ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР РАН

На правах рукописи

Ревин Леонид Сергеевич

Быстрые переключения и генерация в джозефсоновских контактах

Специальность 01.04.03 – радиофизика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель д. ф.-м. н. Панкратов Андрей Леонидович

Оглавление

Список сокращений и условных обозначений 4					
Введ	ение	5			
Глава	а 1. Точечные джозефсоновские контакты в качестве куби-				
то	в и высокочувствительных датчиков	14			
1.1	. Введение	15			
1.2	2. Оптимизация считывания сигнала с квантового бита	25			
1.3	. Чувствительный датчик тока на основе переключения точечного				
	джозефсоновского контакта	33			
1.4	. Выводы	38			
Глава	а 2. Спектральные характеристики длинных джозефсонов-				
СК	их контактов с неоднородным током питания	40			
2.1	. Введение	40			
2.2	2. Длинные джозефсоновские контакты планарной и торцевой гео-				
	метрий	45			
2.3	8. Незапитанный край в длинных джозефсоновских контактах	54			
2.4	. Выводы	64			
Глава	а 3. Влияние асимметрии тока питания на джозефсоновскую				
ге	нерацию в ВТСП бикристаллических контактах	66			
3.1	. Введение	67			
3.2	2. Эффект асимметрии ступеней на вольт-амперной характеристи-				
	ке в длинных джозефсоновских контактах на основе ВТСП				
	YBaCuO	69			
3.3	. Условие равенства скоростей для длинных бикристаллических				
	КОНТАКТОВ	83			

3.4.	Выводы	89
Заключ	чение	90
Список	с публикаций автора по теме диссертации	92
Список	литературы	96

Список сокращений и условных обозначений

СКВИД		сверхпроводящий квантовый интерферометр
ВТСП		высокотемпературный сверхпроводник
BAX		вольт-амперная характеристика
КУБИТ		квантовый бит
ГБВ	_	генератор бегущих волн
$\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-15} \text{ B6}$	_	квант магнитного потока
I_C		критический ток джозефсоновского контакта
T_C		критическая температура джозефсоновского
		контакта
ϕ	_	джозефсоновская разность фаз (сокращенно,
		джозефсоновская фаза)
$\lambda_J = \sqrt{\Phi_0 / (2\pi\mu_0 J_c d)}$	_	джозефсоновская длина
$\alpha = \omega_p / \omega_c = \sqrt{\frac{\hbar}{2eI_C R_N^2 C}}$		безразмерное затухание в джозефсоновском
		контакте
$\gamma = \frac{2ekT}{\hbar I_C}, \frac{2ekT}{\hbar J_c \lambda_J}$	—	безразмерная интенсивность тепловых
		флуктуаций
$\omega_p = \sqrt{2\pi I_c/\Phi_0 C}$		плазменная частота
$\omega_c = 2eI_c R_N/\hbar$	—	характеристическая частота
$E_J {=} I_C \hbar/2e$	—	джозефсоновская энергия
$ar{c} = \lambda_J \omega_p$		скорость Свихарта
$\beta = \omega_p L' / R_n$	—	поверхностные потери в джозефсоновском
		контакте
J_B, J_C		плотность тока питания, плотность
		критического тока
$\eta = J_B/J_c$		безразмерная плотность тока питания
$\Gamma = H/(\lambda_J J_c)$		нормированное магнитное поле
$V_J = \Phi_0 \omega_p / (2\pi)$		джозефсоновское напряжение

Введение

Актуальность темы исследования.

Устройства на основе эффекта Джозефсона нашли широкое применение в различных областях физики и техники [1] благодаря своим рекордным характеристикам, а также компактности и крайне малому энергопотреблению. В настоящее время сверхпроводящие квантовые интерферометры (СКВИДы) [2, 3] на основе точечных контактов являются наиболее чувствительными датчиками магнитного потока и используются для неразрушающего измерения различных структур. Кроме того, СКВИДы могут быть использованы для реализации кубитов - элементов квантовых компьютеров, а также для создании считывающей электроники [4]. Сверхпроводимость также имеет большие перспективы для использования в классических компьютерных технологиях. Здесь джозефсоновские элементы могут обеспечивать очень малые времена переключения, ничтожные потери мощности при использовании тонкопленочных технологий и большие объемные плотности монтажа схем. В настоящее время разрабатываются опытные образцы тонкопленочных джозефсоновских контактов в схемах, содержащих сотни логических элементов и элементов памяти.

Сложность создания и использования кубитов заключается в квантовой природе устройств. Так, например, на стадии считывания информации нахождение кубита в том или ином состоянии носит вероятностный характер. Кроме того, из-за высокой чувствительности джозефсоновских переходов к электромагнитному полю, на их свойства значительное влияние оказывают флуктуации. Из-за этого большую часть наблюдаемых явлений нельзя объяснить без учета стохастических процессов в переходах. Флуктуации приводят к ограничению чувствительности СКВИДов и детекторов на основе переключения состояний; ухудшению предельных характеристик. Поэтому разработка теоретического описания, помогающего более полному пониманию природы флуктуационных явлений в джозефсоновских контактах и позволяющего минимизировать

влияние флуктуаций, является чрезвычайно важной.

Существующие перспективы использования длинных (распределенных) джозефсоновских контактов касаются их применения как в области сверхпроводящей электроники (это джозефсоновские линии передачи одноквантовых импульсов [5], тактовые генераторы для цифровых цепей быстрой одноквантовой логики [6], баллистические детекторы для считывания сигналов с квантовых систем [7, 8]), так и в качестве генераторов гетеродинов для радиоастрономических и экологических измерений [9]. Кроме того, перспективной является задача использования подобных генераторов для спектроскопических приложений [10]. В этом случае также актуальной является задача создания источника шумового излучения в области частот от 450 до 700 ГГц. Необходимость создания таких источников связана, в первую очередь, с потребностями метрологии субТ-Гц диапазона частот, где требуются «эталонные» шумовые сигналы для изучения характеристик различных приборов (детекторов, смесителей, и т.д.). Кроме того, источники шумового и квазишумового излучения могут быть востребованы для создания Фурье-спектрометров субТГц диапазона частот. Применение в качестве источника излучения джозефсоновского генератора, работающего в шумовом режиме, позволило бы реализовать компактный, чувствительный прибор, дающий возможность проведения широкодиапазонных измерений в субТГц диапазоне.

Для стандартного джозефсоновского генератора [11] было проведено большое число экспериментов с целью измерения ширины линии (см. например [12]), а в работах [13–15] была получена аналитическая формула для ширины спектральной линии генератора, дающая хорошее совпадение с экспериментальными результатами. Несмотря на это, основным направлением исследований являлась задача уменьшения ширины линии при использовании планарной геометрии туннельных контактов. Рассмотрение других типов геометрий в литературе представлено слабо [16–18]. Идея создания квазишумового генератора на основе джозефсоновского контакта требует диаметрально противоположного подхода

для получения широкой спектральной линии с минимальным падением выходной мощности.

Другими перспективными генераторами являются планарные структуры из высокотемпературного сверхпроводника на основе пленок YBa₂Cu₃O_{7-δ} (YBaCuO), напыленных на бикристаллические подложки [19]. Шумовые и излучательные свойства сверхпроводниковых генераторов при высоких температурах (интенсивных флуктуациях) ещё не до конца изучены, особенно много вопросов остаётся по использованию высокотемпературных сверхпроводников, которые могут эффективно работать в области температур от 30 до 80 К.

Цели и задачи диссертационной работы:

Основной целью работы является исследование излучательных свойств и процессов переключения состояний джозефсоновских контактов.

Для достижения цели диссертации поставлены следующие задачи:

• Провести исследование процесса одноимпульсного считывания состояния фазового кубита в рамках модели двухуровневой системы и провести оптимизацию формы переключающего воздействия и внутренних параметров системы для минимизации ошибок считывания. Провести теоретическое исследование характеристик переключения точечного джозефсоновского контакта под действием внешнего сигнала. Оценить температуру перехода детектора из классического в квантовый режим и оптимизировать параметры системы для повышения чувствительности.

• Провести теоретическое исследование влияние геометрии джозефсоновского контакта на спектральные и мощностные свойства. Рассмотреть и сравнить контакты торцевой и планарной геометрий с использованием профиля тока, приближенного к экспериментальному. Исследовать возможности уширения спектральной линии генерации путем подачи на джозефсоновский контакт неравномерного профиля тока смещения.

• Провести экспериментальное исследование образцов джозефсоновских контактов на основе высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП). Исследо-

вать вольт-амперные характеристики, зависимости критического тока от магнитного поля и температуры. Изучить режим генерации бегущих электромагнитных волн в структурах под действием внешнего магнитного поля. Провести анализ наблюдаемых особенностей режима генерации и сравнение с теоретической моделью.

Научная новизна:

- Теоретически показано, что надежность считывания состояния квантового бита имеет максимум как функция амплитуды и формы импульса, а также ёмкости джозефсоновского контакта.
- 2. Проведено сравнение экспериментальных данных распределения переключающих токов джозефсоновского контакта с малой плотностью критического тока при температурах от 1 К до 10 мК с теорией в классическом и квантовом пределах. В результате рассмотрения динамики переключения, была найдена температура кроссовера порядка 56 mK. Показано, что при температуре ниже 50 мК ширина распределения переключающих токов составляет всего 4.5 нА. Предсказана существенная зависимость ширины распределения переключающих токов от скорости развертки тока и ёмкости джозефсоновского контакта.
- 3. Проведено теоретическое сравнение спектральных свойств джозефсоновских контактов планарной и торцевой геометрий. Показано, что для контактов торцевой геометрии ширина линии излучения в рабочей области больше, чем в случае планарной геометрии. При этом мощность излучения для различных контактов варьируется слабо. Показано влияние интенсивности шума на выходные характеристики контактов торцевой и планарной геометрий.
- 4. Показано, что подбор оптимального неравномерного профиля тока позволяет получить увеличение ширины линии, при этом мощность излучения

падает незначительно, что открывает новые возможности для решения задачи создания шумовых спектрометров на основе длинного джозефсоновского контакта.

5. Экспериментально обнаружена асимметрия ступеней генерации бегущих волн в ВТСП джозефсоновских контактах при противоположных по направлению внешних магнитных полях. Анализ полученных результатов свидетельствует, что наиболее вероятной причиной такой асимметрии является неоднородное распределение тока смещения в ВТСП контактах, ранее предсказанное в работе М.Ю. Куприянова и соавторов [20].

Теоретическая и практическая значимость:

- 1. Теоретическое исследование процесса быстрого одноимпульсного считывания информационного сигнала с кубита проведено для параметров, соответствующих экспериментальным данным. Показано, что при оптимизации считывающего импульса, а также параметров системы, надежность считывания может достигать 96-97% даже для коротких импульсов длительностью 1-2 нс.
- 2. Представленные результаты теоретического анализа гистограмм токов переключения джозефсоновского контакта с рекордным токовым разрешением 4.5 нА позволяют сделать вывод о возможности использования данного детектора в качестве чувствительного датчика слабых сигналов и счетчика одиночных фотонов в ГГц области частот.
- 3. Теоретическое рассмотрение различных геометрий длинного джозефсоновского контакта, и также дополнительных способов изменения распределения тока питания позволяют сделать вывод о спектральных и мощностных параметрах генератора для задачи получения как гетеродина с узкой спектральной линией, так и квазишумового источника.

4. Результаты экспериментального исследования и теоретического анализа структур джозефсоновских переходов на основе ВТСП бикристаллических контактов позволяют сделать вывод о внутренней асимметрии протекания тока питания через границу, связанной с естественными особенностями роста сверхпроводящей пленки на бикристаллической подложке.

Методология и методы исследования. При решении поставленных теоретических задач использовались методы статистической радиофизики, квантовой механики, математической физики и численного анализа. Для экспериментальных измерений использовались стандартные методы экспериментальной физики.

Положения, выносимые на защиту:

- Ошибка считывания состояния фазового кубита может быть минимизирована путем выбора оптимальных параметров - емкости образца, формы считывающего импульса и величины внешнего воздействия.
- Количественная теория оценки шумовых характеристик детектора на эффекте переключения точечного джозефсоновского контакта в резистивное состояние позволяет определить температуру кроссовера и показывает возможность увеличения чувствительности путем подбора параметров системы.
- Требуемые характеристики джозефсоновских генераторов могут быть получены на основе оценки спектральных свойств длинных контактов планарной и торцевой геометрий, а также выбора необходимой конфигурации контактов.
- 4. Обнаружен эффект неоднородности профиля тока питания в ВТСП бикристаллических контактах на основе анализа ступеней генерации бегущих волн на вольт-амперной характеристике.

Степень достоверности и апробация результатов. Достоверность результатов диссертации обеспечивается использованием апробированных методов численного расчета. Результаты экспериментальных исследований, полученные с помощью применения современной измерительной техники, согласуются с теоретическими оценками.

Материалы диссертации опубликованы в 21 печатной работе, из них 5 статей в научных журналах, рекомендованных ВАК и 16 тезисов докладов конференций.

Результаты диссертационной работы докладывались на российских и международных конференциях: на конференции "Нелинейные волны" (Нижний Новгород, Россия, 2010 и 2012), XIII Школе молодых ученых "Актуальные проблемы физики" (Москва, Россия 2010), V Всероссийской молодежной конференции "Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики" (Москва, Россия, 2011), 1-ой национальной конференции по прикладной сверхпроводимости НКПС-2011 (Москва, Россия, 2011), Международном симпозиуме "Нанофизика и наноэлектроника" (Нижний Новгород, Россия, 2011, 2012, 2013, 2014 и 2015 гг.), Международном воркшопе "Cryogenic Nanosensors" (Бьёрклиден, Швеция, 2011), Международной конференции молодых ученых Low Temperature Physics" (Харьков, Украина, 2011), Международной конференции по квантовым технологиям (Москва, Россия, 2011 и 2013).

Личный вклад автора. В работах [A1, A2] соискатель выполнял теоретическое моделирование систем на основе джозефсоновских контактов. В работе [A3] соискатель принимал участие в характеризации свойств джозефсоновского генератора различной геометрии (различного профиля тока питания). В работе [A4] соискатель выполнял теоретические исследования и сравнение с результатами эксперимента, проведенного в Институте фотонных технологий (Йена, Германия). В работе [A5] соискатель выполнял экспериментальные исследования и последующий анализ свойств высокотемпературных джозефсоновских генераторов.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и библиографии. Работа изложена на 107 страницах и иллюстрирована 63 рисунками. Список цитируемой литературы включает 98 наименования на 12 страницах.

Краткое содержание работы.

Во введении освещено современное состояние проблемы исследования, обоснована актуальность выбранной темы, сформулированы выносимые на защиту положения, приведены сведения по публикациям автора и представлено краткое содержание диссертации.

В первой главе представлено описание модели точечного джозефсоновского контакта в различных конфигурациях, дан обзор современного состояния проблемы квантовых исследований и считывающей логики. Рассматривается процесс считывания сигнала с квантового бита путем быстрого импульсного воздействия, обсуждаются возможные способы уменьшения ошибки считывания, в частности за счет изменения длительности и формы считывающего импульса, емкости джозефсоновского перехода, а также величины смещения по внешнему магнитному полю. В качестве датчика внешнего сигнала предлагается использование джозефсоновского контакта с малой плотностью критического тока в режиме переключения из сверхпроводящего состояния в резистивное. Проводится теоретическая оценка шумовых характеристик детектора на основе анализа экспериментальных данных.

Во второй главе представлено описание модели длинного джозефсоновского контакта, обсуждаются различные геометрии туннельного контакта и их влияние на внутренние свойства системы. Рассматриваются спектральные и мощностные свойства джозефсоновских переходов, находящихся в режиме генерации бегущих электромагнитных волн. Приводится оценка ширины спектральной линии в зависимости от конфигурации питающих сверхпроводящих электродов. Делаются выводы о возможности использования тех или иных типов джозефсоновских контактов для различных практических задач.

В третьей главе представлено описание структур на основе высокотемпературных YBaCuO бикристаллических контактов. Приводится описание результатов экспериментальных исследований длинных джозефсоновских переходов и обнаружение режима генерации бегущих волн вдоль бикристаллической границы. Показана существенная асимметрия возникающих режимов в зависимости от направления движения волн. Приводится модифицированная модель, описывающая динамику такой системы и наблюдаемых режимов. Обсуждаются различные причины, способные приводить к подобной асимметрии.

В заключении кратко изложены основные результаты проведённых в диссертации исследований.

Глава 1

Точечные джозефсоновские контакты в качестве кубитов и высокочувствительных датчиков

В данной главе исследуется режим переключения точечного джозефсоновского контакта из одного состояния в другое для задач применения в качестве квантовых битов и чувствительных датчиков внешнего сигнала.

Изучен режим считывания информационного сигнала с квантового бита методом быстрого одноимпульсного воздействия на основе анализа нестационарного уравнения Шредингера с нелинейно изменяющимся во времени потенциалом. Для системы, параметры которой соответствуют экспериментальным данным, теоретически показано, что надежность считывания имеет максимум как функция амплитуды и формы импульса, а также ёмкости джозефсоновского контакта. Оптимизация параметров позволяет уменьшить ошибку измерения состояния в 2-3 раза по сравнению с известными ранее теоретическими результатами. В результате удалось достичь надежности считывания 96-97% для коротких импульсов 1-2 нс.

В главе также проведен анализ экспериментальных данных переключения точечного джозефсоновского контакта в зависимости от температуры. В результате рассмотрения системы в классическом и квантовом пределах, определена температура перехода (кроссовера) порядка 56 мК. Показана возможность оптимизации параметров джозефсоновского контакта для улучшения характеристик.

Изложение основано на работах [A1, A4] и докладах на конференциях [A7, A12, A19, A20].

1.1. Введение

Джозефсоновский контакт представляет собой систему, состоящую из двух сверхпроводников, разделенных тонкой диэлектрической прослойкой или другой слабой связью, рисунок 1.1. В основе всех проявлений сверхпроводимости лежит макроскопическая когерентность носителей тока – куперовских пар [1], которые могут быть описаны единой волновой функцией ψ , называемой также параметром порядка.



