

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

УДК 538.945

Шукринов Юрий Маджнунович

КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА
СВЯЗАННЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ
В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Специальность: 01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени

доктора физико-математических наук

Дубна — 2013

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова
Объединенного Института Ядерных Исследований .

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор, главный научный сотрудник, ЛТФ ОИЯИ
Плакида Н. М.

доктор физико-математических наук,
профессор, главный научный сотрудник, НИИЯФ
МГУ имени М.В.Ломоносова
Куприянов М. Ю.

доктор физико-математических наук,
заместитель директора по научной работе, Институт
физики микроструктур РАН
Мельников А. С.

Ведущая организация: Институт радиотехники и электроники им.
В.А.Котельникова РАН, Москва

Защита состоится “ _____ ” 2013 в _____ ч. _____ мин. на заседании
Диссертационного совета Д 720.001.01 при Объединенном Институте Ядерных
Исследований по адресу: 141980, г. Дубна, Лаборатория теоретической физики им.
Н. Н. Боголюбова, ОИЯИ, ул. Жолио Кюри, 6.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛТФ ОИЯИ.

Отзывы на автореферат, заверенные гербовой печатью организации, просьба направлять
по указанному адресу в двух экземплярах не позднее, чем за две недели до защиты.

Автореферат разослан “ _____ ” 2013 г.

Учёный секретарь Диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Арбузов А. Б.

1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

1.1. Актуальность темы

Внутренний эффект Джозефсона, заключающийся в туннелировании куперовских пар между смежными сверхпроводящими плоскостями CuO_2 внутри сильноанизотропных слоистых высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), дает основания рассматривать ВТСП как систему связанных джозефсоновских переходов (ДП) [58]. Внутренний эффект Джозефсона является составной частью многих теорий ВТСП и имеет первостепенное значение для определения вольт-амперных характеристик (ВАХ) туннельных структур на основе ВТСП и свойств вихревой решетки в данных материалах. В настоящее время внутреннее туннелирование является не только интересным объектом для исследований, но также становится мощным инструментом для исследования природы ВТСП, транспорта вдоль стека сверхпроводящих слоев и физики вихрей, и находит применения в сверхпроводящей электронике [59]. Широкие перспективы для различных применений представляет наблюдение достаточно мощного когерентного излучения из стека внутренних ДП [60, 61, 62]. Система связанных ДП является моделью для исследования физических свойств внутренних ДП в ВТСП, ее нелинейных свойств и различных неравновесных явлений. Системы джозефсоновских переходов демонстрируют многообразие резонансных свойств [63, 64, 65].

Диссертация посвящена исследованию резонансных и гистерезисных свойств системы связанных ДП в слоистых сверхпроводниках.

1.2. Основные цели и задачи исследования

Основная цель работы состояла в исследовании фазовой динамики и вольт-амперных характеристик системы связанных джозефсоновских переходов в слоистых сверхпроводниках, их резонансных и гистерезисных свойств. Была поставлена задача разработать численные методы для расчета ВАХ системы, которые бы соответствовали экспериментальным результатам. Предполагалось, используя реалистичную модель

внутренних ДП в ВТСП, провести исследование влияния связи между переходами на свойства системы, исследовать ветвление ВАХ, параметрический резонанс и возбуждение продольных плазменных волн. Планировалось рассмотреть корреляции токов в различных ДП и электрических зарядов на сверхпроводящих слоях, возможность возникновения хаотического состояния в области резонанса, а также рассмотреть возможность разработки новых методов определения параметров системы. Определенный интерес представляли исследования системы связанных ДП во внешнем электромагнитном поле, а также исследование температурных зависимостей ее характеристик.

Разработанные методы применяются для решения задач, актуальных для современной физики джозефсоновских явлений, а именно:

- рассчитываются ВАХ системы связанных ДП на основе теоретических моделей с различным типом связи между переходами;
- исследуются резонансные и корреляционные свойства системы связанных ДП;
- исследуется поведение системы связанных ДП во внешнем электромагнитном поле, ее хаотические состояния ;
- разрабатываются новые методы определения параметров системы, в частности, параметров связи и диссипации.

1.3. Научная новизна и практическая ценность диссертации

Все результаты, полученные в диссертации, являются новыми. В частности, разработаны новые методы расчета ВАХ системы связанных ДП. На основе феноменологического подхода предложена новая модель системы связанных ДП: модель системы ДП с емкостной связью и диффузионным током ($CCJJ + DC$)-модель. Предсказан параметрический резонанс в системе связанных ДП и соответствующая область на ВАХ, обладающая тонкой структурой (breakpoint region). Проявление этой области на ВАХ в настоящее время подтверждено экспериментально. Обнаружены хаотические состояния в системы связанных ДП, обусловленные спецификой поведения продольной плазменной волны в дискретной структуре. Продемонстрировано изменение длины продольной плазменной волны с ростом амплитуды внешнего излучения и возникновение электрического заряда на сверхпроводящих слоях в интервале базового тока, соответствующего ступеньке Шапиро. Предложен также новый метод определения параметра диссипации, основанный на использовании значения базисного тока в точке излома на ВАХ. Предложен

метод определения волнового числа продольной плазменной волны, который позволил объяснить групповое поведение ВАХ в стеках с разным числом связанных ДП. Разработан эффективный метод для анализа вольт-амперных характеристик системы, основанный на учете корреляций сверхпроводящих токов в соседних джозефсоновских переходах и зарядов на соседних сверхпроводящих слоях.

Практическая ценность диссертации состоит в том, что разработанные методы расчета и анализа системы ДП позволяют проводить непосредственное сравнение с результатами эксперимента. В диссертации предсказывается ряд эффектов, которые могут быть исследованы экспериментально. Дальнейшие применения развитого подхода представляют практический интерес для специалистов, работающих в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, г. Дубна), Физическом институте им. П. Н. Лебедева (ФИАН, г. Москва), МГУ им. М. В. Ломоносова (г. Москва), Институте радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН (ИРЭ, г. Москва), Институте физики микроструктур РАН, (г. Нижний Новгород) и других институтах и лабораториях.

1.4. Апробация диссертации и публикации

Результаты работы опубликованы в 31 статье [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31] в журналах, входящих в список ВАК, а также в 26 публикациях [32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57] в других журналах и трудах конференций.

Они доложены на следующих симпозиумах и конференциях в России:

1. International Conference on Theoretical Physics “Dubna-Nano”: July 7-11, 2008; July 5-10, 2010; July 9-14, 2012, г. Дубна.
2. International Workshop “Bogoliubov Readings”, October 11 - 15, 2011, г. Дубна.
3. Всероссийское совещание по прецизионной физике и фундаментальной физическим константам, 5-9 декабря, 2011, г. Дубна.
4. Научная конференция “Прикладная сверхпроводимость”, 23 марта 2010 года, Москва.
5. Международная научная конференция “Прикладная сверхпроводимость 2011. Развитие сверхпроводниковой индустрии”, 4 марта 2011 года, Москва.
6. Зимняя школа по теоретической физике: “Наноструктуры и наномасштабные явления”, 28 января- 03 февраля 2013; “Нелинейные явления в конденсированных средах”, 30 января- 06 февраля 2011, г. Дубна.

7. Advanced Research Workshops «Mesoscopic and strongly correlated electron systems»: Meso-06, 14 –19 июня, 2006 г.; Meso-07, 10 –14 июня, 2009 г.,г. Черногловка.
8. Международная Боголюбовская конференция «Проблемы теоретической и математической физики», 21–27 августа, 2009 г, г. Дубна.

и за рубежом:

1. International Symposium on Intrinsic Josephson Effects and Plasma oscillations in HTSC: Plasma 2012, Cheshme, Izmir, Turkey, June 10-13, 2012; Plasma 2010, April 29-May 02, Hirosaki, Japan, 2010; Plasma 2008, Korea, Pohang, July 17-19, 2008; Plasma 2006, UK, London, July 17-19, 2006; Plasma 2000, Aug.22-24, 2000, Sendai, Japan.
2. The International Superconducting Electronic Conference (ISEC): 18-23 September 2011, Hague, Netherlands; June 16-19, 2009, Fukuoka, Japan; June 19-22, 2001, Osaka, Japan.
3. The European Conference on Applied Superconductivity, September 17-20, 2007, Brussels, Belgium; September 11-15, 2005 Vienna, Austria.
4. Yamada Conference LXI, Spectroscopy in Novel Superconductors, August 20-24, 2007, Sendai, Japan.
5. The Materials and Mechanism of Superconductivity, M2S, July 9-14, 2006, Germany, Dresden.
6. 3rd South Africa - JINR symposium “Few to Many Body Systems: Models, Methods and Applications”, November 27 - 30, 2012, Stellenbosch University, South Africa.
7. 56-th Annual Conference of the South African Institute of Physics, SAIP 2011, , July 12-15, 2011, Pretoria, South Africa.
8. Международное совещание по нанотехнологиям, 06-13.11.2011, Претория, Южная Африка.
9. Second JST-DFG Workshop on Terahertz Superconductor Electronics, October 16-19, 2011, Blaubeuren, Germany.
10. International Conference on Quantum Metrology 2011, May 11 - 13, 2011, Poznan, Poland.
11. Mathematical Modeling and Computational Physics, ММСП 2011, 3-8 июля 2011, Стара Лесна, Словакия.

12. International conference Chaos 2012, June 11-14, 2012, Athens, Greece.
13. 2-nd National Conference on Advances in Superconductivity, February 3-4, 2010, Ahvaz, Iran.
14. Joint JSPS-ESF International Conference on Nanoscience and Engineering in Superconductivity, March 23-26, 2009, Tsukuba, Japan.
15. Yonezawa Conference, June 20-22, 2009, Yonezawa, Japan.
16. NATO ARW "Vortex Dynamics in Superconductors and Other Complex Systems", September 12-19, 2004, Yalta, Ukraina.
17. First Regional Conference on Magnetic and Superconducting Materials, Sept. 27-30, 1999, Tehran, Iran.

1.5. Личный вклад автора

Основные положения и выводы диссертации являются результатом самостоятельных исследований автора. В тех частях выполненных в соавторстве работ, которые относятся к теме диссертации, автору принадлежат постановка и формализация задачи, проведенные численные расчеты и их интерпретация.

1.6. Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из Введения, 8 глав и Заключения, включает 132 рисунка и 3 таблицы, содержит список цитированной литературы из 230 наименований. Полный объем 235 страниц.

1.7. На защиту выдвигаются следующие результаты:

- ① Разработан метод расчета полной ветвистой структуры ВАХ системы связанных джозефсоновских переходов, основанный на решении системы динамических уравнений для калибровочно инвариантных разностей фаз между сверхпроводящими слоями и анализе состояния системы при изменении базового тока.
- ② Предложена феноменологическая модель системы джозефсоновских переходов с емкостной связью и диффузионным током: ССJJ+DC-модель. Показано, что в ССJJ+DC-модели, в отличие от широко используемой ССJJ-модели без диффузионного тока, ветвистая структура вольт-амперной характеристики является эквидистантной, что соответствует экспериментальным результатам.

- ③ Предсказан параметрический резонанс в системе связанных джозефсоновских переходов и продемонстрированы его проявления на вольт-амперной характеристике данной системы. Обобщена зависимость МакКамбера-Стюарта для тока возврата от параметра диссипации, рассчитанная для одного перехода, на случай системы связанных джозефсоновских переходов. Продемонстрирована необходимость введения новых характеристик для описания системы: тока в точке резонанса, его ширины и тока прыжка на другую ветвь.
- ④ Показана возможность возникновения тонкой структуры ВАХ в области параметрического резонанса, обусловленной спецификой поведения продольной плазменной волны в слоистой системе. Установлено соответствие между особенностями на вольт-амперной характеристике и характером осцилляции электрического заряда в сверхпроводящих слоях. Предсказано возникновение хаоса в системе связанных джозефсоновских переходов.
- ⑤ Разработан эффективный метод для анализа вольт-амперных характеристик системы, основанный на учете корреляций сверхпроводящих токов в соседних джозефсоновских переходах и зарядов на соседних сверхпроводящих слоях.
- ⑥ Обнаружено, что под действием внешнего электромагнитного излучения происходит изменение длины продольной плазменной волны, возникающей при параметрическом резонансе. Показано, что в области двойного резонанса, когда частота джозефсоновских осцилляций совпадает с частотами внешнего излучения и продольных плазменных осцилляций, на сверхпроводящих слоях возникает электрический заряд в интервале базового тока, соответствующего ступеньке Шапиро.
- ⑦ Показано, что в системе связанных ДП возникает гистерезис, обусловленный параметрическим резонансом. Величина резонансного гистерезиса, в отличие от гистерезиса Мак-Камбера-Стюарта, обратно пропорциональна параметру Мак-Камбера, и зависит от величины параметра связи и граничных условий.

2. ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность исследуемой проблемы, сформулирована цель и задачи диссертационной работы, перечислены полученные в диссертации новые результаты, их практическая ценность, представлены положения, выносимые на защиту и описана структура диссертации. В первой главе «Фазовая динамика и вольт-амперные характеристики системы связанных джозефсоновских переходов» рассмотрена система из $N + 1$ сверхпроводящих слоев (S-слоев), характеризующихся параметром порядка $\Delta_l(t) = |\Delta| \exp(i\theta_l(t))$ с зависящей от времени фазой $\theta_l(t)$, которая образует N джозефсоновских переходов (Рис. 1). В ВТСП материалах толщина d_s

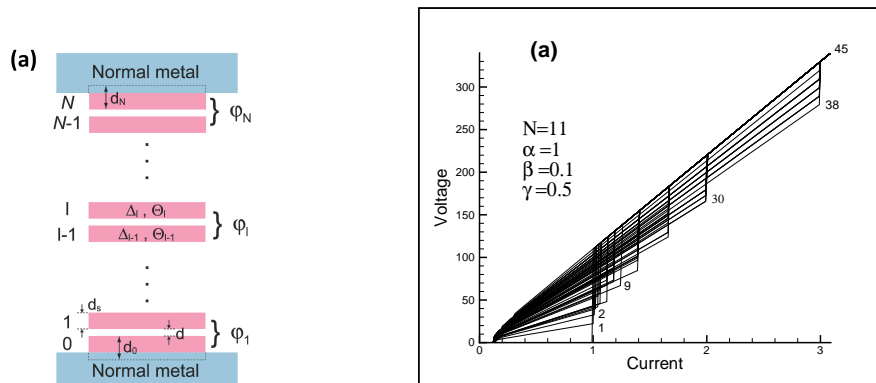


Рис. 1. (а) Схематическое изображение системы сверхпроводящих слоев, образующих N джозефсоновских переходов с разностями фаз φ_l ; (б) ВАХ системы 11 ДП в ССJJ модели. Цифры указывают ветви, соответствующие определенным состояниям, приведенным в таблице в работе [1].

сверхпроводящих CuO_2 слоев ($\sim 3 \text{ \AA}$) сравнима с длиной экранирования электрического заряда Томаса-Ферми μ , поэтому в отдельном сверхпроводящем слое нет полной экранировки и электрическое поле, наведенное в данном джозефсоновском переходе, проникает в соседние переходы. Электрическая нейтральность сверхпроводящих слоев оказывается динамически нарушенной, и в случае переменного эффекта Джозефсона возникает связь (coupling) между переходами [66]. Лагранжиан, который описывает динамически нару-

шенную зарядовую нейтральность в системе внутренних джозефсоновских переходов в ВТСП, имеет вид [67]

$$L = \sum_{\ell} \left\{ \frac{d_s}{8\pi\mu^2} (A_0(z_{\ell}, t) + \frac{\hbar}{e^*} \partial_t \theta_{\ell})^2 - \frac{\hbar}{e^*} j_c (1 - \cos \varphi_{\ell}) + \frac{\epsilon d}{8\pi} E_{\ell}^2 \right\}, \quad (1)$$

где ϵ - диэлектрическая проницаемость, E_{ℓ} - электрическое поле (\perp слоям) между ℓ -м и $\ell - 1$ -м сверхпроводящими слоями, $e^* = 2e$, и $\varphi_{\ell}(t) \equiv \varphi_{\ell, \ell-1}(t)$ есть калибровочно-инвариантная разность фаз между S-слоями $\ell - 1$ и ℓ

$$\varphi_{\ell}(t) = \theta_{\ell}(t) - \theta_{\ell-1}(t) - \frac{2e}{\hbar} \int_{l-1}^{\ell} dz A_z(z, t), \quad (2)$$

$A_z(z, t)$ есть векторный потенциал в барьере. Плотность заряда ℓ -го сверхпроводящего слоя имеет вид $Q_{\ell}(t) = -\frac{1}{4\pi\mu^2} (A_0(z_{\ell}) + \frac{\hbar}{e^*} \partial_t \theta_{\ell})$. Лагранжиан (1) соответствует дискретной версии динамической теории Гинзбурга-Ландау при $T = 0\text{K}$ [68, 69, 70]. Первый член отражает наличие обобщенного скалярного потенциала. В теориях, рассматривающих обычные *SIS* переходы, предполагается, что коэффициент d_s/μ^2 является достаточно большим, что приводит к глубокому минимуму при $\partial_t \theta_{\ell} = -(e^*/\hbar) A_0(z_{\ell})$ (т.е., к обычному джозефсоновскому соотношению). Отклонение от этого минимума дает высокоэнергичные возбуждения [72, 73], и поэтому в обычных теориях данный член не рассматривается. Однако в ВТСП материалах d_s сравнима с μ , и электрическая энергия сверхпроводящих слоев сопоставима с другими членами, возникающими при переменном эффекте Джозефсона.

Неравновесность приводит к обобщению основного соотношения Джозефсона между разностью фаз и напряжением [74], которое в данном случае принимает вид

$$\frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi_{\ell}}{dt} = V_{\ell} - \alpha (V_{\ell+1} + V_{\ell-1} - 2V_{\ell}) \quad (3)$$

где $V_{\ell}(t) \equiv V_{\ell, \ell-1}(t)$ - электрическое напряжение между S-слоями $\ell - 1$ и ℓ , а α определяет величину связи между ДП. Это соотношение совместно с выражением для полного тока через систему ДП

$$I = C \partial V_{\ell} / \partial t + \frac{V_{\ell}}{R} + I_c \sin \varphi_{\ell}, \quad (4)$$

где R - сопротивление перехода, а C - его емкость, приводит к известной модели системы джозефсоновских переходов с емкостной связью, так называемой ССJJ-модели [66].

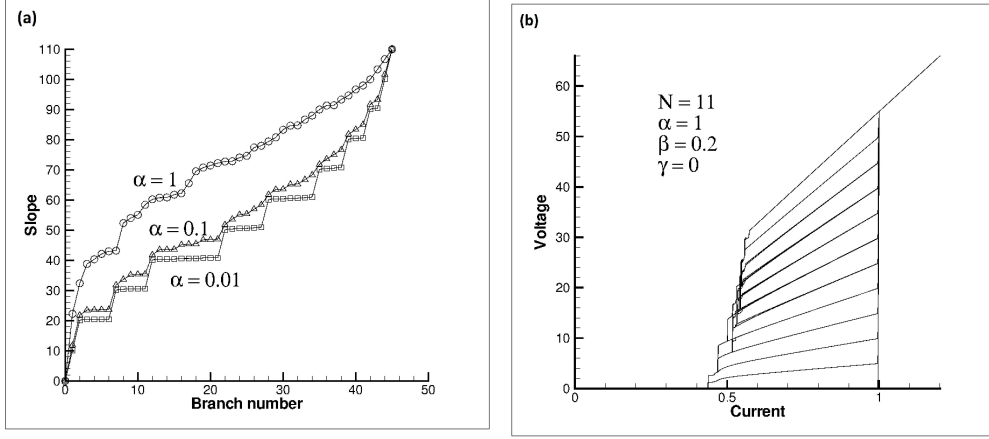


Рис. 2. (а) Зависимость наклона ветви ВАХ от ее номера при разных значениях параметра связи между переходами для стека с 11 ДП, рассчитанная в рамках ССJJ модели при $\beta = 0.1$ и $\gamma = 0.5$; (б) Ветвистая структура ВАХ стека из 11 ДП при $\alpha = 1$, $\beta = 0.2$ и $\gamma = 0$, рассчитанная в рамках ССJJ+DC-модели.

где $Q_0 = \epsilon\epsilon_0 V_0 / r_D^2$, а r_D есть дебаевская длина экранирования. Решения системы динамических уравнений (5) для калибровочно-инвариантной разности фаз φ_l между S-слоями дают нам напряжения V_l на всех переходах в стеке и это позволяет исследовать временную зависимость электрического заряда на каждом S-слое. Временная зависимость $Q_l(t)$ складывается из временной зависимости на каждом шаге по току, полное время записи определяется как $t + T_m(I_0 - I) / \delta I$, где I_0 является начальным значением тока, начиная с которого регистрируется временная зависимость. Важность зарядовых эффектов в слоистых материалах отмечалась в работах [70, 71, 7].

В следующем разделе рассмотрена ССJJ+DC-модель с емкостной связью и диффузионным током $J_D^l = -\frac{\Phi_l - \Phi_{l+1}}{R}$ между слоями l и $l + 1$, в которой выражение для полного тока через стек отличается от (4) заменой V_l / R на $\frac{\hbar}{2eR} \dot{\varphi}_l$ [2]. В результате, в ССJJ+DC-модели система динамических уравнений для разности фаз φ_l имеет вид

$$\partial^2 \varphi_l / \partial t^2 = \sum_{l'} A_{ll'} [I - \sin \varphi_{l'} - \beta \partial \varphi_{l'} / \partial t] \quad (8)$$

Как было нами показано в работе [2], в ССJJ-модели эквидистантность ветвистой структуры на ВАХ нарушена даже при очень малых значениях параметра связи. На Рис. 2(а) это демонстрируется зависимостью наклона ветвей от номера ветви при $\gamma = 0.5$ для трех значений параметра связи: $\alpha = 1$, 0.1, и 0.01. Даже при $\alpha = 0.1$ расщепление экви-

дистантной структуры ВАХ еще достаточно сильное. Только при $\alpha = 0.01$, расщепление ветвей становится относительно малым, и наблюдается 11 практически эквидистантных ветвей.

Ветвистая структура ВАХ, полученная в рамках ССJJ+DC-модели для стека из 11 ДП при $\gamma = 0$ представлена на Рис. 2(b). В ССJJ+DC-модели изменение параметра β не влияет на эквидистантность ветвей ВАХ. Величина тока в точке окончания ветвей является одной и той же и не зависит от параметра α .

Во второй главе «Параметрический резонанс в системе связанных джозефсоновских переходов» представлены результаты, касающиеся обобщения известной зависимости Мак-Камбера и Стюарта для тока возврата от параметра диссипации, полученной в случае одного джозефсоновского перехода, на случай связанной системы переходов.

Вначале мы анализируем зависимость тока в точке излома на верхней ветви ВАХ I_{bp} от параметров связи и диссипации. На Рис. 3(a) представлена β -зависимость тока I_{bp} при различных значениях параметра связи α . При $\alpha = 0$ ВАХ не проявляет ветвистой структуры, и зависимость $I_{bp}(\beta)$ вырождается в характерную зависимость для системы несвязанных джозефсоновских переходов. В этом случае наши результаты совпадают с расчетами МакКамбера и Стюарта β -зависимости тока возврата [76, 77]. При $\alpha \neq 0$ кривые β -зависимости имеют новые особенности в сравнении со случаем несвязанных переходов. В частности, они демонстрируют более сильный рост I_{bp} при малых β , плато при $I_{bp} \simeq 0.83$ и осцилляции I_{bp} на этом плато, а также переход в безгистерезисный режим (второе плато) при значениях β , близких к единице. Трехмерная картина $\alpha\beta$ -зависимости I_{bp} для стека с 10 переходами показана на Рис. 3(b).

На Рис. 4(a) в увеличенном масштабе показана β -зависимость I_{bp} при $\alpha = 3$, где на кривой имеется четыре максимума. В результате анализа временной зависимости осцилляций заряда на S-слоях при β равном 0.24, 0.27, 0.3 и 0.4 (около каждого максимума) найдено распределение заряда по S-слоям в стеке, которое в определенные фиксированные моменты времени представлено на Рис. 4(c). Осцилляции заряда на S-слоях соответствуют стоячим продольным плазменным волнам с k , равным π , $4\pi/5$, $3\pi/5$ и $2\pi/5$, относящимся к четырем различным интервалам β . Рис. 4(b) показывает α -зависимость I_{bp} при $\beta = 0.3$, и эта зависимость также демонстрирует области,

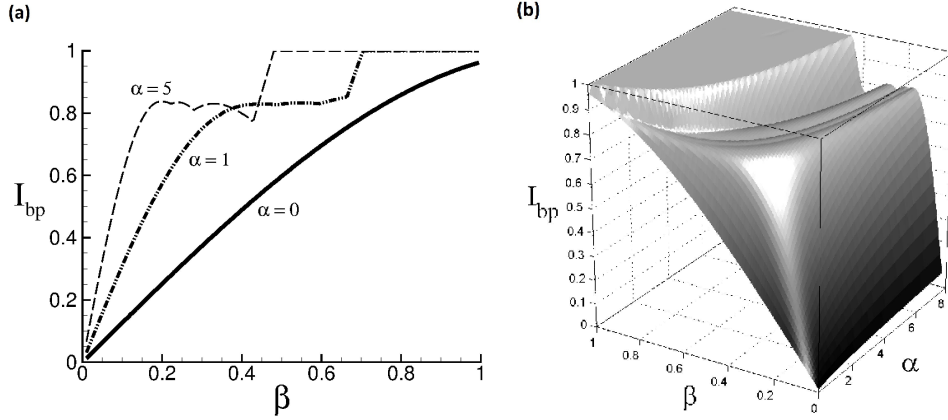


Рис. 3. (а) - β -зависимость I_{bp} на верхней ветви ВАХ стека с 10 ДП при различных значениях параметра связи α ; (б) - $\alpha\beta$ -зависимость I_{bp} для данного стека.

