

МОСКОВСКИЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Семенов Александр Владимирович

Проскальзывание фазы, поглощение электромагнитного
излучения и формирование отклика в детекторах на основе
узких полосок сверхпроводников

Специальность 01.04.03 — радиофизика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель —
доктор физико-математических наук
Девятов И.А.

МОСКВА 2010

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Обзор литературы	15
1.1 Детектор на кинетической индуктивности	16
1.2 Явление проскальзывания фазы	20
1.3 Сверхпроводниковый однофотонный детектор на основе тонкой плёнки NbN	24
Глава 2. Теоретический анализ работы сверхпроводящего детектора микроволнового излучения на кинетической индуктивности	31
2.1 Модель детектора и формализация задачи	32
2.2 Отклик кинетической индуктивности	36
2.3 Результаты численных расчётов	38
2.4 Выводы	48
Глава 3. Проскальзывание фазы в диффузной сверхпроводящей нанопроволоке	50
3.1 Формализация задачи	51
3.2 Аналитическое решение в пределе больших магнитных полей	54
3.3 Результаты расчётов порога свободной энергии	56
3.4 Выводы	59
Глава 4. Оптимизация сверхпроводникового однофотонного детектора	62

4.1	Наблюдение динамики резистивного состояния по откликам детекторов с малой кинетической индуктивностью	62
4.2	Применение сверхпроводниковых однофотонных детекторов, разрешающих число фотонов, в телекоммуникационных линиях связи	69
4.3	Выводы	71
	Заключение	73
	Список публикаций автора	75
	Литература	79
	Приложение	87

Введение

Прогресс, достигнутый в последнее десятилетие в технологии изготовления сверхпроводящих наноструктур, ознаменовал начало нового этапа в развитии сверхпроводниковой электроники, связанного с использованием структур с характерными размерами в плане порядка 100 нм. Среди уже достигнутых практических результатов - реализация джозефсоновских кубитов и других искусственных квантовых систем, создание усилителей и смесителей с чувствительностью, ограниченной квантовым пределом, создание высокочувствительных сверхпроводниковых болометров и однофотонных детекторов с рекордными временными и шумовыми характеристиками. В то же время, переход к работе со структурами нанометровых масштабов сделал актуальными ряд фундаментальных вопросов, связанных с природой и динамикой термодинамических и квантовых флуктуаций, а также некоторых неравновесных явлений в низкоразмерных сверхпроводниках. Разработке находящихся на стыке прикладных и фундаментальных исследований вопросов о фотоиндуцированных неравновесных процессах и о флуктуациях в узких сверхпроводящих полосках и посвящена настоящая диссертационная работа.

Одним из наиболее перспективных сверхпроводниковых детекторов электромагнитного излучения является детектор на кинетической индуктивности (kinetic-inductance detector, KID) [1–3]. Базовая идея заключается в использовании в качестве величины, чувствительной к поглощённой мощности, индуктивности абсорбера вместо его активного сопротивления, что позволяет уйти от шумов Найквиста, - основной составляющей шумов

болометров, использующих отклик активного сопротивления. Согласно существующим оценкам, эквивалентная мощность шума (Noise Equivalent Power, NEP) детектора на кинетической индуктивности может в ряде случаев быть на несколько порядков меньше, чем у традиционных болометров, работающих при той же температуре. Низкий уровень собственных шумов особенно актуален при использовании детектора для увеличения точности наблюдений в дальней части ИК - диапазона, где существующие детекторы не позволяют реализовать режим ограничения флуктуациями принимаемого сигнала.

Однако многочисленные попытки реализации детектора на кинетической индуктивности до совсем недавнего времени¹ терпели неудачу. Одной из основных трудностей, стоящих на пути к реализации преимуществ детектора на кинетической индуктивности, связанных с его низким шумом, является малая абсолютная величина отклика кинетической индуктивности, не позволяющая эффективно считывать выходной сигнал детектора и ограничивающая чувствительность шумами схемы съёма. В силу этого, исследование вопроса о предельно достижимой величине отклика данного типа детектора весьма актуально для его практической реализации.

Другая, уже осуществлённая, возможность, возникшая в результате прогресса в технологии изготовления сверхпроводящих структур нанометровых размеров – создание сверхпроводниковых однофотонных детекторов в инфракрасном диапазоне длин волн. В 2001 г. обнаружен однофотонный отклик узких (шириной порядка 100 нм) полосок нитрида ниобия, смещённых постоянным током [6, 7]. Исследования, проведенные в последующие 10 лет [8–11], показали перспективность разработки однофотонных детекторов на основе этого эффекта. На сегодняшний день сверхпроводни-

¹Первые пригодные для практического применения устройства появились в 2009 г. [4, 5], т.е. уже после завершения работы над соответствующим разделом настоящего диссертационного исследования.