Рис. 1.1. Структура, в которой наблюдается эффект Джозефсона. Вне сверхпроводника амплитуда параметра порядка экспоненциально затухает. Перекрытие между двумя волновыми функциями разных берегов приводит к взаимодействию двух сверхпроводников.

Движение куперовских пар, как и носителей тока в любых несверхпроводящих веществах, подчиняется нестационарному уравнению Шрёдингера:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \hat{H}\psi, \qquad (1.1)$$

где ψ - комплексная волновая функция данной частицы.

Учитывая, что волновая функция куперовских пар может быть представлена в виде:

$$\psi = |\psi(r,t)| \exp(i\chi(r,t)), \qquad (1.2)$$

уравнение (1.1) приобретает вид:

$$\hbar \frac{\partial \chi}{\partial t} = -E, \qquad (1.3)$$

так что специфика квантовомеханического описания фактически сводится к закону изменения во времени фазы волновой функции частицы.

В нормальных проводниках уравнение (1.3) не приводит к квантовым соотношениям для макроскопических переменных. Действительно, в таких веществах носители тока имеют спин 1/2, подчиняются статистике Ферми-Дирака, и поэтому, согласно принципу Паули, их энергии никогда не равны друг другу точно. В результате, скорости $\partial \chi / \partial t$ всех фаз различаются, фазы оказываются равномерно распределенными по тригонометрической окружности, и при суммировании по всем частицам явная зависимость от χ исчезает.

Куперовская пара в сверхпроводнике представляет собой связанное состояние двух электронов с противоположными спинами и импульсами и, следовательно, имеет нулевой суммарный спин. Такие пары подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна и "конденсируются"на одном нижнем энергетическом уровне. Поэтому скорости движения фаз куперовских пар точно совпадают. Принимая же во внимание относительно большой размер куперовских пар(для ниобиевых контактов ~ 10^{-4} см) и малое расстояние между разными парами (~ 10Å), легко увидеть, что волновые функции куперовских пар сильно перекрыты, в результате пары синхронизуются - их фазы в каждой точке становятся равными друг другу. Эти явления приводят к ряду специфических когерентных условий, наиболее важными из которых являются эффект квантования потока и эффект Джозефсона.

Первый их этих эффектов заключается в том, что поток магнитного поля Ф через поверхность, натянутую на любой замкнутый контур *C*, целиком лежащий внутри сверхпроводника, может принимать значения:

$$\Phi = n\Phi_0$$

$$\Phi = \int B_n dS \qquad (1.4)$$

$$\Phi_0 = h/2e \approx 2.07 \cdot 10^{-15} Wb$$

Ещё большее значение имеет другое когерентное явление - эффект Джозефсона, существующий при слабом электрическом контакте двух сверхпроводящих образцов. Единственным существенным требованием является малость его длины d, т.е. расстояния между двумя ближайшими точками электродов ($d \le 10^{-5}$ см). Если это условие выполнено, то ток I, текущий через слабый контакт, содержит сверхток I_S , который является функцией не от напряжения V, а от разности фаз

$$\phi = \chi_1 - \chi_2, \tag{1.5}$$

где χ_1, χ_2 - фазы волновых функций сверхпроводящего конденсата электродов.

Зависимость I_S строго 2π -периодична и в простейшем случае имеет вид

$$I_S = I_C \sin \phi, \tag{1.6}$$

где I_C - константа (существенно зависящая от физической природы и размеров слабой связи), обычно называемая критическим током джозефсоновского контакта. Эта константа положительна, если считать ток положительным при его направлении от сверхпроводника 1 к сверхпроводнику 2 (см. рис. 1.1). Сама величина ϕ зависит от напряжения по закону

$$\dot{\phi} = \frac{2e}{\hbar}V.$$
(1.7)

Приведённые уравнения являются прямым следствием факта когерентности сверпроводящего конденсата.

С точки зрения геометрии джозефсоновских переходов, можно выделить несколько типов:

Структуры типа "сэндвич" представляют собой два сверхпроводящих электрода (S), разделённых тонким слоем изолятора, рисунок 1.2а. Другой вариант данной конфигурации - использование вместо изолирующего слоя тонкого слоя металла, полупроводника или другого сверхпроводника. В основе процессов в таких структурах лежит эффект близости: если толщина прослойки не слишком велика по сравнению с длиной когерентности электродов, то волновые функции сверхпроводящих конденсатов интерферируют в прослойке, вызывая сверхток I_S .



Рис. 1.2. Схематический вид типичных конфигураций переходов: а - структура типа "сэндвич": туннельный контакт и контакт слабой связи на эффекте близости. б - мост сверхпроводника, разделенного слабой связью, в - точечный контакт.

Мосты представляют собой узкую полоску сверхпроводника с коротким участком пониженного (или полностью подавленного) критического тока (рис. 1.2,6). С точки зрения технологии, данные структуры проще в изготовлении, нежели трехслойные структуры сэндвича. Кроме того, мосты со слабой связью естественным образом возникают при напылении пленки высокотемпературных сверхпроводников на бикристаллическую подложку. *Точечные контакты* отличаются простотой изготовления - достаточно подвести острую иглу из сверхпродящего образца к плоской поверхности другого сверхпроводящего образца и сблизить их (рис. 1.2,в). Существенным минусом подобных переходов является практическая не воспроизводимость их параметров при производстве.

В зависимости от соотношения джозефсоновской длинны λ_J (характерного масштаба) и геометрической длины контакта (или ширины моста), джозефсоновские переходы разделяют на короткие (точечные) и длинные (распределенные). Точечные джозефсоновские переходы представляют собой частный случай распределённых переходов, которые в теории получаются путём предельного перехода от параллельных цепочек переходов при стремлении расстояния между элементарными ячейками к нулю.

Согласно работам МакКамбера, Стюарта и Джонсона [21, 22], короткий (точечный) джозефсоновский контакт, на который подается некоторый постоянный ток *I*, можно представить в виде эквивалентного цепи, состоящей из трех параллельно подключенных элементов (рисунок 1.3). В таком случае полный ток имеет следующие компоненты:



Рис. 1.3. Эквивалентная схема короткого джозефсоновского контакта

1. Нормальный ток I_N . Энергия kT теплового движения вызывает разрыв некоторого числа куперовских пар и появление в образце неспаренных электронов (квазичастиц).

Если напряжение на переходе равно нулю, то квазичастицы не дают вклада в ток. Однако, если джозефсоновская фаза ϕ меняется во времени, и напряжение отлично от нуля, то в токе появляется квазичастичная компонента.

В режиме задания тока питания через джозефсоновский переход зависимость нормального тока от напряжения предполагается близкой к омической:

$$I_N = V/R_N. (1.8)$$

2. В случае, если не только напряжение V, но и производная dV/dt отличны от нуля, становится существенным ток смещения, представленный в виде

$$I_D = C \frac{dV}{dt},\tag{1.9}$$

где C - емкость между электродами джозефсоновского перехода (емкость контакта). Величина емкости значительно различается не только для разных типов переходов, но и существенно зависит от размеров контакта. Поэтому ее часто удобно характеризовать не абсолютным значением, а безразмерным параметром, показывающим силу ее влияния на процессы в переходе:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\hbar}{2eI_C R_N^2 C}}.$$
(1.10)

Если $\alpha \ll 1$, то говорят о джозефсоновских переходах с большой емкостью или малым затуханием, а если $\alpha \gg 1$ - о переходах с малой емкостью или большим затуханием.

 Джозефсоновский контакт отличается высокой чувствительностью к флуктуациям, поэтому их необходимо учитывать при решении многих задач.
 Для тепловых флуктуаций I_F выражение для спектральной плотности мощности дается формулой Найквиста:

$$S_I(\omega) = \frac{G_N}{\pi} kT. \tag{1.11}$$

справедливой при ћ $\omega, eV \gg kT$.

Силу воздействия тепловых флуктуаций на переход можно характеризовать величиной

$$\gamma = \frac{2ekT}{\hbar I_C}.\tag{1.12}$$

Таким образом, выражение для полного тока через контакт имеет следующий вид:

$$I = I_C \sin \phi + VG_N + C\frac{dV}{dt} + I_F.$$
(1.13)

Вводя обозначение плазменной частоты $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c/\Phi_0 C}$ и характеристической частоты $\omega_c = 2eI_c R_N/\hbar$ уравнение (1.13) удобно переписать в виде

$$i = \sin \phi + \omega_c^{-1} \dot{\phi} + \omega_p^{-2} \ddot{\phi} + i_F(t),$$
 (1.14)

где ток *i* нормирован на критический ток *I*_C, а время - на плазменную частоту.



Рис. 1.4. Вольт-амперная характеристика джозефсоновского контакта. Сплошная линия – без учета флуктуаций, $\gamma = 0$, пунктирная – $\gamma = 0.5$.

Простейшей из всех ситуаций для джозефсоновского контакта является случай протекания через него постоянного тока I(t) = const.

Если этот ток меньше критического $|I| < I_C$, то в отсутствии флуктуаций стационарное решение имеет вид

$$\phi = \arcsin i + 2\pi n. \tag{1.15}$$

Любое такое решение описывает сверхпроводящее или стационарное состояние джозефсоновского перехода: при протекании не слишком большого тока падение напряжения на переходе отсутствует:

$$V = \frac{\hbar}{2e}\dot{\phi} = 0. \tag{1.16}$$

Если постоянный ток I превышает критическое значение I_C , то он уже не может полностью переноситься сверхтоком I_S , и часть его переносится нормальным током I_N . Однако I_N может быть отличен от нуля лишь при ненулевом среднем по времени напряжении $\bar{V} \neq 0$. В этом случае джозефсоновский переход находится в резистивном состоянии, в котором среднее напряжение отлично от нуля, и происходит процесс генерации с частотой

$$\omega_J = \frac{2e\bar{V}}{\hbar}.\tag{1.17}$$

В отсутствии флуктуаций, резистивная ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ) будет иметь гиперболическую форму (рисунок 1.4). Если же учесть флуктуации тока, то на вольт-амперной характеристике при токах $I < I_C$ появляется напряжение, отличное от нуля.

Точечный джозефсоновский контакт с малой емкостью описывается уравнением Ланжевена [1]

$$\omega_c^{-1}\frac{d\phi}{dt} = -\frac{dU(\phi)}{d\phi} + i_F(t).$$
(1.18)

где $U(\phi)=1-\cos\phi-i\phi$ - безразмерный потенциальный профиль (рисунок 1.5).

Уравнение Ланжевена модифицируется, если джозефсоновский переход включен в сверхпроводящее кольцо, рисунок 1.6а. Чтобы получить искомое уравнение необходимо учесть, что джозефсоновская разность фаз жестко связана с потоком магнитного поля через сверхпроводящее кольцо (данный эффект



Рис. 1.5. Безразмерный потенциальный профиль: пунктирная линия - i = 0.5; сплошная линия - i = 1.2.



Рис. 1.6. Джозефсоновский контакт, замкнутый в кольцо и его эквивалентная схема.

носит название макроскопической квантовой интерференции). В данный поток дает вклад не только магнитное поле от внешнего источника Φ_e , но и ток I через кольцо:

$$\Phi = \Phi_e - LI. \tag{1.19}$$

Данная связь обозначена на рисунке 1.66 в качестве эквивалентной схемы. Если

учесть связь между джозефсоновский разностью фаз и магнитным потоком в кольце $\phi = 2\pi \Phi/\Phi_0$, где $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \cdot 10^{-15}$ Вб - квант магнитного потока, потенциальную энергию в уравнении Ланжевена (1.18) можно представить в виде:

$$U(\phi) = 1 - \cos\phi + li^2/2 = 1 - \cos\phi + (\phi - \phi_e)^2/2l, \qquad (1.20)$$

где $l = 2\pi L I_C / \Phi_0$ - безразмерная индуктивность контакта.

В зависимости от величины внешнего магнитного поля ϕ_e , при l > 1 можно наблюдать различный профиль потенциальной энергии, рисунок 1.7.



Рис. 1.7. Безразмерный потенциальный профиль для различной величины внешнего поля и индуктивности *l* = 5.

1.2. Оптимизация считывания сигнала с квантового бита

Элементная база современных информационных систем построена на транзисторах, лазерах, фотоэлементах, являющихся классическими, в том смысле, что их внешние параметры (токи, напряжение, излучение) являются классическими величинами. Кардинально новой оказалась идея о квантовых системах, эффективность вычисления которых практически недоступна классическим компьютерам. Одна из возможных физических реализаций квантового компьютера основана на использовании в качестве квантовых битов (кубитов) джозефсоновских контактов [23–26].

Любая квантовая двухуровневая система имеет основное $|0\rangle$ и не основное $|1\rangle$ базисные состояния. При этом волновая функция состояний двухуровневой системы - квантового бита, может представлять собой суперпозицию базисных состояний следующего вида $|\psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle$, где α,β - комплексные амплитуды состояний. Помимо вероятностей $P(0) = |\alpha|^2$ и $P(1) = |\beta|^2$, заполнения базисных состояний, состояние кубита характеризуется когерентными или интерференционными слагаемыми в вероятности состояния ψ , определяемых произведениями комплексных амплитуд $\alpha\beta^*$ и $\alpha^*\beta$.

Считается, что для реализации полномасштабного квантового компьютера, превосходящего по производительности любой классический компьютер, на каких бы физических принципах он не работал, следует обеспечить выполнение нескольких основных требований.

Одна из основных задач квантовых вычислений - проблема измерения конечного квантового состояния.

Рассмотрим кубит, основанный на использовании джозефсоновских переходов. Вся совокупность куперовских пар джозефсоновского контакта является когерентной, то есть описывается в квантовой механике единой волновой функцией.

На рисунке 1.8 представлена схема фазового кубита. Фазовым называется

кубит, управление которым осуществляется на основе фазы волновой функции, а не числа куперовских пар. Катушка в левой части схемы обеспечивает магнитный поток Φ_e через кубит (в центре). Чувствительный датчик магнитного потока (справа на схеме) через взаимную индукцию M_R считывает состояние кубита. Разница между $|0\rangle$ и $|1\rangle$ состояниями кубита определяется одним квантом внешнего потока и направлением движения тока по кольцу кубита.



Рис. 1.8. Схема фазового кубита. Катушка 1 обеспечивает внешний магнитный поток Φ_e через кубит. Кубит 2 (сверхпроводящее кольцо, замкнутое джозефсоновским переходом) имеет полный поток Φ . Чувствительный датчик магнитного потока 3 (СКВИД) считывает состояние кубита.

Метод импульсного считывания заключается в следующем [27–34]: измерение состояния кубита, представляющего собой двухъямный потенциальный профиль (рисунок 1.9), происходит за счет подачи импульса амплитудой A и длительностью t_p (вставка на рисунке 1.9). В начальный момент времени управляющее внешнее поле задается таким, что в левой потенциальной яме помещаются не менее двух энергетических уровней. В этом случае состояние кубита, находящегося либо на нулевом, либо на первом уровне, соответствует базисным состояниям $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Во время воздействия импульса внешнего поля барьер уменьшается так, что становится немного меньше уровня первого энергетического состояния, а по окончании импульса в момент $t = t_p$ потенциал возвращается в начальное состояние. Если кубит находился на первом энергетическом уровне, то после поданного импульса произойдет туннелирование

частицы с вероятностью близкой к единице. В то время как в состоянии |0⟩ волновая функция измениться не должна. К сожалению, такой метод считывания на практике приводит к значительным ошибкам считывания, достигающим 30-40 %. Как сейчас становится очевидным, это происходит из-за трудностей, связанных с контролем формы импульса: обычно, считывающие импульсы подаются в криостаты с генераторов импульсов по длинным коаксиальным кабелям, и из-за наличия паразитных емкостей и индуктивностей, к моменту, когда импульс достигает кубита, его форма существенно искажается. Проблему могли бы решить считывающие цепи на чипе, интегрированные рядом с кубитом.

В данном разделе изучим, как с помощью подбора оптимальных параметров считывающего импульса и характеристик кубита можно существенно минимизировать ошибку считывания [A1].



Рис. 1.9. Потенциальный профиль кубита. Сплошная линия - реальный потенциал. Пунктирная - с эффективным демпфированием. Вставка - форма импульса f(t), фронты импульса задаются следующими функциями, сверху вниз: $\sin^2(8\pi t/t_p)$, $\sin^2(4\pi t/t_p)$, $\sin(2\pi t/t_p)$, $\sin^2(2\pi t/t_p)$.

Рассмотрим модель квантового бита, основанную на использовании джозефсоновских переходов. Потенциальный профиль кубита (рисунок 1.9, сплошная линия) имеет вид:

$$V(\phi, t) = E_J \left\{ (\phi - \phi_e(t))^2 / 2\ell - \cos \phi \right\}$$
(1.21)

где $E_J = I_C \hbar/2e$ - джозефсоновская энергия, ϕ - разность фаз параметра порядка. Параметры кубита взяты из экспериментальных данных [30–32]: критический ток $I_C = 1.7$ мкА, емкость перехода C = 700 фФ, а также индуктивность перехода L = 0.72 нГн, что соответствует нормированной величине индуктивности $\ell = 2eI_C L/\hbar = 3.71$. Внешнее магнитное поле $\phi_e(t) = 2\pi [a_0 + Af(t)]$ состоит из двух компонент: постоянной компоненты a_0 , определяющей глубину ям в двухъямном потенциале, и считывающем импульсе Af(t).

Глубину потенциальной ямы можно характеризовать количеством дискретных уровней энергии. В приближении квантового гармонического осциллятора [31]:

$$N_l = \Delta U_l / \hbar \omega_l, \tag{1.22}$$

где ΔU_l - глубина левой ямы, $\omega_l = \sqrt{E_J(1/\ell + \cos \phi_l)/m} = \sqrt{2DE_J(1/\ell + \cos \phi_l)/\hbar}$ - частота осцилляций. Здесь $\phi = \phi_l$ - значение разности фаз в минимуме ямы, а $m = \Phi_0/(2\pi)^2 C$ - эффективная масса (Φ_0 - квант магнитного потока). В дальнейшем удобнее будет использовать обратную нормированную емкость $D=2e^2/\hbar C \times 10^{-9}$ Гц. Так, для параметра C=700 ф Φ , D=0.6933 Гц.

