

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР**

На правах рукописи

Курин Владислав Викторович

**Коллективное поведение вихрей и когерентное излучение
электромагнитных волн в джозефсоновских структурах**

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук
в форме научного доклада

Специальность 05.27.01– твердотельная электроника,
радиоэлектронные компоненты, микро и нанoeлектроника,
приборы на квантовых эффектах

г.Нижний Новгород, 2002

Работа выполнена в Институте физики микроструктур
Российской Академии Наук, г. Нижний Новгород

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН В.П. Силин
доктор физико-математических наук
В.В. Рязанов
доктор физико-математических наук
профессор В.Я. Демиховский

Ведущая организация Институт радиотехники
и электроники РАН

Защита состоится 25 апреля 2002 г. в 14 часов на заседании диссертационного совета Д 002.098.01 по защите диссертаций на соискание степени доктора физико-математических наук в Институте физики микроструктур РАН (603950, Нижний Новгород, Казанское шоссе, ГСП-105)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики микроструктур РАН

Диссертация в форме научного доклада разослана
22 марта 2002 г.

Ученый секретарь
Специализированного совета
доктор физико-математических наук

К.П. Гайкович

Содержание

Общая характеристика работы	2
Основное содержание работы	5
1 Коллективные эффекты в массивах джозефсоновских контактов	6
1.1 Когерентные эффекты в джозефсоновских решетках, возникающие под действием внешнего микроволнового излучения	7
1.2 Мультистабильность джозефсоновских решеток и эффект памяти	10
1.3 Эффект эха в массивах джозефсоновских контактов	12
1.4 Когерентное излучение несинхронизированных джозефсоновских контактов: Джозефсоновский лазер	14
2 Пространственная и пространственно-временная самоорганизация вихрей в сверхпроводниках II рода	16
2.1 Резистивное состояние в мезоскопических сверхпроводящих мостиках	16
2.2 Динамика центров проскальзывания фазы в одномерных сверхпроводящих каналах	19
2.3 Взаимодействие вихрей в сверхпроводниках с дополнительным упорядочением	21
3 Взаимодействие волн и вихрей в джозефсоновских структурах и черенковское излучение вихрей	23
3.1 Черенковское излучение электромагнитных волн вихрями в джозефсоновской линии передачи с дисперсией	24
3.2 Черенковское возбуждение волн плотности в цепочке вихрей, движущейся в неоднородном контакте	27
3.3 Влияние тепловых флуктуаций на спектр излучения вихревого джозефсоновского генератора	29
3.4 Экспериментальное наблюдение излучения вихрей, движущихся в джозефсоновских линиях передач с дисперсией	30
4 Излучение электромагнитных волн вихрями в двумерных джозефсоновских структурах	33
4.1 Черенковское излучение джозефсоновских вихрей в переходе с латеральной пассивной областью	33
4.2 Динамика вихрей и черенковское излучение в кольцевых джозефсоновских контактах конечной ширины	35
4.3 Экспериментальное исследования черенковского излучения вихрей в кольцевых джозефсоновских контактах	37
4.4 Сверхизлучение в джозефсоновских сверхрешетках, встроенных во внешнюю волноведущую систему	39
Заключение	40
Список работ по теме диссертации	43

Общая характеристика работы

Введение, актуальность темы диссертации

Сверхпроводниковая электроника – область физики, направленная на применение сверхпроводников в качестве переключающих элементов, измерительных устройств, генераторов и детекторов электромагнитного излучения, интенсивно развивается вот уже на протяжении четырех десятилетий. Первый прибор, основанный на переключении сверхпроводящей проволоочки в резистивное состояние – криотрон, был предложен ещё в пятидесятые годы прошлого века. В 1962 году был обнаружен эффект Джозефсона, давший мощный импульс развитию сверхпроводниковой электроники.

Эффект Джозефсона представляет собой фундаментальный физический эффект, связанный с когерентностью конденсата куперовских пар в сверхпроводнике. Его главная особенность – малые характерные времена, ограниченные величиной щели сверхпроводников, и высокая чувствительность к внешним электромагнитным полям. Он может быть использован для создания сверхбыстрых переключателей, логических устройств и сверхчувствительных датчиков. Обсуждается перспектива использования джозефсоновских контактов в качестве базового элемента устройств квантовой обработки информации.

Одним из возможных применений эффекта Джозефсона является создание генераторов электромагнитного излучения. Перспективность джозефсоновских генераторов связана с принципиально высокой предельной частотой, ограниченной только величиной щели сверхпроводников и возможностью электронной перестройки частоты, следующей из Джозефсоновского соотношения $\hbar\omega = 2eV$. Генераторы, использующие излучение джозефсоновских вихрей, движущихся в длинных джозефсоновских контактах, интенсивно исследуются в настоящее время и уже находят применение в качестве гетеродинов для накачки SIS смесителей сверхчувствительных супергетеродинных приемников.

Однако, для эффекта Джозефсона в одиночном контакте характерные напряжения и мощности малы и для усиления эффекта естественно образовать массив из большого количества джозефсоновских контактов и добиться их когерентной работы над полем излучения. Другой способ увеличения полезной мощности – обеспечение когерентности вкладов многих вихрей, возникающих в распределенных джозефсоновских переходах при наложении магнитного поля и движущихся под действием внешнего тока. Возможна также комбинация этих способов, заключающаяся в применении массивов распределенных контактов.

В настоящее время в связи с высоким уровнем технологии изготовления джозефсоновских контактов на основе низкотемпературных сверхпроводников и быстрорастущим уровнем ВТСП Джозефсоновской технологии появилась возможность создания массивов, как дискретных, так и распределенных

джозефсоновских контактов. Кроме того, сильно анизотропные высокотемпературные сверхпроводники обладают джозефсоновским поведением и представляют собой естественные джозефсоновские сверхрешетки.

В связи с этим актуальной является задача изучения коллективных эффектов и когерентного излучения как в одиночных распределенных джозефсоновских переходах, так и в массивах точечных и распределенных контактов. Исследование когерентных эффектов в таких активных джозефсоновских средах привлекает внимание исследователей уже на протяжении длительного времени. И на этом пути есть определенные успехи. Так хорошо известным примером коллективного эффекта Джозефсона является синхронизация цепочки джозефсоновских контактов внешним микроволновым излучением и получение макроскопического квантованного напряжения. Этот эффект используется в метрологии для создания квантовых стандартов напряжения.

Успехи в достижении когерентной генерации не столь впечатляющи и далеки от теоретического предела как по мощности, так и по частоте. Несмотря на большие и продолжительные усилия физиков во всем мире, отдельные сообщения о достижении когерентного излучения выглядят, скорее, как экзотика¹. Поэтому развитие теории и разработка новых принципов коллективной генерации электромагнитного излучения в активных джозефсоновских средах представляет важную задачу.

Диссертация посвящена исследованию коллективных эффектов в решетках джозефсоновских контактов, сверхпроводящих мостиках, распределенных джозефсоновских переходах и джозефсоновских сверхрешетках, возникающих как при внешнем электромагнитном воздействии, так и в результате обратного действия поля излучения. В диссертации рассмотрены новые резонансные механизмы излучения вихрей и предложены джозефсоновские генераторы, реализующие эти механизмы.

Особое внимание обращается на естественный механизм достижения когерентного вклада многих джозефсоновских осцилляторов, базирующийся на идее резонансного коллективного взаимодействия точечных джозефсоновских контактов и джозефсоновских вихрей в распределенных переходах с полем излучения. Этот подход является классическим аналогом идеи стимулированного излучения, на которой основан принцип работы квантовых генераторов - лазеров и мазеров, и является развитием принципов, используемых в работе таких классических электронных приборов, как лампы бегущей и обратной волны, лазеры на свободных электронах. Взаимодействие джозефсоновских осцилляторов через электромагнитное поле существенно зависит от электродинамического окружения, изучению влияния которого уделяется большое внимание.

При рассмотрении этих задач в диссертации используются простые пред-

¹P. Barbara, A.B. Cawthorne, S.V. Shitov, C.J. Lobb, Stimulated emission and amplification in Josephson junction arrays, Phys. Rev. Lett., **82**, 1963 (1999)

ставления для сверхтока и тока квазичастиц, резистивно шунтированную модель для джозефсоновских контактов и уравнения Гинзбурга-Ландау для сверхпроводящих мостиков, и главное внимание обращается на электромагнитное взаимодействие.

Перечисленный круг вопросов, составляющий основное содержание диссертационной работы, обуславливает её важность и актуальность.

Целями диссертационной работы являлись:

- исследование условий возникновения когерентного поведения одно- и двумерных массивов сосредоточенных контактов и распределенных джозефсоновских переходов, связанных с электродинамическими линиями передачи.
- построение картины резистивного состояния в мезоскопических сверхпроводящих мостиках
- разработка новых физических принципов генерации электромагнитных волн в джозефсоновских системах и повышение эффективности существующих сверхпроводниковых генераторов
- исследование влияния внешних электродинамических систем на динамику вихрей в длинных джозефсоновских контактах и джозефсоновских сверхрешетках
- построение теории черенковского излучения вихрей в двумерных джозефсоновских системах
- анализ влияния тепловых шумов на процессы излучения электромагнитных волн джозефсоновскими вихрями

Научная новизна результатов диссертационной работы:

- показано, что в решетках гистерезисных джозефсоновских контактов, подвергаемых действию высокочастотного электромагнитного поля, возможно появление дробного обратного эффекта Джозефсона;
- предсказан эффект эха в ансамбле джозефсоновских осцилляторов;
- разработана теория черенковского излучения электромагнитных волн вихрями, движущихся в джозефсоновских линиях передач с дисперсией и предложен новый класс джозефсоновских генератора микроволнового излучения, использующий эффект черенковского излучения вихрей;
- построена последовательная теория, описывающая влияние тепловых шумов на форму и ширину линии излучения вихревого джозефсоновского генератора;
- теоретически предсказана и экспериментально подтверждена возможность черенковского излучения вихрей в двумерных джозефсоновских контактах.

Научная и практическая значимость

Предложенные физические принципы генерации электромагнитных волн позволяют создать эффективные джозефсоновские генераторы и улучшить спектральные и мощностные характеристики уже существующих современных генераторов.

Теоретические методы, развитые в диссертации, представляют интерес с точки зрения общей теории нелинейных волн и теории взаимодействия электромагнитного излучения с веществом.

Апробация работы

Материалы, вошедшие в диссертационную работу, обсуждались на семинарах ИФМ РАН, ИФМ РАН, ФИАН, University Erlangen-Nurnberg (Эрланген, Германия), University Regensburg (Регенсбург, Германия). Они докладывались на международных конференциях по прикладной сверхпроводимости (Applied Superconductivity Conference, ASC), ASC94, ASC98, ASC00 на международных конференциях по сверхпроводниковой электронике (International Superconductive Electronics Conference, ISEC) ISEC93, ISEC99, ISEC01, на европейских конференциях по прикладной сверхпроводимости (EUCAS), EUCAS93, EUCAS01, на международной конференции EURESCO 2000, "Future perspectives of Superconducting Josephson Devices" (Italy, 2000), на международной конференции отделения физики конденсированного состояния Европейского физического общества (EPS), (Lisbon, Portugal, 1990), на международной конференции "Материалы и механизмы сверхпроводимости", M2S-HTSC IV (Grenoble, France), на Немецко-Российско-Украинских семинарах по высокотемпературной сверхпроводимости (Санкт-Петербург, 91; Дубна, 93; Kloster-Banz, 94; Львов, 95; Gabelbach, 96; Нижний Новгород, 97; Garmish-Partenkirchen, 00), на всесоюзных и российских конференциях, а также на школах и рабочих совещаниях.

Основные результаты диссертации опубликованы в 20 статьях в ведущих зарубежных и отечественных журналах, 1 препринте ИПФ РАН и 34 докладах в трудах международных, всесоюзных и российских конференций.

Основное содержание работы

Диссертация состоит из четырех разделов. Первый раздел посвящен исследованию когерентного поведения ансамблей джозефсоновских контактов, взаимодействующих с электромагнитным полем. Здесь представлены результаты изучения когерентных макроскопических эффектов в джозефсоновских решетках, возникающих под действием внешнего высокочастотного излучения при наложении магнитного поля и процессов переключения между различными устойчивыми состояниями. Рассматриваются возможные механизмы когерентного излучения в одномерных джозефсоновских массивов, встроенных в линию передачи. Во втором разделе изучается динамика вихрей в сверх-

проводниковых пленках. Приводится описание качественно различных режимов резистивного состояния мезоскопических сверхпроводниковых мостиков, полученное с помощью численного моделирования. Изучены нетривиальные вихревые структуры, возникающие в сверхпроводниках с дополнительным параметром порядка. В третьем разделе рассматриваются процессы черенковского излучения электромагнитных волн вихрями, движущихся в джозефсоновских линиях передачи с дисперсией и обсуждаются возможность создания черенковских сверхпроводниковых генераторов. Приводятся результаты теоретического исследования излучения индивидуальных вихрей и анализа обратного влияния поля излучения на их упорядочение. Описываются экспериментальные исследования простейших черенковских генераторов и результаты экспериментов сравниваются с теоретическими предсказаниями. Излагается теория, описывающая влияния тепловых шумов на процессы генерации электромагнитных волн движущимися вихрями. Четвертый раздел посвящен исследованию излучения вихрей в двумерных джозефсоновских системах. Приводятся результаты теоретического исследования черенковского излучения в кольцевых джозефсоновских контактах и контактах с латеральной пассивной областью. Рассматривается влияние общей волноведущей системы на динамику вихрей и процессы излучения в многослойных джозефсоновских сверхрешетках. Описываются эксперименты по идентификации черенковского излучения в кольцевых переходах. В заключении приведены основные результаты диссертационной работы, являющиеся одновременно *положениями, выносимыми на защиту*, и список работ по теме диссертации.

1 Коллективные эффекты в массивах джозефсоновских контактов

Исследования коллективных эффектов в одно и двумерных джозефсоновских массивах привлекают внимание исследователей не только из-за богатства динамических явлений, присущим этим системам, но также из-за возможности их применений в сверхпроводниковой электронике. Целью этих исследований является достижение коллективного или гигантского эффекта Джозефсона. Хорошо известным примером коллективного эффекта Джозефсона, применяемого для создания стандартов напряжения, является синхронизация цепочки джозефсоновских контактов внешним микроволновым излучением, проявляющаяся в существовании гигантских ступеней Шапиро, макроскопического квантованного напряжения, определяемого частотой поля $2eV = N\hbar\omega$, где N - число контактов. Если контакты, составляющую цепочку, обладают малым затуханием, возможно появление гигантского обратного эффекта Джозефсона - существование постоянного квантованного напряжения в отсутствие постоянного тока. В разделе 1.1 приводятся результаты исследований аналогично-

го эффекта в двумерных джозефсоновских решетках (ДР) малых размеров, помещенных во внешнее магнитное поле. Наличие единого параметра порядка и существование большого числа замкнутых сверхпроводящих контуров приводит к взаимосвязи отдельных элементов ДР и сложным интерференционным явлениям, возникающим при наложении внешнего поля. Так, и в статическом, и в резистивном состояниях наблюдается резкая чувствительность к магнитному полю и множественность устойчивых состояний с различным пространственным распределением токов. В разделе 1.2 изучается мультистабильность сверхпроводящих состояний в простых ДР во внешнем магнитном поле и обсуждается вопрос о возможности использования ДР в качестве ячейки памяти. В следующих двух разделах рассматриваются "высокочастотные" когерентные эффекты в одномерных цепочках джозефсоновских контактов. Раздел 1.3 посвящен изучению обнаруженного нами эффекта эха, заключающегося в появлении запаздывающего когерентного отклика цепочки слегка различных джозефсоновских контактов в ответ на двухимпульсное электромагнитное воздействие. В разделе 1.4 обсуждается возможность получения когерентного излучения от одномерных цепочек несинхронных контактов, встроенных в линию передачи, за счет эффекта параметрического усиления.