ковые однофотонные детекторы (Superconducting Single-Photon Detector, SSPD) стали коммерческим продуктом, круг применений которого постоянно расширяется. SSPD обладают эффективностью детектирования до 30% на длине волны 1.3 мкм и до 15% на длине волны 1.55 мкм. Продемонстрированы скорость счёта более 1 ГГц, уровень ложных срабатываний ниже 10^{-4} с^{-1} , нестабильность переднего фронта отклика (джиттер) менее 20 пс, однофотонный отклик вплоть до энергий фотонов, соответствующих длине волны 5 мкм. В то же время, ряд принципиальных вопросов, относящихся к физике работы детектора, остаются недостаточно разработанными, что, безусловно, затрудняет его дальнейшую оптимизацию, и, в частности, продвижение в сторону меньших энергий регистрируемых квантов.

Принципиальное ограничение на чувствительность сверхпроводниковых детекторов, работающих ниже температуры сверхпроводящего перехода, накладывается процессами, связанными с нарушением фазовой когерентности сверхпроводящего состояния абсорбера. Такими процессами в случае однородных абсорберов являются топологические флуктуации проскальзывания фазы параметра порядка – термические или квантовые. Так, существует предположение, что ложные срабатывания однофотонных детекторов на основе узких сверхпроводящих полосок обусловлены термически активированными парами вихрь-антивихрь [12]. Ограничение чувствительности детектора на кинетической индуктивности при изготовлении его абсорбера в виде узкой полоски также должно обуславливаться флуктуациями проскальзывания фазы – одномерными или двумерными. В силу этого теоретическое исследование явления проскальзывания фазы актуально для оптимизации данных детекторов излучения.

С другой стороны, явление проскальзывания фазы в одномерных и

квазиодномерных сверхпроводниках в последние годы стало объектом интенсивных фундаментальных исследований [13, 14]. Главные цели этих исследований – достоверное экспериментальное обнаружение квантовых проскальзываний фазы и теоретическое вычисление частоты, с которой они должны происходить. Проведены эксперименты на уникальных образцах, представляющих собой сверхпроводящие трубки с площадью сечения порядка 100 нм^2 и менее [14]. Результаты большинства экспериментов, однако, остаются дискуссионными, в том числе из-за отсутствия микроскопической динамической теории явления проскальзывания фазы.

Наконец, недавно было выдвинуто предложение использовать квантовые проскальзывания фазы для реализации суперпозиций квантовых состояний в квантовом бите нового типа (т.н. phase-slip qubit) [15]. Продемонстрирована формальная аналогия между процессами когерентного квантового проскальзывания фазы и джозефсоновского туннелирования [16], благодаря которой предложенный кубит является полным динамическим аналогом хорошо известного джозефсоновского зарядового кубита; однако, “phase-slip” кубит должен при этом обладать преимуществом: в нём отсутствуют шумы спонтанной поляризации в туннельном барьере, ограничивающие время когерентности джозефсоновских кубитов. Реализация идеи “phase-slip” кубита также требует разработки динамической теории процесса квантового проскальзывания фазы.

Из всего вышеперечисленного можно заключить, что теоретическое исследование физических процессов в новых сверхпроводниковых детекторах излучения на основе узких полосок является, несомненно, **актуальной задачей**.

Целью диссертационной работы явилось исследование вопроса о предельных теоретически достижимых характеристиках детекторов из-

лучения на основе узких полосок сверхпроводника. Данное исследование включило в себя микроскопические расчёты отклика детектора на кинетической индуктивности, функционирующего в условиях низкой температуры и смещения током произвольной величины; микроскопическое рассмотрение задачи о флуктуационном проскальзывании фазы в одномерном диффузном сверхпроводнике, обуславливающим шум детекторов; а также разработку ряда вопросов, связанных с механизмом работы и оптимизацией характеристик однофотонного сверхпроводникового детектора на основе узких полосок нитрида ниобия.

В качестве **объекта исследования** выбраны тонкоплёночные полоски сверхпроводников, для которых выполнено условие диффузного предела – длина свободного пробега электронов мала по сравнению с длиной когерентности. Именно такими объектами являются абсорберы детекторов излучения, которым посвящена настоящая работа.

Предмет исследования включает в себя:

- Процессы поглощения электромагнитного поля и формирования индуктивного отклика в одномерном диффузном сверхпроводнике в присутствии тока, сравнимого с током однородного распаривания
- Процесс флуктуативного проскальзывания фазы в одномерном диффузном сверхпроводнике при произвольных температуре, токе и внешнем магнитном поле.
- Эффект однофотонного детектирования в узкой токонесущей сверхпроводящей полоске.

Задачи работы:

- Построение модели поглощения энергии высокочастотного электромагнитного поля в диффузной сверхпроводящей плёнке, несущей ток,

сравнимый с критическим током распаривания.

- Разработка алгоритма численного решения системы кинетических уравнений, описывающих поглощение электромагнитной энергии и её релаксацию в электронной и фононной подсистемах абсорбера; численные расчёты отклика детектора на кинетической индуктивности.
- Применение уравнений Узаделя для описания одномерного диффузного сверхпроводника, смещённого током и помещённого во внешнее магнитное поле, в процессе проскальзывания фазы.
- Создание схемы совместного численного решения уравнений, описывающих одномерный сверхпроводник в процессе проскальзывания фазы, и расчёт зависимости порога свободной энергии для флуктуации проскальзывания фазы от тока, магнитного поля и температуры.
- Исследование динамики резистивного состояния, образующегося в полоске сверхпроводникового однофотонного детектора после поглощения фотона, посредством численного решения модельных уравнений теплового баланса и сравнения полученных результатов с экспериментальными данными.