Ошибка считывания с кубита N будет определяться суммой вероятностей P_{10} (не-туннелирование из состояния $|1\rangle$ по окончании импульса) и P_{01} (туннелирование из состояния $|0\rangle$), $N = P_{10} + P_{01}$, тогда как надежность считывания F = 1 - N. Исследование проведено с помощью численного решения нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции $\Psi(\phi, t)$:

$$i\frac{\partial\Psi(\phi,t)}{\partial t} = -\frac{2e^2}{\hbar C}\frac{\partial^2\Psi(\phi,t)}{\partial\phi^2} + \frac{V(\phi,t)}{\hbar}\Psi(\phi,t), \qquad (1.23)$$

Данное уравнение не учитывает затухание или шум, и позволяет лишь получить ошибку туннелирования N, связанную с неполной дискриминацией состояний. Поэтому с учетом введенного эффективного демпфирования [35] (в минимуме правой ямы потенциал не растет, а остается постоянным далеко по оси ϕ , рисунок 1.9, пунктирная линия) граничные условия $\Psi(c,t) = \Psi(d,t) = 0$ задаются для далеко удаленных точек слева и справа от ямы.

Для реальных систем быстрого импульсного считывания возьмем значение длительности импульса $t_p = 2$ нс. Эволюция волновой функции, и, следовательно, ошибка считывания N будут зависеть от формы импульса, амплитуды импульса A, постоянной компоненты поля a_0 , и обратной емкости контакта D. Задача состояла в разработке метода оптимизации данных параметров для увеличения надежности работы прибора. Особенностью квантовой системы является невозможность использования прямоугольного импульса [35], который в классической системе дает минимальную ошибку [36]. Использование меандра приводит к возбуждению системы, переходу на более высокие уровни и туннелированию с них, что в свою очередь увеличивает ошибку. Таким образом, необходимо было рассматривать импульсы, близкие по форме к прямоугольному, но не приводящие к подобному воздействию.



Рис. 1.10. Ошибка туннелирования N(A) для импульса с фронтом $\sin^2(4\pi t/t_p)$ и $a_0 = 0.81$.

Рассмотрим считывающий импульс в форме трапеции с плавными фронтом и спадом, изменяющийся по закону $\sin^2(4\pi t/t_p)$ в интервале $t \leq t_p/8$; $t \geq 7t_p/8$. На рисунке 1.10 представлена зависимость ошибки считывания N от амплитуды импульса A для различных значений параметра D и постоянного поля смещения $a_0 = 0.81$. Видно, что ошибка имеет минимум как по амплитуде, так и по обратной емкости контакта.

Увеличение *D* приводит к уменьшению числа уровней в яме и к увеличению расстояния $\hbar\omega_l$ (см. уравнение (1.22), где $\omega_l \sim \sqrt{D}$) между ними так, что при слишком больших *D* первый и нулевой уровни подходят близко к вершине барьера, а частица из состояния $|0\rangle$ может протуннелировать даже в отсутствии импульса. Это приводит к росту ошибки считывания. С другой стороны, если величина обратной емкости мала, различие между состояниями $|0\rangle$ и $|1\rangle$ уменьшается, что в свою очередь ведет к увеличению ошибки дискриминации состояний и также увеличивает *N*. Поэтому существует оптимум по параметру *D*, который можно найти по двум параметрам N(A, D) для конкретного a_0 .



Рис. 1.11. Ошибка туннелирования N(A) для импульса с фронтои $\sin^2(4\pi t/t_p)$ и различных значений обратной емкости D и внешнего поля a_0 .

Высота барьера ΔU_l зависит от внешнего поля a_0 . Если яма слишком мелкая, варьирование параметра D не может сильно изменить маленькое количество уровней в яме и ошибка туннелирования будет оставаться большой. Если яма слишком глубокая - количество уровней будет большим и различимость между состояниями ухудшается. На рисунке 1.11 показана зависимость N(A) для различных значений a_0 и соответствующих этим значениям наилучших параметрах D. Таким образом мы находим абсолютный минимум ошибки N_{min} =0.031 (надежность F = 0.96) для параметров a_0 =0.77, D=1.9 Гц, A=0.0625.



Рис. 1.12. Ошибка туннелирования N(A) для импульса с фронтом $\sin^2(2\pi t/t_p)$ и различных значений D и a_0 (сплошные кривые). Для сравнения пунктирными линиями - N(A) для импульса с фронтом $\sin^2(4\pi t/t_p)$.

Теперь рассмотрим трапецоид, изменяющийся по закону $\sin^2(2\pi t/t_p)$ в интервале $t \leq t_p/4$; $t \geq 3t_p/4$. На рисунке 1.12 (сплошная линия) показана ошибка N(A) для различных a_0 и наилучших D. В сравнении с предыдущим случаем (пунктирная линия) минимум ошибки увеличивается и сдвигается в сторону большего a_0 . Можно сказать, что уменьшение "полки"импульса по сравнению с первой формой импульса ухудшает считывание.

В случае увеличения постоянной составляющей импульса $\sin^2(8\pi t/t_p)$ до значения $14t_p/16$ проявляется обсуждаемый эффект прямоугольного импульса: возбуждение системы и переход с нулевого на первый уровень. На рисунке 1.13 видно, что для данного импульса существуют несколько локальных минимумов ошибки, но абсолютное значение $N_{min}(A, D)$ больше, чем для импульса $\sin^2(4\pi t/t_p)$. Таким образом, можно сделать вывод, что оптимальная форма импульса f(t) - это трапецоид с плавным фронтом и срезом, плоская часть которого по длительности приближается к прямоугольному импульсу, но не приводит к дополнительному эффекту возбуждения системы.



Рис. 1.13. N(A) для импульса с фронтом $\sin^2(8\pi t/t_p)$ (сплошные кривые) и $a_0 = 0.81$. Пунктирными линиями - N(A) для импульса с фронтом $\sin^2(4\pi t/t_p)$ и тех же параметров D и a_0 .

1.3. Чувствительный датчик тока на основе переключения точечного джозефсоновского контакта

В настоящее время задача создания сверхпроводящих детекторов, обладающих высокой чувствительностью и надежностью является весьма актуальной. Одна из возможных реализаций основана на переходе сверхпроводящего джозефсоновского контакта в резистивное состояние [37]. Вместо двухконтактного СКВИДа, регистрирующего значение магнитного поля, в данной работе исследовался точечный джозефсоновский контакт. Принцип действия устройства следующий: в начальный момент времени контакт находится в сверхпроводящем состоянии со смещением по току, близким к величине критического тока контакта. При этом падение напряжения на контакте отсутствует. Приходящий внешний сигнал (импульс тока или магнитное поле) может изменить состояние системы, переключив его в резистивное с конечным значением сопротивления [38, 39]. Ток через контакт, при котором произошло переключение, будет меняться от измерения к измерению вследствие шумов. Таким образом, при повторе эксперимента необходимое для статистического анализа число раз, можно построить гистограмму переключения тока. Эта гистограмма будет иметь различные значения среднего и среднеквадратического отклонения в зависимости от условий эксперимента: температуры, начального значения смещения, скорости и амплитуды внешнего воздействия и пр.

Качественно динамику джозефсоновского перехода можно описать движением частицы массой $M = C(\Phi_0/2\pi)^2$ и коэффициентом затухания 1/RC в потенциальном профиле (рисунок 1.5)

$$U(i,\phi) = -E_J(i\phi + \cos\phi), \qquad (1.24)$$

где ϕ - джозефсоновская разность фаз, R и C - сопротивление и ёмкость перехода, $E_J = I_c \Phi_0/2\pi$ - джозефсоновская энергия, $i = I/I_c$ - нормированный ток в контакте. В случае тока меньше критического частица может выйти из

потенциальной ямы за счет тепловых [40–42] или квантовых шумов [43], что приведет к появлению конечного напряжения.

В отсутствие шумов и для тока меньше критического *i* < 1, частица локализована в одной из ям потенциального профиля с высотой барьера

$$\Delta U(i) = 2E_J[\sqrt{1 - i^2} - i \arccos(i)], \qquad (1.25)$$

и частотой колебаний

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{d^2 U/d^2 \phi}{M}} = \omega_p (1 - i^2)^{1/4}, \qquad (1.26)$$

где $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c/\Phi_0 C}$ - плазменная частота.

Для высоких температур основной причиной перескока частица являются тепловые шумы, и обратное время выхода из потенциальной ямы определяется формулой Крамерса [44, 45]:

$$\Gamma_t = \frac{\omega_0}{2\pi} a_t \exp(-\frac{\Delta U}{k_B T}). \tag{1.27}$$

Префактор, определяющий температуру и затухание, взят в виде, широко используемом в литературе: $a_t = 4/(\sqrt{1 + Qk_BT/1.8\Delta U} + 1)^2, Q = \omega_0 RC.$

Для другого предельного случая, где тепловые шумы малы $\Delta U \gg k_B T$, доминирующую роль в явлении переключения играют квантовые шумы. Обратное время выхода в этом случае определяется формулой [46, 47]

$$\Gamma_q = \frac{\omega_0}{2\pi} \sqrt{\frac{B}{2\pi}} \exp(-B), \qquad (1.28)$$

где $B = \frac{\Delta U}{\hbar\omega_0} [7.2 + 8A/Q]$. Параметр *В* представляет затухающую компоненту, *А* является подгоночным параметром. Данный параметр особенно важен для джозефсоновских контактов с малой плотностью тока [47, 48].

Оценка температуры, при которой происходит переход от теплового режима к квантовому (температура кроссовера) проводилась по формуле [49]

$$T_{cr} = \frac{\hbar\omega_0}{2\pi k_B} \left[\sqrt{1 + (\frac{1.2A}{2Q})^2} - \frac{1.2A}{2Q} \right].$$
(1.29)

Для джозефсоновского контакта эта температура эквивалентна шумовой температуре детектора [50].



Рис. 1.14. Гистограмма токов переключения W(I) от величины переключающего тока I_{SW} . Черные линии с точками - эксперимент, синие - теоретическая оценка по формуле Крамерса.

Исследуемые образцы были изготовлены в Исследовательском институте Финляндии [51] с малой величиной плотности критического тока 30 A/см² для уменьшения нагрева, приводящего к переключению контакта в резистивное состояние. NbAlO_xNb структуры имели следующие параметры: емкость $C \approx 0.33$ пФ, сопротивление $R \approx 0.44$ кОм. Эксперименты были проведены в Институте фотонных технологий (Германия) в группе профессора Е. Ильичева. Образцы помещались в криостат растворения He³, обеспечивающий температуры вплоть до 10 мК. Гистограммы токов переключения для температур от 10 мК до 1000 мК измерялись следующим образом: каждые 10 мс ток увеличивался со скоростью $\Delta I = 0.1$ нА/мс, и далее ожидание 10 мс. В результате были получены гистограммы переключения $W(I) = \frac{\partial P(I)}{\partial I}$, усредненные по большому числу экспериментов (10⁴). Вероятность P(i) может быть также найдена из адиабатического приближения [52]

$$P(i) = \exp\left[-\frac{1}{\partial i/\partial t} \int_{0}^{i} \Gamma(i') di'\right], \qquad (1.30)$$

при условии, что изменение тока через контакт медленное по сравнению с характерными временными масштабами системы.



Рис. 1.15. Среднее $\langle I_{SW} \rangle$ (левая ось) и среднеквадратическое отклонение σ (правая ось) тока переключения в зависимости от температуры. Символы - эксперимент, сплошная линия теоретическое предсказание по формуле Крамерса (1.27), пунктирная линия - квантовый предел (1.28). Выделенная область соответствует температуре кроссовера $T_{cr} = 56$ мК.

На рисунке 1.14 показаны примеры экспериментально измеренных гистограмм токов переключения W(I), и теоретически полученных зависимостей для выбранных параметров. На рисунке 1.15 показаны зависимости среднего $\langle I_{SW} \rangle$


Рис. 1.16. Температура кроссовера T_{cr} в зависимости от скорости развертки тока \dot{I} для различных величин емкости перехода C.

и среднеквадратичного отклонения σ тока переключения I_{SW} от температуры. Видно, что от 1 K до 56 мK среднеквадратическое отклонение уменьшается с уменьшением температуры, что хорошо описывается теорией для теплового предела. Для температур, меньших 56 мK, экспериментальная кривая среднеквадратического отклонения выходит на константу 4.5 нA, и данная область описывается квантовой теорией [53–55]. Область, выделенная на рисунке пунктирным прямоугольником, соответствует переходу из теплового режима в квантовый. Используя подбор параметров теоретической оценки экспериментальных данных, получено значение критического тока $I_c = 2.2$ мкA, а температура кроссовера составляет приблизительно 56 мK.

Рассмотрим теперь возможные способы уменьшения T_{cr} . На рисунке 1.16 показана теоретическая оценка температуры кроссовера в зависимости от скорости развертки тока для различных параметров емкости перехода C. Зави-

симость $T_{cr}(\dot{I})$ является логарифмической с различным наклоном, зависящим от емкости. Таким образом, увеличение скорости переключения тока \dot{I} , и, соответственно, увеличение $\langle I_{SW} \rangle$ приводит к уменьшению частоты ω_0 (уравнение (1.26)) и температуры T_{cr} (уравнение (1.29)). С одной стороны, температура кроссовера уменьшается с ростом емкости по экспоненциальному закону, с другой стороны изменение емкости приводит к изменению частоты по корневой зависимости. То есть, при создании высокочувствительного детектора необходимо уменьшать T_{cr} с учетом рабочего диапазона частот.

1.4. Выводы

Анализ сложившегося уровня техники показывает, что детальное изучение динамики процессов в сверхпроводниковых квантовых битах и системах считывания может привести к значительному уменьшению их чувствительности к шумам, и как следствие, улучшению разрешения и надежности схем считывания.

В данной главе был изучен режим снятия информационного сигнала с кубита методом быстрого одноимпульсного считывания. Показано, что уменьшение ошибки считывания можно получить путем выбора оптимальных значений амплитуды импульса A и постоянной составляющей магнитного поля a_0 . Также получена оптимальная форма импульса, позволяющая для конкретных параметров кубита увеличить надежность считывания.

Компьютерное моделирование позволило изучить зависимость ошибки туннелирования от емкости джозефсоновского контакта, параметра, изменение которого в реальных экспериментах связано с определенными техническими трудностями. Для быстрого импульсного считывания длительностью 2 нс удалось уменьшить ошибку до N = 0.031. Используя параметры кубита из экспериментов [30], получен интервал значений емкости C от 450fF до 150fF, для которых ошибка может быть уменьшена в 2-3 раза за счет варьирования пара-

38

метров системы, изменяемых в эксперименте.

На основе исследования характеристик точечного джозефсоновского контакта в качестве чувствительного датчика внешнего сигнала можно сделать предположение о реализации квантовых неразрушающих измерений. Измеренные характеристики вместе с теоретическими оценками демонстрируют очень низкое значение температуры перехода в квантовый режим $T_{cr} \approx 56$ мК. Стоит заметить, что полученное значение соответствует случаю низкого значения критического тока джозефосновского контакта, и медленной скорости развертки тока, в сравнении с работами, выполненными ранее [38, 39]. Вместе с возможностью оптимизации параметров сверхпроводящего кубита и режимов считывания сигнала с него это позволит улучшить существующие считывающие схемы.

Описываемая система квантового бита и детектора на основе точечного джозефсоновского контакта обычно используется в более сложных сверхпроводниковых схемах, где информация передается с помощью квантов магнитного потока, двигающихся вдоль джозефсоновской линии передачи (представляющей собой либо дискретные цепочки контактов, либо длинные джозефсоновские контакты). В этой связи актуальным является изучение флуктуационные свойств не только точечных контактов, но и контактов, имеющих большие размеры, длинных джозефсоновских контактов, для которых влияние тепловых флуктуаций как на динамические, так и на статические характеристики является более сложным и изучено в меньшей степени.

39

Глава 2

Спектральные характеристики длинных джозефсоновских контактов с неоднородным током питания

В данной главе приводится теоретическое исследование влияния геометрии джозефсоновского контакта на спектральные и мощностные характеристики генерации. Для описания динамики длинного джозефсоновского контакта используется одномерное уравнения синус-Гордона с учетом затухания, поверхностных потерь, связи с внешней волноведущей системой и тепловыми флуктуациями.

Выбор геометрии джозефсоновского контакта в рамках модели отражается на форме распределения плотности тока питания вдоль длины контакта. В зависимости от модельных профилей плотности тока, приближенных к экспериментальным, в структурах устанавливается режим генерации электромагнитной волны, существенно различный по ширине спектральной линии и мощности выходного сигнала.

Исследование возможности уширения спектральной линии показало, что подбор геометрии джозефсоновского контакта (профиля плотности тока) позволяет получить необходимую ширину линии. Полученные результаты применимы для задачи создания квазишумового источника.

Изложение основано на работах [A2, A3] и докладах на конференциях [A13, A18].

2.1. Введение

Для описания длинных джозефсоновских контактов удобно использовать эквивалентную схему, представляющую собой параллельные *RLC* контура, со-

единённые между собой индуктивностями L'dx и поверхностными сопротивлениями $R'_n dx$, рисунок 2.1. Реальная часть импеданса R_n , называемая сопротивлением перехода, связана с диссипативным рассеянием квазичастиц на лондоновской длине проникновения. Мнимая часть L' (индуктивность перехода) представляет собой магнитную энергию, запасенную на лондоновской длине проникновения в сверхпроводящем электроде.



Рис. 2.1. Эквивалентная схема длинного джозефсоновского контакта. $C = \varepsilon_r \varepsilon_0 w/t$ - емкость между двумя сверхпроводящими электродами (на единицу длины), $L' = \mu_0 d/w$ - индуктивность на единицу длины, G - эффективная шутнирующая проводимость.