1.1 Когерентные эффекты в джозефсоновских решетках, возникающие под действием внешнего микроволнового излучения [1], [2]

При облучении двумерных джозефсоновских решеток микроволновым излучением наблюдается синхронизация джозефсоновских контактов, проявляющаяся в существовании гигантских, пропорциональных линейному размеру, ступеней Шапиро на вольт-амперных характеристиках решеток. В отсутствие магнитного поля наблюдается эффект, аналогичный синхронизации одномерных цепочек – целочисленные ступени $\langle V \rangle = (N\hbar\Omega/2e)n$, где N – число контактов вдоль направления тока, Ω – частота внешнего поля, n – целое число¹. Нетривиальные режимы синхронизации ДР возникают при наложении внешнего магнитного поля. Если ДР помещается в перпендикулярное магнитное поле, соответствующее $f = p/q$ квантов потока на элементарную ячейку, где p, q взаимно простые целые числа, наблюдаются дробные ступени с напряжениями $\langle V \rangle = (N\hbar\Omega/2e)(n/q)$ ². Естественно предположить, что в ДР гистерезисных контактов будет возможен дробный обратный эффект Джозефсона, заключающийся в существовании ненулевого квантованного напряжения

¹T.D. Clark, Phys.Lett. A27, 585 (1968)

²S.P. Benz, M.S. Rzchowski, M. Tinkham, C.J. Lobb, Fractional Giant Shapiro Steps and Spatially Correlated Phase Motion in 2D Josephson Arrays, Phys. Rev. Lett., vol.64, no.6, pp.693-696, (1990)

в отсутствие постоянного тока и соответствующий пересечению ступенью Шапиро оси напряжений.

В данном разделе построена простая теория, описывающая когерентную динамику гистерезисных ДР в магнитном поле, появление гигантских ступеней Шапиро и обратного эффекта Джозефсона под действием микроволнового излучения. Теория основывается на представлении о формировании $q \times q$ вихревой сверхрешетки при наложении магнитного поля и предположении, что эта симметрия сохраняется при нестационарных процессах. Было показано, что направленное движение вихревой сверхрешетки может быть индуцировано исключительно переменным током и, в зависимости от магнитного поля, как целый, так и дробный обратный эффект Джозефсона должны иметь место. Таким образом на ДР возникнет квантованное постоянное напряжение $\langle V \rangle = (N\hbar\Omega/2e)(n/q)$ в отсутствие постоянного тока. Обнаружена также модификация вольт-амперных кривых ДР за пределами ступеней Шапиро. Этот эффект, отсутствующий в одиночном контакте, заключается в появлении квазиомических, линейных ветвей с аномальным сопротивлением R/n и сдвинутых на некоторое квантованное напряжение, $(N\hbar\Omega/2e)m$ где n, m целые числа.

Развитая теория базируется на стандартных выражениях для тока в джозефсоновских контактах через калибровочно инвариантную разность фаз $\varphi_{ij} = \theta_i - \theta_j - (2e/\hbar c) \int_i^j \vec{A} d\vec{l}$, (θ_i -фаза параметра порядка в узле i), уравнениях Кирхгофа $-\sum_j J_{ij}(\varphi_{ij}) = 0$, и условиях связи $\sum_{[n]} \varphi_{ij} = 2\pi f$, вытекающие из однозначности параметра порядка. Поведение системы характеризуется двумя безразмерными параметрами, параметром МакКамбера $\beta = 2eR^2CI_c/\hbar$, характеризующим нормальное сопротивление контактов, и параметром фрустрации $-f$, числом квантов потока на элементарную ячейку решетки, который будем предполагать заданным и равным p/q , предполагая решетку малой по сравнению с длиной экранирования магнитного поля. Используя представление о формировании вихревой сверхрешетки с ячейкой $q \times q$ и предполагая, что данная симметрия сохраняется в динамике, возможно ввести коллективные переменные, характеризующие джозефсоновские фазы в элементарной ячейке сверхрешетки. В простейшем нетривиальном случае $f = 1/2$ ячейка имеет размер 2×2 и коллективные переменные можно выбрать как показано на Рис.1. Уравнения для них имеют вид

$$\beta \frac{d^2 X}{dt^2} + \frac{dX}{dt} + \cos Y \sin X = I_x, \quad \beta \frac{d^2 Z}{dt^2} + \frac{dZ}{dt} + \sin Y \sin Z = I_y, \quad (1)$$

$$2\beta \frac{d^2 Y}{dt^2} + 2\frac{dY}{dt} + \sin Y \cos X - \cos Y \cos Z = 0. \quad (2)$$

Здесь I_x, I_y токи вдоль осей x, y , отнесенные к одному ребру, напряжения выражаются джозефсоновскими соотношениями $\{V_x, V_y\} = (\hbar N_{x,y}/2e)(d/dt)\{X, Z\}$, где $N_{x,y}$ количество ячеек ДР вдоль соответствующих осей. При превышении внешним током критического значения и при

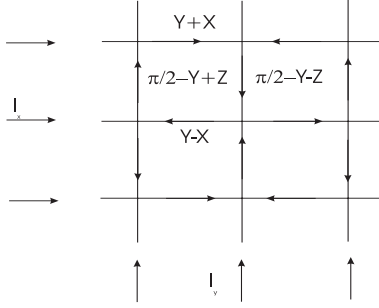


Рис. 1: а)-Распределение джозефсоновских фаз φ_{ij} в 2×2 когерентном состоянии в элементарной ячейке 2×2 вихревой сверхрешетки для $f = 1/2$. Стрелки показывают направления отсчета разностей фаз. Все остальные фазы могут быть получены трансляцией на период сверхрешетки.

микроволновом воздействии будут иметь место нестационарные режимы. Общая теория может быть построена в высокочастотном приближении, хорошо применимом для гистерезисных ДР ($\beta \gg 1$), когда нелинейные члены могут рассматриваться как возмущение. Для внешнего тока $\vec{I} = \vec{I}_{dc} + \vec{I}_{ac} \sin \Omega t$ отыскивая решение в виде

$$X = \Omega_x t + X_0 + X_1(t), Y = \Omega_y t + Y_0 + Y_1(t), Z = \Omega_z t + Z_0 + Z_1(t), \quad (3)$$

где $\{X, Y, Z\}_0(t)$ - медленные переменные, а $\{X, Y, Z\}_1(t)$ - малые ($\ll \pi$) и высокочастотные, разделяя быстрые и медленные движения нетрудно получить систему укороченных уравнений, доступную для аналитического исследования. На этом пути, для случая продольного протекания внешнего тока $\vec{I} \sim \vec{x}$, было показано, что имеется богатое множество возможных резистивных состояний, вольтамперные характеристики имеют гистерезисный характер и состоят из:

- целых и дробных ступеней Шапиро - $\Omega_x = (\Omega/2)n$, $\Omega_y = (\Omega/2)m$ соответствующих полной синхронизации движения вихрей внешним электромагнитным полем,
- смещенных линейных участков, описываемых двумя сериями - $3\Omega_x + \Omega n = I_{dc}$ и $-\Omega_x + 2\Omega m = I_{dc}$ и соответствующих частичной синхронизации,
- омической ветви $-\Omega_x = I_{dc}$, соответствующей несинхронной динамике.

Определены диапазоны существования ступеней Шапиро и показана возможность существования обратного эффекта Джозефсона, выражающегося в существовании постоянного квантованного напряжения на ДР в отсутствии тока.

Так как прямое аналитическое исследование областей существования и устойчивости найденных решений затруднительно, мы провели компьютерное моделирование уравнений (2). Пример рассчитанных вольт-амперных кривых представлен на рис. 2. Показаны целые и дробные гигантские ступеньки Шапиро, и целый (а) и дробный (b) обратный эффект Джозефсона. На рис. 2(b) показана смещенная линейная ветвь ВАХ (сплошной наклонной линией), соответствующая $\omega_x = -\omega_y = I_{dc}/3$, омическая линия показана пунктиром. Таким образом, можно заключить, что численное моделирование под-

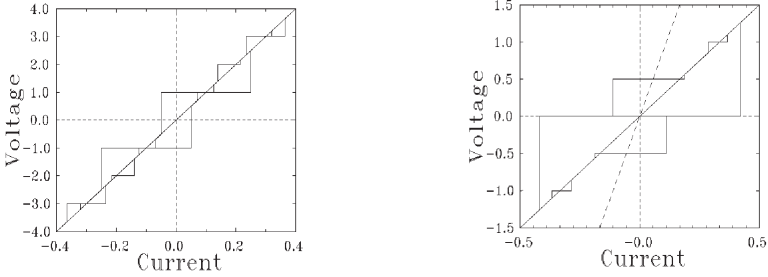


Рис. 2: ВАХ в 2×2 когерентном состоянии, $\beta = 2500$, $\omega = 0.1$. а) $I_{ac} = 50$. Наблюдается целый обратный эффект Джозефсона. б) $I_{ac} = 12.5$. Наблюдаются дробный обратный эффект Джозефсона и смещенная линейная ветвь (показана сплошной линией). Обычная омическая ветвь показана пунктиром

твердило существование нетривиальных режимов синхронизации ДР, предсказанных теоретически.

1.2 Мультистабильность джозефсоновских решеток и эффект памяти [5]– [12]

Мультистабильность, присущая ДР, может быть использована в сверхпроводящих логических устройствах. Джозефсоновские устройства вообще прекрасно подходят для этой цели из-за их малых размеров, крайне малого характерного времени $\tau \sim \Delta^{-1} \sim 1 - 0.1 psec$ и малого энергопотребления. Обычно рассматриваются два типа логических устройств. Один из них основан на бистабильности одиночного джозефсоновского контакта, который, в зависимости от предыстории, может находиться либо в сверхпроводящем, либо в резистивном состоянии. Другой тип, так называемая быстрая одноквантовая логика, основана на бистабильности типа СКВИДа, различные логические состояния различаются числом квантов потока, захваченных в сверхпроводящем контуре. Принципиальная роль квантования потока ведет к необходи-

мости иметь достаточно большую индуктивность сверхпроводящего контура, что препятствует миниатюризации элементарной логической ячейки. Чтобы преодолеть эту трудность мы предложили новый класс сверхпроводящих логических устройств, мультистабильность которых связана с мультистабильностью фрустрированных ДР, помещенных во внешнее магнитное поле с нецелым числом квантов потока на элементарную ячейку решетки. Этот тип мультистабильности происходит из-за топологических свойств многосвязного сверхпроводника, обусловленных однозначностью сверхпроводящего параметра порядка. А именно, сумма джозефсоновских разностей фаз по замкнутому контуру, должна удовлетворять условию квантования $\sum_i \varphi_i = 2\pi f$, где φ_i - джозефсоновская разность фаз, $f = \Phi/\Phi_0$ - фрустрация, которая при малой индуктивности ДР определяется внешним магнитным полем. Простейший нетривиальный пример, демонстрирующий мультистабильность предлагаемого типа - элементарная бистабильная ячейка (мы будем называть её f-ячейкой), содержащая замкнутый сверхпроводящий контур с тремя джозефсоновскими контактами, помещенная во внешнее магнитное поле (см. Рис.3). В приближении сильного затухания динамика системы может быть качественно проанализирована на фазовой плоскости φ_1, φ_2 , показанной на Рис.3 а) для

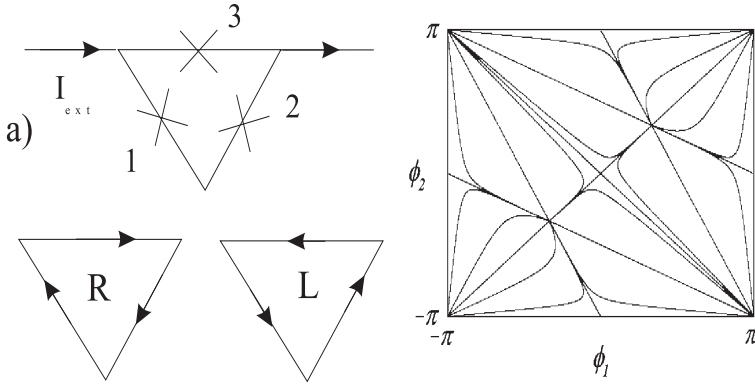


Рис. 3: а)-элементарная логическая f-ячейка и ее стабильные L и R состояния во внешнем магнитном поле с конечной фрустрацией f ; б)-её фазовая плоскость при $I_{ext} = 0$, $f = 1/2$

$f = 1/2$, $I_{ext} = 0$. Имеются два устойчивых состояния, в данном случае -узла, $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = \pi/3$ и $\varphi_1 = \varphi_2 = -\pi/3$, $\varphi_3 = 5\pi/3$, соответствующих противоположным направлениям (левому L и правому R) циркуляции сверхтока. Их критические токи при $f = 1/2$ одинаковы. При отклонении магнитного поля от значения $f = 1/2$ вырождение L и R состояний снимается, состояния равновесия сдвигаются и критические токи становятся различными. Бистабильность сохраняется в диапазоне $1/4 < f < 3/4$. Переключение между раз-

личными состояниями может быть осуществлено либо плавным изменением тока до бифуркационного значения, при котором одно из устойчивых состояний исчезает, либо импульсом внешнего тока. При переключении f-ячейки из одного устойчивого состояния в другое генерируется одноквантовый импульс напряжения $\int V dt = \Phi_0$ с длительностью $(\hbar/2eRI_c)$, несущий информацию о состоянии ячейки.

Таким образом мы показали, что мультистабильность фрустрированных безиндуктивных ДР может быть использована для построения быстродействующих сверхминиатюрных логических элементов и предложили конструкцию элементарной логической ячейки, реализующий этот принцип. В заключение, следует заметить, что в последнее время возникло новое, быстро развивающееся направление физических исследований - квантовые вычисления, и джозефсоновские устройства рассматриваются как перспективные элементы квантовой логики. Недавно показано, что рассмотренная в этом разделе ячейка, при достаточно малых размерах может служить элементом квантового компьютера ¹.

В случае слабой диссипации, рассмотренная нами на простом примере мультистабильность, связанная с квантованием фазы параметра порядка может привести к очень интересному эффекту - неоднозначности критического тока джозефсоновских решеток, определяемому по переходу в резистивное состояние. Наблюдаемый в конкретном измерении критический ток зависит от того, в каком из возможных устойчивых состояний находилась система при нулевом токе. Само же это состояние устанавливается при переходе системы из резистивного в сверхпроводящее состояние при понижении внешнего тока случайным образом. Эксперименты, проведенные нами на малых (12 контактов) двумерных ДР с туннельными переходами, изготовленными по Nb - AlO - Nb технологии подтвердили наличие нескольких критических токов и показали важную роль тепловых флуктуаций.