Методы исследования включают аналитическое и численное решение квазиклассических уравнений теории сверхпроводимости в диффузном пределе (уравнений Узаделя), записанных в технике реального и мнимого времени; совместное численное решение уравнений теплового баланса и уравнений, описывающих электрическую схему смещения детектора.

В процессе работы были получены следующие **новые научные результаты**:

- В технике Келдыша впервые получено выражение для электрон-

фотонного столкновительного интеграла в диффузном пределе при произвольном виде когерентных факторов, обобщающее результат теории Элиашберга [17] на случай ненулевых токов и магнитных полей.

- Произведён теоретический анализ работы сверхпроводникового детектора излучения на кинетической индуктивности. Для разных условий теплообмена с подложкой рассчитан предельный отклик детектора на кинетической индуктивности при низкой температуре.
- Получены зависимости порога свободной энергии для флуктуации проскальзывания фазы в одномерном диффузном сверхпроводнике от тока, магнитного поля и температуры.
- В пределе магнитных полей, близких к критическому, впервые получено уравнение типа уравнения Гинзбурга-Ландау, описывающее состояние одномерного диффузного сверхпроводника.
- Аналитическими оценками и численным моделированием исследована зависимость формы отклика сверхпроводникового однофотонного детектора от величины кинетической индуктивности детектора и параметров схемы смещения. Показано, что достижение предельных временных характеристик возможно при уменьшении кинетической индуктивности ниже 5 нГн. Предсказанное значение хорошо совпадает с данными эксперимента.

На защиту выносятся следующие положения:

- Поглощение энергии высокочастотного электромагнитного поля в диффузном сверхпроводнике может быть полностью описано в рамках метода Келдыша-Узаделя. Получающийся при этом интеграл

электрон-фотонных столкновений является обобщением результата теории Элиашберга на случай произвольного вида когерентных факторов.

- Максимальный отклик сверхпроводникового детектора на кинетической индуктивности на основе узкой и длинной сверхпроводящей полоски достигается при величине тока смещения, сравнимого с током распаривания. Положение максимума определяется конкуренцией между ростом тока и кинетической индуктивности полоски и уменьшением относительной величины отклика кинетической индуктивности из-за сокращения времени рекомбинации квазичастиц.
- Зависимости порога свободной энергии для процесса проскальзывания фазы в одномерном диффузном сверхпроводнике от магнитного поля и тока во всём диапазоне температур качественно сходны с получающимися в пределе высоких температур $1 - \frac{T}{T_c} \ll 1$ в рамках теории Гинзбурга - Ландау; количественное отличие составляет приблизительно два раза в пределе низких температур, малых токов и магнитных полей, и уменьшается с ростом этих параметров.
- В окрестности критического магнитного поля состояние диффузной нанопроволоки может быть описано замкнутым уравнением для параметра порядка типа уравнения Гинзбурга-Ландау, следующим из уравнений микроскопической теории как их предельный случай.
- Уменьшение кинетической индуктивности сверхпроводникового одnofотонного детектора до величин менее 5 нГн позволяет достичь длительностей отклика, обусловленных собственной динамикой образованного после поглощения фотона резистивного состояния.

Практическая значимость работы обусловлена востребованностью для практики исследуемых в ней устройств на основе узких полосок сверхпроводников.

Результаты, полученные при изучении задачи о теоретически предельном отклике сверхпроводникового детектора на кинетической индуктивности, будут востребованы для оптимизации детекторов этого типа. Кроме того, развитая теория поглощения энергии электромагнитного поля в сверхпроводнике с произвольным видом когерентных факторов актуальна для разработки новых типов детекторов излучения, например, детекторов на основе структур с туннельными контактами (SINIS и SIS'IS структур), а также для фундаментальных исследований оптики нетрадиционных сверхпроводников.

Результаты, полученные при микроскопическом рассмотрении задачи о проскальзывании фазы в диффузной нанопроволоке, необходимы для вычисления предельных шумовых характеристик детекторов на основе узких сверхпроводящих полосок и других устройств сверхпроводниковой электроники, как уже реализованных, так и проектируемых. С точки зрения фундаментальных исследований, те же результаты позволят уточнить условия, в которых могут наблюдаться термодинамические и квантовые проскальзывания фазы.

Результаты теоретических исследований предельных временных характеристик сверхпроводниковых однофотонных детекторов необходимы для дальнейшей оптимизации данных устройств, в частности, для создания практических детекторов со скоростью счёта более 1 ГГц.

Диссертация состоит из Введения, четырех глав, Заключения и Приложения.

Во Введении обосновывается актуальность выбранной темы, формули-

руется цель исследования, раскрывается научная новизна и практическая значимость работы, приводится краткое содержание диссертации.