Запишем закон Кирхгофа для точки А на рисунке 2.1:

$$\frac{\partial (I_1 + I_2)}{\partial x} = j_B - C \frac{\partial V}{\partial t} - VG - j_c \sin \phi.$$
(2.1)

Падение напряжения в направлении *x*:

$$dV = -R_n I_2 dx = -L' \frac{\partial I_1}{\partial t} dx, \qquad (2.2)$$

а на основе нестационарного эффекта джозефсона (1.16) получаем:

$$\frac{\partial I_1}{\partial t} = -\frac{1}{L} \frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{\Phi_0}{2\pi L'} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial t},$$
(2.3)

$$I_2 = -\frac{1}{R_n} \frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{\Phi_0}{2\pi R_n} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial t}.$$
 (2.4)

Подставляя I_1 и I_2 в уравнение (2.1) получим:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial^2 x} - L'C \frac{\partial^2 \phi}{\partial^2 t} = \frac{2\pi L'}{\Phi_0} j_c (\sin \phi - \frac{j_B}{j_c}) + \frac{L'}{R_n} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{L'}{R_n} \frac{\partial^3 \phi}{\partial^2 x \partial t}.$$
 (2.5)

Из уравнения (2.5) введем плазменную частоту $\omega_p = \sqrt{2\pi j_c/\Phi_0 C}$ и джозефсоновскую длину $\lambda_J = \sqrt{\Phi_0/(2\pi\mu_0 J_c d)}$, а также скорость Свихарта $\bar{c} = \lambda_J \omega_p = \frac{1}{L'C} = c_0 \sqrt{\frac{t}{\varepsilon_r d}}$, где c_0 - скорость света в вакууме, $d = t + 2\lambda_L$, t - толщина барьера. Данные величины имеют важное значение для описания длинного джозефсоновского контакта: λ_J - это величина, показывающая, насколько глубоко магнитное поле проникает в джозефсоновский контакт, ω_p - это минимальная угловая частота колебания фазы в контакте, а скорость Свихарта - максимальная скорость распространения электромагнитной волны внутри контакта.

Используя нормировку длины на джозефсоновскую длину, а времени - на плазменную частоту, уравнение (2.5) может быть записано в виде:

$$\phi_{xx} - \phi_{tt} = \sin \phi + \alpha \phi_t - \beta \phi_{xxt} - \eta, \qquad (2.6)$$

где $\alpha = 1/RC\omega_p$ представлет собой безразмерный параметр затухания, связанный с квазичастичным туннелированием, а $\beta = \omega_p L'/R_n$ - поверхностные токовые потери, $\eta = j_B/j_c$. Данное уравнение представляет собой уравнение типа синус-Гордон с учетом возмущений.

Простейшим решением такого уравнение является решение в виде солитона/антисолитона, рисунок 2.2а:

$$\phi(x,t) = 4 \arctan[\exp(\frac{x - vt - x_o}{\sqrt{1 - v^2}})], \qquad (2.7)$$

инвариантное относительно преобразования Лоренца:

$$x \to x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2}}; t \to t' = \frac{t - x/v}{\sqrt{1 - v^2}}.$$
 (2.8)



Рис. 2.2. Солитон и антисолитон (a), а также зависимость формы солитона от скорости движения v (б).

Для того, чтобы определить фазовую скорость v, необходимо рассмотреть случай наличия внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно длине контакта, рисунок 2.3а. В этом случае связь внешнего поля и джозефсоновской фазы имеет вид:

$$\frac{H}{\lambda_J j_c} = \frac{d\phi}{dx},\tag{2.9}$$

в простейшем случае, и в случае наличия поверхностных потерь

$$\frac{H}{\lambda_J j_c} = -\frac{I_1 + I2}{\omega \lambda_J j_c} = \frac{\frac{\Phi_0 \phi_x}{2\pi L'} - \frac{\Phi_0 \phi_x}{2\pi R_n}}{\omega \lambda_J j_c} = \phi_x + \beta \phi_{xt}, \qquad (2.10)$$

где $H/(\lambda_J j_c) = \Gamma$ - нормированное магнитное поле.

При превышении внешним полем некоторого значения, в джозефсоновский контакт проникают вихри магнитного поля (солитоны), и под действием силы Лоренца, связанной с приложенным током I_B , двигаются от одного края к другому, рисунок 2.36. В этом случае фазовая скорость солитонов определяется как

$$v = \omega_0 / \Gamma_0, \tag{2.11}$$

где $\omega_0 = (2\pi\Phi_0)V_{dc} = \omega_p v_{dc}$ - угловая частота (v_{dc} - постоянное напряжение в контакте, нормированное на джозефсоновское напряжение V_j) и $\Gamma_0 = \Gamma/\lambda_J$ -

фазовая постоянная. Таким образом, из уравнения (2.11)

$$v = \bar{c} v_{dc} / \Gamma. \tag{2.12}$$

(9.19)



Рис. 2.3. Геометрия длинного джозефсоновского контакта планарного типа (a). Схематическое изображение генерации движущейся цепочки солитонов в джозефсоновском контакте (б).

В зависимости от величины магнитного поля и тока смещения, подаваемых на джозефсоновский контакт, наблюдается три различных режима генерации. При малых магнитных полях, порядка величины критического поля $H_m = 2\lambda_J j_c$, при котором солитоны начинают заходить в контакт, наблюдается хаотическая генерация с очень большой шириной спектральной линии, которая может достигать нескольких ГГц при частоте генерации от 50 до 200 ГГц. Далее, при увеличении магнитного поля и частоты генерации (от 200 до 400 ГГц), наблюдается резонансный режим (на вольт-амперной характеристике наблюдаются почти вертикальные ступени Фиске), для которого ширина линии составляет менее 1 МГц. При дальнейшем увеличении магнитного поля и частоты генерации в диапазоне от 450 до 700 ГГц на ВАХ наблюдаются непрерывные ступени генерации электромагнитной волны, с возможностью плавной перестройки частоты во всем диапазоне, при этом ширина спектральной линии составляет от 1 до 50 МГц. Джозефсоновский контакт, находящийся в таком режиме, называется генератором бегущих волн (ГБВ), и представляет наибольший практический интерес для широкого круга задач: спектроскопии,

схем считывания и др. При этом динамика джозефсоновской фазы в этом режиме представляет из себя сложный процесс, не описывающейся аналитическими выражениями, и обычно исследуется с помощью численных методов.

2.2. Длинные джозефсоновские контакты планарной и торцевой геометрий

Несмотря на то, что теоретическое и экспериментальное изучение ГБВ началось довольно давно [9, 11, 12, 14, 15, 18, 56–61], в большинстве работ исследуется планарная геометрия образца (рисунок 2.4, а). В таких структурах ток смещения вводится в контакт перпендикулярно к его длине L, в отличие от торцевых контактов (рисунок 2.4, б), где ток питания сосредоточен на краях контакта. Для последних структур до недавнего времени спектральные характеристики не исследовались ни экспериментально ни теоретически. Исследование торцевых контактов и сравнение контактов различной геометрии проводилось для случая движения одиночного солитона в работах [16, 62, 63], кроме того в работах [17, 18, 64] исследовались вольт-амперные характеристики и режим Фиске. Анализ флуктуационных и спектральных свойств торцевых контактов и отличие их от планарных является актуальной задачей.

Исследование выполнено с помощью компьютерного моделирования одномерного уравнения типа синус-Гордон

$$\phi_{tt} + \alpha \phi_t - \phi_{xx} = \beta \phi_{xxt} + \eta(x) - \sin(\phi) + \eta_f(x, t), \qquad (2.13)$$

для разности фаз параметра порядка ϕ . Здесь время нормировано на плазменную частоту ω_p , а координата - на джозефсоновскую длину $\lambda_J = \sqrt{\Phi_0/(2\pi\mu_0 J_c d)}$, напряжение нормировано на джозефсоновское напряжение $v = V/V_J = 2\pi V/(\Phi_0 \omega_p)$. Уравнение учитывает омические потери $\alpha = \omega_p/\omega_c$, поверхностные потери β и присутствие тепловых флуктуаций $\eta_f(x, t)$, описываемых белым гауссовским шумом с нулевым средним и функцией корреляции



Рис. 2.4. Длинные джозефсоновские контакты торцевой (а) и планарной (б) геометрии.

 $\langle \eta_f(x,t)\eta_f(x',t')\rangle = 2\alpha\gamma\delta(x-x')\delta(t-t')$, где $\gamma = I_T/(J_c\lambda_J)$ - безразмерная интенсивность шума, $I_T = 2ekT/\hbar$ - тепловой ток. Различная геометрия джозефсоновского контакта учитывается в неравномерном распределении тока смещения $\eta(x)$, нормированного на плотность критическую тока J_c .

В граничные условия основного уравнения входит согласование системы с RC-нагрузкой [15, 59, 65, 66], что позволяет смоделировать вывод излучения через микрополосковую линию в реальных экспериментальных установках.

$$\phi_{x}(0,t) + r_{L}c_{L}\phi_{xt}(0,t) - c_{L}\phi_{tt}(0,t) + \beta r_{L}c_{L}\phi_{xtt}(0,t) + \beta \phi_{xt}(0,t) = \Gamma,$$

$$\phi_{x}(L,t) + r_{R}c_{R}\phi_{xt}(L,t) + c_{R}\phi_{tt}(L,t) + \beta r_{R}c_{R}\phi_{xtt}(L,t) + \beta \phi_{xt}(L,t) = \Gamma,$$
(2.14)
(2.15)

здесь $\Gamma = H_e/(\lambda_J J_c)$ - нормированное магнитное поле, L - безразмерная длина контакта. Безразмерные величины $c_{L,R}$ и $r_{L,R}$ моделируют нагрузку на правом и левом краю.



Рис. 2.5. Профиль распределения тока смещения в тонких пленках планарных джозефсоновских контактов.

Хорошо известно, что способ инжекции тока в джозефсоновский контакт сильно влияет на его динамические свойства [1]. Для планарной геометрии, где ток смещения вводится в контакт перпендикулярно к его длине, большинство теоретических моделей рассматривает равномерное распределение тока смещения. Однако, в реальных узких контактах это распределение неоднородно [67], и ток существенно растет на краях, рисунок 2.5. Другая ситуация возникает в торцевых контактах, где ток смещения вводится в контакт параллельно его длинной грани, что в случае одномерной модели означает влияние тока только на границах контакта. Для выбранной математической модели различная геометрия сказывается на распределении тока питания вдоль длины контакта $\eta(x)$:

$$\eta_{un}(x) = \eta_0, \qquad (uniform)$$

$$\eta_{ov}(x) = (\eta_0 L/\pi)/\sqrt{x(L-x)}, \qquad (mixed)$$

$$\eta_{in}(x) = \eta_0 L[\delta(x) + \delta(x-L)], \qquad (inline)$$

(2.16)

где η_{un} (uniform) - случай равномерного распределения тока в планарном контакте, η_{ov} (mixed) - неравномерный ток в планарном контакте, η_{in} (inline) случай торцевого контакта, а η_0 - полный ток в пленке.

Для торцевых контактов распределение плотности тока в уравнение синус-Гордона (2.13) равноценно граничным условиям типа: $\phi_x(0,t) = \Gamma - \eta_0 L/2$, $\phi_x(L,t) = \Gamma + \eta_0 L/2$ (для простоты записи здесь не учтена RC-нагрузка).



Рис. 2.6. Скорость движения солитона вдоль контакта для случая планарной U_{ov} и торцевой U_{in} геометрий.

Рассмотрим основное отличие генерации в джозефсоновских контактах различной геометрии. При некотором значении внешнего магнитного поля в контакте происходит захват кванта магнитного потока (образование солитона). Под действием силы Лоренца, связанной с приложенным током смещения, солитон начинает двигаться от одного края контакта к другому и излучаться на конце. На рисунке 2.6 показана зависимость скорости движения вихря магнитного потока от координаты. Сплошной линией - для случая планарной геометрии равномерного распределения плотности тока. Скорость остается постоянной на всей длине контакта вследствие постоянного воздействия тока смещения. В торцевом же контакте (пунктирная кривая) вихрь получает энергию только на границе и далее его скорость спадает пропорционально затуханию в контакте. Таким образом, чем длиннее контакт, или чем больше затухание, тем сильнее отличается скорость движения солитона или цепочки вихрей для планарной и торцевой геометрий. Рассмотренный случай движения одиночного солитона, изученный в [62, 67], может быть расширен для исследуемого в работе случая генерации бегущих волн с помощью следующего условия: если $\alpha L \ll 1$ - установленные режимы для различных распределений тока идентичны. В случае $\alpha L \ge 1$ - вольт-амперные и спектральные характеристики будут различны для планарной и торцевой геометрий.

Моделирование выполнено для параметров, аналогичных рассматриваемым в работе [65]: α =0.033, β =0.035, Γ =3.6, $c_L = c_R$ =100, r_L =2, r_R =100. Граничные условия соответствуют случаю хорошего согласования на левом (выходном) краю и отражения от правого (входного) края. Интенсивность шума мала: γ =0.05.



Рис. 2.7. Ширина линии генерации ГБВ в зависимости от тока питания для короткого контакта L = 5 и различных распределений тока $\eta(x)$ (2.16): ромбы - торцевой контакт η_{in} , кресты - планарный при неравномерном распределении тока η_{ov} , квадраты - равномерное распределение тока η_{un} . Вставка: Мощность излучения с правого края контакта x = 0.

Первый рассмотренный случай соответствует коротким контактам L = 5. Полученные вольт-амперные характеристики для всех трех распределений плотности тока идентичны и совпадают с результатами [66]. Спектральные характеристики получены с помощью Фурье преобразования корреляционной функции второго рода $\Phi[\tau] = \frac{1}{T_{av}} \int_{0}^{T_{av}} \langle v_0(t)v_0(t+\tau) \rangle dt$, где $v_0(t) = d\phi(t,0)/dt$ соответствует напряжению на нагрузке при x = 0, а T_{av} - среднее время. Ширина спектральной линии, вычисленная как полная ширина на половинной высоте и нормированная на плазменную частоту ω_p , представлена на рисунке 2.7 для различных профилей тока. Мощность генерации, выделенная в нагрузке [59], нормирована на джозефсоновскую $P_j = V_J^2/Z_0$, где Z_0 - импеданс контакта. В результате, как и обсуждалось выше, при условии $\alpha L < 1$ режимы генерации совпадают для различных геометрий контактов.

Теперь рассмотрим более интересный случай длинных контактов $\alpha L > 1$. На рисунке 2.8 показаны вольт-амперные характеристики контактов различной геометрии и различной длины. Видно, что кривые не только отличаются для конкретных распределений плотности тока, но и изменение длины контакта по-разному сказывается на зависимостях. Ширина спектральной линии для различных геометрий (Рис. 2.9) также различна, в то время, как максимально достижимая мощность излучения меняется не сильно (вставка рисунка 2.9). В результате видно, что для торцевого контакта ширина линии в рабочем диапазоне в 2-2,5 раза больше чем для планарного контакта с равномерным и неравномерным распределением тока смещения.

Аналитическая формула ширины линии, полученная в работе [13] для планарного контакта и учитывающая не только влияние шумов тока смещения (через дифференциальное сопротивления по току смещения $r_d = dv/d\eta_0$), но и их конверсию в шумы магнитного поля (через дифференциальное опротивление по магнитному полю - току контрольной линии $r_d^{CL} = Ldv/d\Gamma$):

$$\Delta f_{FFO} = 2\alpha \gamma (r_d + \sigma r_d^{CL})^2 / L, \qquad (2.17)$$



Рис. 2.8. Вольт-амперные характеристики ГБВ для различной геометрии и различной длины контакта. Квадраты и кресты (на рисунке практически совпадают) - планарная геометрия при равномерном распределении тока, L = 20; L = 40. Планарная геометрия при неравномерном распределении тока - треугольники (L = 20), ромбы (L = 40). Торцевая геометрия для L = 20 (звезды), L = 40 (круги). Вставка: мощность излучения.

даёт хорошее согласование с экспериментом [14, 56] и численным счетом [65, 66]. На рисунке 2.9 символами изображены соответствующие характеристики спектральной линии для контактов различной геометрии. Используя лишь один подгоночный параметр σ , значение которого является постоянным для каждой кривой, показано хорошее совпадение как для планарного так и для торцевого контактов. Так, $\sigma = 0.205$ для планарного контакта с равномерным распределением тока (филетовая кривая и квадраты - моделирование и теория (2.17), $\sigma = 0.1$ для планарного контакта при неравномерном распределении тока (красная кривая и кресты - моделирование и теория (2.17), и $\sigma = 0.4$ для торцевого контакта (синяя кривая и ромбы - моделирование и теория (2.17)).

На рисунке 2.10 для длинного торцевого контакта L = 40 показаны вольтамперные характеристики при различных значениях внешнего магнитного поля. Известно [9, 11, 12, 15], что для планарного контакта уменьшение магнитно-



Рис. 2.9. Ширина спектральной линии и мощность (на вставке) для контактов длины L = 40. Ромбы - торцевой контакт, кресты - планарный при неравномерном распределении тока, квадраты - равномерное распределение тока. Линии - численный счет, символы - аналитическая формула для ширины линии [13].



Рис. 2.10. ВАХ ГБВ торцевой геометрии для различных значений внешнего поля. Звезды - $\Gamma = 1.5$; ромбы - $\Gamma = 2.2$; квадраты - $\Gamma = 3.2$; кресты - $\Gamma = 4.2$; круги - $\Gamma = 5.2$.

го поля ($\Gamma \leq 2.5$) приводит к возникновению ступеней Фиске с невозможностью плавной перестройки частоты. В случае торцевого контакта L = 40, как видно

из рисунка, режим генерации бегущих волн сохраняется на большом интервале вплоть до Γ ≥ 1.5. При этом значение ширины спектральной линии в рабочих диапазонах для каждого случая практически одинаковое, см. рисунок 2.11. Максимально достижимая мощность (вставка к рисунку 2.11) меняется в зависимости от значения поля, и наибольший сигнал приходится на Γ ≈ 3.2.



Рис. 2.11. Ширина спектральной линии и мощность (на вставке) для торцевых контактов L = 40 и различных значений магнитного поля. Обозначения как на рисунке 2.10.