1.3 Эффект эха в массивах джозефсоновских контактов

[8]

Данный параграф посвящен построению теории эффекта эха в ансамблях джозефсоновских контактов и, вообще, автогенераторов любой физической природы. С 1950 года, когда эффект эха впервые был обнаружен Ханом в спиновых системах, было обнаружено большое количество систем, демонстрирующих этот эффект, например, плазменное, циклотронное, фотонное и т.п. эхо. Эффект эха присущ системам, в которых макроскопический отклик есть результат многих вкладов от разных "частиц"(спинов, молекул, осцилляторов) при условии, что затухание макроскопического отклика происходит из-

¹J. E. Mooij, T. P. Orlando, L. Levitov, Lin Tian, Caspar H. van der Wal, Seth Lloyd, Josephson Persistent-Current Qubit, Science, v.285, 1036, 1999

за фазового размешивания, называемым бесстолкновительным затуханием, а не вследствие "истинного" термодинамического затухания, возникающего из-за взаимодействия системы с термостатом. Так как индивидуальные "частицы" сохраняют информацию о своем начальном состоянии, то подвергая систему внешнему воздействию возможно вернуть систему в состояние, близкое к начальному, когда макроскопический отклик существовал и получить эффект эха.

Массив джозефсоновских контактов также обладает фазовой памятью и, следовательно, должен демонстрировать эффект эха. С точки зрения общей теории колебаний джозефсоновский контакт представляет автогенератор, и эффект эха будет должен иметь место также в ансамбле автогенераторов любой физической природы. Общая теория эффекта эха в ансамбле строится следующим образом. Рассматривая для простоты одномерный джозефсоновский массив, встроенный в линию передач и смещенный общим постоянным током, как схематически показано на Рис.4. Интенсивность излучения этого ансамбля дается выражением

$$P(t) \sim N^2 \left| \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega, \psi) e^{i\psi + i\omega t} d\psi d\omega \right|^2, \quad (4)$$

где $f(\omega, \psi)$ -функция распределения джозефсоновских осцилляторов по частоте и фазе. Мы будем предполагать её сосредоточенной вблизи частоты ω_0 , так что $\Delta\omega \ll \omega_0$. Разброс по частотам связан с разбросом критических токов и нормальных сопротивлений. Пусть система, находящаяся в несфазированном состоянии $f(\omega, \psi) = (1/2\pi)f(\omega)$ подвергается действию двух коротких радиоимпульсов, $g(t) = \text{Re}(s_1(t) + s_2(t+T))e^{i\omega_0 t}$, следующих друг за другом через время T . Описывая действие каждого импульса на индивидуальный автогенератор как отображение фазы $\psi(\text{after pulse}) = \Phi(\psi(\text{before}))$ нетрудно найти функцию распределения в любой момент времени и записать отклик первоначально несфазированной системы как

$$P(t) \sim (N/2\pi)^2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} f(\omega) e^{i\Phi_2(\Phi_1(\psi) + \omega T) + i\omega t} d\psi d\omega \right|^2. \quad (5)$$

Чтобы увидеть наличие эхо-сигналов удобно несколько преобразовать эту формулу разложив периодическую функцию $u = e^{i\Phi_2}$ в подынтегральном выражении в ряд Фурье по своему аргументу $u(\phi) = \sum_l c_l e^{il\phi}$ и окончательно получить

$$P(t) \sim (N/2\pi)^2 \sum_l \left| \int_{-\pi}^{\pi} e^{il\Phi_1(\psi)} d\psi \right|^2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega) e^{i(l-1)\omega T + i\omega t} d\omega \right|^2, \quad (6)$$

откуда следует, что отклик ансамбля джозефсоновских осцилляторов на два электромагнитных импульса представляет собой последовательность импульсов излучения одинаковой формы с амплитудами, определяемыми значениями

первого интеграла в 6. Два эффекта могут препятствовать проявлению эффекта эха в рассматриваемой системе - нелинейная связь между контактами, ведущая к синхронизации джозефсоновских осцилляторов и тепловые флуктуации, приводящие к диффузии фазы. Проведены оценки этих эффектов и показано, что эхо эффект в джозефсоновских массивах может быть экспериментально наблюдаем.

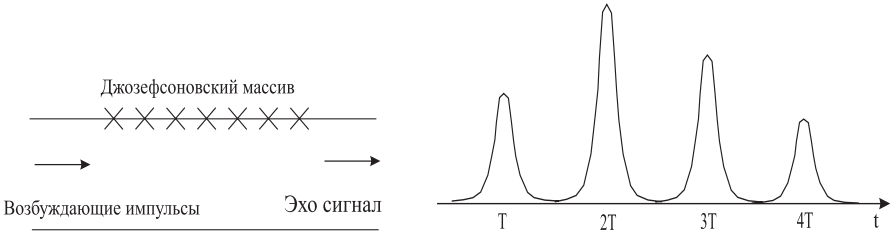


Рис. 4: а)-Ансамбль джозефсоновских контактов, встроенных в волноведущую систему; б)-эхо отклик системы на два последовательных импульса

1.4 Когерентное излучение несинхронизированных джозефсоновских контактов: Джозефсоновский мазер

[13],[14],[15]

Генерация узкополосного микроволнового излучения является одним из потенциальных перспективных приложений массивов джозефсоновских контактов. Проблема состоит в том, чтобы поведение массива обеспечивало когерентный вклад индивидуальных контактов в поле излучение. Очевидная возможность достижения сильного излучения - синфазная синхронизация большого числа индивидуальных контактов в массиве, очень сложна в реализации. С точки зрения квантовой электроники этот режим соответствует когерентному спонтанному излучению массива контактов.

Мы предложили другой путь достижения когерентного действия джозефсоновских осцилляторов, основанный на усилении электромагнитной волны из-за эффекта неджозефсоновской генерации, обусловленной отрицательным импедансом контактов, находящегося в резистивном состоянии. С общей точки зрения этот режим аналогичен усилению света из-за стимулированного излучения и генератор, основанный на этом принципе, может быть назван джозефсоновским мазером. Природа усиления связана с параметрическим эффектом, обусловленным нестационарностью сверхтока джозефсоновских контактов, находящихся в резистивном состоянии.

Простейший вариант генератора этого рода состоит из массива контактов, находящихся в резистивном состоянии и взаимодействующих с одной модой волноведущей системы. Например, последовательный одномерный массив джозефсоновских контактов может быть встроен в один из берегов плосковой сверхпроводящей линии, как показано на Рис.4. В длинноволновом приближении при использовании резистивно-шунтированной модели для описания джозефсоновских контактов уравнения для джозефсоновских фаз $\varphi(x, t)$ и переменного тока в линии $I(x, t)$ имеют вид

$$\beta \partial_t^2 \varphi + \partial_t \varphi + \sin \varphi = I_0 + I, \quad \partial_t^2 I + 2\gamma \partial_t I - v^2 \partial_x^2 I = -\epsilon \partial_t^2 \varphi, \quad (7)$$

где I_0 -постоянный ток смещения, β -параметр МакКамбера, v, γ -скорость волн и параметр диссипации в линии передач, ϵ -параметр связи контактов с линией передачи, определяемый её волновым импедансом. В рамках приведенной системы уравнений была проанализирована линейная стадия развития параметрической неустойчивости и получено дисперсионное уравнение для собственных волн в джозефсоновской линии передач. Это уравнение описывает взаимодействие параметрически связанных волн, распространяющихся в противоположных направлениях и имеющих частоты ω и $2\omega_j - \omega$, где ω_j -частота джозефсоновских осцилляций. Найденная форма линии усиления показана на Рис.5 Неустойчивость имеет конвективный характер, поэтому для

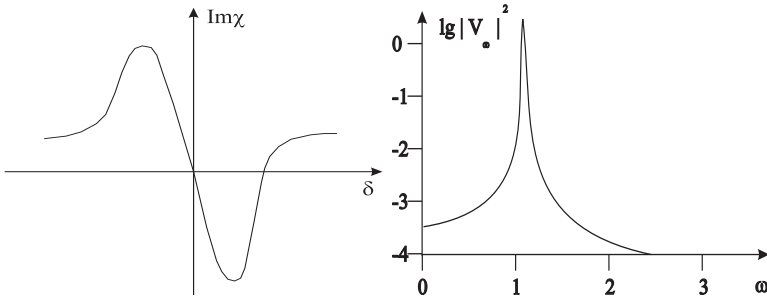


Рис. 5: а)-Профиль линии усиления джозефсоновского мазера, отрицательные $\text{Im}\chi$ соответствуют усилению, $\delta = \omega - \omega_j$ и $\chi = k - \omega_j/v$ -расстройки частоты и волнового числа; б)-спектр параметрической генерации одномерной цепочки из 10 контактов с 50% разбросом критических токов, нагруженной на последовательный колебательный контур.

использования предлагаемой конструкции в качестве генератора необходимо обеспечить обратную связь, например за счет отражения электромагнитных волн от концов линии передач.

С целью проверки устойчивости описанного режима генерации было принято численное моделирование динамики цепочки из 10 контактов, помещенной в резонатор с высокой добротностью. Была найдена устойчивая

параметрическая генерация для гистерезисных ($\beta = 6$) контактов со случайным 50% разбросом критических токов. Спектр излучения показан на Рис.5. В цепочках безгистерезисных контактов режим параметрической генерации оказывается неустойчивым.

2 Пространственная и пространственно-временная самоорганизация вихрей в сверхпроводниках II рода

Цель исследований, которым посвящен данный раздел, изучение пространственных и пространственно-временных вихревых структур в сплошных сверхпроводниках, возникающих при наложении электрического и магнитного полей

В отличие от джозефсоновских решеток, где динамическими переменными являлись фазы параметра порядка в островках, для описания взаимодействия сплошного сверхпроводника с электромагнитными полями необходимо учитывать возможное изменение модуля параметра порядка. Простейшим уравнением, описывающим сверхпроводник, является уравнение Гинзбурга-Ландау для комплексного параметра порядка $\psi(r, t)$. При наложении магнитного поля на сверхпроводник второго рода возникает решетка вихрей, которая может двигаться под действием электрического поля, приводя к резистивному состоянию сверхпроводника.

В данном разделе излагаются результаты применения феноменологических моделей, основанных на моделях типа Гинзбурга Ландау, к задачам описания резистивных состояний в мезоскопических сверхпроводниковых мостиков с шириной $w \ll \lambda$ и задаче о взаимодействии вихрей Абрикосова в сверхпроводниках с дополнительным упорядочением. Работы, обсуждаемые в данном разделе, объединены по модельному признаку, и при рассмотрении резистивного состояния, и при рассмотрении взаимодействия вихрей используются феноменологические модели Гинзбурга-Ландау.

2.1 Резистивное состояние в мезоскопических сверхпроводящих мостиках [27],[28],[29]

Хорошо известно, что резистивное состояние пленочных сверхпроводниковых мостиков с шириной w значительно превышающей эффективную глубину проникновения λ_{eff} обусловлено движением вихрей Абрикосова из-за протекания транспортного тока. Медленно движущиеся вихри сохраняют свою структуру и могут рассматриваться как квазичастицы с характерным размером λ_{eff} . Их скорость определяются балансом силы Лоренца, происходящей из-за транспортного тока, и силы вязкого трения.

С другой стороны, резистивное состояние сверхузких сверхпроводящих каналов с шириной меньшей длины когерентности по своей природе одномерно и обусловлено возникновением центров проскальзывания фазы.

Промежуточный случай умеренной ширины мостика $\xi \ll w \ll \lambda_{eff}$ требует специального рассмотрения, так как, с одной стороны, ширина уже достаточно велика, так что динамика тока и параметра порядка может стать двумерной, и, с другой стороны, из-за малости ширины по сравнению с глубиной проникновения магнитного поля вихри Абрикосова не могут считаться хорошо определенными квазичастицами. Изучение этого случая важно как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения из-за возможных применений сверхтонких сверхпроводящих мостиков в приборах сверхпроводниковой электроники в качестве "джозефсоноподобных" элементов и детекторов квантов излучения и энергичных частиц ¹.

В данном разделе приводятся результаты численного исследования резистивного состояния в мезоскопических сверхпроводящих мостиках, выполненных на базе простейшей динамической модели, описывающей нестационарные процессы в сверхпроводниках, базирующейся на феноменологическом временном уравнении Гинзбурга-Ландау для параметра порядка, уравнении непрерывности и выражении для тока, которые могут быть записаны в безразмерной форме

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\varphi\right)\psi = (\nabla - i\mathbf{A})^2\psi + a(x, y)\psi - |\psi|^2\psi, \quad (8)$$

$$\text{div}\mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{j} = -\Sigma\nabla\varphi + \text{Im}\{\psi^*(\nabla - i\mathbf{A})\psi\}. \quad (9)$$

Здесь за единицу длины принята длина когерентности ξ , ψ , φ -параметр порядка и скалярный потенциал, \mathbf{A} -векторный потенциал внешнего магнитного поля. В уравнения входит единственный параметр Σ - безразмерная проводимость мостика, равная отношению характерного электромагнитного времени $\tau_{em} = 4\pi\lambda^2\sigma/c^2$ к характерному времени релаксации параметра порядка τ_{eff} , она отражает соотношение между длиной проникновения электрического поля в сверхпроводник и длиной когерентности $l_E \sim \xi\sqrt{\Sigma}$. Функция $a(x, y)$ описывает распределение локально равновесного параметра порядка и была введена нами для корректной постановки граничных условий. Считалось, что электрический ток в сверхпроводниковую пленку с $a > 0$ инжектируется из достаточно протяженных нормальных, с $a < 0$, контактов, тогда в глубине нормальной области может быть использовано граничное условие $\psi = 0$. Геометрия образца показана на Рис.6 а).

Уравнения 9 правильно описывают наиболее общие "симметричные" свойства сверхпроводника, они описывают динамику комплексного параметра порядка и обладают калибровочной инвариантностью. В то же время гидроди-

¹Alex D. Semenov, Gregory N. Gol'tsman, Alexander A. Korneev, Quantum detection by current carrying superconducting film, Physica C 351, 349 (2001)

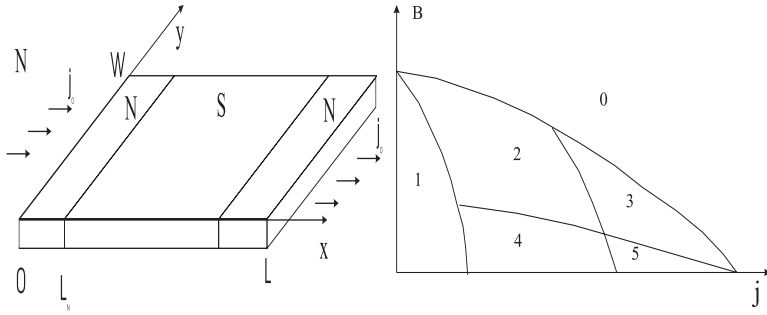


Рис. 6: а)- Геометрия сверхпроводящего мостика с нормальными контактами. б)- Фазовая диаграмма возможных динамических резистивных состояний однородного мостика с $\Sigma = 10$, $w = 12\xi$, $L = 24\xi$. 1-статическое сверхпроводящее состояние; 2,3- режим течения потока, медленное движение вихрей Абрикосова; 4,5 - режим быстрого проскальзывания фазы, быстрое движение кинематических вихрей; 0 - нормальное состояние. В областях 2,4 - периодический режим, в 3,5 - стохастический

намическая система уравнений 9, строго говоря, описывает динамику сверхпроводника только качественно. Она выводится из кинетических уравнений только для бесщелевых сверхпроводников, в этом случае $\tau_{eff} = \tau_{GL}$, где характерное время τ_{GL} определяется из соотношения $D = lv_F/3 = \xi^2/\tau_{GL}$. Для сверхпроводников с конечной щелью гидродинамическое уравнение для параметра порядка может быть выведено в пределе сильно неупругого рассеяния квазичастиц. Это уравнение близко к временному уравнению Гинзбурга-Ландау 8 с характерным масштабом времени $\tau_{eff} = \tau_{GL}/(2\tau_E\Delta)$, где τ_E , Δ - время энергетической релаксации и равновесная щель в сверхпроводнике. В общем же случае, для описания динамики, конечно же требуется кинетический подход.