В первой главе сделан обзор литературы в предметной области диссертационного исследования.

Во второй главе излагаются результаты, относящиеся к микроскопической теории сверхпроводникового детектора на кинетической индуктивности. Представлены рассчитанные зависимости отклика детектора от сверхпроводящего тока смещения абсорбера и параметров согласования с подложкой, определен ток смещения, соответствующий максимальному отклику, произведено сравнение результатов с оценками предыдущих работ.

В третьей главе в формализме уравнения Узаделя рассмотрена задача о проскальзывании фазы параметра порядка в диффузной сверхпроводящей нанопроволоке. Исследована зависимость барьера свободной энергии от сверхтока, приложенного магнитного поля и температуры, в широком диапазоне значений этих параметров. Произведено сравнение полученных зависимостей с результатами, полученными в рамках теории Гинзбурга-Ландау.

Четвёртая глава посвящена оптимизации сверхпроводникового однофотонного детектора. С использованием электротермической модели проведено численное моделирование динамики резистивного состояния, образующегося в полоске детектора после поглощения фотона. Исследовано влияние кинетической индуктивности детектора на время жизни резистивного состояния и длительность отклика и показано, что при достаточно малой величине кинетической индуктивности возможно достижение предельных временных характеристик. Продемонстрировано соответствие полученных результатов данным эксперимента. Также исследована возможность применения сверхпроводниковых однофотонных детекторов, разре-

шающих число фотонов в оптическом импульсе, в качестве элементов приёмных модулей в телекоммуникационных линиях связи.

В Заключение сформулированы научные результаты, полученные в диссертации.

В Приложение вынесена большая часть технических выкладок, а также другие материалы вспомогательного характера.

Результаты настоящего исследования опубликованы в шести печатных работах, список которых приведён в конце диссертации, и представлены шестью докладами на международных конференциях.

Глава 1. Обзор литературы

В главе дан обзор литературы в предметной области диссертационного исследования.

В §1.1 описан принцип работы сверхпроводникового детектора на кинетической индуктивности. Приведены содержащиеся в литературе оценки его чувствительности и модельные результаты, относящиеся к бестоковому случаю. Обоснована необходимость последовательного микроскопического рассмотрения для исследования вопроса о предельной чувствительности детектора

В §1.2 приводятся общие сведения о явлении проскальзывания фазы. Излагается теория этого явления для случая высоких температур, разработанная Ланжером и Амбегаокаром [18]. Упомянуты основные экспериментальные и теоретические работы последнего десятилетия, посвящённые явлению проскальзывания фазы. Обоснована актуальность микроскопического рассмотрения задачи о проскальзывании фазы в диффузной нанопроводе.

В §1.3 описаны устройство и принцип действия сверхпроводникового однофотонного детектора (Superconducting Single-Photon Detector, SSPD), приведены его основные характеристики. Обозначены проблемы теоретического описания и направления оптимизации детектора.

1.1 Детектор на кинетической индуктивности

Сегодня высокочувствительные сверхпроводниковые детекторы микроволнового излучения различных типов широко используются для решения различных задач - от радиоастрономии и мониторинга атмосферы до медицины и противодействия террористической угрозе [19, 20]. Особое место среди таких устройств занимает детектор, использующий чувствительность кинетической индуктивности L_k сверхпроводящей полоски, смещенной постоянным током I_0 , к мощности микроволнового излучения [1, 2]. Основным преимуществом такого реактивного детектора является отсутствие найквистовых шумов, обусловленное равенством нулю активного сопротивления чувствительного элемента детектора. Использование в качестве измеряемого отклика детектора изменения кинетической индуктивности вместо изменения активного сопротивления дает возможность использовать это устройство при температурах, много ниже критической, когда можно пренебречь флуктуациями параметра порядка, важными в детекторах, использующих нелинейность перехода сверхпроводник - нормальный металл вблизи критической температуры T_c . Кроме того, изменение индуктивности можно мерить не только непосредственно (с помощью сквида постоянного тока [1, 2]), но и путем включения сверхпроводящей полоски в высокодобротный колебательный контур, как это было предложено в [3]; при этом отклик регистрируется по сдвигу резонансной частоты колебательного контура. Последний подход удобен для создания массивов детекторов, поскольку в нём естественным образом может быть реализовано разнесение сигналов с разных детекторов по частоте (т.н. frequency-domain

multiplexing).

Существование кинетической индуктивности связано с тем фактом, что в сверхпроводнике носители заряда движутся без рассеяния. Её происхождение можно понять из следующих элементарных соображений. Пусть в сверхпроводнике существует электрическое поле с напряжённостью E . Тогда на заряды действует со стороны электрического поля сила eE , поэтому производная от тока по времени пропорциональна напряжённости электрического поля: $\frac{dI}{dt} \sim E$. Аналогичная связь между током и напряжённостью электрического поля реализуется в индуктивных элементах электрических цепей, и, в силу этой аналогии, коэффициент пропорциональности называется кинетической индуктивностью. Он выражается формулой:

$$L_k = \frac{me^2 l}{n_s d w}, \quad (1.1)$$

где n_s - концентрация сверхпроводящих электронов, а d , l , и w - соответственно толщина, длина и ширина сверхпроводящей полоски. Кинетическая индуктивность квадрата пленки:

$$L_k^{sq} = \frac{me^2}{n_s d}. \quad (1.2)$$

Из уравнений (1.1, 1.2) видно, что кинетическая индуктивность сверхпроводящей полоски прямо пропорциональна длине полоски и обратно пропорциональна толщине пленки d , из которой сформирована полоска. Таким образом, для очень тонких пленок кинетическая индуктивность может быть на несколько порядков величины больше, чем геометрическая индуктивность [21].