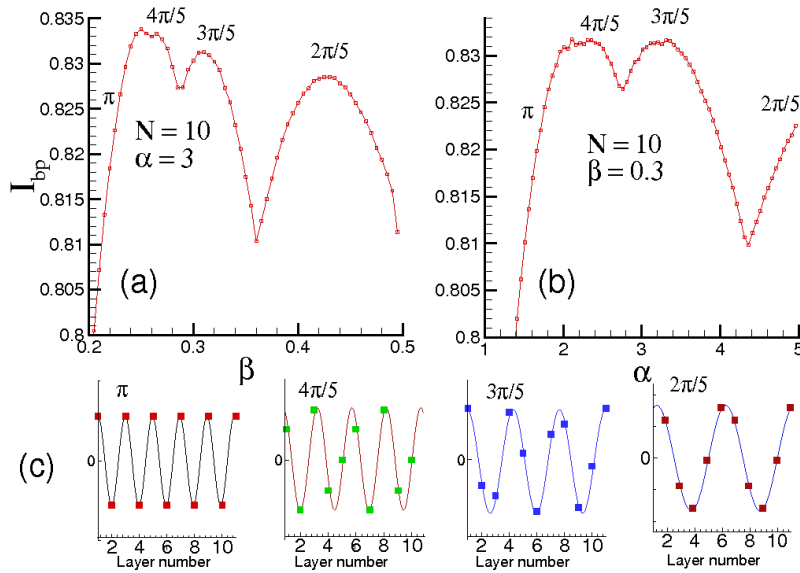


Рис. 4. (а) - β -зависимость I_{bp} для стека из 10 переходов при $\alpha = 3$; (б) - α -зависимость I_{bp} при $\beta = 0.3$; (с) - Распределение заряда по слоям, соответствующее различным плазменным модам в стеке из 10 переходов при $\alpha = 3$ и $\beta = 0.24, 0.27, 0.3, 0.4$.

соответствующие различным модам продольной плазменной волны.

Для проверки результатов численного анализа и идеи о том, что точка излома на ВАХ соответствует параметрическому резонансу в системе связанных джозефсоновских переходов, и что при этом джозефсоновские осцилляции возбуждают продольную плазменную волну, мы промоделировали $\alpha\beta$ -зависимость I_{bp} в рамках ССJJ+DC модели.

Уравнение для Фурье компонент разности между разностями фаз $\delta\varphi_l = \varphi_{l+1,l} - \varphi_{l,l-1}$ на соседних переходах имеет вид [3]

$$\ddot{\delta}_k + \beta(k)\dot{\delta}_k + \cos(\Omega(k)\tau)\delta_k = 0, \quad (9)$$

где $\tau = \omega_p(k)t$, $\omega_p(k) = \omega_p C$, $\beta(k) = \beta C$, $\Omega(k) = \Omega/C$ и $C = \sqrt{1 + 2\alpha(1 - \cos(k))}$. Это уравнение описывает резонанс при изменении параметров $\beta(k)$ и $\Omega(k)$. На Рис. 5(a) показана область параметрического резонанса на диаграмме $\beta(k) - \Omega(k)$. Используя эту диаграмму, мы определили кривую, которая соответствует краю резонансной области. Эта кривая выделена на Рис. 5(a) точками. Точка на этой кривой, соответствующая $\max\Omega(k)$ при фиксированном значении $\beta(k)$, дает нам значение $\Omega_{bp}(k)$, которое соответствует напряжению в точке излома. Принимая во внимание соотношения для верхней ветви на ВАХ $\Omega_{bp}(k) = V_{bp}/(N\sqrt{1 + 2\alpha(1 - \cos k)})$ и $V_{bp}/N = I_{bp}/\beta$, мы получаем

$$I_{bp}(\alpha, \beta, k) = \beta\sqrt{1 + 2\alpha(1 - \cos k)}\Omega_{bp}(k, \beta). \quad (10)$$

В качестве примера, используя выражение (10) для I_{bp} , мы построили на Рис.5(b) трехмерную $\alpha\beta$ -зависимость I_{bp} для двух плазменных мод с $k = \pi$ и $k = 2\pi/5$ для стека с 10 джозефсоновскими переходами.

Сравнивая Рис.5(b) с Рис.3(b), мы отмечаем что основные особенности $\alpha\beta$ -зависимости I_{bp} , полученной в результате численных расчетов и в результате моделирования, совпадают. α -зависимость I_{bp} согласно формуле (10) при $\beta = 0.3$ для плазменных мод с различным волновым вектором k представлена на Рис. 5(c). С уменьшением k расстояние между максимумами I_{bp} и их ширина возрастают как на рассчитанных кривых, так и на кривых, полученных в результате моделирования. Рис. 5(d) показывает кривые β -зависимости I_{bp} при $\alpha = 3$, которые получены в результате моделирования с использованием $\Omega_{bp}(k)$ для края резонансной области. Таким образом, результаты моделирования $\alpha\beta$ - зависимости тока в точке излома I_{bp} приводят к выводу, что на $\alpha\beta$ -зависимости I_{bp} имеются области, которые соответствуют рождению продольной плазменной волны с различным волновым числом k и объясняют происхождение осцилляций I_{bp} . Идеи и результаты, изложенные выше, находят свое подтверждение в исследованиях α - и β -зависимости I_{bp} для стеков с различным числом джозефсоновских переходов [16].

В работах [7, 47] нами приведены результаты экспериментального исследования влияния связи между внутренними ДП на ВАХ в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$. Экспериментальные ВАХ

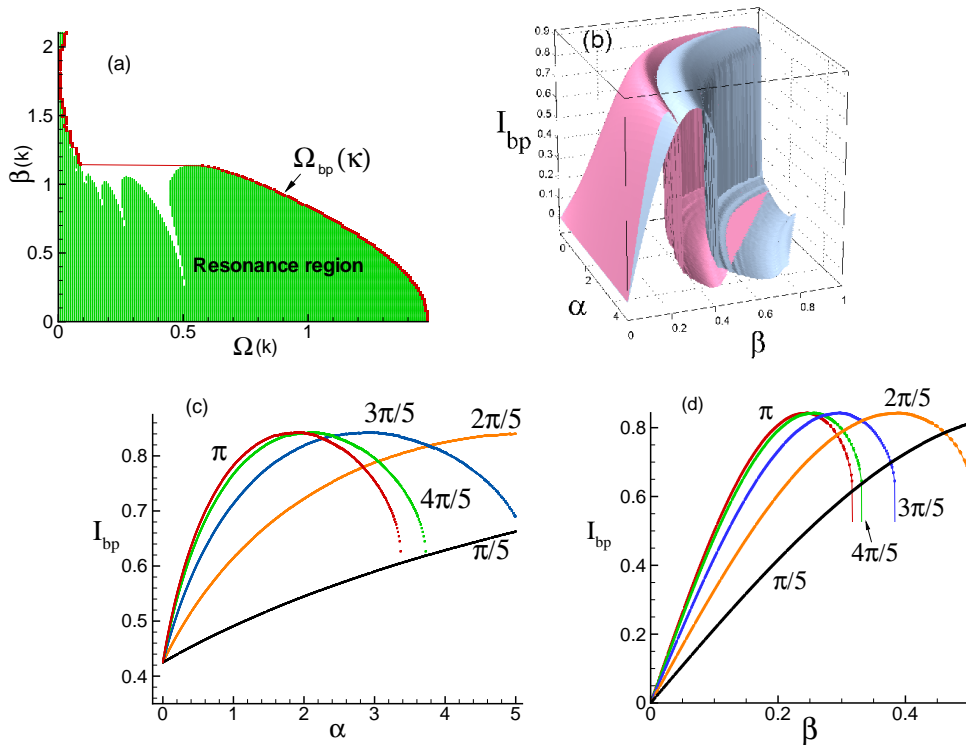


Рис. 5. (а) - Область параметрического резонанса на $\Omega(k) - \beta(k)$ диаграмме. Величина $\Omega(k) = \Omega_{bp}(k)$ соответствует напряжению в точке излома на ВАХ; (б) - Результат моделирования $\alpha\beta$ -зависимости I_{bp} при рождении продольной плазменной волны с $k = \pi$ и $k = 2\pi/5$ для стека с 10 ДП; (с) - Результат моделирования α -зависимости I_{bp} при $\beta = 0.3$, соответствующей рождению продольной плазменной волны с различными k ; (д) - То же самое для β -зависимости I_{bp} при $\alpha = 3$.

демонстрируют точки излома на ветвях и соответствующие области вблизи этих точек (Рис. 6). Показано также, что связь между внутренними ДП приводит к уменьшению гистерезисной области. Результаты этих исследований находятся в качественном согласии

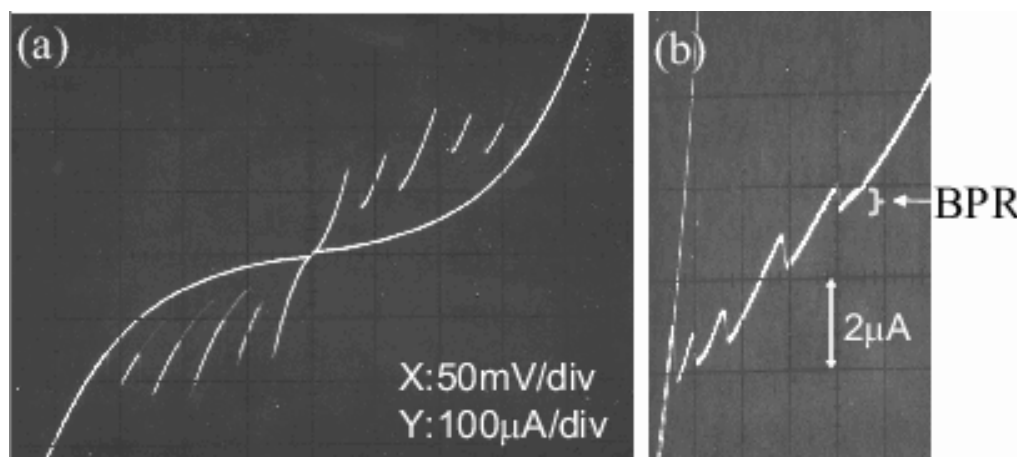


Рис. 6. Экспериментальная ВАХ внутренних ДП, демонстрирующая область параметрического резонанса (BPR).

с результатами теоретических работ, основанных на ССJJ+DC-модели [13]. Отмечается возможность экспериментального наблюдения изменения волнового вектора продольной плазменной волны при изменении температуры [52].

В данной главе также рассмотрено групповое поведение ВАХ и $k - \alpha\beta$ -метод определения длины продольной плазменной волны [5]. Приведен подробный анализ возникновения заряда на сверхпроводящих слоях и нуклеация продольной плазменной волны [12]. Приведены результаты исследования влияния длины продольной плазменной волны на величину электрического заряда на сверхпроводящих слоях [16].

В третьей главе «Структура области параметрического резонанса. Корреляции в системе связанных ДП» мы демонстрируем, что ВАХ системы связанных ДП проявляет тонкую структуру в области параметрического резонанса и объясняем её происхождение. На Рис. 7(a) показана верхняя ветвь ВАХ стека с 11 ДП, в котором рождается продольная плазменная волна с $k = 10\pi/11d$, где d есть период решетки вдоль оси [5, 4]. Мы видим, что ВАХ демонстрирует тонкую структуру в области параметрического резонанса: наблюдаются участки с разной зависимостью напряжения от величины тока. Точки, в которых меняется характер ВАХ, обозначены буквами T , Y , C_1 ,

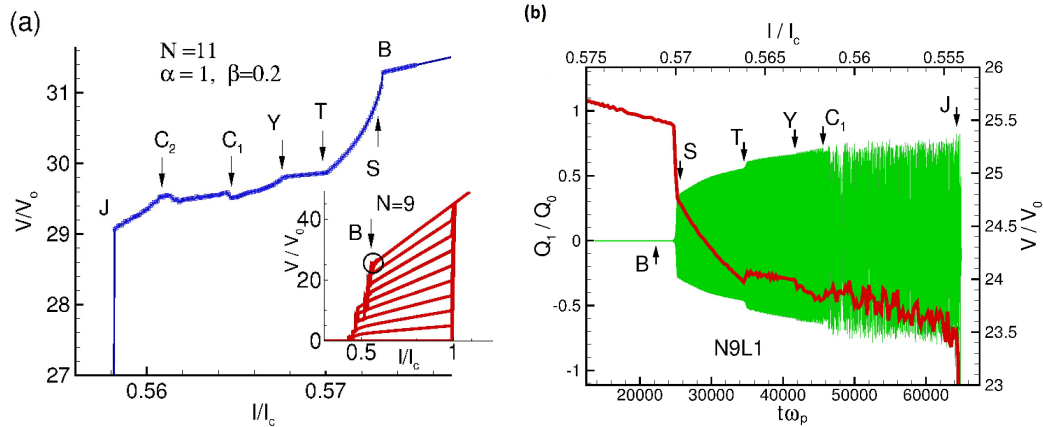


Рис. 7. (а) Тонкая структура области параметрического резонанса на верхней ветви ВАХ стека с 11 ДП. Вставка показывает полную ветвистую структуру ВАХ стека с 9 ДП и положение точки излома на верхней ветви. (б) Временная зависимость заряда на S-слое в стеке с 9 ДП, толстая сплошная кривая показывает ВАХ [6].