Кроме того, исследовалась зависимость ширины спектральной линии и мощности излучения от интенсивности теплового шума в контакте. Показано (см. Рис. 2.12), что ширина линии торцевого контакта не только больше ширины планарного, но и имеет более сильную зависимость $\Delta f_{min}(\gamma)$ (наклон кривой 0.5γ), нежели в случае однородного и неоднородного распределений плотности тока планарного контакта (0.18γ и 0.25γ соответственно). Зависимость мощности излучения от интенсивности шума во всех случаях нелинейна: $P(\gamma)$ уменьшается в три раза в интервале от $\gamma = 0.1$ до $\gamma = 0.01$.

Таким образом, были рассмотрены особенности генерации бегущих волн в длинных контактах торцевой и планарной геометрии. На основе моделирования уравнения типа синус-Гордон с шумом проведено сравнение спектральных ха-



Рис. 2.12. Ширина спектральной линии и мощность (на вставке) в зависимости от интенсивности шума γ для L = 40 и $\Gamma = 3.6$. Обозначения как на рисунке 2.7. Пунктирные линии - линейные зависимости для сравнения.

рактеристик. В результате, можно сделать вывод, что для получения генерации с узкой спектральной линией торцевые контакты не подходят. Ширина линии в этом случае в два раза больше, чем для планарных контактов, в то время как мощность излучения падает слабо.

2.3. Незапитанный край в длинных джозефсоновских контактах

Возможным способом изменения ширины спектральной линии джозефсоновского контакта при генерации в квазимонохроматическом режиме может быть подбор оптимального профиля тока смещения. Пространственное распределение тока смещения во многом определяется конфигурацией питающего электрода, по которому подается ток. Простейший случай - равномерное распределение - достигается при равенстве длины питающего электрода длине контакта. В реальном эксперименте, однако, как обсуждалось ранее, в тонких сверхпроводящих пленках распределение тока неоднородно, и в этом случае предпринимаются дополнительные ухищрения: резистивные вставки и пр., для создания более равномерного профиля тока смещения.



Рис. 2.13. Геометрия джозефсоновского контакта с незапитанным краем.

Если электрод у́же, чем джозефсоновский контакт (рисунок 2.13), то ток будет спадать при удалении от краев электрода. В этом случае говорят, что контакт имеет так называемый "незапитанный край". В использованной модели положение электрода задавалось двумя точками ($0 \le x_1 < x_2 \le L$), определяющими его левую и правую границы соответственно (рисунок 2.14). Профиль тока вдоль ширины электрода для простоты был принят равномерным. В несмещенных областях ($0 \le x < x_1, x_2 < x \le L$) предполагалось экспоненциальное спадание профиля тока по закону $\exp(-px)$, где p - фактор затухания, позволяющий подобрать решение наиболее близкое к экспериментальному результату. Для случая, когда подводящий электрод максимально узкий и сдвинут к одному из краёв, можно считать, что ток имеет только затухающую компоненту (рисунок 2.14, кривые с кругами и крестами).

Таким образом, узкий электрод приводит к неоднородности тока питания, а сдвиг электрода в ту или другую сторону дополнительно создает асимметрию характеристик джозефсоновского контакта.

С точки зрения эксперимента, наиболее простым и наглядным является исследование вольт-амперных характеристик и гистограмм переключения кон-



Рис. 2.14. Рассматриваемые профили тока смещения $\eta(x)$: тонкая линия - равномерное распределение, кресты - случай минимальной ширины электрода, сдвинутого влево ($x_1 = x_2 = 0$), треугольники - $x_1 = 0$, $x_2 = 10$, ромбы - центральное расположение электрода ($x_1 = 15$, $x_2 = 25$), квадраты - $x_1 = 30$, $x_2 = 40$, круги - $x_1 = x_2 = 40$.

такта в резистивное состояние. Рассмотрим, как асимметрия, вызванная незапитанным краем, влияет на последнюю характеристику.

Анализ выполнен с помощью компьютерного моделирования уравнения синус-Гордона, представленного в предыдущем разделе (2.13), при этом учет незапитанного края осуществляется с помощью неоднородности распределения плотности тока $\eta(x) = \eta_0 f(x)$, где $\frac{1}{L} \int_0^L f(x) dx = 1$.

Для наглядности будем рассматривать предельный случай смещения электрода, приводящий к наибольшей асимметрии (рисунок 2.14, кривые с кругами и крестами).

На рисунке 2.15 представлены гистограммы токов переключения $w(\eta_0)$, аналогичные характеристикам, исследованным в Главе 1 (рисунок 1.14). Моделирование переключения контактов в резистивное состояние выполнено следующим образом: в начальный момент времени ток питания $\eta_0 = 0.7$ соответствует сверхпроводящему режиму (ток меньше критического, напряжение на контак-



Рис. 2.15. Гистограмма токов переключения $w(\eta_0)$ для различной величины затухания тока в контакте p и интенсивности шума $\gamma = 0.01$. Выбранный профиль тока соответствует кривой с крестами, рисунок 2.14.

те отсутствует, фаза $\phi = \arcsin \eta_0$), после чего происходит линейный рост тока $\eta_{sw} = 0.01t$. В момент времени переключения из сверхпроводящего состояния в резистивное ток η_{sw} , при котором произошел переход, фиксируется для каждой реализации эксперимента. Из-за тепловых флуктуаций ток переключения меняется от раза к разу, в результате формируется гистограмма распределения.

В отличие от описания короткого джозефсоновского контакта с помощью изображающей точки в потенциальном профиле (см. предыдущую главу), в случае длинного контакта происходит движение струны в двумерном потенциале [68]. При этом присутствует асимметрия тока питания, зависящая от фактора затухания p: чем он меньше, тем ближе картина к равномерному случаю. На рисунке 2.15 для малой неоднородности (p = 0.0005; 0.001) картина близка к наблюдаемой для точечного контакта, но при увеличении неоднородности (увеличении скорости спадания тока p) на зависимости появляются два максимума тока η_{sw} . Это объясняется тем, что для длинного контакта перескок через ба-

рьер происходит при входе вихря в край контакта [68]. Из-за того, что токи на правой $\eta(L)$ и левой $\eta(0)$ границах различны, возникновение вихрей может происходить при существенно различных токах питания η_{sw} , что становится заметно в виде бимодального распределения, где положение каждого максимума соответствует значению тока вблизи границы. Этот эффект бимодальности становится заметным либо при увеличении неоднородности тока смещения, либо при уменьшении интенсивности шума, см., например, рисунок 2.16. Видно, что в случае равномерного распределения тока смещения ширина гистограммы уменьшается пропорционально интенсивности шума γ , в то время как для неоднородного распределения даже небольшая неоднородность p = 0.001, приводящая к унимодальному распределению на рисунке 2.15, при уменьшении интенсивности шума приводит к трансформации распределения в бимодальное, и при дальнейшем уменьшении шума ширина распределения меняется слабо, а отдельные максимумы заостряются.



Рис. 2.16. Гистограмма токов переключения $w(\eta_0)$ для затухания тока в контакте p = 0.001(сплошные кривые) и равномерного распределения (пунктирные кривые) при различных интенсивностях шума γ .



Рис. 2.17. Гистограмма токов переключения $w(\eta_0)$ для различных знаков внешнего магнитного поля Г. Выбранный профиль тока соответствует кривой с крестами и p = 0.002, рисунок 2.14. Для сравнения приведен случай равномерного распределения.

Асимметрия гистограмм проявляется также в случае приложения ненулевого внешнего магнитного поля, рисунок 2.17. Здесь в зависимости от знака тока питания и магнитного поля преобладает возникновение вихря на одном или другом краю перехода, и, соответственно, переключение в резистивное состояние при одном или другом среднем токе η_{sw} . Таким образом, с помощью гистограмм можно различить даже слабую асимметрию распределения тока питания, и в дальнейшем эта характеристика может быть использована в качестве средства изучения неоднородности тока.

Теперь исследуем, каким образом неоднородность и асимметрия тока влияет на спектральные характеристики контакта, находящегося в режиме генерации бегущих волн.

Рассмотрим случай, когда питающий электрод намного у́же, чем длина джозефсоновского контакта (при длине контакта L = 40, ширина электрода равна 10). Будем сдвигать положение электрода от крайнего левого $x_1 = 0$



Рис. 2.18. Вольт-амперные характеристики для различных профилей тока, представленных на рисунке 2.14.



Рис. 2.19. Ширина спектральной линии и мощность излучения (вставка) для различных профилей тока смещения, обозначения как на рисунке 2.14.

к крайнему правому $x_2 = L$ (рисунок 2.14). Для различного положения электрода построены вольт-амперные характеристики (Рис 2.18). Видно, что по мере того, как питающий электрод сдвигается от излучающего края, ступени на ВАХ становятся более пологими. Кроме того, ширина спектральной линии (ри-

сунок 2.19) при неравномерных профилях тока значительно превышает ширину линии, достигаемую при равномерном профиле. При положении питающего электрода ближе к выходному (левому) краю контакта можно получить уширение линии приблизительно в 2 раза, а при положении электрода ближе к входному (правому) краю уширение доходит до 3 раз.

Анализ уровня мощности (вставка рисунка 2.19) показывает, что чем ближе управляющий электрод к выходному краю, тем больше мощность генерации. Данный эффект можно объяснить, рассмотрев установившееся распределение магнитного поля $H(x) = d\phi(x)/dx$ вдоль длины контакта, усредненное по времени, рисунок 2.20. Для равномерного случая магнитное поле почти не меняется вдоль контакта и близко к заданному внешнему полю $\Gamma = 3.6$. В случае, когда электрод близок к выходному концу ГБВ, солитоны эффективно выносятся из контакта, что отражается на уменьшении уровня магнитного поля, и, соответственно, увеличении мощности в *RC*-нагрузке. В обратном случае солитоны с силой проталкиваются в центр контакта, но затем эффективно не выносятся, магнитное поле растет, мощность падает.



Рис. 2.20. Распределение магнитного поля $H(x) = d\phi(x)/dx$ вдоль джозефсоновского контакта ($\eta_0 = 0.17$) для трех случаев: электрод смещен максимально вправо (кресты), равномерный случай питания, электрод смещен максимально влево (круги), см. Рис. 2.14.

И хотя наибольшую излучаемую мощность дает положение электрода у выходного края, далее мы будем рассматривать случай, дающий наиболее широкую линию, то есть случай электрода у правого (входного) края. Хотя даже в этом случае уровень генерируемой мощности больше, чем для центрального расположения электрода [15, 65].



Рис. 2.21. Профили тока смещения для электрода различной длины у входного края.

Исследуем, как меняются характеристики излучения генератора при изменении длины электрода, смещенного к входному (правому) краю $x_2 = L$ (рисунок 2.21). Зависимость ширины спектральной линии от полного тока смещения, подаваемого на контакт, представлена на Рис. 2.22. Аналогично предыдущему случаю, ширина линии излучения наименьшая при подаче на контакт равномерного профиля тока. Видно, что чем уже электрод, тем больше ширина линии. Таким образом, для получения наилучшего режима работы генератора в качестве квази-шумового источника, ширина электрода должна быть существенно меньше длины джозефсоновского контакта.

При этом максимальный уровень мощности для неоднородных профилей тока почти одинаков (в два раза меньше, чем для однородного распределения).

Последняя оптимизация посвящена изучению зависимости выходных ха-



Рис. 2.22. Ширина спектральной линии и мощность излучения (вставка) для различных профилей тока смещения, обозначения как на рисунке 2.21.

рактеристик генератора от скорости спадание профиля тока в несмещенной области при положении электрода вблизи выходного края. На рисунке 2.23 показаны спектральные и мощностные характеристики для различных значений фактора затухания p. Видно, что чем быстрее спадает профиль тока, приближаясь по форме к дельта-функции на конце, тем больше ширина линии излучения. При этом мощность излучения падает, почти выходя на константу для p > 0.1. Для сравнения, на том же рисунке представлена характеристика для торцевого контакта, представляющего собой две дельта функции на входном и выходном краях (см. предыдущий раздел). Мощность излучения в этом случае больше, что связано с тем, что солитоны испытывают воздействие тока на обоих краях.

Таким образом, подбор оптимального профиля тока смещения позволяет получить увеличение ширины спектральной линии без существенных потерь в мощности излучения.



Рис. 2.23. Ширина спектральной линии и мощность излучения (вставка) для электрода, расположенного в крайнем правом положении $x_1 = x_2 = 40$ и различных значений фактора затухания: круги - p = 0.03; ромбы - p = 0.1; треугольники - p = 0.3; кресты - p = 3. Для сравнения сплошной кривой без символов показаны характеристики торцевого контакта.

2.4. Выводы

На основе компьютерного моделирования режима генерации бегущих волн проведено сравнение спектральных свойств контактов торцевой геометрии с результатами для планарных контактов при равномерном распределении плотности тока, и при распределении плотности тока с прогибом в центре контакта, как в сверхпроводящей плёнке. Показано, что для контактов торцевой геометрии ширина линии излучения в рабочей области в 2-2,5 раза больше, чем в случае планарной геометрии (и для равномерного и для неравномерного распределения токов). При этом мощность излучения для различных контактов варьируется слабо. Изучена зависимость режимов работы генератора торцевой геометрии от величины внешнего магнитного поля и показано влияние интенсивности шума на выходные характеристики контактов торцевой и планарной геометрий.

Исследованы гистограммы токов переключения длинного джозефсоновского контакта для различных профилей тока и интенсивностей шума. Показано, что гистограмма чувствительна к асимметрии распределения тока: даже при небольших асимметриях тока смещения и малой интенсивности шума наблюдается трансформация унимодального распределения в бимодальное. Рассмотрена возможность уширения спектральной линии джозефсоновсокого генератора бегущих волн при квазимонохроматическом режиме генерации путем подачи на контакт неравномерного профиля тока смещения. Для этой цели было проведено моделирование ширины спектральной линии при различных профилях тока, сделаны выводы о путях получения наилучшего результата. Показано, что подбор оптимального неравномерного профиля тока позволяет получить увеличение ширины линии приблизительно в 3 раза, при этом мощность излучения падает незначительно, что открывает новые возможности для решения задачи создания шумовых спектрометров на основе длинного джозефсоновского контакта. При разработке дизайнов ГБВ неоднородность профиля тока смещения можно регулировать, меняя геометрию питающих электродов.

Глава З

Влияние асимметрии тока питания на джозефсоновскую генерацию в ВТСП бикристаллических контактах

В настоящей главе приводится экспериментальное и теоретическое исследование длинных джозефсоновских контактов на основе тонких пленок YBa₂Cu₃O_{7-δ} на бикристаллических фианитовых подложках. Рассматривается режим генерации бегущих электромагнитных волн на основе анализа особенностей вольт-амперных характеристик. Проведены экспериментальные измерения образцов при температуре 6 - 77 K, для внешнего магнитного поля порядка 0.5 Гс на вольт-амперных характеристиках обнаружены асимметричные ступени. Анализ причин асимметрии в бикристаллических контактах выполнен на основе численного решения уравнения синус-Гордона с неравномерным (асимметричным) распределением различных компонент тока и внешнего магнитного поля.

Проведенный анализ показывает, что наиболее вероятной причиной асимметрии вольт-амперных характеристик является неоднородное распределение тока питания в ВТСП контактах, ранее предсказанное в работе М.Ю. Куприянова и соавторов.

Теоретически показано, что внутренняя асимметрия приводит к изменению излучательных свойств структур, что предполагает необходимость выбора оптимальных параметров для получения генерации в случае движения волны в одну или другую сторону.

Изложение основано на работе [А5] и докладе конференции [А21].

66

3.1. Введение

С открытием высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) появилась принципиальная возможность существенно расширить частотный диапазон сверхпроводящих приемных и спектроскопических устройств в область терагерцовых частот. Кроме того, их рабочие температуры могут быть повышены вплоть до температур 60-80 К, где возможно применение жидкого азота или эффективных и надежных криогенных охладителей замкнутого цикла, например, криоохладителей, работающих по циклу Стирлинга.

При использовании ВТСП материалов могут быть созданы электронные устройства, в том числе приемные и спектроскопические устройства на основе нестационарного эффекта Джозефсона, превосходящие по таким своим основным характеристикам, как быстродействие, чувствительность, частотный диапазон, аналогичные устройства, основанные на других принципах.

В работе рассматривались ВТСП джозефсоновские контакты, созданные на основе пленки YBaCuO, выращенной на бикристаллической фианитовой подложке. Бикристаллические контакты обычно классифицируются исходя из ориентации кристаллов друг относительно друга. Так, на рисунке 3.1 показан случай вращения кристаллов по оси c в плоскости бикристаллической границы (tilt), при этом важен угол θ (угол разориентации кристаллических решеток).



Рис. 3.1. Схематическое изображение бикристаллической фианитовой YSZ подложки.

В результате роста ВТСП пленки на такой подложке на месте границы

двух разориентированных кристаллов образуется слабая связь, и ток, проходящий по сверхпроводящей пленке через границу, будет иметь джозефсоновский характер [69].

На протяжении многих лет высокотемпературные сверхпроводники с сильной анизотропией были и остаются объектом интенсивных исследований. Асимметрии характеристик джозефсоновских контактов на основе ВТСП уделяется значительное внимание. Нетипичная зависимость критического тока от магнитного поля $I_c(H)$ исследуется как в низкотемпературных (HTCII) [70–73], так и в высокотемпературных контактах [74, 75]. Недавно было показано [76], что в торцевых НТСП джозефсоновских контактах асимметрия зависимости $I_c(H)$ связана с различной емкостью верхнего и нижнего электродов. Неоднородность плотности критического тока в ВТСП купратных сверхпроводниках связана с особенностями роста пленок на подложках моно- и бикристаллов [77, 78]. В низкотемпературных контактах для создания несимметричного распределения тока питания применяются дополнительные действия вроде "незапитанного края" [65, 79–81], [А3] (см. предыдущую главу). В ВТСП джозефсоновских контактах же образуется естественная асимметрия из-за кристаллографической анизотропии бикристаллической подложки. Данный эффект был теоретически предсказан в работе [20].