Сверхпроводниковый детектор излучения, использующий чувствительность кинетической индуктивности абсорбера к поглощённой мощности, был предложен в 1991 г. в работе Гроссмана [1]. Принцип работы детектора проще всего проиллюстрировать для случая близких к критической

температур абсорбера, где возможно описание сверхпроводимости на языке двухжидкостной модели. Поглощаемые электронной подсистемой кванты электромагнитного поля разрывают часть куперовских пар и уменьшают концентрацию сверхпроводящих электронов n_s , что, в свою очередь, проявляется в уменьшении реактивной части проводимости абсорбера (т.е., другими словами, в увеличении его кинетической индуктивности).

Регистрация изменения кинетической индуктивности может быть осуществлена двумя способами. В оригинальном варианте абсорбер смещается током заданной величины; изменение кинетической индуктивности отражается в соответствующем изменении магнитного потока, которое измеряется чувствительным СКВИД-магнитометром. Эквивалентная электрическая схема представлена на Рис. 1.1. Изображены параллельно соединённые абсорбер детектора с кинетической индуктивностью L_k и шунтирующая индуктивность величиной L_s , смещённые заданным током I_b . При изменении кинетической индуктивности абсорбера под действием микроволнового облучения на величину δL_k , происходит перераспределение тока между абсорбером и шунтирующей индуктивностью, причём при выполнении условия $L_s \gg L_k$ изменение магнитного потока через шунтирующую индуктивность пропорционально δL_k . Это изменение магнитного потока регистрируется сквидом постоянного тока. В альтернативном варианте регистрации отклика [3] абсорбер смещается переменным током либо включается в высокодобротный резонансный контур в качестве индуктивного элемента, при этом изменение кинетической индуктивности ведёт к изменению амплитуды переменного напряжения, снимаемого с абсорбера, либо сдвигу резонансной частоты колебательного контура.

Ввиду того, что кинетическая индуктивность растёт по мере приближения к температуре сверхпроводящего перехода T_c , первые работы, по-

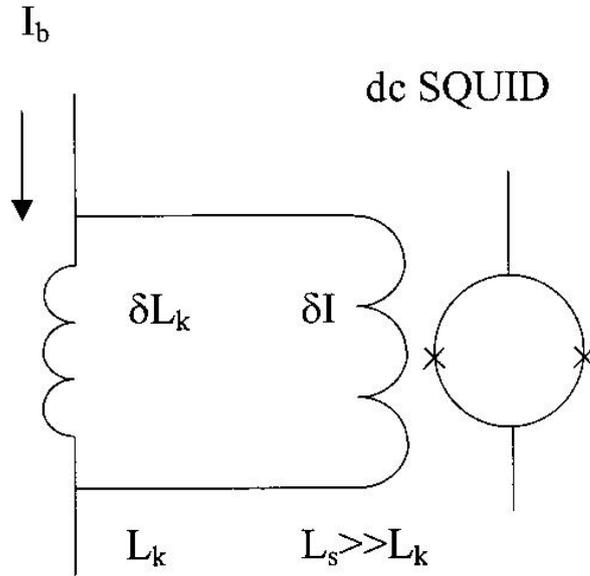


Рис. 1.1. Эквивалентная электрическая схема детектора на кинетической индуктивности со схемой регистрации сигнала на основе сквид-магнитометра.

свящённые детектору на кинетической индуктивности (как теоретические, так и экспериментальные), имели дело с окрестностью T_c . В 2002 г. в работе [2] было предложено использовать низкие рабочие температуры. При низких температурах уменьшение кинетической индуктивности по сравнению с высокотемпературным случаем компенсируется резким (экспоненциальным) ростом времени жизни квазичастиц, что приводит к увеличению относительной величины отклика. Кроме того, в низкотемпературном пределе падают (также по экспоненциальному закону) шумы, связанные с тепловыми флуктуациями. Оценки, сделанные в [2] для ниобиевого абсорбера микронных размеров при гелиевой температуре, показали, что эквивалентная мощность шума детектора, ограниченная так называемым генерационно-рекомбинационным шумом (т.е. флуктуациями кинетической индуктивности из-за флуктуации числа квазичастиц), может достигать величины порядка $10^{-19} \text{ Вт} \times \text{Гц}^{-1/2}$.