C_2 . На Рис. 7(б) представлена временная зависимость электрического заряда на первом сверхпроводящем слое в стеке с 9 ДП в комбинации с ВАХ верхней ветви при тех же параметрах. Мы отмечаем корреляцию особенностей на ВАХ и на временной зависимости величины заряда на сверхпроводящем слое. Данный результат подчеркивает, что характер ВАХ обусловлен динамикой электрического заряда на сверхпроводящих слоях.

Результаты Фурье анализа (FFT-метода) временной зависимости заряда на S-слое демонстрируют, что перед началом параметрического резонанса (точка B), наблюдается только джозефсоновская частота, а в области резонанса имеется пик при частоте, вдвое меньшей джозефсоновской частоты, который соответствует частоте продольной плазменной волны ω_{LPW} в согласии с условием параметрического резонанса.

В области тонкой структуры на ВАХ происходит модуляция джозефсоновской частоты, связанная с биениями продольной плазменной волны в ограниченной структуре. Переходу на другую ветвь ВАХ предшествует возникновение хаотических колебаний заряда на сверхпроводящем слое.

В данной главе также представлены результаты исследования корреляций сверхпроводящих токов в соседних джозефсоновских переходах и зарядовых корреляций на соседних сверхпроводящих слоях, которые выявляют дополнительные особенности на ВАХ. Использование корреляционных функций позволило разработать эффективный метод

анализа ВАХ системы связанных ДП.

На Рис. 8(a) представлены ВАХ и усредненный по времени сверхпроводящий ток

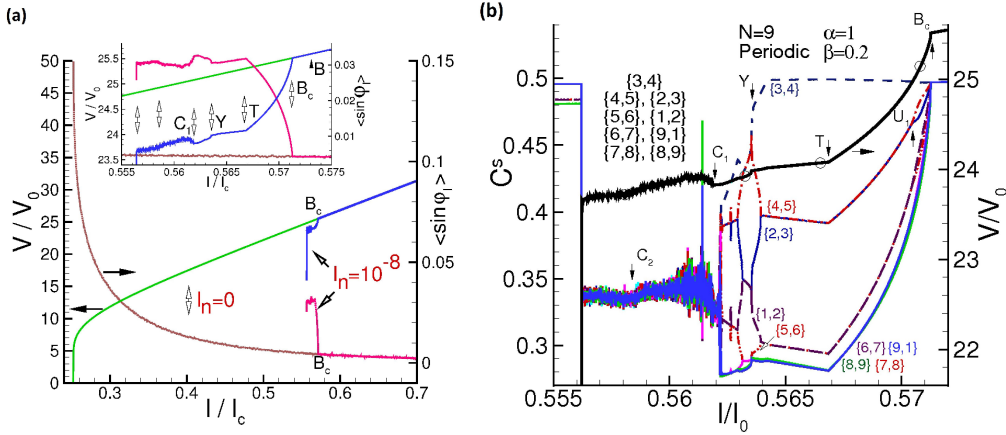


Рис. 8. (a) ВАХ и усредненный по времени сверхпроводящий ток $\langle \sin \phi_l \rangle$ без учета шума в токе ($I_n = 0$), и при наличии шума с амплитудой $I_n = 10^{-8}$. Вставка показывает увеличенную часть области точки излома ВАХ; (b) Корреляционные функции $C_{j,j+1}^s = \langle \sin \varphi_j(\tau) \sin \varphi_{j+1}(\tau) \rangle$ в зависимости от тока смещения для всех j ; толстая кривая показывает соответствующую ВАХ. Например, обозначение $\{2, 3\}$ указывает токовую корреляцию между переходами 2 и 3.

$\langle \sin \phi_l \rangle$ для стека с 9 ДП. Расчет ВАХ без учета шума приводит к величине тока возврата $I_r/I_c = 0.2517$, которое практически совпадает с величиной, следующей из RCSJ модели [63]. В этой модели соотношение между током возврата и критическим током при $\beta \ll 1$ имеет вид $I_r/I_c = 4\beta/\pi$, и при $\beta = 0.2$ мы получаем $I_r/I_c = 0.2546$. Сверхпроводящий ток без учета шума демонстрирует стандартное увеличение перед переходом в состояние с $V = 0$ [63]. Шум в токе способствует рождению продольной плазменной волны в стеке и влияет на сверхпроводящий ток, но конкретное значение величины шума не существенно. Рождение продольной плазменной волны кардинально изменяет ВАХ, на ней появляются точка излома и область параметрического резонанса. Вставка показывает увеличенную часть Рис. 8(b) в области параметрического резонанса, где стрелки указывают на совпадение основных особенностей ВАХ и сверхпроводящего тока. До области параметрического резонанса наблюдаются лишь флуктуации заряда на уровне шума. Точка B_c является точкой излома на ВАХ и отражает возрастание величины заряда на слоях на восемь порядков относительно уровня шума. После этой

точки наблюдается лишь незначительный рост величины заряда [6]. Если просуммировать все уравнения $\dot{\varphi}_l = (1 - \alpha \nabla_l^2)(I - \beta \dot{\varphi}_l - \sin \varphi_l)$ для N ДП и затем усреднить по времени, то мы получим уравнение $V = \frac{N}{\beta}(I - \langle \sin \varphi \rangle)$, из которого следует, что V - и $\langle \sin \varphi \rangle$ -кривые должны показывать те же особенности.

Чтобы понять происхождение особенностей на ВАХ в области параметрического резонанса, мы исследуем корреляции $C_{j,j+1}^s$ сверхпроводящего тока в соседних переходах j и $j + 1$:

$$C_{j,j+1}^s = \langle \sin \varphi_j(\tau) \sin \varphi_{j+1}(\tau) \rangle = \lim_{(T_m - T_i) \rightarrow \infty} \frac{1}{(T_m - T_i)} \int_{T_i}^{T_m} \sin \varphi_j(\tau) \sin \varphi_{j+1}(\tau) d\tau, \quad (11)$$

где скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по времени, а T_i есть начальная точка в временном домене, начиная с которой накапливаются данные для усреднения. Корреляционные функции $C_{j,j+1}^s$ в зависимости от тока смещения I/I_c представлены на Рис. 8(b) для $j = 1, \dots, 9$. Толстая кривая показывает верхнюю ветвь ВАХ. Видно, что особенности корреляционных функций совпадают с особенностями ВАХ, и что восемь функций объединяются в пары $(C_{4,5}^s, C_{2,3}^s)$, $(C_{5,6}^s, C_{1,2}^s)$, $(C_{6,7}^s, C_{9,1}^s)$, $(C_{7,8}^s, C_{8,9}^s)$, а одна функция, $C_{3,4}^s$ остается изолированной в соответствии с нечетным числом переходов в стеке.

В этой главе также представлены результаты исследования корреляций заряда в соседних слоях с использованием корреляционных функций заряд-заряд. Замечательный факт состоит в том, что все пары токовых $C_{j,j+1}^s$ и зарядовых корреляционных функций $C_{l,l+1}^c$ образуют петли вблизи точки B_c , отражая фазовую динамику стоячей продольной плазменной волны. Т.е., имеется корреляция в поведении всех слоев и всех контактов в стеке, даже если слои или контакты находятся далеко друг от друга, что есть демонстрация наличия продольной плазменной волны на языке корреляционных функций.

В данной главе также рассмотрены автокорреляционные функции заряда [11], диаграммы Лиссажу “заряд-фаза” и “заряд-заряд” [38], влияние числа переходов и граничных условий на тонкую структуру ВАХ [54].

В области параметрического резонанса плазменная мода является устойчивым образованием, и этот факт может быть использован в некоторых приложениях, в частности, в высоко-частотных устройствах типа терагерцовых осцилляторов и смесителей. Мы полагаем, что данные исследования помогут понять механизм достаточно мощно-

го когерентного излучения из стека внутренних ДП в ВТСП, обнаруженного недавно экспериментально [60].

В четвертой главе «Хаос в системе связанных ДП, обусловленный параметрическим резонансом» представлены результаты исследований хаоса, наличие которого продемонстрировано посредством расчета максимальной экспоненты Ляпунова, диаграмм Лиссажу фаза-заряд и заряд-заряд, а также автокорреляционной и корреляционных функций заряд-заряд и ток-ток [17]. На Рис.9(a) приведены ляпуновская экспонента как функция базового тока вместе с верхней ветвью ВАХ и временной зависимостью заряда на сверхпроводящем слое для стека с 9 ДП. В качестве примера приведена зависимость для заряда на восьмом сверхпроводящем слое. Как видно, на

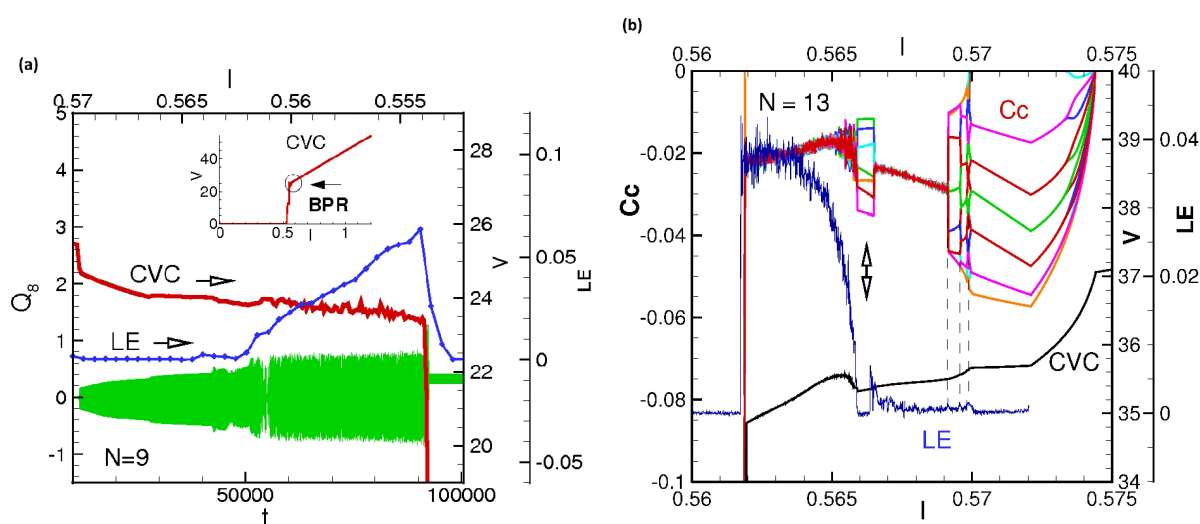


Рис. 9. (a) Экспонента Ляпунова как функция базового тока вместе с верхней ветвью ВАХ и временной зависимостью заряда на сверхпроводящем слое для стека с 9 ДП с $\beta = 0.2$ при периодических граничных условиях. Вставка демонстрирует положение точки излома (области параметрического резонанса) на верхней ветви ВАХ; (b) Демонстрация прерывистости. Регулярная динамика восстанавливается в пределах интервала, указанного двойной стрелкой.

зависимости $LE(I)$ имеется две различные области: $LE = 0$ и $LE > 0$. Условие $LE > 0$ указывает на то, что система находится в хаотическом состоянии в интервале базового тока $(0.5620, 0.5536)$, тогда как $LE = 0$ соответствует регулярному поведению в остальной области. Видно также, что как ВАХ, так и временная зависимость заряда де-

монстрируют черты хаоса в этом же интервале тока. Данный результат подтверждается расчетом корреляций сверхпроводящего тока в соседних ДП, и зарядовых корреляций в соседних сверхпроводящих слоях.

В следующем разделе показано влияние числа ДП в стеке на тонкую структуру ВАХ и ее хаотическую часть. Увеличение N приводит к росту тока в точке излома ВАХ, сдвигает область параметрического резонанса и уменьшает ее ширину. Демонстрируется, что детали поведения корреляционных функций для стеков с разным числом ДП обусловлены спецификой поведения продольной плазменной волны с разной длиной. Хотя ширина области параметрического резонанса уменьшается с ростом числа переходов в стеке, относительная ширина соответствующей хаотической части возрастает.

В данной главе показано, что непериодические граничные условия приводят к сильному эффекту близости, что делает влияние N более существенным. Так, при $\gamma = 1$, практически вся область параметрического резонанса для стека с 15 ДП становится хаотической. Найдено, что обусловленный параметрическим резонансом хаос проявляет эффект прерывистости в широкой области параметров модели. Явление прерывистости в хаотической динамике стека с 13 ДП при периодических граничных условиях демонстрируется на Рис. 9(b), где в области параметрического резонанса представлена зависимость всех корреляционных функций заряд-заряд и экспоненты Ляпунова LE от величины базового тока. Экспонента Ляпунова свидетельствует, что отсутствие корреляций заряда в различных сверхпроводящих слоях соответствует хаотическому поведению. На Рис. 9(b) мы видим восстановление корреляций внутри хаотической области. Чтобы подчеркнуть согласованность в поведении корреляционных функций и согласие их особенностей с особенностями ВАХ и LE, мы провели пунктирные линии. Положение маленьких пиков на кривой LE соответствует изменениям в корреляции зарядов на разных сверхпроводящих слоях.