Расчеты показали, что в отсутствие магнитного поля в однородных мезоскопических образцах резистивное состояние появляется при превышении внешним током тока распаривания $j_{GL} = a^{3/2}(4/27)$, а его характер зависит от безразмерной проводимости и ширины мостика. При малой ширине и большой проводимости $w < w_{cr}(\Sigma)$, устанавливается однородный по поперечной координате динамический режим, характеризуемый наличием линий проскальзывания фазы, при большой ширине $w > w_{cr}$ одномерная динамика неустойчива и резистивное состояние обусловлено движением анизотропных вихрей, вытянутых вдоль направления движения. Степень анизотропии увеличивается с увеличением проводимости образца. Значение w_{cr} , разделяющее одно и двумерный режим резистивного состояния зависит от транспортного тока и нормальной проводимости.

В неоднородных образцах с $a(x, y)$ или при наложении слабого магнитного поля резистивное состояние двумерно и характеризуется движением сильно анизотропных вихрей вдоль траекторий, близких к линиям проскальзывания фазы в однородном сверхпроводнике. Эти вихри были названы кинематическими, так как они не могут быть рассматриваемы как квазичастицы, подобно абрикосовским вихрям. Их движение представляет собой коллективный фазовый эффект, связанный с последовательным образованием центров проскальзывания фазы в соседних трубках тока, они могут двигаться с любыми скоростями, вплоть до бесконечных, в зависимости от геометрии образца. Кинематический вихрь с бесконечной скоростью представляет собой линию проскальзывания фазы.

При сильных магнитных полях реализуется режим течения потока, характеризуемый медленным движением абрикосовских вихрей в направлении, поперечном к току. Обнаружен эффект нарушения симметрии резистивного состояния, приводящий к появлению поперечного напряжения с квадрупольной структурой. Эффект связан с асимметрией траекторий вихрей по отношению к направлению протекания тока и обусловлен конечным размером мостика.

Качественная фазовая диаграмма (B, j) возможных динамических режимов в однородном мостике с большой проводимостью изображена на рис.6, б). При малых токах реализуются периодические резистивные состояния, движущиеся решетки вихрей, как абрикосовских, так и кинематических, регулярны. При больших токах динамика становится стохастической, что, по-видимому, связано с возбуждением волн потенциала и параметра порядка при зарождении и движении вихрей. Уменьшение безразмерной проводимости ведет к повышению диссипативности рассматриваемой системы и упрощению динамики, области параметров, соответствующие стохастичности и быстрому проскальзыванию фазы, уменьшаются.

2.2 Динамика центров проскальзывания фазы в одномерных сверхпроводящих каналах [22]-[26]

В работах, рассмотренных в предыдущем разделе было установлено, что динамика узких $w \ll \lambda$ однородных сверхпроводящих мостиков в умеренных магнитных полях определяется возникновением линий проскальзывания фазы (ЛПФ) или кинематических вихрей и практически одномерна; распределение потенциала и параметра порядка не зависят от поперечной координаты. Она может быть описана одномерным вариантом системы 9. Уменьшение размерности задачи ускоряет процедуру численного моделирования и делает возможным достаточно детальное описание возможных динамических режимов резистивного состояния. На основании расчетов одномерной модели с граничными условиями, соответствующими инжекции тока из нормальных контактов, проведена классификация возможных решений и показано, что с ростом

тока последовательно реализуются режимы с увеличивающимся на единицу числом линий проскальзывания фазы. На Рис.7 а) на плоскости j, Σ приведены области существования различных динамических режимов, отличающихся числом ЛПФ. Диапазон токов, в котором существует решение с определенным числом ЛПФ расширяется с увеличением безразмерной проводимости. При малых токах осцилляции параметра порядка и потенциала периодичны во времени, (в областях 1,2,3) причем фазы колебаний параметра порядка в соседних ЛПФ отличаются на π , так что координаты и времена возникновения нулей параметра порядка будучи изображены на плоскости t, x образуют регулярную "треугольную" решетку, аналогично тому как абрикосовские вихри образуют треугольную решетку в пространстве. На Рис.7 б) показана пространственно-временная диаграмма решения с тремя ЛПФ, соответствующая области 3 Рис. 7 а). При увеличении тока, при переходе в область

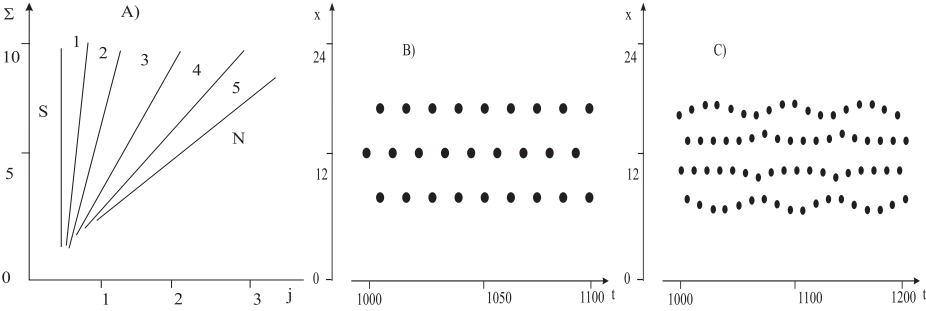


Рис. 7: а)- Области различных решений одномерного варианта уравнений 9, $L = 24, L_N = 2$, (S,N)-однородные сверхпроводящее и нормальное состояния, (1,2,3,4)-решения с соответствующим числом ЛПФ, 5-решение с подавленным параметром порядка с 3 ЛПФ; б)- Треугольная пространственно-временная решетка центров проскальзывания фазы, соответствующая области 3; в)- пространственно-временная решетка центров проскальзывания фазы для автомодуляционного режима в области 4

4, соответствующей четырем ЛПФ наблюдается автомодуляционный режим осцилляций, времена и координаты нулей параметра порядка медленно осциллируют, образуя плавно модулированную пространственно-временную решетку. Существованием автомодуляционных режимов подобного типа могут быть объяснены результаты экспериментов по наблюдению низкочастотного излучения тонких сверхпроводников, находящихся в резистивном состоянии.

Изучено воздействие микроволнового излучения на динамику линий проскальзывания фазы и показано, что при частоте внешнего воздействия близкой к частоте собственных осцилляций ЛПФ возникает синхронизация, проявляющаяся в возникновении ступеней на вольт-амперной характеристике при

напряжении $\hbar\omega = 2eV$, подобных ступеням Шапира на вольтамперной характеристике джозефсоновского контакта.

2.3 Взаимодействие вихрей в сверхпроводниках с дополнительным упорядочением [18]-[21]

Высокотемпературные сверхпроводники принадлежат к классу веществ, обладающих слоистой квазидвумерной структурой, которые, как известно, могут испытывать фазовые переходы в состояния типа волны зарядовой (ВЗП) или спиновой плотности (ВСП). Эти фазовые переходы экспериментально наблюдались в высокотемпературных сверхпроводниках различного химического состава, (см. литературу, цитированную в [18]) и поэтому естественно предположить, что в высокотемпературных сверхпроводниках в некотором диапазоне температур возможно сосуществование сверхпроводящего упорядочения с упорядочением другого типа. Поэтому представляется актуальным рассмотреть влияние возможного дополнительного упорядочения на вихревые структуры, образующиеся в сверхпроводнике при наложении магнитного поля. Сосуществование сверхпроводимости с дополнительным упорядочением может привести к изменениям характера взаимодействия вихрей и структуры вихревых решеток, что проявится в магнитных свойствах сверхпроводника. В сверхпроводниках с дополнительным упорядочением взаимодействие вихрей осуществляется не только через магнитное поле и поле сверхпроводящего упорядочения, но посредством дополнительного параметра порядка. Последствия этого взаимодействия были проанализированы и показано, что взаимодействие через дополнительный параметр порядка может приводить к притяжению вихрей и появлению гистерезисов на кривой намагниченности .

Рассмотрение проводится в рамках теории Гинзбурга-Ландау, учитывающей возможность простейшего дополнительного упорядочения, характеризуемого скалярным действительным параметром порядка Φ . Функционал свободной энергии имеет вид

$$F = \int p_1 |(-i\hbar\nabla - (2e/c)\mathbf{A})\Psi|^2 + a_1 |\Psi|^2 + b_1 |\Psi|^4 + p_2 (\nabla\Phi)^2 + a_2 \Phi^2 + b_2 \Phi^4 + \Lambda\Phi^2 + (1/8\pi)(\text{rot}\mathbf{A})^2 dV, \quad (10)$$

где Ψ -сверхпроводящий параметр порядка, \mathbf{A} -векторный потенциал, коэффициенты $a_{1,2} = \alpha_{1,2}(T - T_{1,2})$ характеризуют парциальные критические температуры фазовых переходов, $p_{1,2}$ -определяют соответствующие длины когерентности $\xi_{\psi,\phi} = p_{1,2}/a_{1,2}$, Λ -описывает взаимодействие упорядочений, различные знаки Λ соответствуют кооперативному и конкурентному характеру взаимодействия.

В рамках этой модели были проанализированы пространственно однородные состояния, найдена структура одиночного вихря, описано взаимодействие двух вихрей и структура плотных вихревых решеток в окрестности верхнего критического поля. Показано, что качественно новое, по сравнению со стандартной моделью ГЛ, нетривиальное поведение системы вихрей возникает в случае сильно конкурентного взаимодействия упорядочений $\Lambda > 0$, так что в отсутствие магнитного поля дополнительное упорядочение полностью подавлено. Возникновение вихрей при увеличении магнитного поля, приводя к неоднородному подавлению сверхпроводящего параметра порядка, может приводить к возникновению дополнительного упорядочения в корах одиночных вихрей. Аналогичный фазовый переход может происходить при сближении двух и более вихрей не имеющих первоначально дополнительного упорядочения в коре. Показано, что возникновение дополнительного упорядочения в этом случае приводит к притяжению вихрей и образованию связанных состояний - вихревых молекул. На Рис.8 показано распределение изменение параметров порядка при сближении двух вихрей и образовании двухвихревой молекулы.

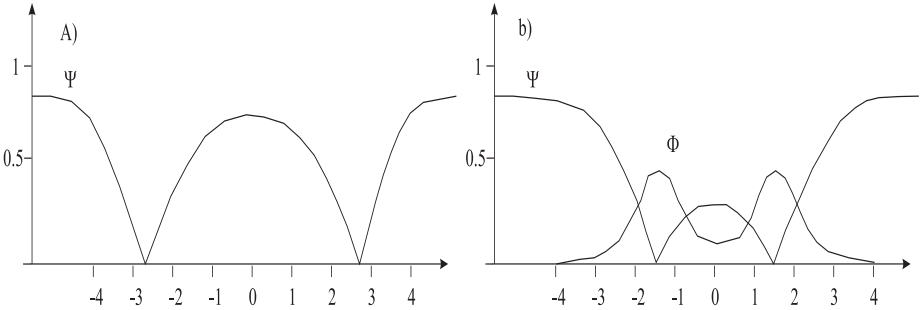


Рис. 8: Возникновение дополнительного упорядочения и образование вихревой молекулы при сближении двух вихрей. Показаны зависимости сверхпроводящего и дополнительного параметров порядка от координат до -а) $d > d^*$, и после фазового перехода -б) $d < d^*$.

В сильном магнитном поле $H \sim H_{c2}$ при плотной решетке вихрей фазовый переход, связанный с возникновением или исчезновением дополнительного упорядочения из-за сильного подавления сверхпроводящего параметра порядка может иметь место при любом знаке Λ и ведет к гистерезисному поведению кривых намагничивания и модификации фазовой диаграммы сверхпроводника.

3 Взаимодействие волн и вихрей в джозефсоновских структурах и черенковское излучение вихрей

Применение эффекта Джозефсона для генерации электромагнитного излучения привлекает внимание исследователей во всем мире уже на протяжении длительного времени. Перспективность джозефсоновских генераторов связана с принципиально высокой предельной частотой, ограниченной только величиной щели сверхпроводников и возможностью электронной перестройки частоты, следующей из Джозефсоновского соотношения $\hbar\omega = 2eV$. Использование низкотемпературных сверхпроводников с $T_c \sim 10K$ позволяет достичь частот порядка 1 ТГц, а новых высокотемпературных материалов с $T_c \sim 100K$ - вплоть до 10ТГц. В этой области частот пока не существует компактных твердотельных источников и сверхпроводниковые генераторы могли бы составить конкуренцию как приборам вакуумной электроники (лампам обратной волны) так и полупроводниковым лазерам, приближающимся к этому диапазону со стороны высоких частот и быстро развивающимся классическим полупроводниковым генераторам, двигающимся снизу. Однако, чтобы выиграть это соревнование, необходимо преодолеть такие недостатки джозефсоновских генераторов, как низкая мощность и широкая линия генерируемого излучения. На решение этих проблем и направлены исследования, результаты которых излагаются в данном разделе.

Одной из наиболее перспективных конструкций сверхпроводникового генератора является генератор, использующий движение вихрей в длинном джозефсоновском контакте, возникающих при наложении внешнего магнитного поля. Такие генераторы интенсивно исследуются в настоящее время и уже находят применение в качестве гетеродинов для накачки SIS смесителей сверхчувствительных супергетеродинных приемников диапазона 300-700ГГц¹. Недостатком генератора такого типа является низкая эффективность взаимодействия вихрей и электромагнитных волн, связанная со специфической дисперсией волн в гладком джозефсоновском контакте, делающей невозможным достижение фазового синхронизма между вихрями и волной. Вихри излучают волну только на краю джозефсоновского перехода, где он соединяется с пассивной линией передачи.

Нами был предложен новый класс джозефсоновских вихревых генераторов, в которых излучение электромагнитных волн происходит по всей длине контакта. Основная идея заключается в искажении дисперсионной характеристики волн Свихарта путем включения джозефсоновского контакта во внешнюю диспергирующую электродинамическую систему, так чтобы сделать воз-

¹V.P. Koshelets, S.V. Shitov, "Integrated Superconducting Receivers", Superconductor Science and Technology, vol 13, pp. R53-R69, (2000)

можным черенковское излучение вихрей. Общая теория таких черенковских вихревых генераторов излагается в разделе 3.1. Раздел 3.2 посвящен исследованию черенковского возбуждения волн плотности в вихревой цепочке, движущейся в контакте с неоднородностями. В 3.3 решена задача о влиянии тепловых шумов на монохроматичность излучения простейшего вихревого генератора. В разделе 3.4 описаны результаты проведенных экспериментов, направленных на проверку концепции черенковского излучения.

3.1 Черенковское излучение электромагнитных волн вихрями в джозефсоновской линии передачи с дисперсией [31]-[36]

Данный раздел посвящен описанию нового класса джозефсоновских вихревых генераторов, принцип действия которых основан на использовании черенковского излучения электромагнитных волн джозефсоновскими вихрями. Устройство, в котором этот принцип может быть реализован, представляет собой длинный джозефсоновский контакт, электромагнитно связанный с дисперсионной волноведущей системой, обеспечивающей возможность резонансного взаимодействия движущихся солитонов и линейных электромагнитных волн. В качестве внешней дисперсионной системы может быть выбрана, например, пространственно периодическая полосковая линия. На Рис.9 показан внешний вид предлагаемого черенковского генератора и качественный вид дисперсионных кривых линейных волн, демонстрирующий возможность черенковского резонанса. Движущиеся под действием тока вихри будут возбуждать синхронные электромагнитные волны во внешней электродинамической системе. Из-за взаимодействия с полем излучения вихри будут группироваться в замедляющей фазе волны, обеспечивая когерентный вклад большого числа солитонов в поле излучения. Устройство такого типа представляет собой джозефсоновский аналог ламп бегущей и обратной волны, где роль заряженных частиц играют вихри.