Отклик детектора на кинетической индуктивности определяется произведением тока смещения абсорбера на изменение кинетической индук-

тивности под действием поглощённой мощности $I_0\delta L$. Очевидно, что максимальная чувствительность детектора на кинетической индуктивности достигается в режиме предельно большого тока смещения абсорбера. В этом смысле наиболее выгодны абсорберы, представляющие собой эффективно одномерный сверхпроводник (наибольший размер в сечении не превосходит нескольких длин когерентности), в которых в принципе может быть достигнут ток однородного распаривания. При этом, однако, меняются сверхпроводниковые характеристики состояния абсорбера, в частности, плотность квазичастичных состояний, влияющая на кинетику поглощения подводимой мощности, и когерентные факторы, определяющие кинетическую индуктивность. Упомянутые эффекты не были рассмотрены в существующих работах, посвящённых теории детектора на кинетической индуктивности [1, 2] (приведённые в них оценки относятся к пределу малого тока смещения). Поэтому для исследования вопроса о предельных характеристиках детектора на кинетической индуктивности актуально рассмотрение задачи о поглощении энергии электромагнитного поля одномерным сверхпроводящим абсорбером в присутствии большого тока смещения и об отклике в этих условиях его кинетической индуктивности. Этой задаче посвящена Глава 2 настоящего диссертационного исследования.

1.2 Явление проскальзывания фазы

Исследование явления проскальзывания фазы актуально для получения ответа на фундаментальный вопрос сверхпроводниковой наноэлектроники: до каких значений можно уменьшать сечение сверхпроводящей полоски, сохраняя её способность переносить постоянный ток без диссипации.

Термин “проскальзывание фазы” был впервые употреблён в работе

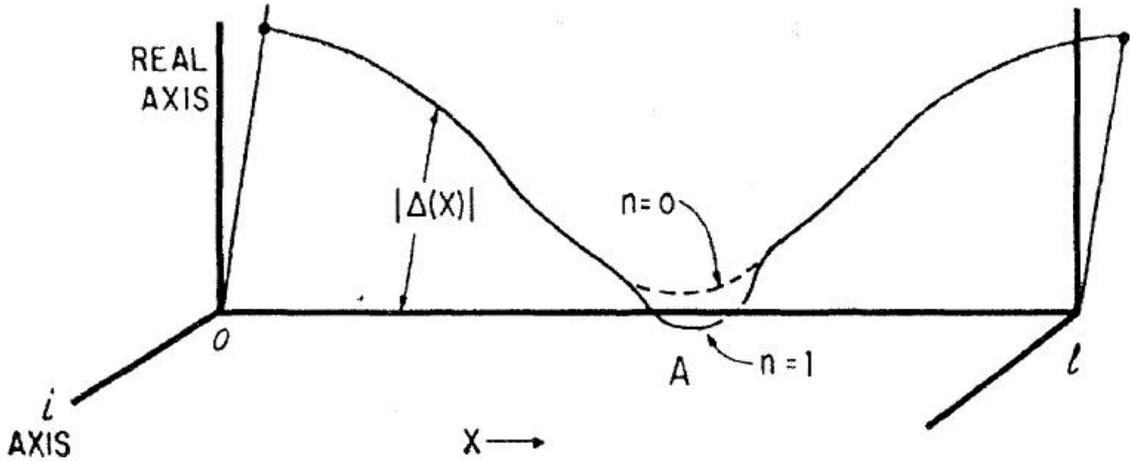


Рис. 1.2. Построение Литтла, изображающее процесс проскальзывания фазы. Комплексный параметр порядка одномерного сверхпроводника Δ построен как функция координаты x . Разность фаз между концами сверхпроводника для определённости предполагается фиксированной (например, проводник может быть замкнут в кольцо). Показаны два состояния, одно из которых соответствует набегу фазы между концами на $n = 0$ периодов, а другое - на $n = 1$ период.

Литтла 1967 г. [22]. За прошедшие полвека проделано множество посвящённых этому явлению исследований, однако связанная с ним тематика не проявляет признаков исчерпания.

Простейшая оценка порога свободной энергии для флуктуации проскальзывания фазы выглядит так [23]. При проскальзывании фазы модуль параметра порядка существенно уменьшается (по сравнению со своим стационарным значением) в области размером порядка длины когерентности ξ . Соответствующее увеличение свободной энергии системы равно по порядку величины разнице свободных энергий нормального и сверхпроводящего состояний (энергии конденсации) кусочка проводника длиной ξ , откуда $\delta F \approx \delta F_{ns}\xi$, где $\delta F_{ns} = N_0 s \Delta^2$ - энергия конденсации на единицу длины (s - сечение проводника, N_0 - плотность состояний на одно направ-

ление спина на уровне Ферми, Δ - параметр порядка). При наличии тока J_s , заданного внешним источником, в выражении для свободной энергии появляется добавка, имеющая смысл работы внешней силы над системой при её переходе между состояниями. Порог свободной энергии изменяется на величину работы, совершаемой источником тока над системой при её переходе из однородного состояния в неоднородное, соответствующее моменту проскальзывания фазы. Эта работа есть $J \int V dt = J(\hbar/2e)\pi$ (это равенство следует из соотношения Джозефсона $V dt = \hbar d\phi/2e$ и того факта, что дополнительная разность фаз между концами проводника, которая успевает набежать к моменту проскальзывания фазы, составляет π). Таким образом, из соотношения Джозефсона удаётся, в первом порядке по малому J , найти токовую зависимость порога свободной энергии.