Режим движения джозефсоновских вихрей (режим генерации бегущих волн) является актуальной темой для низкотемпературных контактов как в экспериментальном [12, 82–84], так и в теоретическом [15, 17, 18, 59–61, 65, 80, 81, 85],[A2] планах. В то время, как в ВТСП контактах этот режим исследован слабо [19, 86, 87].

Данная глава посвящена экспериментальному исследованию генерации бегущих волн, обсуждению особенностей режима в ВТСП структурах, а также анализу полученных результатов.

68

3.2. Эффект асимметрии ступеней на вольт-амперной характеристике в длинных джозефсоновских контактах на основе ВТСП YBaCuO

Для экспериментального исследования вольт-амперных характеристик джозефсоновских генераторов получены образцы распределенных джозефсоновских контактов на основе YBa₂Cu₃O_{7- δ} плёнок на бикристаллических фианитовых 24°[001]-tilt Zr_{1-x}Y_xO₂ подложках. Образцы были изготовлены в ИФМ РАН с помощью магнетронного напыления, результаты исследований технологической группы представлены в работе [88]. Длина контактов вдоль бикристаллической границы составляла 350 мкм, толщина пленки - 0.3 мкм. Исследования проводились как в азотном заливном криостате (рисунок 3.2), так и в криостате замкнутого цикла на основе импульсной трубы Cryomech PT-410, работающем до температур 4 K (рисунок 3.3).



Рис. 3.2. Фотографии установки заливного криостата. а - основание криостата с выходами постоянного тока и коаксиальными кабелями, б - установка криостата с турбомолекулярным насосом.

Образец клеился к кремниевой линзе и устанавливался на медный держатель, закрепленный на основании криостата, рисунок 3.4. Измерения проводились при температурах 6-80 К. Для получения требуемой температуры использовался нагревающий резистор, закрепленный на медном держателе. Из-



Рис. 3.3. Фотография гелиевого криостата замкнутого цикла.



Рис. 3.4. Держатель для образцов YBaCuO. а - вид со стороны образца: 1 - катушка, 2 - образец. б - вид с обратной стороны держателя, 3 - термодатчик Lakeshore, 4 - нагревающий резистор 5 - кремниевая линза.



Рис. 3.5. Эксперимент по измерению отклика джозефсоновского контакта на высокочастотное воздействие. 1 - плита криостата, 2 - держатель образца, 3 - катушка, 4 - коаксиал.

мерения проводились с помощью малошумящего источника тока (рисунок 3.6), управляемого с персонального компьютера посредством программного пакета Иртекон, разработанного в ИРЭ РАН. Мониторинг температуры осуществлялся с помощью термодатчика Lakeshore (рисунок 3.7). Внешнее магнитное поле, перпендикулярное границе, создавалось с помощью тока I_{CL} , задаваемого в катушке, расположенной над образцом и имеющей диаметр много больше размера джозефсоновского контакта. При этом сам джозефсоновский контакт располагался в центре катушки, поэтому считалось, что магнитное поле равномерно распределено по всей длине границы. Для экранировки от поля Земли и внешних сигналов использовался пермаллоевый экран.



Рис. 3.6. Источник тока со снятой верхней крышкой.



Рис. 3.7. Изменение температуры образца в криостате во время нагрева.

Фотография сборки по измерению отклика джозефсоновского контакта на высокочастотное воздействие представлена на рисунке 3.8. Внешний сигнал заводился в криостат через коаксиальную линию и подводился к образцу с помощью антенны.


Рис. 3.8. Фотография исследуемого образца. Черные точки на серебряных контактных площадках - места крепления проводов с помощью ультразвуковой сварки.



Рис. 3.9. Вольт-амперные характеристики ВТСП YBaCuO джозефсоновских контактов при различных температурах.



Рис. 3.10. Зависимость критического тока контакта от температуры.



Рис. 3.11. Зависимость критического тока I_C от величины тока катушки I_{CL} , наводящего внешнее магнитное поле в образце. а - температура T = 77 K, б - T = 6 K.

Исследуемый джозефсоновский контакт являлся распределенным (длинным), т.е. его длина намного превышала джозефсоновскую длину $\lambda_J = \sqrt{\Phi_0/(2\pi\mu_0 J_c d)} = 1.3$ мкм. Для образца, представленного на рисунке 3.8, были проведены измерения вольт-амперных характеристик образцов (рисунок 3.9), получены зависимости величины критического тока от температуры, а также зависимости критического тока от внешнего поля. Гелиевые температуры демонстрируют значение тока I_C порядка 50 мА, для азотной температуры 77К



Рис. 3.12. Ступени Шапиро для различной частоты внешнего сигнала (слева) и различной мощности (справа).

критический ток падает до 3-4 мА.

Измеренная зависимость критического тока от температуры (рисунок 3.10), совпадает с экспериментальными исследованиями [89] и хорошо описывается теорией Клема, учитывающей эффекты кроссовера между теорией Гинзбурга-Ландау ($I_c \sim (T - T_c)^{3/2}$) и Амбегаокара-Баратова.

Была измерена зависимость критического тока от величины приложенного внешнего магнитного поля для различных температур (на рисунке 3.11 изображена зависимость I_c от тока соленоида I_{CL} , пропорционального создаваемому полю). Вид этой зависимости качественно хорошо совпадает с ранее полученными результатами для бикристаллических контактов с углом разориентации 24 градуса (как и у исследуемого образца, см. [69, 74, 90]), и объясняется пиннингом вихрей магнитного потока в джозефсоновском контакте.

Измерения отклика джозефсоновского контакта на высокочастотное воздействие проводилось в интервале частот 7-20 ГГц и мощности генератора 1-10 мВт. Вольт-амперные характеристики в этом случае демонстрировали наличие ступеней тока (ступенек Шапиро), положение которых определялось частотой внешнего сигнала, а амплитуда - мощностью [91], рисунок 3.12.

Исследованы вольт-амперные характеристики, демонстрирующие различ-



Рис. 3.13. ВАХ для различной величины тока I_{CL} и температуры 6 К. $I_{CL} = -1$ мА (квадраты), $I_{CL} = -2.25$ мА (круги), $I_{CL} = -3$ mA (ромбы). Стрелками отмечены вершины ступеней – резкое изменение (увеличение) дифференциального сопротивления и выход на нормальную ветку. Пунктирные кривые (ось справа) – ВАХ за вычетом омической ветки.

ные режимы генерации, возникающие в контакте в зависимости от величины внешнего магнитного поля. На рисунке 3.13 показана область величин магнитного поля, соответствующая генерации бегущих волн в контакте. Данный режим характеризуется появлением ступеней на I-V характеристике [19, 86, 87]. Положение ступеней линейно зависит от величины магнитного поля [86] и их возникновение свидетельствует о резонансном движении вихрей от одного края контакта к другому. Из-за большого затухания в контакте (связанного с малой ёмкостью слабой связи сверхпроводников на границе бикристаллической подложки и значительными омическими потерями), данные ступени более пологие чем аналогичные в низкотемпературных NbAlO_xNb контактах [12]. Для удобства на правой оси рисунка 3.13 отмечены значения тока питания I за вычетом нормальной составляющей V/R_N . При этом, для данной температуры T = 6 К, нормальное сопротивление $R_N = 0.0087$ Ом ($I_c R_N = 0.46$ мВ). Видно, что с увеличением тока соленоида величина вершины ступени (отмечена стрелками на рисунке) сдвигается в сторону большего напряжения, а сама ступень меняет наклон. Для величины $|I_{CL}| < 1$ мА, черная кривая, генерации почти нет, ступень слабо различима. Наименьшее дифференциальное сопротивление (наибольший наклон ступени, синяя кривая) наблюдается при $|I_{CL}| = 2.25$ мА, далее следует спад генерации при $|I_{CL}| > 3$ мА, синяя кривая. Наблюдаемые зависимости находятся в полном соответствии с экспериментами других групп как для высоко-, так и для низкотемпературных контактов.



Рис. 3.14. Экспериментальные ВАХ для одинакового значения магнитного поля по модулю, но разного направления (T = 6 K). Квадраты - $I_{CL} = 2.25$ мА, круги - $I_{CL} = -2.25$ мА.

При этом знак магнитного поля (направление движения вихрей) влияет на устанавливаемый режим. На рисунке 3.14 показаны ВАХ для величины поля по модулю порядка 0.2 Гс ($I_{CL} = 2.25$ мА) и разного направления (разного знака тока соленоида). Видно, что для различного направления движения, величина ступени различна и вершина ступени сдвинута по напряжению. Такая асимметрия ступеней означает, что в зависимости от направления движения вихрей (справа налево или слева направо), устанавливаются различные режимы генерации с различной мощностью и шириной спектральной линии.

Для выяснения причины такой асимметрии ВАХ были проведены численные исследования в рамках модифицированного уравнения синус-Гордона с обозначениями, аналогичными уравнению (2.13).

$$\phi_{tt} + \alpha \phi_t - \phi_{xx} = \beta \phi_{xxt} + \eta(x) - \eta_c(x) \sin \phi.$$
(3.1)

Здесь $\eta(x)$ - распределение плотности питающего тока, $\eta_c(x)$ - распределение плотности критического тока. И тот и другой член нормированы на плотность критического тока J_c : $\eta(x) = \eta_0 f(x)$, $\frac{1}{L} \int_0^L f(x) dx = 1$, $\frac{1}{L} \int_0^L \eta_c(x) dx = 1$. В граничные условия основного уравнения входит учет внешнего магнитного поля $\Gamma = H_e/(\lambda_J J_c)$:

$$\phi(0,t)_x + \beta \phi(0,t)_{xt} = \Gamma - \Delta \Gamma,$$

$$\phi(L,t)_x + \beta \phi(L,t)_{xt} = \Gamma + \Delta \Gamma.$$

Слагаемое $\Delta \Gamma$ учитывает неоднородность магнитного поля [15].

Несмотря на то, что в общем случае вопрос правомерности использования уравнения синус-Гордона для описания YBaCuO ГБВ остается открытым [92] из-за несинусоидальности ток-фазовой зависимости [93], детальный анализ данной зависимости $I_c(\phi)$ для бикристаллических джозефсоновских контактов с углом разориентации 24° подтвердил синусоидальность [94], и для контактов с углами 32° данная модель (2.13) была успешно применена ранее [87].

Параметры системы выбраны в соответствии с экспериментальными наблюдениями: безразмерная длина L = 200; затухание $\alpha = 1.5$; поверхностные потери $\beta = 0.1$; внешнее поле $\Gamma = 1$.

Рассмотрим несколько причин, способных привести к асимметрии ступеней, наблюдаемой в эксперименте. Первая причина - это неоднородность внеш-



Рис. 3.15. Схематическое изображение движения солитона вдоль бикристаллического контакта при неравномерном распределении плотности критического тока $\eta_c(x)$. (a) - замедленное движение солитона от правой границы к левой при положительном магнитном поле Г. (б) - ускоренное движение солитона от левой границы к правой при отрицательном магнитном поле Г.

него магнитного поля, наводимого катушкой. В результате неоднородности на границах возникает асимметрия поля (ненулевое ΔΓ в граничных условиях данной модели (3.2)), что приводит к различным режимам для разного направления поля (разного знака Г в модели).

В эксперименте использовались различные катушки для наведения магнитного поля (и различные варианты их крепления к держателю образца) (диаметром d = 5 - 15 мм – много большим, чем размер джозефсоновского перехода). Таким образом, возможная неоднородность распределения магнитного поля на длине образца сводилась к минимуму. Кроме того, моделирование показало, что для получения асимметрии ступеней, наблюдаемой в измерениях, необходимо задавать $2\Delta\Gamma$ более 80%, что существенно превосходит оценки возможной неоднородности магнитного поля в эксперименте. Таким образом, эффект неравномерности внешнего поля не может приводить к наблюдаемой картине.

Следующая возможная причина - неоднородность критического тока вдоль бикристаллической границы (рисунок 3.15), связанная с особенностями роста ВТСП пленки на бикристалле [93, 95, 96]. В работе были рассмотрены



Рис. 3.16. Теоретические ВАХ для различного направления магнитного поля и распределения плотности критического тока $\eta_c(x) \sim \exp(-px)$. Кривая без символов - равномерное распределение критического тока (p = 0), кривые с треугольниками ($\Gamma = 1$) и ромбами ($\Gamma = -1$) - фактор затухания p = 0.001. Вставка: распределение критического (или полного) тока в контакте для различного значения фактора затухания, сверху вниз: p = 0.001; p = 0.0002; p = 0.

различные профили затухания тока $\eta_c(x)$, вставка рисунка 3.16. При этом исследовался различный характер затухания тока на длине контакта. Моделировалось экспоненциальное спадание профиля тока по закону $\exp(-px)$, где p фактор затухания, позволяющий подобрать решение наиболее близкое к экспериментальному результату. Несмотря на то, что закон спадания предполагался экспоненциальным, из-за большой длины контакта и малого коэффициента p, графики выглядят почти линейными, что совпадает с общими соображениями распределения тока в таких структурах.

Варьируя степень неоднородности профиля критического тока, удалось подобрать значение, при котором кривые моделирования качественно совпадают с экспериментальными данными вольт-амперных характеристик, рисунок 3.16.

80



Рис. 3.17. Зависимость нормированного критического тока i_c от внешнего магнитного поля Г. Эксперимент: сплошная кривая; теория: точки - равномерный случай p = 0, короткая пунктирная линия - неоднородность тока питания p = 0.0002, длинный пунктир - неоднородность критического тока p = 0.001, .

Если фактор затухания p < 0.001 (слабая асимметрия критического тока), то разница в режимах практически не видна и ВАХ соответствуют случаю равномерного распределения. Существенная асимметрия режимов наступает при величине p = 0.001: для положительного поля Γ (кривая с треугольниками на рисунке 3.16) солитоны начинают двигаться от правого края с пониженным критическим током и замедляют своё движение к правому краю, где критический ток большой (рисунок 3.15, а). Из-за этого солитоны быстро проникают в центр контакта и там, замедляясь, застревают, в то время, как для отрицательного поля солитоны эффективно проходят через контакт, ускоряясь (рисунок 3.15, б), что приводит к более выраженной ступени генерации бегущих волн (ромбы на рисунке 3.16).

Но в этом случае должна проявляться асимметрия зависимости критиче-

ского тока от внешнего поля $i_c(\Gamma)$, рисунок 3.17. Сравнение экспериментальной кривой (сплошная линия на рисунке) и теоретической зависимости для неоднородного распределения критического тока (кривая с длинным пунктиром) показывает заметное расхождение. Таким образом, асимметрия $\eta_c(x)$ может приводить к наблюдаемому эффекту на ВАХ, но должна давать дополнительный эффект неоднородности $i_c(\Gamma)$, который не наблюдается по результатам наших измерений, поэтому асимметрия $\eta_c(x)$ вряд ли является основной причиной, приводящей к асимметрии ступеней.



Рис. 3.18. ВАХ для различного направления магнитного поля и неоднородности тока смещения $\eta(x) \sim \exp(-px)$ с фактором затухания p = 0.0002: ромбы - $\Gamma = -1$, треугольники - $\Gamma = 1$.

Эффект асимметрии полного тока смещения, протекающего через бикристаллическую границу, был впервые теоретически предсказан в работе [20], и объяснялся естественными особенностями роста сверхпроводящей пленки на бикристалле. Мы провели численное исследование данного эффекта, и, также как и в предыдущем случае, подобрали модельный профиль тока питания $\eta(x)$ такой, что вольт-амперные зависимости качественно совпали с измерениями, рисунок 3.18. Для положительного поля Γ (кривая с треугольниками на рисунке 3.18) солитоны начинают двигаться от правого края с пониженным полным током и ускоряются под действием силы Лоренца при движении к правому краю, что отражается на ВАХ в виде различимой ступени. Для отрицательного поля картина обратная: солитоны замедляются и ВАХ становится более пологой. При этом в данном случае асимметрия зависимости критического тока от поля $i_c(\Gamma)$ (рисунок 3.17, кривая с коротким пунктиром) слабая, что совпадает с экспериментальной зависимостью. Поэтому можно сделать вывод, что асимметрия тока смещения вблизи бикристаллической границы ВТСП джозефсоновского контакта является основной причиной асимметрии ступеней генерации на вольт-амперных характеристиках для различного направления магнитного поля.

3.3. Условие равенства скоростей для длинных бикристаллических контактов

На основе предыдущих экспериментов было принято решение об увеличении толщины пленки до 0.6 мкм. В результате удалось получить значение плотности критического тока 93 - 230 кA/см², а отношение $I_cR_n = 0.8$ - 1.96 мВ (для температуры T = 6 K). Таким образом, увеличение толщины пленки позволило приблизиться к предельно достижимым значениям параметров длинных джозефсоновских контактов на основе пленок YBaCuO, известных из литературных данных [19, 69]. Фотография модифицированных структур длинных джозефсоновских контактов представлена на рисунке 3.19. На рисунке 3.20 представлены BAX для двух структур длиной 50 и 250 мкм с улучшенными параметрами.

На рисунке 3.21 слева показаны экспериментальные ВАХ для образца длиной 350 микрон при различных значениях внешнего магнитного поля, создаваемого током I_{CL} через соленоид. На графике виден резонансный режим, опре-



Рис. 3.19. Фотография образца YBaCuO джозефсоновских контактов различной длины (350 мкм, 250 мкм и 50 мкм) с дипольными антеннами на различные частоты (150 ГГц, 300 ГГц и 500 ГГц).



Рис. 3.20. Вольт-амперные характеристики ВТСП YBaCuO джозефсоновских контактов различных длин: 50 мкм (слева) и 250 мкм (справа).

деляемый ступенями тока различной высоты и положения V_{vm} по напряжению. Для сравнения на рисунке 3.21 справа показан результат моделирования на ос-



Рис. 3.21. ВАХ для бикристаллического контакта длиной 350 мкм (T = 6K) и различной величины магнитного поля. Стрелками отмечены вершины ступеней, V_{vm} . Слева - экспериментальные данные, справа - результат численного моделирования.