В данной главе подчеркивается, что параметрический резонанс в системе связанных ДП в ряде случаев приводит к возникновению хаотического состояния, которое не может быть реализовано в одиночном ДП. Это хаотическое состояние обусловлено связью между ДП и возникающими при этом различного типа коллективными возбуждениями типа продольной плазменной волны или волны зарядовой плотности. В случае параметрического резонанса, реализующегося в состоянии, соответствующем верхней ветви

ВАХ, определяющим является длина продольной плазменной волны и ее соотношение с длиной стека в направлении оси c . Нами показано, что хаос в системе связанных ДП возникает тогда, когда нарушено какое-либо из равенств: $\lambda = nd$ или $m\lambda = Nd$, где λ есть длина продольной плазменной волны, d -период структуры вдоль оси c , N - число ДП в стеке, а n и m -целые числа. В работах [4, 6] было показано, что при $\alpha = 1$, $\beta = 0.2$ и периодических граничных условиях в стеке с четным числом ДП рождается продольная плазменная волна с $\lambda = 2d$, а в стеках с нечетным числом ДП $\lambda = 2Nd/(N - 1)$. Соответственно, только ВАХ стеков второго типа обладали тонкой структурой и система ДП переходила в хаотическое состояние.

В следующем разделе общие свойства системы проанализированы на основе линеаризованного уравнения и найдены условия отсутствия хаоса в области резонанса. Отмечается, что эти результаты могут быть использованы для прояснения экспериментальных данных по излучению из системы внутренних ДП ВТСП.

В пятой главе «Коллективная динамика системы связанных джозефсоновских переходов под действием внешнего электромагнитного излучения» мы приводим результаты исследования фазовой динамики связанных джозефсоновских переходов при наличии внешнего электромагнитного излучения. На Рис. 10(а) показаны три ВАХ стека с 10 связанными ДП: без излучения (кривая 1); при наличии внешнего излучения с частотой $\omega = 2$ и амплитудой $A = 0.1$ (кривая 2); с амплитудой $A = 0.5$ (кривая 3). Параметрический резонанс в отсутствие внешнего излучения мы называем фундаментальным параметрическим резонансом (fPR). При выбранных нами значениях параметров, этот резонанс реализуется при значении тока в точке излома $I_{bp} \simeq 0.28$ и напряжении $V_{bp} \simeq 11.51$, соответствующего джозефсоновской частоте $\omega_J \simeq 1.151$ [3]. При увеличении амплитуды излучения область параметрического резонанса сдвигается вверх вдоль оси напряжений. В соответствии с частотой внешнего излучения $\omega = 2$, первая ступенька Шапиро наблюдается при напряжении $V = \omega_J N = 20$. Пунктирная линия подчеркивает этот факт. Закрашенные стрелки указывают положение fPR. Полые стрелки указывают область параметрического резонанса, обусловленного излучением (rrPR).

В следующем разделе обсуждается влияние увеличения амплитуды внешнего излучения на длину продольной плазменной волны в области fPR. Показано, что изменение амплитуды меняет длину продольной плазменной волны, возникающей при параметри-

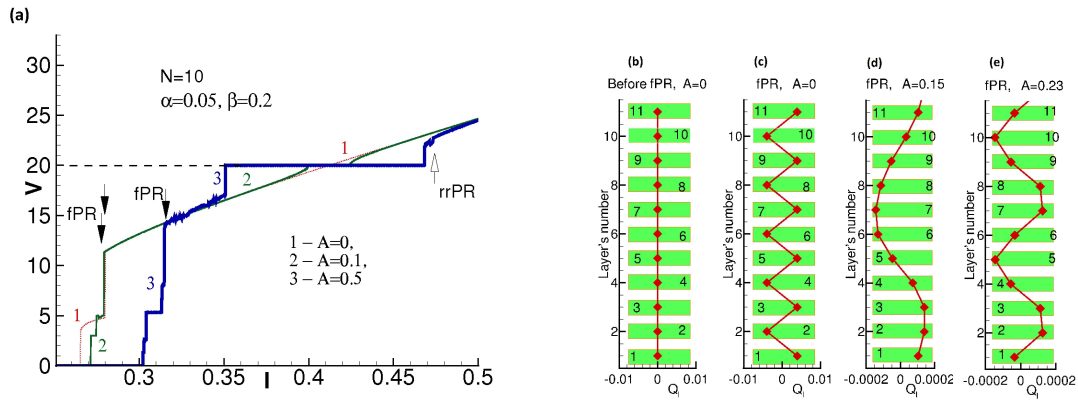


Рис. 10. (a) ВАХ стека с 10 связанными ДП без излучения (кривая 1) и при излучении с частотой $\omega = 2$ и амплитудой $A = 0.1$ (кривая 2) и амплитудой $A = 0.5$ (кривая 3); (b) Демонстрация изменения длины продольной плазменной волны с ростом амплитуды излучения. Числа на рисунках нумеруют сверхпроводящие слои в стеке. $A = 0$, до области параметрического резонанса; (c) $A = 0$, при резонансе; (d) $A = 0.15$; (e) $A = 0.23$;

чекском резонансе. Рис. 10(b-e) демонстрируют этот эффект при $\omega = 2$. В отсутствие

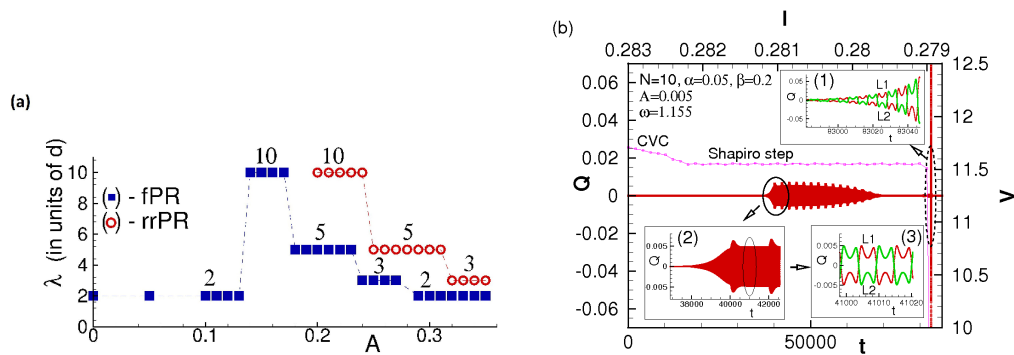


Рис. 11. (a) Изменение длины продольной плазменной волны при fPR (закрашенные квадратики) и при rrPR (пустые кружочки) при $\omega = 2$ и значениях амплитуды в интервале $(0, 0.35)$. (b) Демонстрация возникновения заряда на сверхпроводящем слое в интервале базового тока, соответствующего ступеньке Шапиро. Вставка (1) показывает в увеличенном масштабе осцилляции заряда в области fPR, вставки (2) и (3) увеличивают последовательно осцилляции заряда в области ступеньки Шапиро. излучения заряд на S-слоях до резонанса отсутствует (Рис. 10(b)). При резонансе (Рис.

10(c)) образуется продольная плазменная волна с волновым числом $k = \pi$ ($\lambda = 2d$). При $A = 0.14$ длина продольной плазменной волны меняется. Рис. 10(d) иллюстрирует распределение заряда вдоль стека, образующее волну с $\lambda = 10d$. При $A = 0.23$ длина продольной плазменной волны становится равной $\lambda = 5d$, как показано на Рис. 10(e).

Результаты детального исследования при $\omega = 2$ в интервале амплитуд $(0, 0.35)$ суммированы на Рис. 11(a). Т.о., в случае фундаментального параметрического резонанса нами зарегистрированы следующие изменения длины продольной плазменной волны : $\lambda = 2d \Rightarrow \lambda = 10d \Rightarrow \lambda = 5d \Rightarrow \lambda = 3d \Rightarrow \lambda = 2d$. Увеличение A также меняет длину продольной плазменной волны в области параметрического резонанса, обусловленного излучением: $\lambda = 10d \Rightarrow \lambda = 5d \Rightarrow \lambda = 3d$ при увеличении A от нуля до 0.35.

В следующем разделе мы показываем, что внешнее излучение может также приводить к появлению электрического заряда на сверхпроводящих слоях в интервале базового тока, соответствующего ступеньке Шапиро на ВАХ. В области двойного резонанса, когда частота джозефсоновских осцилляций совпадает с частотами внешнего излучения и продольных плазменных осцилляций, в системе возникает дополнительный резонанс со специфической зависимостью ширины ступенек Шапиро от амплитуды внешнего излучения. В нашем случае это наблюдается при $\omega \simeq 1.155$, тогда как фундаментальный параметрический резонанс без излучения, как указывалось выше, реализуется при $\omega_J = 1.151$. Амплитуда осцилляций заряда и интервал базового тока увеличиваются при приближении к условию двойного резонанса. Рис. 11(b) демонстрирует возникновение заряда на слое при $\omega = 1.155$. На вставке (3) видно, что осцилляции заряда соответствуют π -моду продольной плазменной волны. Осцилляции заряда в области фундаментального параметрического резонанса также соответствуют π -моду. Однако, в принципе, нет ограничений на рождение продольной плазменной волны с другим волновым числом при других параметрах системы [16].

В следующем разделе демонстрируется, что зависимость ширины ступеньки Шапиро от амплитуды внешнего излучения в области двойного резонанса носит “небесселевский” характер. Приведено сравнение влияния микроволнового излучения на ВАХ в ССJJ и ССJJ + DC моделях.

В заключительном разделе данной главы проводится анализ экспериментальных результатов по влиянию мощности микроволнового излучения на ВАХ внутренних ДП в

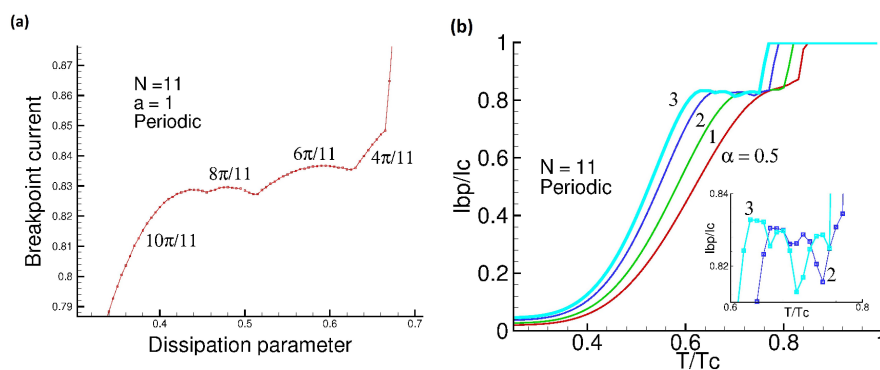


Рис. 12. (а): Рассчитанная β -зависимость I_{bp} стека с 11 ДП. Числа указывают волновой вектор k продольной плазменной волны; (б): Рассчитанная T -зависимость I_{bp} при различных значениях α .

микрометровом мостике [78]. Коллективное переключение группы из 4 ВДП расщепляется постепенно при увеличении амплитуды излучения. Величина тока переключения остальной группы переходов возрастала с ростом мощности излучения. Использование идеи о нарушении зарядовой квазинейтральности и зарядового разбаланса квазичастиц в сверхпроводящих слоях и конкуренция “эффекта тока” [79] и подавления тока переключения внешним излучением позволяет объяснить эти экспериментальные данные.

В шестой главе «Гистерезисные свойства и ток возврата системы связанных джозефсоновских переходов» представлены результаты расчета ВАХ и исследования тока возврата на ВАХ при различных значениях параметров связи и диссипации.

Исследование влияния величины параметра диссипации на ВАХ стека связанных ДП позволяет сделать ряд заключений о температурной зависимости тока в точке излома и тока возврата. Анализ временной зависимости заряда на сверхпроводящих слоях, распределения заряда вдоль стека и использование “ $k - \alpha\beta$ ” - метода позволяет определить значения волновых векторов продольной плазменной волны в различных интервалах параметра β . В частности, β -зависимость I_{bp} для стека из 11 ДП представлена на Рис. 12(а), где указаны волновые числа продольной плазменной волны при разных β . Это приводит к различному характеру поведения ВАХ в разных интервалах β [43].

Подробное обсуждение влияния величины параметра связи на зависимость $I_{bp}(\beta)$ приведено в работе [4]. В отсутствие связи между переходами, т.е. при $\alpha = 0$, ветви-

стой структуры на ВАХ нет, и значение I_{bp} совпадает с значением тока возврата. α -зависимость I_{bp} при малых β является монотонной и I_{bp} растет с ростом α .

Температурная зависимость I_{bp} определяется температурной зависимостью критического тока и параметра МкКамбера, числом переходов в стеке, параметром связи между переходами и граничными условиями. Температурная зависимость параметра МкКамбера β_c , в свою очередь, определяется температурной зависимостью критического тока $I_c(T)$, сопротивлением перехода $R_J(T)$ и емкостью $C_J(T)$.