Для отыскания всей зависимости порога свободной энергии от тока, а также температуры и других величин, требуется привлечение уравнений теории сверхпроводимости. В рамках стационарной теории Гинзбурга-Ландау задача о проскальзывании фазы может быть до конца решена аналитически, что было осуществлено в классической работе Ланжера и Амбегаокара [18]. Использование стационарной теории возможно благодаря применимости в данной задаче приближения “седловой точки”; соответствующее максимуму свободной энергии состояние в “седловой точке” траектории процесса проскальзывания фазы в конфигурационном пространстве является состоянием неустойчивого равновесия и поэтому описывается уравнениями стационарной теории. Для состояния “седловой точки” Ланжер и Амбегаокар получили следующее решение:

$$\Delta = \Delta_R + i\Delta_I, \quad (1.3)$$

$$\Delta_R(x) = \Delta_\infty \sqrt{1 - 3\xi^2 p^2} \tanh \frac{\sqrt{1 - 3\xi^2 p^2}}{\xi p \sqrt{2}}, \quad (1.4)$$

$$\Delta_I(x) = -\Delta_\infty \xi p \sqrt{2}, \quad (1.5)$$

$\Delta_\infty = \Delta_{0\infty} \sqrt{1 - \xi^2 p^2}$. Температурно-зависимые параметр порядка и длина когерентности выражаются через микроскопические характеристики сверхпроводника: $\Delta_{0\infty}^2 = \frac{8\pi^2 T_c^2}{7\zeta(3)} (1 - \frac{T}{T_c})$, $\xi^2 = \frac{\pi D}{8T_c} (1 - \frac{T}{T_c})^{-1}$ (эти и последующие формулы, содержащие микроскопические параметры материала, относятся к диффузному пределу).

Связь между входящим сюда сверхтекучим импульсом p и током в теории Гинзбурга-Ландау выражается формулой

$$J_s = 2eN_0s \left(1 - \frac{T}{T_c}\right) \Delta_{0\infty}^2 \xi (1 - \xi^2 p^2) 2\xi p. \quad (1.6)$$

После подстановки решения (1.3) в функционал Гинзбурга-Ландау получается выражение для порога свободной энергии

$$\begin{aligned} \delta F = N_0s \left(1 - \frac{T}{T_c}\right) \Delta_{0\infty}^2 \xi \times \\ \times \left[\frac{4\sqrt{2}}{3} \sqrt{1 - 3\xi^2 p^2} - 4(1 - \xi^2 p^2) \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{1 - 3\xi^2 p^2}}{\xi p \sqrt{2}} \right]. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Следует заметить, что состояние с максимальной свободной энергией (т.е. состояние “седловой точки”), вообще говоря, не соответствует самому моменту проскальзывания фазы (модуль параметра порядка нигде не обращается в ноль), за исключением очевидного случая, когда ток равен нулю.

За последние несколько лет были получены новые теоретические результаты [24–27], существенно расширившие понимание явления проскальзывания фазы в узких сверхпроводящих полосках по сравнению с классической теорией [18, 28]. Эти новые результаты включают в себя вычисление вероятности, с которой происходит проскальзывание фазы при сверхнизкой температуре из-за явления квантового туннелирования [24], коррекцию выражения МакКамбера - Гальперина [28] для предэкспоненциального

множителя в выражении для вероятности проскальзывания фазы вблизи критической температуры T_c [25], а также вычисления зависимости барьера свободной энергии для проскальзывания фазы от тока в чистой сверхпроводящей нанопроволоке при произвольной температуре [26]. Однако, до настоящего времени не было проведено расчетов зависимости барьера свободной энергии от тока и магнитного поля для наиболее важного для практических применений случая диффузной нанопроволоки, находящейся при произвольной по сравнению с T_c температуре. Решению этой задачи посвящена Глава 3 диссертации.

1.3 Сверхпроводниковый однофотонный детектор на основе тонкой плёнки NbN

Одним из современных типов сверхпроводниковых детекторов является сверхпроводниковый однофотонный детектор (Superconducting Single-Photon Detector, SSPD) на основе тонкой пленки нитрида ниобия (NbN) [7, 29]. Сверхпроводниковый однофотонный детектор изготавливается из сверхпроводниковой пленки NbN толщиной $3.5 \div 10$ нм, получаемой методом магнетронного распыления Nb на сапфировую подложку в газовой смеси аргона и азота [30]. Методами электронной литографии и плазмохимического травления формируется узкая (шириной 60 – 200 нм) полоска, изогнутая в виде меандра, покрывающего площадь от 4×4 мкм² до 20×20 мкм². На рис. 1.3 представлены изображения чувствительного элемента однофотонного сверхпроводникового детектора, полученные с использованием сканирующего электронного микроскопа.