Было построено теоретическое описание процессов взаимодействия волн и вихрей, протекающих в черенковских генераторах. Используя эквивалентную схему электродинамической системы была выведена система связанных уравнений

$$\varphi_{tt} - \varphi_{xx} + \sin \varphi = -\alpha \psi_{xx} + \beta \psi_{tt} + j_{ext} - \gamma \varphi_t, \quad \hat{D}\psi = -\alpha \varphi_{xx} + \beta \varphi_{tt}, \quad (11)$$

описывающая динамику фазы φ в длинном джозефсоновском контакте и векторного потенциала ψ во внешней диспергирующей системе. Оператор $\hat{D} = \hat{C}\partial_t^2 - \partial_x \hat{L}^{-1} \partial_x$ описывает дисперсионные свойства внешней линии, \hat{C} , \hat{L} - её операторные емкость и индуктивность. В предположении, что параметры связи α , β достаточно малы было рассчитано поле, создаваемое во внешней линии движущимся в джозефсоновском контакте солитоном

выражение для энергии, уносимой волной в единицу времени

$$P = \frac{\epsilon^2}{4} \frac{|f(k_c)|^2 k_c^4}{|\frac{\partial D}{\partial \omega}|^2 |v - v_g|} (v^2 \frac{\partial \omega C_2}{\partial \omega} + L_2^{-2} \frac{\partial \omega L_2}{\partial \omega}), \quad (13)$$

позволяющее рассчитать поправки к вольтамперной характеристике контакта.

Если в переходе движется несколько солитонов, полное поле излучения будет суммой полей индивидуальных вихрей и результирующее излучение будет сильно зависеть от их положений. Максимальное мощность излучения, пропорциональная квадрату числа вихрей, достигается когда вихри движутся с равными скоростями и расположены на равных расстояниях, кратных длине излучаемой волны. Было показано, что из-за взаимодействия вихрей с общим полем излучения, такое когерентное состояние устанавливается автоматически. Считая вихревую решетку достаточно разреженной и представляя поле в контакте как сумму полей отдельных солитонов и поля плазменной волны $\varphi = \sum_n \varphi_{sol}^{(n)}(x, t) + F(x, t)$ была получена система связанных уравнений, описывающая движение центров масс солитонов z_n в поле возбуждаемых волн. Рассматривая в качестве невозмущенной вихревую решетку, несоизмеримую с излучаемой волной, для малых отклонений вихрей от исходного положения $z_n = d_0 n + vt + \xi_n$ можно записать систему линеаризованных уравнений

$$\ddot{\xi}_n + \gamma \xi_n + \frac{c_s^2}{d_0^2} (2\xi_n - \xi_{n-1} - \xi_{n+1}) = (1 - v^2)^{\frac{3}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} F(x, t) \partial_x \varphi_{sol}^{(n)}(x, t) dx, \quad (14)$$

$$\hat{D}\psi = (\alpha - \beta v^2) \xi_n \partial_x^3 \sum_n \varphi_{sol}^{(n)}(x, t), \quad (15)$$

$$F_{tt} + \gamma F_t - F_{xx} + F = -\alpha \psi_{xx} + \beta \psi_{tt}, \quad (16)$$

где $c_s = \frac{\sqrt{\pi} d_0}{2} (1 - v^2)^{\frac{3}{2}} \exp(-\frac{d_0}{2\sqrt{1-v^2}})$ есть скорость акустических волн в вихревой решетке, и получить уравнение, описывающее искажение дисперсии акустических волн вихревой цепочки из-за взаимодействия с полем излучения. Характерный вид дисперсионных кривых в окрестности точки черенковского синхронизма, показан на Рис.12 б). Взаимодействие акустических и электромагнитных волн ведет к появлению неустойчивости, выражающейся в нарастании волн плотности в несоизмеримой с полем излучения вихревой решетке и связанной с ней электромагнитной волны. Были определены инкременты этой неустойчивости как для взаимодействия с прямой $v \uparrow \uparrow v_g$, так и с обратной $v \uparrow \downarrow v_g$ волнами внешней электродинамической системы. Действуя аналогично, можно показать что соизмеримая вихревая цепочка устойчива.

Для оценки мощности черенковского генератора была рассмотрена задача о нелинейной стадии группировочной неустойчивости, в предположении, что

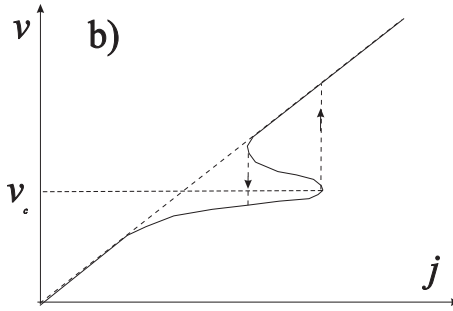


Рис. 11: Зависимость скорости вихревой цепочки от тока накачки, резонансная скорость v_c определяется соотношением $v_c = \omega(k_c)/k_c$

вихри взаимодействуют с одной квазимонохроматической волной. Такая ситуация имеет место, например, при черенковском излучении в кольцевой геометрии, когда спектр собственных волн дискретен из-за условия периодичности. Было изучено поведение вольтамперной кривой джозефсоновского перехода, она приобретает характерную резонансную особенность в окрестности резонансного напряжения $V = 2\pi(N/L)(\omega(k_c)/k_c)$, показанную на Рис.11. Была получена формула для мощности коллективного черенковского излучения, на основании которой сделаны оценки предельных характеристик черенковского генератора и показана его принципиально высокая эффективность.

3.2 Черенковское возбуждение волн плотности в цепочке вихрей, движущейся в неоднородном контакте [30]

Черенковское излучение может быть причиной возбуждения не только высокочастотных электромагнитных волн в джозефсоновском контакте но и приводить к возбуждению волн плотности в цепочке вихрей, движущихся под действием тока в контакте с неоднородностями. Происхождение этого эффекта легко понять, заметив, что если мы перейдем в систему отсчета, связанную с вихревой цепочкой, то движущиеся в этой системе неоднородности будут возбуждать акустические волны, с частотой и волновым числом, определяемым черенковским условием, выражающим равенство скорости источника и фазовой скорости волны. Рис.12 а) иллюстрирует возможность черенковского синхронизма, на нём показана дисперсионная зависимость акустических волн на вихревой цепочки $\omega^2 = (c_s/d_0)^2 \sin^2(kd_0/2)$, следующая из уравнения квазичастичного приближения 14. Для демонстрации этого эффекта была рассмотрена задача о движении цепочки вихрей в джозефсоновском переходе с периодически модулированной плотностью критического тока. Используя для

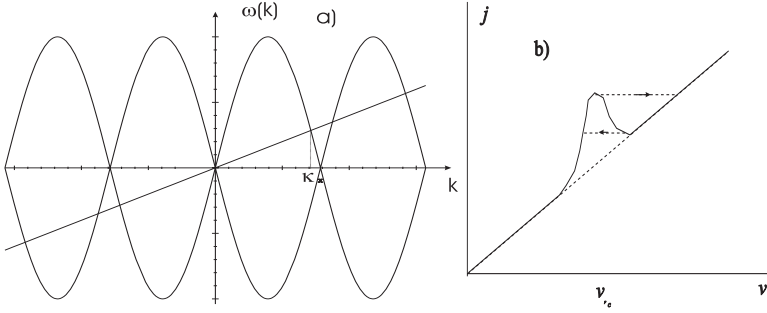


Рис. 12: а)-пересечение дисперсионной характеристики волн плотности вихревой цепочки $\omega(k)$ и прямой $\omega = kv$, где v - скорость цепочки, соответствует черенковскому синхронизму; б) - вид вольтамперной характеристики в окрестности резонансной скорости

описания динамики перехода уравнение синус Гордона

$$\partial_t^2 \varphi - \partial_x^2 \varphi + j_c(x) \sin \varphi = j - \gamma \partial_t \varphi, \quad j_c(x) = 1 + \mu \sin \kappa x \quad (17)$$

и применяя теорию возмущений, в предположении, что вихревая цепочка достаточно разрежена и глубина модуляции критического тока мала, было получено уравнение для малых отклонений центров масс вихрей ξ_n , описывающее возбуждение акустических волн в вихревой цепочке под действием сил $f(n, t)$, возникающих из-за неоднородностей. Это уравнение аналогично уравнению 14, с правой частью, имеющей вид

$$f(n, t) = (1 - v^2)^{\frac{3}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \mu \sin \kappa x \sin \varphi_{sol}^{(n)} \frac{\partial \varphi_{sol}^{(n)}}{\partial x} dx = -\kappa g(\kappa) \cos \kappa(nd_0 + vt),$$

где $g(\kappa) = 2\mu(1 - v^2)^2 \int e^{i\kappa\sqrt{1-v^2}x} \cosh^{-2} x dx$ - солитонный форм-фактор, определяющий связь акустической волны с неоднородностями. На основании этого уравнения было показано, что при движении вихревой цепочки со скоростью, удовлетворяющей черенковскому условию $\kappa v = \pm(c_s/d_0) \sin(\kappa d_0/2)$ происходит резонансное возбуждение акустической моды с длиной волны, совпадающей с пространственным периодом неоднородностей. Существование резонансной скорости приводит к появлению особенности на вольтамперной кривой из-за возрастания диссипации энергии в контакте при достижении цепочкой этой скорости. Структура особенности была проанализирована с помощью закона сохранения энергии и качественно показана на Рис.12 б).

Рассмотренный эффект черенковского возбуждения акустических волн в вихревой цепочке играет вредную роль с точки зрения использования длинного джозефсоновского контакта в качестве генератора электромагнитного

волн, так как приводит к фазовой модуляции и, тем самым, к уширению линии излучения.

3.3 Влияние тепловых флуктуаций на спектр излучения вихревого джозефсоновского генератора [53]

Вихревой джозефсоновский генератор (Flux-Flow Oscillator), перспективный прибор сверхпроводниковой электроники, представляет собой длинный джозефсоновский переход к которому приложено внешнее магнитное поле. Магнитное поле, проникая в контакт, формирует цепочку джозефсоновских вихрей, которые движутся под действием внешнего тока. Набегая на край перехода, соединенный с антенной или линией передач, вихри излучают электромагнитную волну, частота которой определяется скоростью вихрей и расстоянием между ними $f = v/a$. Из-за флуктуаций расстояний между вихрями и их скоростей излученный сигнал перестает быть строго периодическим и приобретает конечную ширину спектра, определение которого представляет важную задачу.

Теоретическая модель, описывающая влияние тепловых флуктуаций на движение вихрей в длинном джозефсоновском переходе, была основана на представлении джозефсоновской фазы Θ в виде суммы одиночных вихрей $\Theta = \sum \Theta_0(x - x_n(t))$, и последующем вычислении корреляционной функции $\langle V(t)V(t+\tau) \rangle$ напряжения $V(x=0, t) \approx (\hbar/2e) \sum \dot{\Theta}_0(-x_n(t))$ на конце джозефсоновского контакта. Необходимая для вычисления информация о статистике положений и скоростей вихрей была извлечена из линейаризованных уравнений для центров масс вихрей, аналогичных 14, полученных в предположении достаточно разреженной цепочки вихрей и малости флуктуаций.

Выполнение этой программы приводит к следующему выражению для формы спектра излучения

$$S(\omega) = \frac{v^2}{a} \left| V\left(\frac{\omega}{v}\right) \right|^2 \frac{1 - e^{-\frac{\omega^2 \sigma^2}{v^2}}}{\left(1 - e^{-\frac{\omega^2 \sigma^2}{2v^2}}\right)^2 + 4e^{-\frac{\omega^2 \sigma^2}{v^2}} \sin^2 \frac{a\omega}{2v}}, \quad (18)$$

где a, v -среднее расстояние между вихрями и их средняя скорость, $\sigma^2 = 4kT/m\omega_D^2$ -дисперсия межвихревого расстояния, определяемая температурой T , массой вихрей m и граничной частотой акустических волн ω_D , распространяющихся по вихревой решетке, $V(k) = (\hbar/2e) \int \Theta'_0(x) e^{ikx} dx$ -спектр распределения магнитного поля в одиночном вихре. Получившийся непрерывный спектр, показанный на Рис.13 представляет совокупность острых пиков, с максимумами на пролетных частотах $\omega_n = 2\pi v n/v$, имеющих приближенно лоренцеву форму

$$S(\omega_n + \delta\omega) \propto (\delta\omega^2 + \Delta\omega_n^2)^{-1}, \quad \Delta\omega = \frac{\omega_n^2}{2va} \sigma^2$$

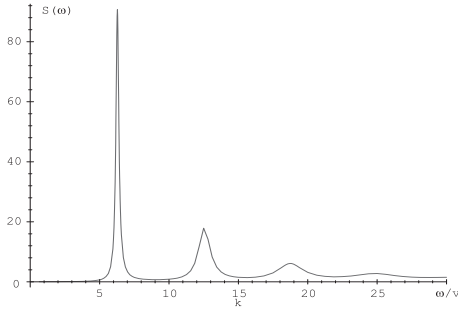


Рис. 13: Характерный спектр излучения вихревого джозефсоновского генератора в присутствии теплового шума, $\sigma = 0.1a$

с ширинами $\Delta\omega_n$, увеличивающимися с ростом n .

Полученный результат находится в хорошем соответствии с результатами экспериментальных измерений ширины спектра излучения, создаваемого длинными джозефсоновскими переходами. Развитая теория допускает обобщения на более сложные системы и позволяет, например, рассмотреть важный, с точки зрения приложений, вопрос о шумах вихревого джозефсоновского генератора, включенного в систему фазовой подстройки частоты.