Знание температурной зависимости β позволяет вычислить температурную зависимость тока I_{bp} . Рис. 12(b) представляет результаты таких расчетов для стека с 11 ДП при различных значениях параметра связи α . На вставке показаны осцилляции, обусловленные изменением волнового числа k . Как мы видим, увеличение величины параметра связи делает этот эффект более выраженным на ВАХ. Важно, что в исследованном интервале температур такая область существует, и смена волнового числа продольной плазменной волны может быть реализована экспериментально посредством изменения температуры.

В следующем разделе мы представляем результаты, свидетельствующие о реализации в системе связанных ДП гистерезиса на ВАХ, обусловленного параметрическим резонансом. Нами обнаружено, что в отличие от гистерезиса Мак-Камбера-Стюарта, величина резонансного гистерезиса обратно пропорциональна параметру Мак-Камбера, и зависит от величины параметра связи и граничных условий [15]. Исследование временной зависимости электрического заряда на сверхпроводящих слоях показывает, что происхождение резонансного гистерезиса связано с различной фазовой динамикой в процессе уменьшения и увеличения базового тока в резонансной области. На Рис. 13, где представлена временная зависимость заряда вместе с ВАХ для стека с 9 ДП, мы видим характерную тонкую структуру с соответствующими особенностями на временной зависимости. Заряд на сверхпроводящем слое при увеличении тока (Рис. 13(b)) исчезает при другом значении в отличие от случая уменьшения тока (Рис. 13(a)).

В данной главе также приводятся результаты расчета туннельной плотности состояний ВТСП с учетом зонной структуры, полученной на основе метода сильной связи, а также эффектов групповой скорости и направленности туннелирования как в случае s-волновой, так и d-волновой симметрии щели [80]. Туннельные измерения на ВТСП

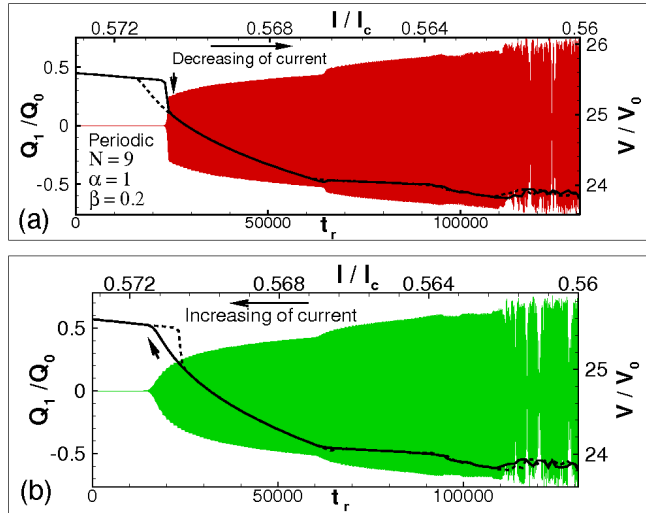


Рис. 13. Различия в поведении зависимости заряд-время и ВАХ при уменьшении тока (a) и его увеличении (b). Жирные кривые (сплошная и пунктирная) соответствуют ВАХ.

проявляют многообразие физических свойств и характеристик [80, 81], приводящих к особенностям, которые схематично показаны на Рис. 14(a) Для расчета туннельной

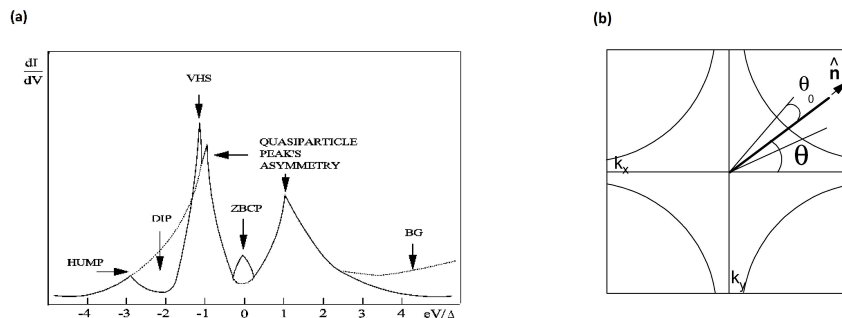


Рис. 14. (a) Схематическая $\frac{dI}{dV}$ -характеристика NIS-структуры с главными особенностями; (b) Ферми поверхность, соответствующая $\xi_k = 0$ в формуле (10). Жирная прямая линия показывает направление туннелирования, пунктирная линия указывает на угловой разброс Θ_0 .

плотности состояний и ее прямого сравнения с экспериментальными характеристиками использовалась зонная структура, полученная из фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением и специфичная для оптимально-легированного BSCCO (Bi-2212). Эта модель воспроизводит асимметричное, уменьшающееся основание кондак-

танса (conductance background), асимметричные пики и изменяющуюся форму внутри щели. Туннельная плотность состояний определялась через мнимую часть запаздывающей одночастичной функции Грина

$$N(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_k |T_k|^2 G^R(k, E) \quad (12)$$

В связи с тем, что квазичастицы с импульсом, перпендикулярным барьеру, имеют наивысшую вероятность туннелирования, туннельный матричный элемент $|T_k|^2$ должен включать фактор направленности $D(k)$ и групповой скорости $v_g(k)$ [80].

В работе [80] утверждается, что асимметрия пиков кондактанса обусловлена d-волновой природой симметрии щели. Основываясь на наших результатах численного моделирования, мы показываем, что асимметрия пиков кондактанса обусловлена в основном особенностями спектра, а d-волновая симметрия щели лишь усиливает степень асимметрии пиков. Степень асимметрии пиков кондактанса также меняется при изменении направления туннелирования.

Наиболее сильное влияние зонной структуры на DOS вдоль k_x -оси возникает из-за ван-Ховской сингулярности $(\pi, 0)$. В случае s-симметрии положение квазичастичных пиков с изменением Θ практически не меняется, за исключением направления туннелирования близкого к оси k_x ($\Theta = 0$). Наблюдается сильная асимметрия пиков DOS. Угловой разброс Θ_0 демонстрируется на Рис. 14(b). В случае d-волновой симметрии щель в спектре меняется из-за Θ -зависимости Δ_0 и, соответственно, квазичастичные пики сдвигаются к нулевой энергии. Рис. 15 показывает Θ_0 -зависимость DOS. Увеличение Θ_0 означает вовлечение состояний, близких к $(\pi, 0)$. Это отражается в проявлении ван-Ховской сингулярности при малых Γ . Ван-ховская сингулярность более выражена в случае d-симметрии. Мы полагаем, что отсутствие ван-Ховской сингулярности на экспериментальных dI/dV -характеристиках может быть связано с большой величиной Γ в этих ВТСП-материалах.

В следующем разделе представлены результаты по исследованию субщелевой структуры на ВАХ системы внутренних ДП. Рассчитана плотность тока, как функция частоты, учитывающая субщелевую структуру на ВАХ

$$j = j_{qp} - \frac{j_c \omega_p^2}{2 \omega^2} \text{Im} \frac{1}{J^{-1}(\omega) + \frac{\tilde{\omega}_p^2}{\omega^2}} \quad (13)$$

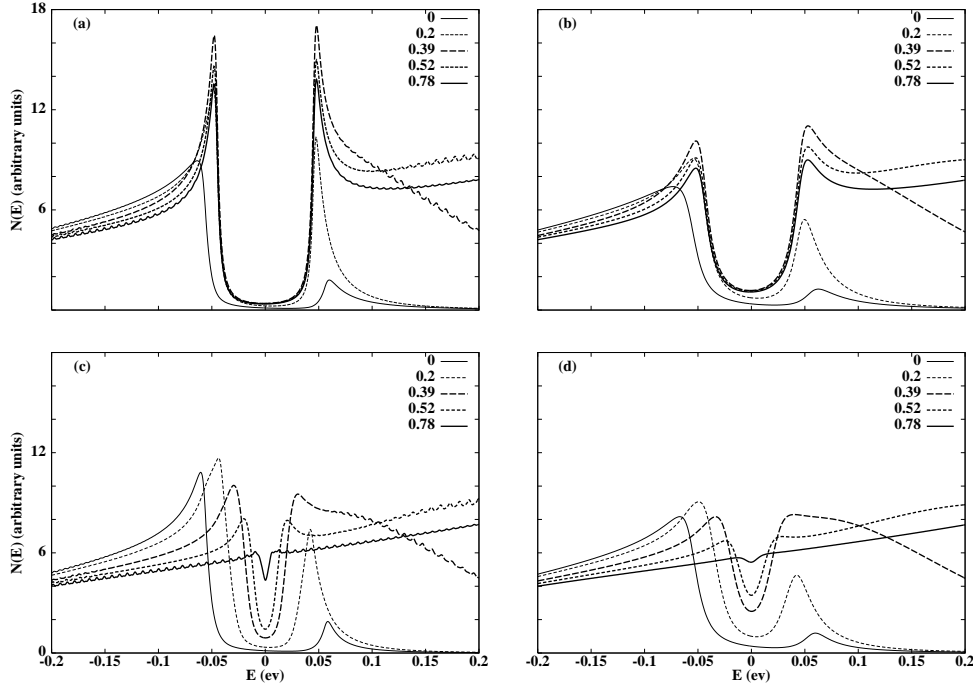


Рис. 15. Влияние направленности туннелирования на DOS в случае s-волновой (a,b) and d-волновой симметрии щели при $\Gamma=3$ meV (a,c) и $\Gamma=9$ meV (b,d)

с

$$J(\omega) = \frac{1}{N_z} \sum_{q_z} \left(\varepsilon_{ph}^M(q_z, \omega) - \frac{\tilde{\omega}_p^2}{\omega^2} + \frac{i\sigma}{\varepsilon_0\omega} \left[1 - 4\alpha_0 \sin^2\left[\frac{q_z d}{2}\right] \varepsilon_{ph}^M(q_z, \omega) \right] \right)^{-1} \quad (14)$$

Расчеты проведены для случая одного резистивного перехода в стеке при значениях параметров, соответствующих BSCCO и TBCCO материалам. Показано, что учет емкостной связи не меняет положение и амплитуду субщелевых пиков на ВАХ, но влияет на кривизну ветви ВАХ. При $\alpha_0=0$ полученные результаты совпадают с результатами работы [82].

В седьмой главе «Фазовая динамика системы с разбалансом ветвей в спектре элементарных возбуждений сверхпроводника» приведены результаты исследования системы в рамках модели, учитывающей нарушение симметрии в распределении электронных и дырочных возбуждений в сверхпроводящих слоях (*CIB-модель*).

В данной модели [79] полная система уравнений, включающая дифференциальное уравнение второго порядка для разности фаз, кинетическое уравнение и обобщенное

соотношение Джозефсона, определяющая динамику системы с зарядовым разбалансом записывается в виде

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi}_l = \sum_{m=1}^N A_{lm} \left[\frac{J}{J_c} + I_{rand} - J_c(1 - \kappa\psi_{m-1}^2)(1 - \kappa\psi_m^2) \sin(\varphi_m) - \right. \\ \left. \beta\dot{\varphi}_m + \psi_m - \psi_{m-1} \right] + \frac{\dot{\psi}_l - \dot{\psi}_{l-1}}{\beta}, \\ \zeta\dot{\psi}_0 = \eta\gamma_d \left(\frac{J}{J_c} - \beta\dot{\varphi}_1 + \psi_1 - \psi_0 \right) - \gamma_\tau\psi_0, \\ \zeta\dot{\psi}_l = \eta(\beta(\dot{\varphi}_{l-1} - \dot{\varphi}_l) + \psi_{l-1} + \psi_{l+1} - 2\psi_l) - \psi_l, \\ \zeta\dot{\psi}_N = \eta\gamma_d(\beta\dot{\varphi}_N - \frac{J}{J_c} + \psi_{N-1} - \psi_N) - \gamma_\tau\psi_N, \\ V_l = (1 - \alpha\nabla^{(2)})^{-1} \left(\dot{\varphi}_l + \frac{\psi_l - \psi_{l+1}}{\beta} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

где ψ_l определено как $\Psi_l/J_c R$. Здесь точка над символом означает дифференцирование по времени, которое нормировано на обратную плазменную частоту $\omega_p = \sqrt{\frac{2eJ_c}{\hbar C}}$. Другие безразмерные параметры определены как [20] $\beta = \frac{\hbar\omega_p}{2eRJ_c}$, $\zeta = \omega_p\tau_{qp}$, $\eta = \frac{4\pi r_D^2 \tau_{qp}}{d_s R}$, $\gamma_d = \frac{d_s}{d_1} = \frac{d_s}{d_N}$, $\gamma_\tau = \frac{\tau_{qp}}{\tau_p^0} = \frac{\tau_{qp}}{\tau_p^n}$. Нами разработана компьютерная программа для расчета ВАХ си-