нове уравнения синус-Гордона (см. предыдущий раздел) с параметрами: $\alpha = 1$, $L = 250, p = 0.0005, \Gamma$ от 0.4 до 1. Видно качественное сходство эксперимента и теории, единственное существенное отличие - отсутствие в эксперименте сильного подавления критического тока с ростом магнитного поля. Это связано с тем, что выбранная модель не учитывает эффекта застревания (пиннинга) вихрей внутри контакта.

Наблюдаемые на вольт-амперной характеристике ступени возникают вследствие распространения флаксонов от одного края к другому, скорость движения которых определяется соотношением: $u = \bar{c}V_{dc}/(\bar{c}d\mu_0H_e)$ [87], где V_{dc} - это напряжение на контакте, H_e - внешнее магнитное поле, перпендикулярное границе кристалла, \bar{c} - скорость распространения электромагнитных волн в контакте, d - эффективная магнитная толщина барьера. В таком случае напряжение, соответствующее вершине ступени, определяется условием равенства скоростей: скорость движения флаксонов становится равной скорости Свихар-



Рис. 3.22. Условие равенства скоростей: зависимость положения резонансных ступеней $|V_{vm}|$ от внешнего поля (тока через катушку $|I_{CL}|$) для различного направления движения волн. Длина образца - 50 мкм, и температура T = 6 К. Слева - экспериментальные данные, справа - результат численного моделирования.

та $\bar{c}: V_{vm} \approx (\bar{c}d\mu_0) H_e \approx (\bar{c}d\mu_0) n I_{CL}$, где n - число витков катушки на единицу длины.

На рисунке 3.22 для образца длиной 50 микрон построена зависимость положения ступеней $|V_{vm}|$ от магнитного поля (тока катушки $|I_{CL}|$) для различного направления движения флаксонов, определяющегося знаком тока питания и внешнего поля (эксперимент - слева). Видно, что зависимости являются практически линейными с несколько отличающимся наклоном, но основное отличие заключается в том, что кривые смещены по напряжению. То есть для движения вихрей в одном направлении резонанс возникает при меньших напряжениях, чем для обратного движения. Это объясняется внутренней асимметрий исследуемых структур, описанной в предыдущем разделе. На рисунке 3.22 справа видно, что теория подтверждает данное предположение (используемые параметры - $\alpha = 1.5$, L = 70, p = 0.0005).



Рис. 3.23. ВАХ для бикристаллического контакта длиной 50 мкм (T = 6K) и различного направления магнитного поля. Вершины ступеней отмечены напряжениями V_{vm1} и V_{vm2} . Слева: экспериментальные вольт-амперные характеристики (кривые без символов) и вычисленные на их основе зависимости дифференциального сопротивления (кривые с символами). Справа - теория, кривые без символов - ВАХ, кривые с символами - мощность генерации в контакте.

Другой показательной характеристикой является зависимость дифференциального сопротивления R_d на вершине ступени (наклон ступени), рисунок 3.23 слева. Если для каждой ступени (каждой ВАХ различного внешнего поля) построить зависимость дифференциального сопротивления от положения ступени $|V_{vm}|$, рисунок 3.24, то данная характеристика не будет зависеть от малых отклонений и флуктуаций задающего внешнего магнитного поля и будет определяться только внутренними свойствами системы. Похожая зависимость использовалась в работах [97, 98] для анализа ступеней линейного наклона, наблюдающихся при малых значениях магнитных полей.

Для низкотемпературных контактов было показано, что наклон ступени (сопротивление) напрямую связан с излучаемой мощностью [64],[A3]. То есть, чем больше наклон ступени, тем больше мощность генерации. Теоретическое моделирование мощности генерации на резонансных ступенях генерации бегу-



Рис. 3.24. Дифференциальное сопротивление на вершине ступени в зависимости от положения ступени для образца 50 мкм и температуры T = 6 К. Слева - экспериментальные данные. Справа - результат численного моделирования (кривые без символов - сопротивление r_d от положения ступени v_{vm} , кривые с символами - соответствующая максимальная мощность генерации для каждой ступени).

щей волны в зависимости от задающего тока (рисунок 3.23 справа, кривые с символами) показывает, что, как и предполагалось, максимальная мощность излучения достигается на вершине ступени, и напрямую зависит от наклона (дифференциального сопротивления).

Несмотря на это, на рисунке 3.24 справа видно, что для различных направлений движения вихрей зависимость r_d от v_{vm} различна, в то время, как достигаемая в максимуме мощность генерации почти одинакова для обоих случаев (кривые с символами). При этом, положение максимумов мощности по напряжению (и, учитывая джозефсоновское соотношение, по частоте) различно для двух случаев, что говорит об асимметричных излучательных свойствах образца, определяемых внутренними особенностями бикристаллических контактов, а также их геометрией.

88

3.4. Выводы

Таким образом, были экспериментально исследованы образцы длинных джозефсоновских контактов на основе тонких пленок YBa₂Cu₃O_{7-δ} на бикристаллических фианитовых подложках, измерены вольт-амперные характеристики, зависимости критического тока как функции температуры и внешнего магнитного поля. Для поля порядка 0.2 Гс на ВАХ обнаружены асимметричные ступени генерации бегущей волны. Анализ и моделирование дают хорошее согласие с результатами экспериментов и свидетельствуют о правильности сделанных выводов относительно транспортных свойствах контактов и основной причины, приводящей к наблюдаемой асимметрии.

Наиболее вероятной причиной такой асимметрии является неоднородное распределение тока питания вдоль бикристаллической границы, что было недавно теоретически предсказано в работе [20].

Для бикристаллических контактов исследована зависимость положения ступени генерации бегущей волны от величины магнитного поля (условие равенства скоростей). Связь между ВАХ и мощностью генерации исследована с помощью предложенной характеристики минимума дифференциального сопротивления резонансных ступеней. Показано, что внутренняя неоднородность протекания тока через бикристаллическую границу приводит к изменению излучательных свойств структур, что предполагает необходимость выбора оптимальных параметров для получения генерации в случае движения вихрей в одну или другую сторону.

89

Заключение

В заключение сформулируем основные результаты, приведенные в данной диссертационной работе:

- Исследован процесс одноимпульсного считывания состояния фазового кубита путем численного решения нестационарного уравнения Шредингера для двухуровневой системы. Показано, что при оптимизации формы считывающего импульса, емкости джозефсоновского перехода, а также величины смещения по внешнему магнитному полю, надежность считывания можно увеличить до 96-97% для коротких импульсов длительностью 2 нс.
- 2. Проведен анализ экспериментальных данных по переключению короткого джозефсоновского контакта с малыми потерями и малой плотностью критического тока при различных температурах от 0.01К до 1К. Получено хорошее согласие измерений и теории в классическом и квантовом пределах, найдена температура кроссовера, и предложены способы по её уменьшению с учетом рабочего диапазона частот.
- 3. Численно исследованы шумовые и излучательные свойства длинных джозефсоновских контактов в режиме генерации бегущих волн с *RC* нагрузкой. Исследована спектральная плотность мощности контакта торцевой геометрии и показано, что при одинаковых условиях ширина спектральной линии в 2-2.5 раза больше чем у контакта планарной геометрии.
- 4. Рассмотрена возможность уширения спектральной линии генерации путем подачи на контакт неравномерного профиля тока смещения. Для этой цели было проведено моделирование ширины спектральной линии при различных профилях тока, сделаны выводы о путях получения наилучшего результата. Показано, что подбор оптимального неравномерного профиля тока позволяет получить увеличение ширины линии приблизительно в 3-5

раз, при этом мощность излучения падает незначительно.

5. Проведены экспериментальные исследования характеристик ВТСП бикристаллических контактов, получены вольт-амперные характеристики и величины критического тока в интервале температур от 6 К до 77К. Измерена зависимость критического тока полученных образцов распределенных джозефсоновских контактов от приложенного внешнего магнитного поля. Для магнитного поля порядка 0.2 Гс проведено наблюдение режима генерации бегущих волн, выражающегося в возникновении ступени на вольт-амперной характеристике. Исследована зависимость ступеней от тока смещения, величины внешнего магнитного поля и направления движения электромагнитных волн. Экспериментально обнаружен эффект асимметрии ступеней генерации бегущих волн ВТСП бикристаллических контактов в зависимости от направления магнитного поля. Проведено компьютерное моделирование режима генерации бегущих волн для длинных контактов с большим коэффициентом затухания. Показано, что наиболее вероятной причиной асимметрии ступеней ВАХ является неоднородность профиля тока из-за влияния бикристаллической границы.

Список публикаций автора по теме диссертации

Публикации в изданиях, рекомендованных ВАК РФ

- A1. Revin, L. S. Fine tuning of phase qubit parameters for optimization of fast single-pulse readout / L. S. Revin, A. L. Pankratov // Applied Physics Letters. –
 2011. Vol. 98, № 16. P. 162501.
- A2. Revin, L. S. Spectral and power properties of inline long Josephson junctions /
 L. S. Revin, A. L. Pankratov // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86. P. 054501.
- A3. Matrozova, E. A. The effect of bias feed profile on the linewidth of noisy Josephson flux flow oscillator / E. A. Matrozova, A. L. Pankratov, L. S. Revin // Journal of Applied Physics. 2012. Vol. 112, № 5. P. 053905.
- A4. Oelsner, G. Underdamped Josephson junction as a switching current detector /
 G. Oelsner, L. S. Revin, E. Ilichev et al. // Applied Physics Letters. 2013. —
 Vol. 103, № 14. P. 142605.
- A5. Revin, L. S. The effect of bias current asymmetry on the flux-flow steps in the grain boundary ybacuo long Josephson junctions / L. S. Revin, A. V. Chiginev,
 A. L. Pankratov et al. // Journal of Applied Physics. 2013. Vol. 114,
 № 24. P. 243903.

Другие издания и доклады на конференциях

- A6. Revin, L.S. Influence of fluctuations on transfer function of ac hysteretic and dc SQUIDs / L.S. Revin, A.L. Pankratov // XV Scientific School "Nonlinear Waves - 2010 Nizhny Novgorod, 2010 March, p. 218-219.
- А7. Ревин, Л.С. Оптимизация процесса считывания информационного сигнала с кубита / Л.С. Ревин, А.Л. Панкратов // XIV научная конференция по радиофизике / Нижний Новгород - 2010. Р. 227-228.

- А8. Ревин, Л.С. Оптимизация считывания состояний джозефсоновского кубита / Л.С. Ревин, А.Л. Панкратов // XIII Школа молодых ученых "Актуальные проблемы физики"/ Москва. - 2010. Р. 186-187.
- А9. Ревин, Л.С. Оптимизация параметров фазового кубита в режиме быстрого импульсного считывания / Л.С. Ревин, А.Л. Панкратов // XV международный симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника"/ Нижний Новгород. - 2011. Р. 298-299.
- A10. Revin, L.S. Tuning of phase qubit parameters for optimization of fast single-pulse readout / L.S. Revin, A.L. Pankratov // International workshop "Cryogenic Nanosensors"/ Bjorkliden, Sweden. - 2011. P. 34.
- A11. Revin, L.S. Optimization of phase qubit parameters in the fast single-pulse readout process / L.S. Revin, A.L. Pankratov // International Conference for Young Scientists "Low Temperature Physics"/ Kharkov, Ukraine. - 2011 P. 42.
- A12. Pankratov, A.L. Optimal phase qubit parameters for fast single-pulse readout / A.L. Pankratov, L.S. Revin // International Conference on Quantum Technologies / Moscow. - 2011. P. 56.
- А13. Ревин, Л.С. Влияние геометрии длинного джозефсоновского контакта на спектральные свойства генератора бегущей волны / Л.С. Ревин, А.Л. Панкратов // V Всероссийская молодежная конференция "Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики". / Москва. - 2011. Р. 68.
- А14. Вакс, В.Л. Спектральные свойства шумового нестационарного спектрометра на основе длинного джозефсоновского контакта / В.Л. Вакс, А.Л. Панкратов, Л.С. Ревин, Е.А. Матрозова, Е.А. Собакинская // 1-ая национальная конференция по прикладной сверхпроводимости НКПС-2011 / Москва. - 2011. Р. 122.

- А15. Вакс, В.Л. Принципы построения шумового нестационарного спектрометра на основе длинного джозефсоновского контакта / В.Л. Вакс, А.Л. Панкратов, Л.С. Ревин, Е.А. Матрозова, Е.А. Собакинская // XVI международный симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника"/ Нижний Новгород. - 2012. Р. 17.
- А16. Ревин, Л.С. Спектральные свойства торцевого длинного джозефсоновского контакта в качестве генератора бегущей волны / Л.С. Ревин, А.Л. Панкратов // XVI Научная школа "Нелинейные волны -2012"/ Нижний Новгород. - 2012. Р. 109.
- А17. Ревин, Л.С. Спектральные свойства генератора бегущей волны на основе длинного торцевого джозефсоновского контакта / Л.С. Ревин, А.Л. Панкратов // XVI международный симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника"/ Нижний Новгород. - 2012. Р. 70.
- A18. Revin, L.S. Spectral and power properties of long Josephson junctions as a source of broadband noise radiation / L.S. Revin, E.A. Matrozova, A.L. Pankratov // Advanced Research Workshop "Meso-2012"/ Chernogolovka, Russia. -2012. P. 54.
- А19. Ревин, Л.С. Тепловой предел работы джозефсоновского контакта в качестве чувствительного датчика внешнего сигнал / Л.С. Ревин, Г. Ольснер, Е.В. Ильичев, А.Л. Панкратов, Л.С. Кузьмин // XVII международный симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника"/ Нижний Новгород. - 2013. Р. 63.
- A20. Pankratov, A.L. Noise properties of ballistic detectors for nondestructive qubit readout / A.L. Pankratov, I.I. Soloviev, N.V. Klenov, A.V. Gordeeva, L.S. Revin, E. Il'ichev, L.S. Kuzmin // 2nd International Conference on Quantum Technologies / Moscow, Russia. - 2013. P. 83.

А21. Ревин, Л.С. Эффект асимметрии ступеней генерации длинных джозефсоновских контактов на основе ВТСП ҮВСО / Л.С. Ревин, А.В. Чигинев, А.Л. Панкратов, Д.В. Мастеров, А.Е. Парафин, Г.А. Лучинин, Е.А. Матрозова, Л.С. Кузьмин // XVIII международный симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника"/ 10 - 15 марта 2014 г., Нижний Новгород. - 2014. Р. 83.

Список литературы

- Лихарев, К. Введение в динамику джозефсоновских переходов К. Лихарев // М.: Наука. — 1985. — Р. 224.
- Koelle, D. High-transition-temperature superconducting quantum interference devices / D. Koelle, R. Kleiner, F. Ludwig et al. // Rev. Mod. Phys. — 1999. — Vol. 71. — P. 631–686.
- Asztalos, S. J. Squid-based microwave cavity search for dark-matter axions / S. J. Asztalos, G. Carosi, C. Hagmann et al. // Phys. Rev. Lett. - 2010. - Vol. 104. - P. 041301.
- Xiang, Z.-L. Hybrid quantum circuits: Superconducting circuits interacting with other quantum systems / Z.-L. Xiang, S. Ashhab, J. Q. You, F. Nori // Rev. Mod. Phys. - 2013. - Vol. 85. - P. 623-653.
- Semenov, V. SFQ control circuits for Josephson junction qubits / V. Semenov, D. Averin // Applied Superconductivity, IEEE Transactions on. - 2003. -Vol. 13, № 2. - P. 960-965.
- Fedorov, A. Reading out the state of a flux qubit by Josephson transmission line solitons / A. Fedorov, A. Shnirman, G. Schön, A. Kidiyarova-Shevchenko // Phys. Rev. B. - 2007. - Vol. 75. - P. 224504.
- Averin, D. V. Rapid ballistic readout for flux qubits / D. V. Averin, K. Rabenstein, V. K. Semenov // Phys. Rev. B. - 2006. - Vol. 73. - P. 094504.
- Soloviev, I. I. Soliton scattering as a measurement tool for weak signals / I. I.
 Soloviev, N. V. Klenov, A. L. Pankratov et al. // Phys. Rev. B. 2015. Vol. 92. P. 014516.
- 9. Koshelets, V. P. Integrated superconducting receivers / V. P. Koshelets, S. V.

Shitov // Superconductor Science and Technology.
— 2000. — Vol. 13, $\mathbb{N}^{}$ 5. — P. R53.

- Sobakinskaya, E. Dynamics of a quantum two-level system under the action of phase-diffusion field / E. Sobakinskaya, A. Pankratov, V. Vaks // Physics Letters A. - 2012. - Vol. 376, № 4. - P. 265 - 269.
- Nagatsuma, T. Flux-flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region / T. Nagatsuma, K. Enpuku, F. Irie, K. Yoshida // Journal of Applied Physics. — 1983. — Vol. 54, № 6.
- Koshelets, V. P. Self-pumping effects and radiation linewidth of Josephson flux-flow oscillators / V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. V. Shchukin et al. // Phys. Rev. B. - 1997. - Vol. 56. - P. 5572-5577.
- Pankratov, A. L. Form and width of the spectral line of a Josephson flux-flow oscillator / A. L. Pankratov // Phys. Rev. B. - 2002. - Vol. 65. - P. 054504.
- 14. Koshelets, V. Line width of Josephson flux flow oscillators / V. Koshelets,
 P. Dmitriev, A. Sobolev et al. // Physica C: Superconductivity. 2002. Vol. 372, Part 1. P. 316 321.
- Pankratov, A. L. Influence of surface losses and the self-pumping effect on current-voltage characteristics of a long Josephson junction / A. L. Pankratov, A. S. Sobolev, V. P. Koshelets, J. Mygind // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 75. P. 184516.
- 16. Levring, O. A. Fluxon motion in long overlap and inline Josephson junctions /
 O. A. Levring, N. F. Pedersen, M. R. Samuelsen // Applied Physics Letters. –
 1982. Vol. 40, № 9.
- 17. Cikmacs, P. Resonances and flux-flow in Josephson junctions / P. Cikmacs,

M. Cirillo, V. Merlo, R. Russo // Applied Superconductivity, IEEE Transactions on. - 2001. - Vol. 11, № 1. - P. 99–102.

- Cirillo, M. Fiske modes and eck steps in long Josephson junctions: Theory and experiments / M. Cirillo, N. Grønbech-Jensen, M. R. Samuelsen et al. // Phys. Rev. B. - 1998. - Vol. 58. - P. 12377-12384.
- 19. Winkler, D. Electromagnetic properties at the grain boundary interface of a $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ bicrystal Josephson junction / D. Winkler, Y. M. Zhang, P. A. Nilsson et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 72. P. 1260-1263.
- Kupriyanov, M. Anisotropic distributions of electrical currents in high-T_c grain-boundary junctions / M. Kupriyanov, M. Khapaev, Y. Divin, V. Gubankov // JETP Letters. 2012. Vol. 95, no. 6. Pp. 289-294.
- McCumber, D. E. Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of superconductor weak-link junctions / D. E. McCumber // Journal of Applied Physics. - 1968. - Vol. 39, № 7.
- Stewart, W. C. Current-voltage characteristics of josephson junctions / W. C. Stewart // Applied Physics Letters. — 1968. — Vol. 12, № 8.
- 23. Makhlin, Y. Quantum-state engineering with Josephson-junction devices /
 Y. Makhlin, G. Schön, A. Shnirman // Rev. Mod. Phys. 2001. Vol. 73. P. 357-400.
- 24. Korotkov, A. Special issue on quantum computing with superconducting qubits / A. Korotkov // Quantum Information Processing. — 2009. — Vol. 8, no. 2-3. — Pp. 51–54.
- Martinis, J. Superconducting phase qubits / J. Martinis // Quantum Information Processing. — 2009. — Vol. 8, no. 2-3. — Pp. 81–103.