3.4 Экспериментальное наблюдение излучения вихрей, движущихся в джозефсоновских линиях передач с дисперсией [39]-[46]

Для проверки концепции черенковского излучения, описанной в разделе 3.1, были предприняты экспериментальные исследования джозефсоновских структур, состоящих из длинного джозефсоновского контакта, связанного с пространственно-периодической линией. Исследовались образцы двух типов, схематически показанными на Рис.14 а),б). Структуры были изготовлены по $Nb - AlO - Nb$ технологии, размеры выбирались на основе расчетов спектров линейных волн, так, чтобы частоты, соответствующие точкам черенковского синхронизма между вихрями и собственными волнами системы

$$\omega(k) = v(k + 2\pi n/a), \quad (19)$$

лежали в полосе используемых приемников. На Рис.14 показана типичные дисперсионные кривые и точки, соответствующие выполнению условия 19. Излучение образцов типа а), (Рис.14) через *fin-line* антенну и волновод выводилось из криостата и измерялось внешним супергетеродинным приемником, перестраиваемым в полосе 80-120 ГГц. Излучение образцов типа б) регистрировалось сверхпроводниковыми SIS детекторами, расположенными на той же

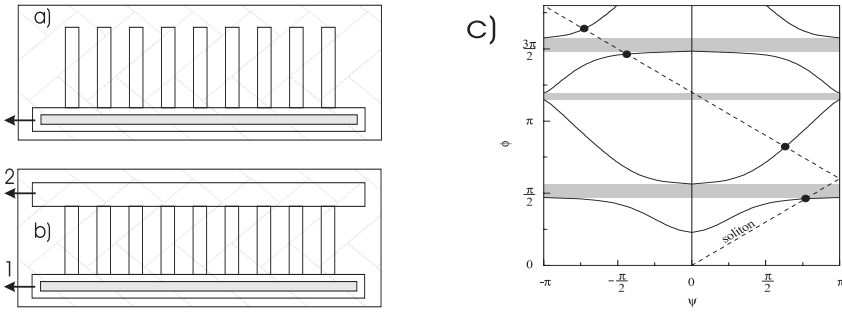


Рис. 14: а),б)-схематическое изображение тестируемых образцов, серым цветом показана область джозефсоновского контакта ; а)-джозефсоновский переход с боковыми резонаторами; б)-переход, соединенный шлейфами с дополнительной полосковой линией; в)-типичная дисперсия линейных волн длинного джозефсоновского контакта, встроенного в пространственно-периодическую линию, точки соответствуют выполнению черенковского синхронизма между вихрем и волной, $\phi \sim \omega$, $\psi = ka$, где a -период структуры

подложке и соединенными с образцом через полосковые согласующие устройства. Результаты проведенных экспериментов могут быть сформулированы

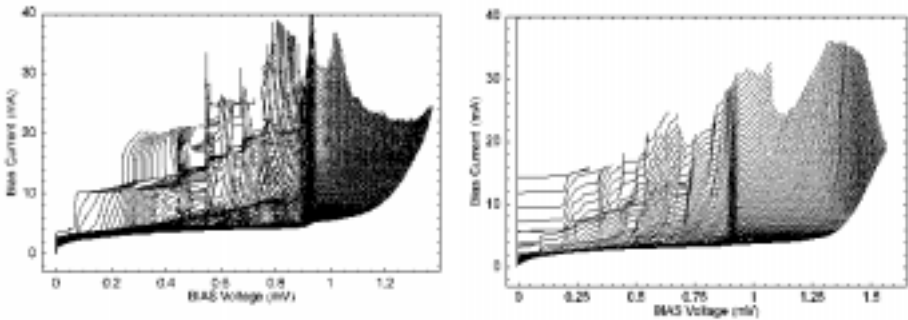


Рис. 15: Вольт-амперные кривые образцов при различных магнитных полях. (а)-гладкого джозефсоновского контакта, и, б)-образца, показанного на Рис.14 б). Можно увидеть существенное изменение спектра ступеней Фиске, свидетельствующее об изменении дисперсии собственных волн

следующим образом

- Обнаружено сильное влияние внешней электродинамической системы на структуру резонансов Фиске на вольт-амперных характеристиках

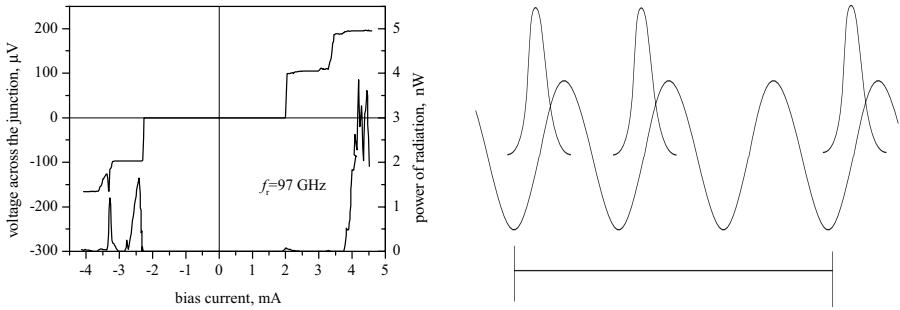


Рис. 16: а)-Зависимость постоянного напряжения и сигнала приемника в зависимости от тока смещения, измеренные на образце, показанном на Рис.14 а). Видно излучение прямой волны на удвоенной джозефсоновской частоте $\omega = 2\omega_J$ и излучение обратных волн на частотах $\omega = \omega_J$ и $\omega = (3/2)\omega_J$, джозефсоновская частота $\omega_J/2\pi = 49,5 \text{ GHz}$ ($V_J \approx 100 \mu\text{V}$). Рисунок б) демонстрирует расположение солитонов в поле излучения, соответствующее генерации волны с частотой $(3/2)\omega_J$, на три периода волны приходится два вихря

(Рис.15), свидетельствующее о существенной модификации условий взаимодействия вихрей с линейными модами контакта.

- В зависимости от величины внешнего магнитного поля и тока смещения в пространственно-периодических джозефсоновских линиях наблюдалась генерация на джозефсоновской частоте $\omega = \omega_J$, второй гармонике $2\omega_J$, а также на частотах $(3/2)\omega_J$ и $4/3\omega_J$.
- Направление максимального излучения может как совпадать, так и быть противоположным направлению движения вихрей. Рис.16 а) иллюстрирует излучение $2\omega_J$ идущее в прямом направлении, а также излучение на ω_J и $(3/2)\omega_J$ - в противоположном.

Последние два факта могут быть легко объяснены в рамках концепции черенковского излучения вихрей. Излучение в сторону, противоположную движению вихрей объясняется черенковским возбуждением обратных волн, а излучение на частотах $(3/2)\omega_J$ и $4/3\omega_J$ свидетельствует о существовании эффектов соизмеримости между черенковски возбужденной волной и цепочкой вихрей, например при излучении частоты $(3/2)\omega_J$ на три пространственных периода волны приходится два солитона, как показано на Рис.16 б).

4 Излучение электромагнитных волн вихрями в двумерных джозефсоновских структурах

Условия черенковского синхронизма между вихрями и линейными волнами, выражающееся равенством скорости вихря и фазовой скорости линейных волн, не выполняются в гладких длинных джозефсоновских контактах, описываемых одномерным уравнением синус-Гордона, и поэтому, для того чтобы сделать черенковское излучение вихрей возможным, необходима модификация дисперсионных свойств контакта. В предыдущем разделе для этого было предложено использовать какую либо внешнюю диспергирующую, например, пространственно-периодическую систему.

В работах, обзор которых приводится в данном разделе, были рассмотрены идеологически более простые джозефсоновские системы, описываемые простым двумерным уравнением синус-Гордона. Было показано, что черенковское излучение вихрей в двумерном джозефсоновском контакте возможно без каких либо внешних электродинамических систем. Физическая причина возможности черенковского излучения линейных волн вихрями связана с существованием "геометрической" дисперсии, существующей из-за возможной в двумерной системе зависимости полей от поперечной к направлению движения вихрей координаты.

В разделе 4.1 рассмотрена динамика вихрей и процессы черенковского излучения в длинном джозефсоновском контакте, имеющим латеральную пассивную область. Разделы 4.2 и 4.3 посвящены теоретическому и экспериментальному исследованию процессов черенковского излучения вихрями, движущимися в кольцевом джозефсоновском переходе. Простая кольцевая геометрия перехода, из-за отсутствия каких либо резонансов, кроме черенковского, позволила провести детальное сопоставление разработанной теории и результатов экспериментальных измерений.

В разделе 4.4 рассматривается динамика вихрей в многослойных джозефсоновских структурах, встроенных во внешнюю полосковую линию, и показывается возможность синфазной синхронизации движения вихрей в разных слоях и получения когерентного коллективного излучения. Эта задача является естественным обобщением задачи, рассмотренной в 4.1.

4.1 Черенковское излучение джозефсоновских вихрей в переходе с латеральной пассивной областью

[37],[38]

Одним из простейших примеров двумерной джозефсоновской системы, в которой возможно черенковское излучение волн движущимися вихрями, является длинный джозефсоновский контакт с латеральной пассивной областью,

изображенный на Рис.17 а). Такая система может быть легко изготовлена и, в то же время, допускает достаточно полное теоретическое описание. Влияние пассивной, неджозефсоновской области на динамику джозефсоновского перехода обусловлено зависимостью распределения тока через переход от распределения поля в пассивной области, а причиной дисперсии в такой системе является её двумерность, выражающаяся в зависимости полей от поперечной координаты y . Была развита теория черенковского излучения вихрей, базирующаяся на двумерном уравнении Синус-Гордона

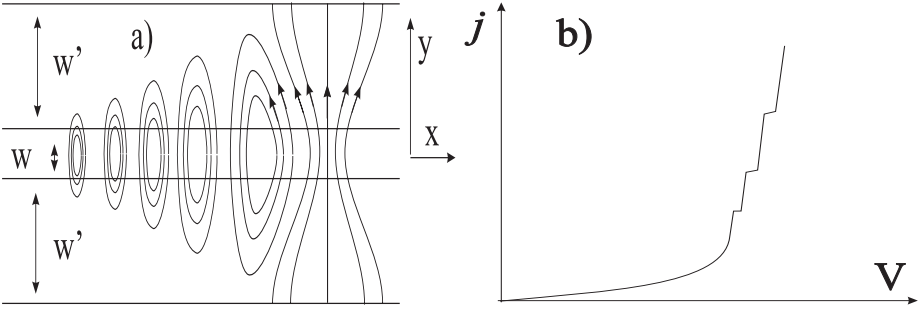


Рис. 17: а) -Вид сверху на длинный джозефсоновский контакт с латеральной пассивной линией. Изображены магнитные силовые линии вихря и поля черенковского излучения; б)-типичная вольтамперная кривая кольцевого джозефсоновского перехода, демонстрирующая наличие черенковских ступеней

$$(\Phi_0/2\pi)\{C(y)\partial_t^2 + R^{-1}(y)\partial_t - \text{div}L^{-1}(y)\nabla\}\varphi + j_c(y)\sin\varphi = 0, \quad (20)$$

для фазовой переменной $\varphi(x, y, t)$, связанной с напряжением джозефсоновским соотношением $\hbar\partial_t\varphi = 2eV$, с кусочно-постоянными поверхностными емкостью, сопротивлением и индуктивностью $C(y), R(y), L(y)$, и плотностью критической тока $j_c(y)$, равного нулю в пассивной области. Для случая узкого, по сравнению с джозефсоновской длиной, контакта, двумерное уравнение 20, было сведено к одномерному интегро-дифференциальному уравнению, нелокальному во времени и пространстве, $\hat{L}\varphi + \sin\varphi = -\hat{G}\varphi + j_{ext}$, где $\hat{L} = \partial_t^2 + \gamma\partial_t - \partial_x^2$ - волновой оператор джозефсоновского контакта, \hat{G} -оператор импеданса внешней системы, определяемый своим Фурье представлением как

$$G(\omega, k) = \alpha\kappa \tanh \kappa w', \quad \kappa = \sqrt{k^2 - \omega(\omega + i\Gamma)/v^2}. \quad (21)$$

Здесь γ, Γ, v -коэффициенты затухания и скорости в джозефсоновской и пассивной областях соответственно, $\alpha = L_{jos}/L_{pas}$ -коэффициент связи, определяемый отношением индуктивностей. Основываясь на выведенном уравнении было проведено исследование дисперсии линейных волн в системе, и показано, что при превышении вихрем некоторой критической скорости возможно

выполнения условия черенковского синхронизма с низшей модой рассматриваемого волновода. Поперечное распределение поля в этой моде прижато к джозефсоновской области $-w/2 < y < w/2$ и имеет вид неоднородной плоской волны,

$$\psi(x, y, t) = e^{-i\omega t + ikx} \cosh \varkappa(y - w').$$

Её дисперсия связана с зависимостью поперечной структуры от частоты и продольного волнового числа.

Был разработан эффективный численный метод решения интегрального уравнения, основанный на разложении ядра $D(\omega, k) = L + G \approx D(0, k) + \omega \partial_\omega D + \omega^2 \partial_\omega^2 D/2 + \dots$ и сведении нелокального уравнения к системе дифференциальных по времени интегральных уравнений. С помощью этого метода было проведено прямое численное моделирование динамики системы для периодических граничных условий, изучена структура вихрей и показано наличие черенковского излучения. На Рис.17 изображены силовые линии магнитного поля одиночного вихря и сопровождающего поля излучения, зависимость же магнитного поля в самом джозефсоновском переходе соответствует Рис.10. Были рассчитаны вольт-амперные кривые джозефсоновских и обнаружено существование характерных черенковских ступеней, напряжения которых прекрасно соответствуют черенковскому условию $2eV = 2\pi\hbar\omega(k_m)/(k_m l)$, где l - длина системы.

4.2 Динамика вихрей и черенковское излучение в кольцевых джозефсоновских контактах конечной ширины

[47], [48], [49]

Данный раздел посвящен исследованию черенковского излучения вихрями, движущимися в кольцевом джозефсоновском контакте конечной ширины, схематически показанном на Рис.18. Простые эвристические соображения, наводящие на мысль о возможности черенковского излучения в данной системе могут быть сформулированы следующим образом. Линейная скорость стационарно вращающейся, под действием внешнего тока, вихревой нити линейно зависит от радиуса $v = \omega r$, поэтому, когда при некоторой частоте вращения внешняя часть вихря превысит скорость волн Свихарта, внутренняя часть все еще будет двигаться со "досветовой" скоростью. Сверхсветовое движение внешней части, естественно будет сопровождаться черенковским излучением, в то время как, внутренняя "досветовая" часть обеспечит устойчивость всей структуры в целом. Поле излучения должно иметь структуру мод шепчущей галереи, прижатых к внешности кольца.

Эти общие соображения были подтверждены прямым численным моделированием динамики вихрей в кольцевом джозефсоновском на основе двумер-

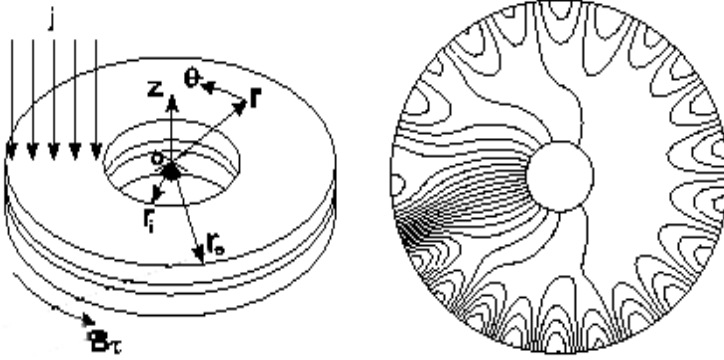


Рис. 18: а)-внешний вид кольцевого джозефсоновского контакта; б)-картина силовых линий магнитного поля, полученная численным интегрированием двумерного уравнения)

ного уравнения Синус-Гордона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \Theta^2} + \sin(\varphi + n\Theta) = j, \quad (22)$$

где фаза φ удовлетворяет периодическим граничным условиям по угловой координате Θ , n -число вихрей, захваченных в переходе и условию $\varphi = 0$ на внутреннем и внешнем радиусах $r = r_i, r_e$. Было продемонстрировано, что существует диапазон токов, при котором наблюдается "сверхсветовое" движение внешней части вихря, сопровождаемое излучением мод шепчущей галереи. Рис.18 б) иллюстрирует распределение магнитного поля, соответствующее этому режиму.