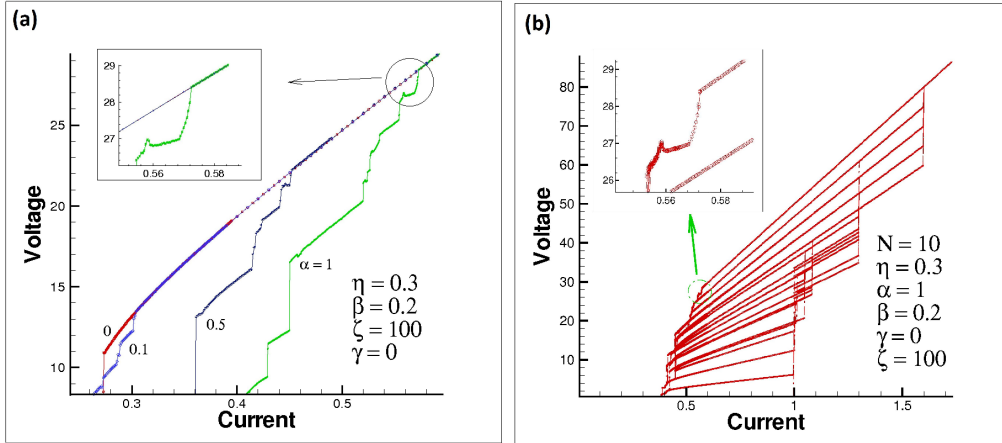


Рис. 16. (а) Одноцикловые ВАХ 10 ДП с учетом разбаланса ветвей в энергетическом спектре возбуждений при $\eta = 0.3$, $\beta = 0.2$, $\zeta = 100$ и $\gamma = 0$ при разных значениях параметра α ; (б) Полная ВАХ 10 ДП при значении параметра неравновесности $\eta = 0.3$

стемы связанных ДП с разбалансом ветвей в спектре элементарных возбуждений сверхпроводника. Результаты расчета одноцикловых ВАХ 10 ДП при $\eta = 3$, $\beta = 0.2$, $\zeta = 100$

и $\gamma = 0$ и разных значениях параметра α при уровне шума по току 10^{-10} представлены на Рис. 16(a). Увеличение параметра связи приводит к смещению параметрического резонанса на ВАХ в сторону больших значений тока и изменению ширины области параметрического резонанса. Полная ветвистая структура ВАХ 10 ДП при значениях параметра неравновесности $\eta = 3$ и параметра $\zeta = 100$ приведены на Рис. 16(b). Ряд ветвей ВАХ расщеплен, но в целом структура довольно близка к эквидистантной [43]. Отметим, что для получения ветвления ВАХ в работе [79] вводилась слабая дисперсия критического тока (около одного процента его величины). В наших расчетах величина критического тока полагалась одной и той же для всех переходов в стеке, а ветвление происходило как следствие наличия бифуркаций в системе.

Далее обсуждается вопрос о неустойчивостях в системе с разбалансом ветвей в спектре элементарных возбуждений. Уравнение для Фурье компонент разности $\delta_l = \varphi_{l+1,l} - \varphi_{l,l-1}$ для двух соседних переходов решается численно и определяются резонансные области для разных значений параметров системы.

В отсутствии нарушения зарядовой нейтральности сверхпроводящих слоев, обусловленной связью между переходами ($\alpha = 0$), ветвление ВАХ может происходить за счет эффекта зарядового разбаланса. При этом возникают новые ветви, и значение тока в точках окончания ветвей зависит различным образом от параметра неравновесности η [48]. При $\eta = 0$, $\alpha = 0$ ветвистая структура исчезает. Увеличение α действует противоположно параметру η и усиливает ветвление при больших значениях η . Мы показываем, что увеличение параметра $\zeta = \omega_p \tau_{qp}$ также способствует ветвлению ВАХ.

В восьмой главе «Длинные джозефсоновские переходы» приведены результаты численного моделирования статических вихрей в длинном джозефсоновском переходе. Вначале мы обсуждаем устойчивость вихрей в ДП, ширина которого меняется по экспоненциальному закону. При заданных значениях параметров соответствующая краевая задача допускает более чем одно решение. Каждому решению (распределению магнитного потока в контакте) ставится в соответствии задача Штурма-Лиувилля (ЗШТЛ), минимальное собственное значение которой позволяет судить в первом приближении об устойчивости вихря относительно малых пространственно-временных возмущений. Изменение ширины контакта приводит к перераспределению магнитного потока в сравнении со случаем линейной одномерной модели. Подробно исследуется влияние

параметров модели и, в частности, параметра формы, на устойчивость состояний магнитного потока. Посредством численных расчетов построены зависимости критического тока от внешнего магнитного поля. Критическая кривая контакта конструируется из кусков критических кривых для различных распределений магнитного потока, имеющих при заданном магнитном поле наибольший критический ток.

Мы рассмотрели длинный ДП, размер которого вдоль оси y (ширина) есть гладкая функция $W(x)$ на отрезке $x \in [0, L]$ (EJJ). Здесь L есть длина контакта (все используемые величины стандартным образом приведены к безразмерному виду [63]). Функция формы контакта $\sigma(x)$ вводится при помощи соотношения

$$\sigma(x) = -\frac{W_x(x)}{W(x)}. \quad (16)$$

Нижним индексом обозначено дифференцирование по x .

Изучена возможность замены неоднородности, распределенной по всей длине контакта неоднородностью, локализованной в окрестности правого конца. Рассмотрена точечная неоднородность “мощности” $\mu \geq 0$ на правом конце контакта. В этом случае [83] $j_D(x) = 1 - \mu \delta(x - L)$, где $\delta(x)$ — функция Дирака. ДП с такой неоднородностью обозначается как δJJ . Другим примером неоднородности, который мы рассматривали, является модель (IJJ) в виде узкой прямоугольной ямы шириной $\Delta \ll L$ и глубиной $1 - \kappa$, $j_D(x) = 1 - (1 - \kappa) \theta(x + \Delta - L)$. Здесь $\theta(x)$ — функция Хевисайда. Параметр $\kappa \geq 0$ задает долю джозефсоновского тока через неоднородность.

На Рис. 17(а) демонстрируются полученные численным методом критические зависимости “ток – магнитное поле” для рассмотренных выше трех моделей ДП. Штрихпунктирная линия соответствует модели ДП с точечной неоднородностью ($\mu = 0.2$) на правом конце (δJJ). Отметим хорошее качественное совпадение критических кривых для всех трех моделей.

В следующем разделе мы показываем, что в ДП с неоднородностями существуют области магнитного поля, где флюксонные состояния являются устойчивыми только при наличии внешнего тока (рожденные током флюксонные состояния). Положение и размер таких областей зависит от длины ДП, его геометрии и формы, а также от параметров неоднородности. Мы демонстрируем появление новых точек бифуркации с изменением ширины неоднородности и амплитуды джозефсоновского тока через неоднородность.

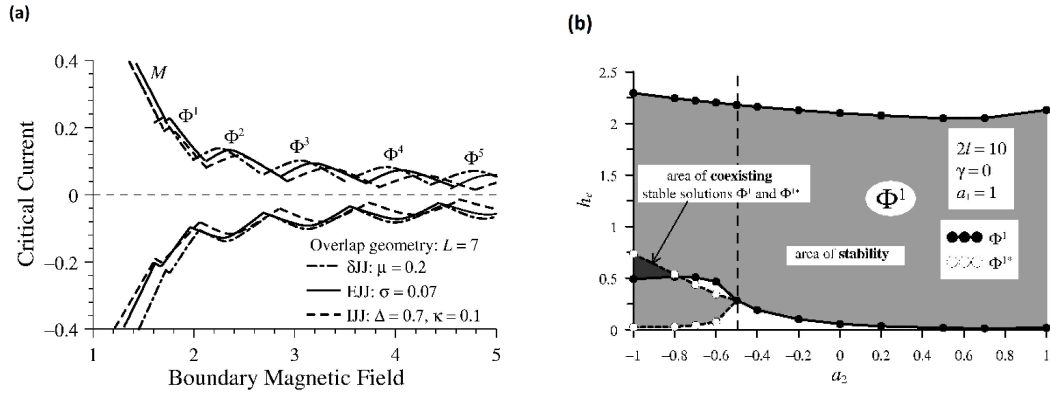


Рис. 17. (а) Критические кривые для трех моделей неоднородностей: δJJ , EJJ , IJJ . (б) Диаграмма в координатах $a_2 - h_e$, демонстрирующая области устойчивости для флюксонных состояний Φ^1 (закрашенные кружочки) и Φ^{1*} (пустые кружочки).

В данной главе также рассматриваются задачи о второй гармонике в разложении Фурье джозефсоновского тока. Уменьшение прозрачности барьера в ДП приводит к отклонению соотношения ток-фаза от синусоидальной формы [84]. Мы приводим результаты исследования распределения статического магнитного потока в длинном ДП с учетом второй гармоники. Модель описывается двойным sine-Гордон уравнением [63, 85]:

$$-\varphi'' + a_1 \sin \varphi + a_2 \sin 2\varphi - \gamma = 0, \quad x \in (-l; l), \quad (17)$$

с граничными условиями в форме $\varphi'(\pm l) = h_e$. Здесь γ есть внешний ток, $2l$ - длина ДП, a_1 и a_2 - параметры, учитывающие вклад первой и второй гармоник. На Рис. 17(б) представлена диаграмма в координатах $a_2 - h_e$, демонстрирующая области устойчивости для двух различных однофлюксонных состояний Φ^1 и Φ^{1*} [86]. На диаграмме указана область сосуществования данных состояний.

В заключении суммированы основные выводы диссертации.

Список работ автора

- [1] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, "Influence of coupling parameter on current-voltage characteristics of intrinsic Josephson junctions in high-Tc superconductors", Physica C 434, 6–12 (2006).
- [2] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, P. Seidel, "Equidistance of branch structure in capacitively coupled Josephson junctions model with diffusion current", Physica C 449, 62–66 (2006).

- [3] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, “Branching in current-voltage characteristics of intrinsic Josephson junctions”, *Superconductor Science and Technology* 20, S38–S42 (2007).
- [4] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, “Influence of Coupling between Junctions on Breakpoint Current in Intrinsic Josephson Junctions”, *Phys. Rev. Lett.* 98, 157001 [4 pages], (2007).
- [5] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, N. F. Pedersen, “Investigation of the breakpoint region in stacks with a finite number of intrinsic Josephson junctions”, *Phys. Rev. B* 75, 104508 [7 pages] (2007).
- [6] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, M. Suzuki, “Structure of the breakpoint region on current-voltage characteristics of intrinsic Josephson junctions”, *Phys. Rev. B* 78, 134521 [5 pages] (2008).
- [7] A. Irie, Yu. M. Shukrinov, G. Oya, “Experimental manifestation of the breakpoint region in the current-voltage characteristics of intrinsic Josephson junctions”, *Appl. Phys. Lett.* 93, 152510 [3 pages] (2008).
- [8] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, “New features in collective dynamics of intrinsic Josephson junctions”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 69, 3205–3207 (2008).
- [9] T. L. Boyadjiev, O. Yu. Andreeva, E. G. Semerdjieva, Yu. M. Shukrinov, “Created by current states in long Josephson junctions”, *Europhysics Letters* 83, 47008 [6 pages] (2008).
- [10] Т. Л. Бояджиев, Е. Г. Семерджиева, Ю. М. Шукринов, “Эквивалентные джозефсоновские переходы”, *Журнал технической физики* 78, 9-14, (2008).
- [11] Yu. M. Shukrinov, M. Hamdipour, M. R. Kolahchi, “Effect of interjunction coupling on superconducting current and charge correlations in intrinsic Josephson junctions”, *Phys. Rev. B* 80, 014512 [5 pages] (2009).
- [12] Yu. M. Shukrinov, M. Hamdipour, “Charge creation and nucleation of the longitudinal plasma wave in coupled Josephson junctions”, *Europhysics Letters* 92, 37010 [5 pages] (2010).
- [13] Ю. М. Шукринов, И. Р. Рахмонов, “Влияние диффузионного тока на гистерезисное поведение в системе связанных джозефсоновских переходов”, *Письма в ЖЭТФ* 92, 364-368 (2010).