- 26. Pashkin, Y. Josephson charge qubits: a brief review / Y. Pashkin, O. Astafiev,
 T. Yamamoto at al. // Quantum Information Processing. 2009. Vol. 8, no.
 2-3. Pp. 55-80.
- 27. Buisson, O. One-shot quantum measurement using a hysteretic dc squid /
 O. Buisson, F. Balestro, J. P. Pekola, F. W. J. Hekking // Phys. Rev. Lett. –
 2003. Vol. 90. P. 238304.
- Cooper, K. B. Observation of quantum oscillations between a Josephson phase qubit and a microscopic resonator using fast readout / K. B. Cooper, M. Steffen, R. McDermott et al. // Phys. Rev. Lett. - 2004. - Vol. 93. - P. 180401.
- Astafiev, O. Quantum noise in the Josephson charge qubit / O. Astafiev, Y. A. Pashkin, Y. Nakamura et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 267007.
- 30. McDermott, R. Simultaneous state measurement of coupled Josephson phase qubits / R. McDermott, R. W. Simmonds, M. Steffen et al. // Science. - 2005. -Vol. 307, № 5713. - P. 1299–1302.
- Zhang, Q. Analysis of measurement errors for a superconducting phase qubit /
 Q. Zhang, A. G. Kofman, J. M. Martinis, A. N. Korotkov // Phys. Rev. B. –
 2006. Vol. 74. P. 214518.
- 32. Kofman, A. G. Theoretical analysis of measurement crosstalk for coupled Josephson phase qubits / A. G. Kofman, Q. Zhang, J. M. Martinis, A. N. Korotkov // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 75. P. 014524.
- 33. Steffen, M. Readout for phase qubits without Josephson junctions / M. Steffen,
 S. Kumar, D. DiVincenzo et al. // Applied Physics Letters. 2010. Vol. 96,
 № 10. P. 102506.
- 34. Wirth, T. Microwave readout scheme for a Josephson phase qubit / T. Wirth,

J. Lisenfeld, A. Lukashenko, A. V. Ustinov // Applied Physics Letters. — 2010. — Vol. 97, Nº 26. — P. 262508.

- Pankratov, A. L. Optimal fast single-pulse readout of qubits / A. L. Pankratov,
 A. S. Gavrilov // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 052501.
- 36. Pankratov, A. L. Suppression of timing errors in short overdamped Josephson junctions / A. L. Pankratov, B. Spagnolo // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 177001.
- 37. Andersen, C. K. Effective description of tunneling in a time-dependent potential with applications to voltage switching in Josephson junctions / C. K. Andersen, K. Mølmer // Phys. Rev. A. 2013. Vol. 87. P. 052119.
- 38. Wallraff, A. Switching current measurements of large area Josephson tunnel junctions / A. Wallraff, A. Lukashenko, C. Coqui et al. // Review of Scientific Instruments. — 2003. — Vol. 74, № 8.
- 39. Yu, H. F. Quantum and classical resonant escapes of a strongly driven Josephson junction / H. F. Yu, X. B. Zhu, Z. H. Peng et al. // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 81. – P. 144518.
- 40. Martinis, J. M. Classical phase diffusion in small hysteretic Josephson junctions / J. M. Martinis, R. L. Kautz // Phys. Rev. Lett. - 1989. - Vol. 63. -P. 1507-1510.
- 41. Castellano, M. G. Switching dynamics of Nb/AlOx/Nb Josephson junctions: Measurements for an experiment of macroscopic quantum coherence / M. G. Castellano, R. Leoni, G. Torrioli et al. // Journal of Applied Physics. — 1996. — Vol. 80, № 5.
- 42. Martinis, J. M. Experimental tests for the quantum behavior of a macroscopic degree of freedom: The phase difference across a Josephson junction / J. M.

Martinis, M. H. Devoret, J. Clarke // Phys. Rev. B. — 1987. — Vol. 35. — P. 4682–4698.

- 43. Devoret, M. H. Measurements of macroscopic quantum tunneling out of the zero-voltage state of a current-biased Josephson junction / M. H. Devoret, J. M. Martinis, J. Clarke // Phys. Rev. Lett. - 1985. - Vol. 55. - P. 1908-1911.
- 44. Kramers, H. Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions / H. Kramers // Physica. 1940. Vol. 7, № 4. P. 284 304.
- 45. Hänggi, P. Reaction-rate theory: fifty years after kramers / P. Hänggi, P. Talkner, M. Borkovec // Rev. Mod. Phys. 1990. Vol. 62. P. 251–341.
- 46. Caldeira, A. O. Influence of dissipation on quantum tunneling in macroscopic systems / A. O. Caldeira, A. J. Leggett // Phys. Rev. Lett. - 1981. - Vol. 46. -P. 211-214.
- 47. Voss, R. F. Macroscopic quantum tunneling in 1-μm nb Josephson junctions /
 R. F. Voss, R. A. Webb // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 265-268.
- 48. Martinis, J. M. Thermal enhancement of macroscopic quantum tunneling: Derivation from noise theory / J. M. Martinis, H. Grabert // Phys. Rev. B. – 1988. – Vol. 38. – P. 2371–2379.
- 49. Grabert, H. Crossover from thermal hopping to quantum tunneling / H. Grabert,
 U. Weiss // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 1787-1790.
- 50. Silvestrini, P. Current distributions of thermal switching in extremely underdamped Josephson junctions / P. Silvestrini, O. Liengme, K. E. Gray // Phys. Rev. B. - 1988. - Vol. 37. - P. 1525-1531.
- 51. Castellano, M. G. Characterization of a fabrication process for the integration of superconducting qubits and rapid-single-flux-quantum circuits / M. G. Castel-

lano, L. Gronberg, P. Carelli et al. // Superconductor Science and Technology. — 2006. — Vol. 19, № 8. — P. 860.

- 52. Pankratov, A. L. Resonant activation in overdamped systems with noise subjected to strong periodic driving / A. L. Pankratov, M. Salerno // Physics Letters A. 2000. Vol. 273, № 3. P. 162 166.
- Washburn, S. Effects of dissipation and temperature on macroscopic quantum tunneling / S. Washburn, R. A. Webb, R. F. Voss, S. M. Faris // Phys. Rev. Lett. - 1985. - Vol. 54. - P. 2712-2715.
- 54. Fistul, M. V. Quantum dissociation of a vortex-antivortex pair in a long Josephson junction / M. V. Fistul, A. Wallraff, Y. Koval et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 257004.
- 55. Fazio, R. Quantum phase transitions and vortex dynamics in superconducting networks / R. Fazio, H. van der Zant // Physics Reports. 2001. Vol. 355, № 4. P. 235 334.
- 56. Koshelets, V. P. Radiation linewidth of flux-flow oscillators / V. P. Koshelets,
 P. N. Dmitriev, A. B. Ermakov et al. // Superconductor Science and Technology. 2001. Vol. 14, № 12. P. 1040.
- 57. Koshelets, V. P. A superconducting phase-locked local oscillator for a submillimetre integrated receiver / V. P. Koshelets, S. V. Shitov, L. V. Filippenko et al. // Superconductor Science and Technology. 2004. Vol. 17, № 5. P. S127.
- 58. Koshelets, V. Optimization of the phase-locked flux-flow oscillator for the submm integrated receiver / V. Koshelets, P. Dmitriev, A. Ermakov et al. // Applied Superconductivity, IEEE Transactions on. — 2005. — Vol. 15, № 2. — P. 964–967.

- 59. Soriano, C. Coupling of Josephson flux-flow oscillators to an external rc load / C. Soriano, G. Costabile, R. D. Parmentier // Superconductor Science and Technology. - 1996. - Vol. 9, № 7. - P. 578.
- 60. Jaworski, M. Surface losses and self-pumping effects in a long Josephson junction: A semianalytical approach / M. Jaworski // Phys. Rev. B. - 2010. -Vol. 81. - P. 224517.
- Jaworski, M. Flux-flow dynamics in a long Josephson junction with nonuniform bias current / M. Jaworski // Superconductor Science and Technology. – 2008. – Vol. 21, № 6. – P. 065016.
- 62. Levring, O. A. Perturbation calculation of magnetic field dependence of fluxon dynamics in long inline and overlap Josephson junctions / O. A. Levring, N. F. Pedersen, M. R. Samuelsen // Journal of Applied Physics. 1983. Vol. 54, № 2.
- Pedersen, N. F. Phase locking of long Josephson junctions / N. F. Pedersen,
 A. Davidson // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 41. P. 178-186.
- 64. Yoshida, K. Effects of junction geometry on performance of flux-flow type Josephson oscillator / K. Yoshida, T. Nagatsuma, K. Sueoka et al. // Magnetics, IEEE Transactions on. – 1985. – Vol. 21, № 2. – P. 899–902.
- Pankratov, A. L. Minimizing the linewidth of the flux-flow oscillator / A. L.
 Pankratov // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 92, № 8. P. 082504.
- Pankratov, A. L. Noise self-pumping in long Josephson junctions / A. L. Pankratov // Phys. Rev. B. - 2008. - Vol. 78. - P. 024515.
- 67. Samuelsen, M. R. Influence of the bias current distribution on the static and dynamic properties of long Josephson junctions / M. R. Samuelsen, S. A. Vasenko // Journal of Applied Physics. — 1985. — Vol. 57, № 1.

- Fedorov, K. G. Crossover of the thermal escape problem in annular spatially distributed systems / K. G. Fedorov, A. L. Pankratov // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 103. – P. 260601.
- 69. Hilgenkamp, H. Grain boundaries in high-T_c superconductors / H. Hilgenkamp,
 J. Mannhart // Rev. Mod. Phys. 2002. Vol. 74. P. 485–549.
- 70. Owen, C. S. Vortex structure and critical currents in Josephson junctions / C. S.
 Owen, D. J. Scalapino // Phys. Rev. 1967. Vol. 164. P. 538-544.
- 71. Monaco, R. Static properties of small Josephson tunnel junctions in a transverse magnetic field / R. Monaco, M. Aaroe, J. Mygind, V. P. Koshelets // Journal of Applied Physics. — 2008. — Vol. 104, № 2.
- Moshe, M. Thin-film Josephson junctions with alternating critical current density / M. Moshe, V. G. Kogan, R. G. Mints // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. P. 024505.
- 73. Scharinger, S. Interference patterns of multifacet 20 × (0-π) Josephson junctions with ferromagnetic barrier / S. Scharinger, C. Gürlich, R. G. Mints et al. // Phys. Rev. B. - 2010. - Vol. 81. - P. 174535.
- 74. Nesher, O. Retrieval of critical current distribution in small Josephson junctions / O. Nesher, E. N. Ribak // Applied Physics Letters. 1997. Vol. 71, № 9.
- 75. Dimos, D. Superconducting transport properties of grain boundaries in YBa₂Cu₃O₇ bicrystals / D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart // Phys. Rev. B. - 1990. - Vol. 41. - P. 4038-4049.
- 76. Monaco, R. Self-field effects in window-type Josephson tunnel junctions / R. Monaco, V. P. Koshelets, A. Mukhortova, J. Mygind // Superconductor Science and Technology. — 2013. — Vol. 26, № 5. — P. 055021.

- 77. Dimos, D. Orientation dependence of grain-boundary critical currents in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ bicrystals / D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, F. K. LeGoues // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 219-222.
- 78. Bobyl, A. Magneto-depending noise of a single latent weak link in YBa₂Cu₃O_{7-x} film / A. Bobyl, M. Gaevski, S. Karmanenko et al. // Physica C: Superconductivity. – 1996. – Vol. 266, № 1 - 2. – P. 33 – 43.
- 79. Likharev, K. Josephson junction with lateral injection as a vortex transistor / K. Likharev, V. Semenov, O. Snigirev, B. Todorov // Magnetics, IEEE Transactions on. 1979. Vol. 15, № 1. P. 420-423.
- 80. Nagatsuma, T. Flux-flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region. oscillation stability / T. Nagatsuma, K. Enpuku, K. Sueoka et al. // Journal of Applied Physics. — 1985. — Vol. 58, № 1.
- Pankratov, A. L. Long Josephson junctions with spatially inhomogeneous driving / A. L. Pankratov // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66. P. 134526.
- Koshelets, V. P. Spectral linewidth of autonomous and injection-locked flux-flow oscillators / V. P. Koshelets, A. Shchukin, I. L. Lapytskaya, J. Mygind // Phys. Rev. B. - 1995. - Vol. 51. - P. 6536-6541.
- Ustinov, A. V. Giant radiation linewidth of multifluxon states in long Josephson junctions / A. V. Ustinov, H. Kohlstedt, P. Henne // Phys. Rev. Lett. — 1996. — Vol. 77. — P. 3617–3620.
- 84. Carapella, G. Experimental investigation of flux motion in exponentially shaped Josephson junctions / G. Carapella, N. Martucciello, G. Costabile // Phys. Rev. B. - 2002. - Vol. 66. - P. 134531.
- 85. Salerno, M. Phase locking and flux-flow resonances in Josephson oscillators driv-

en by homogeneous microwave fields / M. Salerno, M. R. Samuelsen // Phys. Rev. B. - 1999. - Vol. 59. - P. 14653–14658.

- 86. Zhang, Y. M. Measurements of undirectional flux-flow in high-T_c grain-boundary long Josephson junctions / Y. M. Zhang, D. Y. M. Winkler, P. A. Nilsson, E. W. Stepantsov, E. A. // Ext. Abstracts of ISEC'93. – 1993. – Vol. 4c-30. – P. 268.
- 87. Zhang, Y. M. Josephson flux-flow resonances in overdamped long YBa₂Cu₃O₇ grain-boundary junctions / Y. M. Zhang, D. Winkler, P.-A. Nilsson, T. Claeson // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51. P. 8684-8687.
- Masterov, D. Thin films of YBaCuO high-temperature superconductor grown in a simplified magnetron sputterer and their microwave application / D. Masterov, S. Pavlov, A. Parafin, Y. Drozdov // Technical Physics. — 2007. — Vol. 52, no. 10. — Pp. 1351–1355.
- Darhmaoui, H. Crossover effects in the temperature dependence of the critical current in YBa₂Cu₃O_{7-δ} / H. Darhmaoui, J. Jung // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 53. P. 14621–14630.
- 90. Kislinskii, Y. Superconducting current in hybrid heterojunctions of metal-oxide superconductors: Size and frequency dependences / Y. Kislinskii, P. Komissinski, K. Constantinian at al. // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2005. Vol. 101, no. 3. Pp. 494–503.
- 91. Klushin, A. Microwave performance of bicrystal josephson junction arrays / A. Klushin, V. Gelikonova, K. Numssen et al. // Physica C: Superconductivity. - 2002. - Vol. 372-376, Part 1. - P. 301 - 304.
- 92. Tafuri, F. Weak links in high critical temperature superconductors / F. Tafuri,
 J. R. Kirtley // Reports on Progress in Physics. 2005. Vol. 68, № 11. —
 P. 2573.

- 93. Il'ichev, E. Phase dependence of the Josephson current in inhomogeneous high- T_c grain-boundary junctions / E. Il'ichev, V. Zakosarenko, R. P. J. IJsselsteijn et al. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. P. 11502-11505.
- 94. Golubov, A. A. The current-phase relation in Josephson junctions / A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, E. Il'ichev // Rev. Mod. Phys. 2004. Vol. 76. P. 411-469.
- 95. Monaco, R. Static properties of small Josephson tunnel junctions in an oblique magnetic field / R. Monaco, M. Aaroe, J. Mygind, V. P. Koshelets // Phys. Rev. B. - 2009. - Vol. 79. - P. 144521.
- 96. Sugimoto, A. Evaluation of supercurrent distribution in high-T_c superconductor by scanning SQUID microscopy / A. Sugimoto, T. Yamaguchi, I. Iguchi // Physica C: Superconductivity. – 2001. – Vol. 357 - 360, Part 2. – P. 1473 – 1477.
- 97. Lombardi, F. Flux flow in YBa₂Cu₃O_{7-δ} grain-boundary Josephson junctions with a four-terminal configuration / F. Lombardi, U. S. di Uccio, Z. Ivanov et al. // Applied Physics Letters. – 2000. – Vol. 76, № 18.
- 98. Cirillo, M. Analysis of linear branches in the I- characteristics of Josephson junctions / M. Cirillo, V. Merlo, N. Gronbech-Jensen // Applied Superconductivity, IEEE Transactions on. — 1999. — Vol. 9, № 2. — P. 4137–4140.