Структура поля излучения была найдена аналитически, в предположении его малости. Отыскивая решение уравнения 22 в виде суммы $\varphi = \varphi_s + \psi - g$, где

$$\varphi_s = 4 \tan^{-1} \exp \left[\frac{r(\Theta - \Theta_s(r, t))}{\sqrt{1 + [(\partial_r \Theta_s) r]^2 - [(\partial_t \Theta_s) r]^2}} \right], \quad (23)$$

есть поле солитона, Θ_s -функция, описывающая форму вихревой нити, $\psi \ll 1$ малая поправка, описывающая изменение поля солитона и поле излучения, и выбирая функцию g так, чтобы граничные условия для поля излучения имели прежний вид $\partial_r \psi|_{r_{e,i}} = 0$, было получено линейное уравнение для ψ с источником, стационарно движущимся по угловой координате. Это уравнение было решено путем разложения поля по собственным модам в приближении малости длины волны излучения по сравнению с масштабом вихря, когда собственные моды выражаются через функции Бесселя $\Psi_{k,s} =$

$[J_k(\lambda_{k,s}) + \beta_{k,s}Y_k(\lambda_{k,s})]e^{ik\Theta}$, где $\lambda_{k,s}$ - собственное число, k, s -угловой и радиальный индекс. Была найдена дисперсия собственных волн для больших угловых волновых чисел и определены условия их черенковского возбуждения вихревой нитью, движущейся с угловой скоростью ω . Для достаточно широких контактов это условие имеет вид

$$\omega = (kr_e)^{-1}(k + \alpha_s k^{1/3}),$$

где α_s -число порядка 1, зависящее от радиального индекса. Было получено явное аналитическое выражение для структуры поля излучения

$$\psi_{rad} = U_{k_r,0}J_{k_r}(\lambda_{k_r,0}) \exp(ik_r(\Theta - \omega t) + \frac{\gamma(\Theta - \omega t)}{2(\omega_v - \omega_g)}), \quad (24)$$

имеющее вид моды шепчущей галереи. Здесь k_r -угловой индекс резонансной моды, $\omega_g = \partial_k \lambda_{k,0}$ - её групповая угловая скорость, $U_{k_r,0}$ -коэффициент возбуждения, определяемый формой вихря. Было проведено сравнение полученного аналитического выражения для структуры поля излучения с результатами численного моделирования и найдено их прекрасное соответствие.

Из-за того, что спектр собственных мод кольцевой структуры дискретен, на вольт-амперной кривой контакта могут наблюдаться резонансные черенковские ступени при напряжениях, соответствующих резонансной угловой скорости движения вихря $\omega = \lambda_{k,s}/k$. Для того, чтобы эти ступени могли быть наблюдаемы, необходимо чтобы расстояния между соседними ступенями $\Delta\omega = (\Delta k/k)(\partial_k \lambda_k - k^{-1}\lambda)$, соответствующими резонансам с соседними модами, превосходили их естественную ширину $\delta\omega \approx \gamma$, связанную с конечным затуханием. Это приводит к условию $\Delta\lambda_s = (2/3r_e)\alpha_s k^{-5/3} \gtrsim \gamma$, выполняющемуся тем легче, чем меньше размер системы.

В заключение раздела следует заметить, что черенковское излучение вихрей должно иметь место также и в радиально неоднородных кольцевых структурах, например в узком кольцевом джозефсоновском переходе с наружной кольцевой пассивной областью конечной ширины. Существование черенковского излучения в этой системе будет связано не только с радиальной неоднородностью параметров перехода, но и с геометрической дисперсией, обусловленной кривизной пассивной области.

4.3 Экспериментальные исследования черенковского излучения вихрей в кольцевых джозефсоновских контактах [50], [51],[52]

Для экспериментальной проверки существования черенковского излучения в кольцевых джозефсоновских переходах были предприняты измерения вольт-амперных кривых джозефсоновских структур, внешний вид которых показан

на Рис.19 а). Они были изготовлены по $Nb - AlO - Nb$ технологии и представляли собой кольцевые контакты, встроенные в сверхпроводящий полосок для обеспечения достаточно равномерного распределения тока смещения по поверхности джозефсоновского перехода. Измерения проводились на контактах

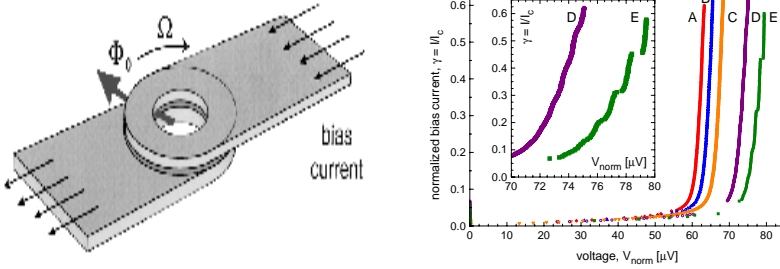


Рис. 19: а)-Геометрия кольцевого джозефсоновского перехода. Стрелкой показан вихрь, захваченный в контакте; б)- Экспериментально измеренные вольт-амперные кривые кольцевых переходов различной ширины. Ширина увеличивается от А к Е. Для широких переходов появляются черенковские ступени.

различной ширины $w = r_e - r_i = \{3, 5, 8, 15, 20\} \mu m$ с фиксированным внешним радиусом $r_e = 50 \mu m$. Все контакты изготавливались по идентичной технологии и имели одинаковые характерные джозефсоновские длины $\lambda_J \approx 30 \mu m$ и плазменные частоты $\omega_p/2\pi \approx 50 GHz$. Измеренные вольт-амперные кривые переходов с одним захваченным вихрем, показанные на Рис.19 б), демонстрируют появление тонкой структуры ступеней по мере увеличения ширины контактов. Эти ступени были интерпретированы как проявление черенковского возбуждения мод шепчущей галереи движущимся в контакте вихрями. Было проведено прямое численное моделирование двумерного уравнения синус-Гордона, учитывающего высокочастотные потери в электродах

$$[\partial_t^2 + \gamma \partial_t - \Delta - \beta \Delta \partial_t] \varphi + \sin \varphi = j,$$

с параметрами, соответствующими экспериментальным и получено прекрасное количественное соответствие вычисленных и измеренных вольт-амперных кривых. Результаты моделирования показаны на Рис.20. Детальное соответствие экспериментальных и теоретических кривых позволило идентифицировать каждую черенковскую ступеньку с соответствующей модой шепчущей галереи, картины силовых линий которых показаны на Рис.20. Черенковская природа экспериментально наблюдаемых ступеней была также подтверждена путем сопоставления теории и экспериментов, выполненных при различных температурах, магнитных полях и разным числе захваченных вихрей.

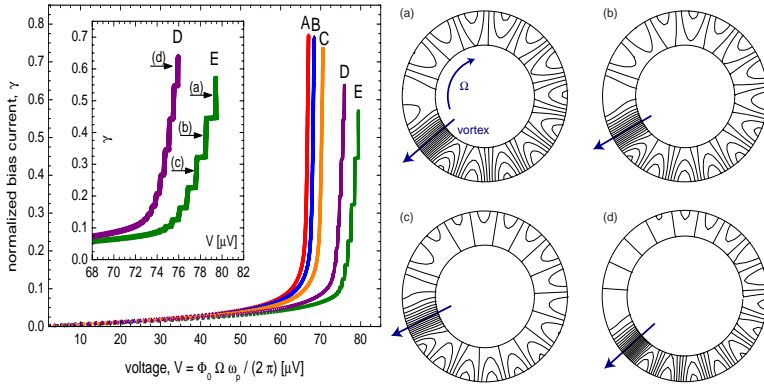


Рис. 20: а)-Вольт-амперные кривые, полученные численным моделированием. Стрелками показаны значения внешнего тока, для которых построены соответствующие картины силовых линий магнитного поля- б)

Таким образом, можно заключить, что наблюдаемые ступени однозначно свидетельствуют о существовании черенковского излучения мод шепчущей галереи в кольцевых джозефсоновских переходах.

4.4 Сверхизлучение в джозефсоновских сверхрешетках, встроенных во внешнюю волноведущую систему

[54], [55],[45]

Данный раздел посвящен исследованию движения вихрей и процессов излучения электромагнитных волн в искусственных многослойных джозефсоновских структурах и слоистых высокотемпературных сверхпроводниках с внутренним эффектом Джозефсона, встроенных во внешнюю волноведущую систему, обеспечивающую глобальную связь джозефсоновских переходов, см. Рис.21. Мы видели в предыдущих разделах, что внешняя электродинамическая система оказывает сильное влияние на динамику одиночного длинного контакта из-за изменения дисперсии линейных волн, и, поэтому, естественно ожидать влияния внешнего окружения на динамику более сложной системы из-за взаимодействия вихрей во всех слоях с волной внешнего волновода. Было показано, что динамика вихрей и устойчивость различных вихревых конфигураций существенно зависит от его дисперсионных свойств. В случае, если внешняя система представляет полосковую линию и переносит замедленную, по сравнению со скоростью Свихарта, волну, полностью когерентное, синфазное во всех слоях, движение вихрей является устойчивым в некотором диапазоне внешних токов и спонтанно устанавливается при увеличении тока. В этом

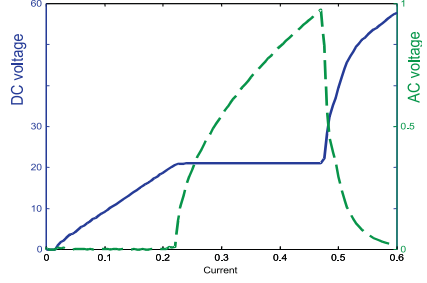
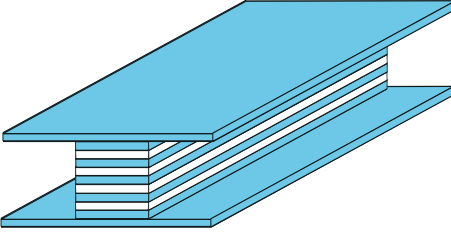


Рис. 21: а)-Внешний вид джозефсоновской сверхрешетки, встроенной в полосковую линию; б)-Вольт-амперная кривая и амплитуда переменного напряжения, при токе превышающем 0.21 возникает сверхизлучение

режиме, названном нами сверхизлучением, все контакты синфазны и излучают когерентно, так что интенсивность излучения в несогласованную нагрузку пропорциональна N^2 , где N -число контактов в сверхрешетке.

В пренебрежении внутренними связями контактов в сверхрешетке динамика системы была описана уравнениями

$$\hat{L}\varphi_i + \sin \varphi_i = -\hat{G} \sum_i \varphi_i + j_{ext}, \quad (25)$$

где, как и в разделе 4.1, $\hat{L} = \partial_t^2 + \gamma\partial_t - \partial_x^2$, а оператор импеданса внешней системы \hat{G} был выбран в виде $\hat{G} = \alpha(v^{-2}\partial_t^2 - \partial_x^2)$, соответствующем узкой полосковой линии без дисперсии, v -безразмерная скорость волн во внешней системе. В линейном приближении для случая сильных магнитных полей была исследована устойчивость полностью синфазного решения $\varphi_i = \varphi_0$ по отношению к развитию симметричных и антисимметричных возмущений и найдены условия устойчивости. Спонтанное установление режима сверхизлучения было продемонстрировано путем численного моделирования. На Рис.21 б) показаны зависимости нулевой и первой гармоник напряжения от внешнего тока, демонстрирующие высокую эффективность излучения.

Заключение

В заключение приведем основные результаты диссертационной работы, являющимися одновременно и положениями, выносимыми на защиту:

1. Построена теория, описывающая коллективную динамику двумерных регулярных джозефсоновских решеток с малой индуктивностью, подвергаемых действию внешнего электромагнитного излучения во внешнем

перпендикулярном магнитном поле. Показано, что в решетках контактов с большой собственной емкостью возможно наблюдение целого или дробного гигантского обратного эффекта Джозефсона, заключающегося в появлении макроскопического, пропорционального размеру системы, квантованного напряжения на решетке в отсутствие постоянного тока. Обнаружена множественность резистивных состояний джозефсоновских решеток в микроволновом поле, соответствующая различным возможным режимам движения вихревой сверхрешетки.

2. Предсказан эффект электромагнитного эха в системе слабосвязанных джозефсоновских осцилляторов, проявляющийся в возникновении запаздывающего отклика на двухимпульсное воздействие. Джозефсоновское эхо аналогично фотонному эху в газе двухуровневых молекул с неоднородным уширением линии.
3. Изучены структура и взаимодействие вихрей Абрикосова в модели Гинзбурга Ландау с дополнительным скалярным параметром порядка, описывающим возможное дополнительное упорядочение типа волны зарядовой или спиновой плотности в высокотемпературных сверхпроводниках. Показана возможность притяжения вихрей и образования связанных состояний - вихревых молекул из-за взаимодействия через поле дополнительного параметра порядка. Исследована структура вихревой решетки в окрестности верхнего критического поля и характер фазового перехода в нормальное состояние. Показано, что даже в отсутствии пиннинга, кривые намагниченности приобретают гистерезис из-за возникновения дополнительного упорядочения в корах вихрей.
4. Путем численного моделирования нестационарного двумерного уравнения Гинзбурга изучено резистивное состояние в мезоскопических сверхпроводящих мостиках с размерами $\xi \ll w \ll \lambda$. Установлено, что в зависимости от величины магнитного поля и нормальной проводимости образца динамика определяется либо медленным движением вихрей Абрикосова, либо движением кинематических вихрей, в пределе нулевого магнитного поля переходящих в линии проскальзывания фазы. Проведена классификация возможных динамических и стохастических режимов, изучены фазовые переходы между ними. Обнаружен эффект нарушения симметрии резистивного состояния, приводящий к появлению поперечного напряжения с квадрупольной структурой.
5. Построена теория черенковского излучения электромагнитных волн вихрями, движущихся в джозефсоновских линиях передач с дисперсией. Определены условия возникновения и параметры излучения, изучено обратное влияние излучения на динамику вихрей. Показано, что взаимодействие вихрей с полем излучения приводит к их группировке в тормозящей фазе волны, обеспечивая когерентность вклада большого

количества солитонов в излучение. Предложен новый тип джозефсоновского генератора микроволнового излучения, использующий эффект черенковского излучения движущихся вихрей и построена его теория.

6. Созданы экспериментальные образцы черенковских генераторов на основе длинных джозефсоновских контактов и пространственно периодических полосковых линий. Экспериментально доказан резонансный характер возбуждения прямой и обратной волн на первой и второй гармониках джозефсоновской частоты.
7. В рамках модели разреженной вихревой цепочки проведено теоретическое исследование шумовых характеристик джозефсоновского генератора, основанного на движении вихрей в длинном джозефсоновском контакте. Показано, что линия излучения имеет лоренцеву форму. Получены выражения, определяющие зависимость ширины линии излучения от тока смещения и внешнего магнитного поля.
8. Теоретически предсказано и экспериментально обнаружено черенковское излучение электромагнитных мод шепчущей галереи двумерными вихрями, движущимися в кольцевых джозефсоновских переходах конечной ширины.
9. Теоретически и с помощью компьютерного моделирования исследована динамика вихрей в джозефсоновских сверхрешетках, встроенных во внешнюю волноведущую систему. Теоретически показана существование устойчивого, полностью когерентного синфазного движения вихрей в структуре, встроенной в полосковую линию с замедленной, по сравнению со скоростью Свихарта волной. Показано, что синфазный режим спонтанно устанавливается при увеличении тока смещения выше некоторого критического значения и сопровождается когерентным спонтанным излучением с интенсивностью пропорциональной квадрату числа джозефсоновских переходов.

Проведенные исследования были поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 93-02-14718, 95-02-04994, 97-02-16928, 99-02-16188, 00-02-16528), Межотраслевыми научно-техническими программами "Физика микроволн" (проект 4.7) и "Актуальные направления физики конденсированных сред", "Сверхпроводимость", проекты (N95042, N99033), программами РАН "Нелинейная динамика" и "Квантовая макрофизика", а также, частично, проектами INTAS-94-1783, INTAS-N98-1712 и проектом Министерства науки и технологии Германии, BMBF, 13N6945/3.