- [14] Yu. M. Shukrinov, “Tunneling in Superconducting Structures”, *Physics of Particles and Nuclei* 41, 1071–1074 (2010).
- [15] Yu. M. Shukrinov, M. A. Gaafar, “Charging of superconducting layers and resonance-related hysteresis in the current-voltage characteristics of coupled Josephson junctions”, *Phys. Rev. B* 84, 094514 [7 pages] (2011).
- [16] Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, M. A. Gaafar, “Calculation of the plasma frequency of a stack of coupled Josephson junctions irradiated with electromagnetic waves”, *Phys. Rev. B* 86, 184502 [6 pages] (2012).
- [17] Yu. M. Shukrinov, M. Hamdipour, M. R. Kolahchi et al., “Manifestation of Resonance-Related Chaos in Coupled Josephson Junctions”, *Phys. Lett. A* 376, 3609–3619 (2012).
- [18] Yu. M. Shukrinov, M. Hamdipour, “The c -axis charge traveling wave in coupled system of Josephson junctions”, *Письма в ЖЭТФ* 95, 336–342 (2012).
- [19] Yu. M. Shukrinov, M. Mans, J. Scherbel, P. Seidel, “The influence of microwave irradiation power on current-voltage characteristics of intrinsic Josephson junctions” *Supercond. Sci. and Technol.* 20, S74–S78 (2007).
- [20] Yu. M. Shukrinova, F. Mahfouzi, “Current-voltage characteristics of intrinsic Josephson junctions with charge-imbalance effect”, *Physica C* 460-462, 1303–1304 (2007).
- [21] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, P. Seidel, “Branch structure of IV-characteristics in the capacitively coupled Josephson junctions model with the diffusion current”, *Physica C* 460-462, 1301–1302 (2007).
- [22] Yu. M. Shukrinov, Kh. Nasrulaev, M. Sargolzaei et al., “Coupling of intrinsic Josephson junctions and subgap structure in the current-voltage characteristics of high- T_c superconductors”, *Supercond. Sci. Technol.* 15, 178–182 (2002).
- [23] P. Seidel, A. N. Grib, Yu. M. Shukrinov et al., “Quasiparticle current and phase locking of intrinsic Josephson junctions”, *Physica C* 362, 102–107 (2001).
- [24] Yu. M. Shukrinov, A. Namirianian, A. Najafi, “Modeling of tunneling spectroscopy in HTSC”, *Физика Низких Температур* 27, 15–23 (2001).
- [25] T. L. Boyadjiev, E. G. Semerdjieva, Yu. M. Shukrinov, “Common features of a vortex structure in long exponentially shaped Josephson junctions and Josephson junctions with inhomogeneities”, *Physica C* 460-462, 1317–1318 (2007).

- [26] O. Yu. Andreeva, T. L. Boyadjiev, Yu. M. Shukrinov, “Vortex structure in a long Josephson junction with two inhomogeneities”, *Physica C* 460-462, 1315–1316 (2007).
- [27] П. Х. Атанасова, Е. В. Земляная, Т. Л. Бояджиев, Ю. М. Шукринов, “Устойчивость и бифуркации магнитного потока в джозефсоновских контактах, описываемых двойным уравнением Sine-Gordon”, *Вестник РУДН 2, серия МИФ*, 108–112 (2010).
- [28] П. Х. Атанасова, Т. Л. Бояджиев, Ю. М. Шукринов, Е. В. Земляная, “Численное моделирование длинных джозефсоновских контактов, описываемых двойным уравнением Sine-Gordon”, *Математическое моделирование* 22, 49-64 (2010).
- [29] Е. Г. Семерджиева, Т. Л. Бояджиев, Ю. М. Шукринов, “Преобразование координат в модели длинных джозефсоновских контактов: геометрически эквивалентные контакты”, *Физика Низких Температур* 31, 1110-1116 (2005).
- [30] Yu. M. Shukrinov, E. G. Semerdjieva, T. L. Boyadjiev, “Vortex structures in exponentially shaped Josephson junctions”, *Journal of Low Temperature Physics* 139, 299–307 (2005).
- [31] Е. Г. Семерджиева, Т. Л. Бояджиев, Ю. М. Шукринов, “Статические вихри в длинных джозефсоновских контактах с экспоненциально изменяющейся”, *Физика Низких Температур* 30, 610-618 (2004).
- [32] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, “Current-voltage characteristics and breakpoint phenomenon in intrinsic Josephson junctions”, in *New Developments in Josephson Junctions Research*, Ed. by S. Sergeenkov, Chapter 5, 107–136 (2010).
- [33] Yu. Shukrinov, P. Seidel, “Resonance features of coupled Josephson junctions in high temperature superconductors”, *Elektronika* 6, 52–54 (2011).
- [34] Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, M. Hamdipour, “Simulation of Current Voltage Characteristics of Intrinsic Josephson Junctions in HTSC”, *Lecture Notes in Computer Science* 7125, 234–239 (2012).
- [35] M. Gaafar, Yu. Shukrinov, H. El Samman, S. Maize, “Simulation of Shapiro Steps in Current-Voltage Characteristics of Intrinsic Josephson Junctions in High Temperature Superconductors”, *Lecture Notes in Computer Science* 7125, 221–226 (2012).
- [36] M. Hamdipour, Yu. M. Shukrinov, M. R. Kolahchi, “Study of correlation and autocorrelation of supercurrent and charge in the stacked Josephson junctions”, *Iranian Journal of Physics Research* 10, 50 [4 pages] (2010).

- [37] A. E. Botha, Yu. M. Shukrinov, “Observation of Chaotic behaviour in the CCJJ+DC model of Coupled Josephson Junctions”, in *Proceedings of Chaos 2012, Athens, 11-14 June, 2012*, 99–106.
- [38] M. Hamdipour, Yu. M. Shukrinov, “Study of charge-phase diagrams for coupled system of Josephson junctions”, *Jour. of Phys.: Conf. Ser.* 248, 012042 [4 pages] (2010).
- [39] A. Grib, Yu. M. Shukrinov, F. Schmidl, P. Seidel, “Experimental and theoretical investigation on high-Tc superconducting intrinsic Josephson junctions”, *Jour. of Phys.: Conf. Ser.* 248, 012038 [8 pages] (2010).
- [40] Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, M. El Demery, “Peculiarities of phase dynamics of coupled Josephson junctions in CCJJ and CCJJ+DC models”, *Jour. of Phys.: Conf. Ser.* 248, 012043 [4 pages] (2010).
- [41] P. Kh. Atanasova, T. L. Boyadjiev, Yu. M. Shukrinov et al., “Influence of Josephson current second harmonic on stability of magnetic flux in long junctions”, *Jour. of Phys.: Conf. Ser.* 248, 012044 [4 pages] (2010).
- [42] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, “Breakpoint Region in the IV-characteristics of Intrinsic Josephson Junctions”, *Jour. of Phys.: Conf. Ser.* 97, 012124 [4 pages] (2008).
- [43] Yu. M. Shukrinov, “Breakpoint phenomenon in layered superconductors”, *Jour. of Phys.: Conf. Ser.* 129, 012034 [7 pages] (2008).
- [44] M. A. Gaafar, Yu. M. Shukrinov, A. Foda, “Shapiro and Parametric Resonances in Coupled Josephson Junctions”, *Jour. of Phys.: Conf. Ser.* 393, 012021 [4 pages] (2012).
- [45] Yu. M. Shukrinov, P. Seidel, E. Ilichev et al., “Resonance Features of the Coupled Josephson Junctions: Radiation and Shunting”, *Jour. of Phys.: Conf. Ser.* 393, 012020 [8 pages] (2012).
- [46] O. Yu. Andreeva, T. L. Boyadjiev, Yu. M. Shukrinov, “Influence of position and parameters of inhomogeneities on vortex structure in long Josephson junctions”, *Jour. of Phys.: Conf. Ser.* 129, 012036 [5 pages] (2008).
- [47] A. Irie, Yu. M. Shukrinov, G. Oya, “Experimental observation of the longitudinal plasma excitation in intrinsic Josephson junctions”, *Jour. of Phys.: Conf. Ser.* 129, 012029 [7 pages] (2008).
- [48] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, “Collective Dynamics of Intrinsic Josephson Junctions in HTSC”, *Jour. of Phys.: Conf. Ser.* 43, 1143 [4 pages] (2006).

- [49] Ю. М. Шукринов, “Параметрический резонанс в системе связанных джозефсоновских переходов в ВТСП”, *Материалы 2-й Международной научной конференции Прикладная сверхпроводимость 2011, Развитие сверхпроводниковой индустрии, Москва, 4 марта, 2011*, ФПС 1, [3 стр.].
- [50] Ю. М. Шукринов, “Внутренние джозефсоновские переходы в ВТСП: Физические свойства и возможные применения”, *Материалы 1-й Международной научной конференции Прикладная сверхпроводимость 2010, Москва, 23 марта, 2010*, СП 7, [3 стр.].
- [51] Yu. Shukrinov, I. R. Rahmonov, M. El Demery, “Phase Dynamics in IJJ: Comparative Study in Different Models”, in *Plasma 2010, Hirosaki, Japan, 25-28 April, 2010*, D5-23, [1 page].
- [52] Yu. M. Shukrinov, “Temperature variation of LPW wave number in intrinsic Josephson junctions” in *Materials of International Superconducting Electronic Conference, Fukuoka, Japan, 16-19 June, 2009*, TD-P26, [2 pages].
- [53] Yu. M. Shukrinov, A. Irie, G. I. Oya et al., “Return current in current-voltage characteristics of intrinsic Josephson junctions”, in *Materials of International Superconducting Electronic Conference, Fukuoka, Japan, 16-19 June, 2009*, TD-O2, [2 pages].
- [54] Yury Shukrinov, Minoru Suzuki, “Breakpoint region structure: the influence of number of intrinsic Josephson junctions in the stack and boundary conditions”, *International Conference on Nanoscience and Engineering in Superconductivity, Joint JSPS-ESF, Tsukuba, Japan, 23-26 March, 2009*, 48–49.
- [55] Yu. M. Shukrinov, Kh. Nasrulaev, M. Sargolzaei et al., “Coupling between Junctions and Subgap Structure in Intrinsic Josephson Effect in Layered HTSC”, in *Extended Abstracts of ISEC'01, Osaka, Japan, 19-22 June, 2001*, 441–442.
- [56] G. Oya, A. Irie, Yu. M. Shukrinov, “The Origin and Features of the Subgap Structure in the IJJ in BPSCCO”, in *Extended Abstracts of ISEC'01, Osaka, Japan, 19-22 June, 2001*, 429–430.
- [57] Yu. M. Shukrinov, A. Namiranian, A. Najafi, “Quasiparticle and Josephson currents in the intrinsic Josephson Junctions in HTSC”, in *Proceedings of the First Regional Conference, Magnetic and Superconducting Materials, Tehran, Iran, 27-30 Sept., 1999*, Ed. by M. Akhavan, J. Jensen, K.Kitazava, pp. 363-370.

Список цитированной литературы

- [58] R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, P. Müller, Phys. Rev. Lett. 68, 2394 (1992).
- [59] A. A. Yurgens, Supercond. Sci. Technol. 13, R85 (2000).
- [60] L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter et al., Science 318, 1291 (2007).
- [61] T. M. Benseman, A. E. Koshelev, K. E. Gray, et al., Phys. Rev. B 84, 064523 (2011)
- [62] Manabu Tsujimoto, et al., Phys. Rev. Lett. 108, 107006 (2012).
- [63] К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов* (Наука, Москва, 1985), 320 с.
- [64] J. Pfeiffer, A. A. Abdumalikov, Jr., M. Schuster, and A. V. Ustinov, Phys. Rev. B 77, 024511 (2008).
- [65] V. M. Krasnov, Phys. Rev. B 83, 174517 (2011).
- [66] T. Koyama, M. Tachiki, Phys. Rev. B 54, 16183 (1996).
- [67] M. Machida, T. Koyama, M. Tachiki, Phys. Rev. Lett. 83, 4618 (1999).
- [68] M. J. Stephen, H. Suhl, Phys. Rev. 13, 797 (1964).
- [69] E. Abraham, T. Tsuneto, Phys. Rev. 152, 416 (1966).
- [70] E. Simanek, *Inhomogeneous Superconductors: Granular and Quantum Effects* (Oxford University Press, Oxford, 1994), 392 p.
- [71] Yu. I. Latyshev, S.-J. Kim, T. Yamashita, JETP Letters 69, 84 (1999)
- [72] V. Ambegaokar, U. Eckern, G. Schön, Phys. Rev. Lett. 48, 1745 (1982).
- [73] U. Eckern, G. Schön, V. Ambegaokar, Phys. Rev. B 30, 6419 (1984).
- [74] S. N. Artemenko, A. F. Volkov, Usp. Fiz. Nauk 128, 3 (1979).
- [75] H. Matsumoto, Sh. Sakamoto, F. Wajima et al., Phys. Rev. B 60, 3666 (1999).
- [76] D. E. McCumber, J. Appl. Phys. 39, 3113 (1968).
- [77] W. C. Stewart, Appl. Phys. Lett. 12, 277 (1968).
- [78] J. Scherbel, M. Mans, H. Schneidewind et al., Phys. Rev. B 70, 104507 (2004).
- [79] D. A. Ryndyk, Phys. Rev. Lett. 80, 3376 (1998).
- [80] Z. Yusof, J. F. Zasadzinski, L. Coffey, N. Miyakawa, Phys. Rev. B 58, 514 (1998).
- [81] K. Schlenga, R. Kleiner, G. Hechtfisher et al., Phys. Rev. B 57, 14518 (1998).
- [82] Ch. Helm, Ch. Preis, Ch. Walter, J. Keller, Phys. Rev. B 62, 6002 (2000).
- [83] Ю. С. Гальперн, А. Т. Филиппов, ЖЕТФ 86, 1527 (1984)
- [84] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. 76, 411 (2004).
- [85] A. Buzdin, A. E. Koshelev, Phys. Rev. B. 67, 220504 (2003).
- [86] E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, and A. Buzdin, Phys. Rev. B. 76, 224523 (2007).