. G. Mints, *Phys. Rev. B* **57**, R3221 (1998).
11. R. G. Mints, I. Papiashvili, J. R. Kirtley et al., *Phys. Rev. Lett.* **9**, 067004 (2002).
12. E. Goldobin, D. Koelle, and R. Kleiner, *Phys. Rev. B* **67**, 224515 (2003).
13. Ю. С. Бараш, А. А. Свидзинский, ЖЭТФ **11**, 1120 (1997).
14. L. H. Greene, P. Hentges, H. Aubin et al., *Physica C* **387**, 162 (2003).
15. G. A. Ovsyannikov, I. V. Borisenko, and K. Y. Constantinian, *Vacuum* **58**, 149 (2000).
16. E. Il'ichev, V. Zakozarenko, R. Ijsselsteijn et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 894 (1998).
17. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, Е. Ильичев, Э. Г. Иванов, Письма в ЖЭТФ **73**, 405 (2001); P. V. Komissinski, E. Il'ichev, G. A. Ovsyannikov et al., *Europhys. Lett.* **57**, 585 (2002).
18. R. Kleiner, A. S. Katz, A. G. Sun et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2161 (1996).
19. И. К. Бдикин, П. Б. Можяев, Г. А. Овсянников и др., ФТТ **43**, 1548 (2001).
20. Ф. В. Комиссинский, Э. Г. Иванов, ФТТ **43**, 5, 769 (2001).
21. К. К. Лихарев, Б. Т. Ульрих, *Системы с джозефсоновскими контактами*, Изд-во МГУ, Москва (1978).
22. A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, Wiley-Interscience, New-York (1982).
23. Н. В. Кленов, В. К. Корнев, И. И. Соловьев и др., *Нелинейный мир* **3**, 75 (2005).
24. O. Neshor and E. N. Ribak, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1249 (1997).
25. D. A. Weitz, W. J. Skocpol, and M. N. Tinkham, *Phys. Rev. B* **17**, 3282 (1978).
26. B. Mayer, T. Doderer, R. P. Huebener, and A. V. Ustinov, *Phys. Rev. B* **44**, 12463 (1991).
27. A. V. Ustinov, J. Mygind, and V. A. Obozнов, *J. Appl. Phys.* **72**, 1203 (1992).
28. K. W. Lehnert, N. Argaman, H.-R. Blank et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1265 (1999).
29. J. Mannhart, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 49 (1996).
30. Т. У. Карминская и В. К. Корнев, in *Proc. Int. Students' Workshop on Microwave Applications of New Physical Phenomena*, St.-Petersburg, Russia (2004), p. 238.