Список работ по теме диссертации

- [1] V.V. Kurin, D.A. Ryndyk, Coherent Microwave -Induced Effects in the Josephson Array, *Physica C*, **205**, nos.1.2, p.85-90, (1993)
- [2] V. V. Kurin, D. A. Ryndyk, and V. I. Vostokov. Microwave induced effects in 2D arrays of low- T_c Josephson junctions and high- T_c weak links. In *Proceedings of the 5-th German-CIS Bilateral Seminar on HTSC*, pages 66–67. Kloster Banz, Germany, (1992).
- [3] V.V. Kurin, V.A. Markelov, A.A. Andronov, S.I. Borovitsky, V.D. Gelikonova, A.M. Klushin et al., Fractional Shapiro Steps in Voltage-Current Characteristics of Small Josephson Array Built in Strip Line, Abstracts of European Conference on Applied Superconductivity, (october 1993, Gettingen, Germany), p.213, 1993
- [4] V. Kurin, V.A. Markelov, A.A. Andronov, S.I. Borovitsky, V.D. Gelikonova, A.M. Klushin et al., Fractional Shapiro Steps in Voltage-Current Characteristics of Small Josephson Array Built in Strip Line, *Applied Superconductivity*, DGM Informationsgesellschaft, Ed. H.C.Freyhardt, vol. 2, p.p. 1249-1251, 1993
- [5] A.M. Klushin, V.V. Kurin, D.A. Ryndyk, Multivaluety of critical current in Josephson arrays, XXX workshop on low temperature physics, Abstracts, pp.75-76, Joint Institute for Nuclear Research Press, Dubna, 1994
- [6] V.V. Kurin, D.A. Ryndyk, Uncertainty of critical current in active Josephson glass, 4 International conference "Materials and Mechanisms of Superconductivity - High Temperature Superconductors", Abstracts and Programm, M2S-HTSC IV, Grenoble, France, p.101, 1994
- [7] V.V. Kurin, D.A. Ryndyk, V.I. Vostokov, Configuration transitions in Josephson junction arrays, 4 International conference "Materials and Mechanisms of Superconductivity - High Temperature Superconductors", Abstracts and Programm, M2S-HTSC IV, Grenoble, France, p.101, 1994
- [8] V.V. Kurin, A.V. Yulin, The echo effect in a Josephson junction array J. *Phys.: Condens. Matter*, **7**, p. 9833, 1995
- [9] A.A. Andronov, V.V. Kurin, M.Yu. Levichev, D.A. Ryndyk, V.I. Vostokov, Fluxoid Logic Based on Frustrated Josephson Arrays, *Proceedings of International Conference on Superconducting Electronics*, (august 1993, Boulder USA), pp. 60-61, 1993
- [10] A.A. Andronov, V.V. Kurin, M.Yu. Levichev, D.A. Ryndyk, V.I. Vostokov, Superconducting Fluxoid Logic, Abstracts of European Conference on Applied Superconductivity, (october 1993, Gettingen, Germany), p.292, 1993

- [11] V. Kurin, A.A. Andronov, M.Yu. Levichev, D.A. Ryndyk, V.I. Vostokov, Superconducting Fluxoid Logic, Applied Superconductivity, DGM Informationsgesellschaft, Ed. H.C.Freyhardt, p.p. 1469-1472, 1993
- [12] A.A. Andronov, V.V. Kurin, M.Yu. Levichev, D.A. Ryndyk, V.I. Vostokov, Fluxoid Logic Based on Frustrated Josephson Arrays, Abstracts of 4th German-Russian-Ukrainian Seminar on High-temperature Superconductivity, (september 1993, Dubna, Russia), p.93, 1993
- [13] V.V. Kurin, A.I. Panfilov, New Approach to Josephson Oscillator: Josephson Maser, Proceedings of International Conference on Superconducting Electronics, (august 1993, Boulder USA), pp. 355-356, 1993
- [14] V.V. Kurin, A.I. Panfilov, A.V. Yulin, Coherent Radiation of Nonsynchronized Josephson Junctions, Abstracts of European Conference on Applied Superconductivity, (october 1993, Gettingen, Germany), p.184, 1993
- [15] V.V. Kurin, A.I. Panfilov, A.V. Yulin, Coherent Radiation of Nonsynchronized Josephson Junctions, Applied Superconductivity, DGM Informationsgesellschaft, Ed. H.C.Freyhardt, vol. 2, p.p. 1143-1146, 1993
- [16] V.V. Kurin, V.A. Markelov, M.Yu. Levichev, V.D. Gelikonova, P.A. Shisharin, A.M. Klushin et al., Microwave radiation from Josephson junctions built in micro-strip line, 1994 Applied Superconductivity Conference, Abstracts, ASC'94, Boston, USA, p.55,1994
- [17] V.V. Kurin, V.A. Markelov, M.Yu. Levichev, V.D. Gelikonova, P.A. Shisharin, A.M. Klushin et al., Microwave radiation from Josephson junctions built in micro-strip line, IEEE Trans. on Applied Superconductivity, v.5, n.2, p.2896, 1995
- [18] V.V. Kurin, A.I. Panfilov, Flux lines and lattices in superconductors with additional ordering, Physica C, v.224, pp.277-285, 1994
- [19] V.V. Kurin, Attraction of vortices in superconductors with additional ordering, Physics Letters A, **151**, n.9, 562-566, 1990
- [20] В.В. Курин, Неустойчивость вихревой решетки в сверхпроводниках со сложным параметром порядка, В кн.Тезисы док. XXVI Всесоюз.сов. по физике низких температур, Донецк 1990.-С.250., 1990
- [21] V.V. Kurin, Instability of Vortex Lattice in Superconductors with Multy-component order Parameter, Abstracts of 10th General Conf.of the Condensed Matter division of the EPS 9-12 Apr.1990.Lisbon (Portugal).- p.14., 1990

- [22] Андронов А.А., Нефедов И.М., В.В. Курин, Шерешевский И.А. Численное исследование уравнения Гинзбурга-Ландау для квазидномерных сверхпроводников, Препринт ИПФ РАН, п.329, 1992.
- [23] A.A. Andronov, V.V. Kurin, I.M. Nefedov, I.A. Shereshevsky, Synchronization of Phase Slip Centers by Microwave Radiation Proceeding of the Bilateral Soviet-German Seminar on High Temp.Superc., St.Peter.,October, p.340-348, 1991.
- [24] A. Andronov, I. Gordion, V. Kurin, I. Nefedov, I. Shereshevsky, Simulation of Resistive State and Josephson-Like Effects in Nano-Scale High-Tc Film Bridges, Abstracts of European Conference on Applied Superconductivity, (october 1993, Gettingen, Germany), p.193, 1993
- [25] A. Andronov, I. Gordion, V. Kurin, I. Nefedov, I. Shereshevsky Simulation of Resistive State and Josephson-Like Effects on in Nano-Scale High-Tc Film Bridges, Applied Superconductivity, DGM Informationsgesellschaft, Ed. H.C.Freyhardt, vol. 2, p.p. 1171-1174 ,1993
- [26] А.А. Андронов, В.В. Курин, The Processes in Superconducting Superlattice, SPIE's International Conference on Physics: Concepts of Material for Novel Optoelectronic Device Applications, Aachen, FRG, October, 28-Nov.22, Proceedings, p. 168, 1990
- [27] A. Andronov, I. Gordion, V. Kurin, I. Nefedov, I. Shereshevsky, Kinematic vortices in superconductors, Physica C **213**, 193, 1993
- [28] Simulation of Vortex Dynamics in Superconducting Bridges, Proceedings of X Trilateral German-Russian-Ukrainian Seminar on High Temperature Superconductivity, Nizhny Novgorod, Russia, 11-15 September, 1997, p. 107, (1997)
- [29] П.П. Вышеславцев, В.В. Курин, И.М. Нефедов, И.А. Шерешевский, А.А. Андронов, Моделирование резистивного состояния сверхпроводящих пленок в магнитном поле на основе нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау, Изв. ВУЗов "Радиофизика", т. XL, N 1-2, с. 213-231, (1997)
- [30] В.В. Курин, А.В. Юлин, Возбуждение волн деформации в цепочке флаксонов, движущейся в неоднородном длинном джозефсоновском переходе, Изв. ВУЗов, "Радиофизика", т.36, п.8, стр. 805-807, 1993
- [31] V.V. Kurin, A.V. Yulin, Maser effect in long Josephson junction, 1994 Applied Superconductivity Conference, Abstracts, ASC'94, Boston, USA, p.66, 1994

- [32] V.V. Kurin, A.V. Yulin, Stimulated emission of microwave radiation by long Josephson junction: Josephson maser, *Physica C*, v.235-240, pp. 3331-3332, 1994
- [33] V.V. Kurin, A.V. Yulin, Stimulated emission of microwave radiation by solitons in long Josephson junction, *Dynamic and stochastic wave phenomena*, Abstracts of the Second International Scientific School-Seminar, Nizhny Novgorod University Press, Nizhny Novgorod, p.83, 1994
- [34] В.В. Курин, А.В. Юлин, Стимулированное излучение электромагнитных волн джозефсоновскими вихрями, *Изв. ВУЗ, "Радиофизика"*, т.38, п.3-4, стр. 287-291, 1995
- [35] В.В. Курин, А.В. Юлин, Д.А. Рындык, М.Ю. Левичев, Р.К. Белов, В.А. Маркелов, Теоретическое и экспериментальное исследование взаимодействия микроволн со сверхпроводящими микроструктурами, в кн. "Физика микроволн", с. 324-330, изд-во Института прикладной физики, Нижний Новгород (1996)
- [36] V.V. Kurin, A.V. Yulin, Radiation of Linear Waves by Solitons in a Josephson Transmission Line with Dispersion, *Phys.Rev. B*, 55, 9, 11659, 1997
- [37] J-G Caputo, N. Flytzanis, V. Kurin, N. Lazarides, E. Vavalis, Effective sine-Gordon model for static properties of narrow window junctions, *J. Appl. Phys.* v.85, 7291 (1999)
- [38] Flytzanis, N. Lazarides, A. Chiginev, V. Kurin, J-G. Caputo, Dynamics of fluxons in narrow window junctions, *J. Appl. Phys.*, v.88, 4201 (2000)
- [39] V. Kurin, A. Yulin, E. Goldobin, A. Klushin, H. Kolstedt, M. Levichev, and N. Thyssen, Experimental investigation of Cherenkov Flux-Flow Oscillators, *IEEE transaction on Applied Superconductivity*, 9, 2, 3733, 1999
- [40] A.V. Baryshev, A.V. Yulin, V.V. Kurin, V.P. Koshelets, S.V. Shitov, A.V. Shchukin, P.N. Dmitriev, and L.V. Fillipenko, Design and Fabrication of Cherenkov Flux-Flow Oscillator, *IEEE transaction on Applied Superconductivity*, 9, 2, 3737, 1999
- [41] V.V. Kurin, M.Yu. Levitchev, Cherenkov radiation of Josephson vortices and Cherenkov Josephson Microwave oscillators for submm range, *Proceedings of BMBF conference "Superconductivity and Low Temperature Technique 2000"*, Garmish-Partenkirchen, Germany, p.298, 2000
- [42] A.M. Baryshev, A.V. Yulin, V.V. Kurin, V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, L.V. Filippenko, "Forward and Backward Wave in Cherenkov Flux-Flow Oscillators", *Extended Abstracts of ISEC'99*, Berkeley, CA, USA, June, pp. 418-420, (1999).

- [43] A.M. Baryshev, A.V. Yulin, V.V. Kurin, V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, L.V. Filippenko, "Forward and Backward Waves in Cherenkov Flux-Flow Oscillators", *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 12, pp. 967-969, (1999).
- [44] A.M. Baryshev, A.V. Yulin, V.V. Kurin, V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, P.N. Dmitriev, L.V. Filippenko, "Cherenkov Flux-Flow Oscillator Linewidth Measurements", *Applied Superconductivity Conference ASC'2000*, September (2000), Report 5EF05.
- [45] V.V. Kurin, A.V. Yulin, M.Yu. Levitchev, Cherenkov radiation of Josephson vortices and Cherenkov Josephson Microwave oscillators, *Abstracts of EURESCO-2000 International conference "Future perspectives of Superconducting Josephson Devices"*, Italy, 1-6 July, 2000, p. 42, (2000)
- [46] A.M. Baryshev, A.V. Yulin, V.V. Kurin, V.P. Koshelets, S.V. Shitov, P.N. Dmitriev, L.V. Filipenko, Cherenkov Flux-Flow Oscillators, *Abstracts of EURESCO-2000 International conference "Future perspectives of Superconducting Josephson Devices"*, Italy, 1-6 July, 2000, p. 38. (2000)
- [47] V.V. Kurin, I.A. Shereshevsky, N.K. Vdovicheva, A.V. Yulin, Cherenkov emission of spiral vortices moving in two dimensional annular josephson junction, *IX Trilateral German-Russian-Ukrainean Seminar on High-Temperature Superconductivity*, Gabelbach, Germany, 1996
- [48] В.В. Курин, А.В. Юлин, И.А. Шерешевский, Н.К. Вдовичева, Многочленные решения уравнения Sine-Gordon в кольцевой области, Тезисы докладов второй международной конференции "Дифференциальные уравнения и их приложения", Саранск, Россия, сентябрь 1996, с. 50, (1996)
- [49] V.V. Kurin, A.V. Yulin, I.A. Shereshevskii, and N.K. Vdovicheva, Cherenkov Radiation of Vortices in a Two-dimensional Annular Josephson junction, *Phys.Rev.Lett.*, 80, 15, 3372, 1998
- [50] A. Wallraff, A. Franz, V. Kurin and A. Ustinov, Whispering vortices, *Phys.Rev.Lett.*, v.84, n.1, 151, (2000)
- [51] A. Wallraff, A. Franz, V. Kurin and A. Ustinov, Observation of whispering gallery resonances in annular Josephson junctions, *Physica B*, v.284-288, 575-576, (2000)
- [52] A. Wallraff, D. Bolkhovskiy, V. Kurin, N. Thyssen and A. Ustinov, Effective length of annular long Josephson junctions with finite width: theory and experiment, *Inst. Phys. Conf. Ser.*, v. 158, 531, (1997)
- [53] A.P. Betenev and V.V. Kurin, Radiation spectrum of a long Josephson flux-flow oscillator, *Phys. Rev. B*, 56, 13, 7855, 1997-I

- [54] V.V. Kurin, A.V. Chiguinev, M.Yu. Levitchev, I.A. Shereshevsky, N.K. Vdovicheva, Superradiance in josephson superlattice coupled in a slow wave system, 8th International Superconductive Electronics Conference, Extended Abstracts, p. 437-438, (2001)
- [55] V.V. Kurin, A.V. Chiguinev, M.Yu. Levitchev, I.A. Shereshevsky, N.K. Vdovicheva, Superradiance and coherent vortex motion in josephson superlattice coupled in a slow wave system, Abstracts of European Conference on Applied Superconductivity 2001, EUCAS 2001, August 23-27, Copenhagen, Denmark, p. 118, (2001)

Курин Владислав Викторович

**КОЛЛЕКТИВНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ВИХРЕЙ И
КОГЕРЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
В ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ СТРУКТУРАХ**

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук
в форме научного доклада

Подписано к печати 21.03.2002 г.
Заказ 24. Тираж 100 экз.

Отпечатано на ризографе Института физики микроструктур РАН,
603950, Нижний Новгород, ГСП-105