Принцип действия SSPD основан на переходе в резистивное состояние

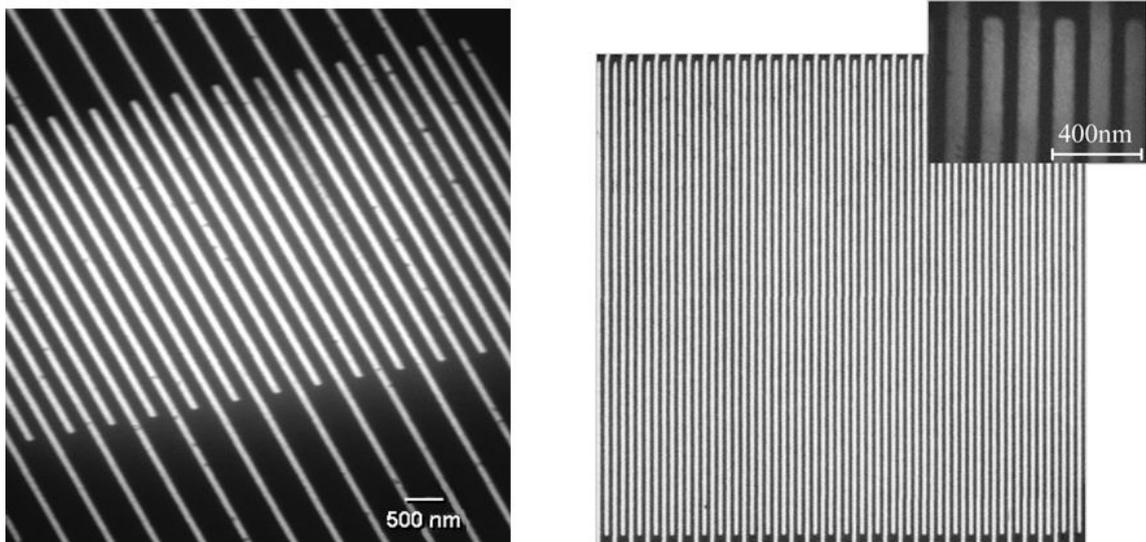


Рис. 1.3. Изображение чувствительного элемента SSPD, полученного с помощью сканирующего электронного микроскопа.

небольшой части полоски нитрида ниобия, находящейся в сверхпроводящем состоянии и смещенной током, близким по величине к критическому току. Квант света, поглощённый сверхпроводником, приводит к разрушению куперовских пар и образованию лавины из квазичастиц, число которых определяется отношением энергии кванта и величины энергетической щели. Сверхпроводимость на короткое время подавляется и образуется «горячее пятно». При образовании «горячего пятна» происходит перераспределение сверхпроводящего тока по сечению сверхпроводника, и для достаточно узкой пленки величина плотности тока начинает превышать критическую. Часть полоски переходит в нормальное состояние и появляется электрическое сопротивление, которое сопровождается импульсом напряжения.

Рассмотрим процесс образования горячего пятна при поглощении сверхпроводниковой пленкой фотона. Рис.1.4 [31] схематически иллюстрирует динамику процесса поглощения фотона сверхпроводниковой пленкой, а также процессы генерации и релаксации неравновесных квазичастиц.

При поглощении фотона рождается пара высокоэнергичных квазичастиц (энергия велика по сравнению со сверхпроводящей щелью; на Рис.1.4 изображена одна из этих квазичастиц). Первичные квазичастицы очень быстро (за десятки фемтосекунд) теряют свою энергию посредством электрон-электронного взаимодействия, порождая при этом вторичные квазичастицы. Этот процесс продолжается до тех пор, пока средняя энергия квазичастиц не станет равна приблизительно 0.1 эВ (величина порядка энергии Дебая), когда наиболее эффективным механизмом перераспределения энергии в электронной подсистеме становится электрон-фононное взаимодействие; другими словами - до тех пор, пока электроны не начинают эффективно испускать дебаевские фононы. Средняя длина пробега этих фононов мала даже по сравнению с толщиной плёнки, в результате они поглощаются, генерируя новые квазичастичные пары, и энергия остаётся в электронной подсистеме. При достаточно низких температурах (порядка 10К) электрон-электронное взаимодействие опять становится более эффективным, чем электрон-фононное [32, 33]. Средняя энергия возбужденных электронов уменьшается, стремясь к значению энергии, равному энергии энергетической щели Δ , их количество увеличивается, в идеале достигая значения $\frac{h\nu}{\Delta}$ или даже больше (за счет подавления щели). Вследствие этого сверхпроводящий параметр порядка в области, где сосредоточены порождённые каскадным процессом неравновесные квазичастицы, уменьшается, при достаточной концентрации этих квазичастиц обращаясь в нуль.

Последовательность дальнейших процессов, приводящих в итоге к формированию импульса напряжения, поясняет Рис. 1.5 [7, 19, 31, 34]. Если энергия фотона достаточно велика, эффективная температура квазичастиц в горячем пятне в некоторый момент времени превосходит T_c и образуется нормальная область. Затем, из-за диффузии квазичастиц размеры

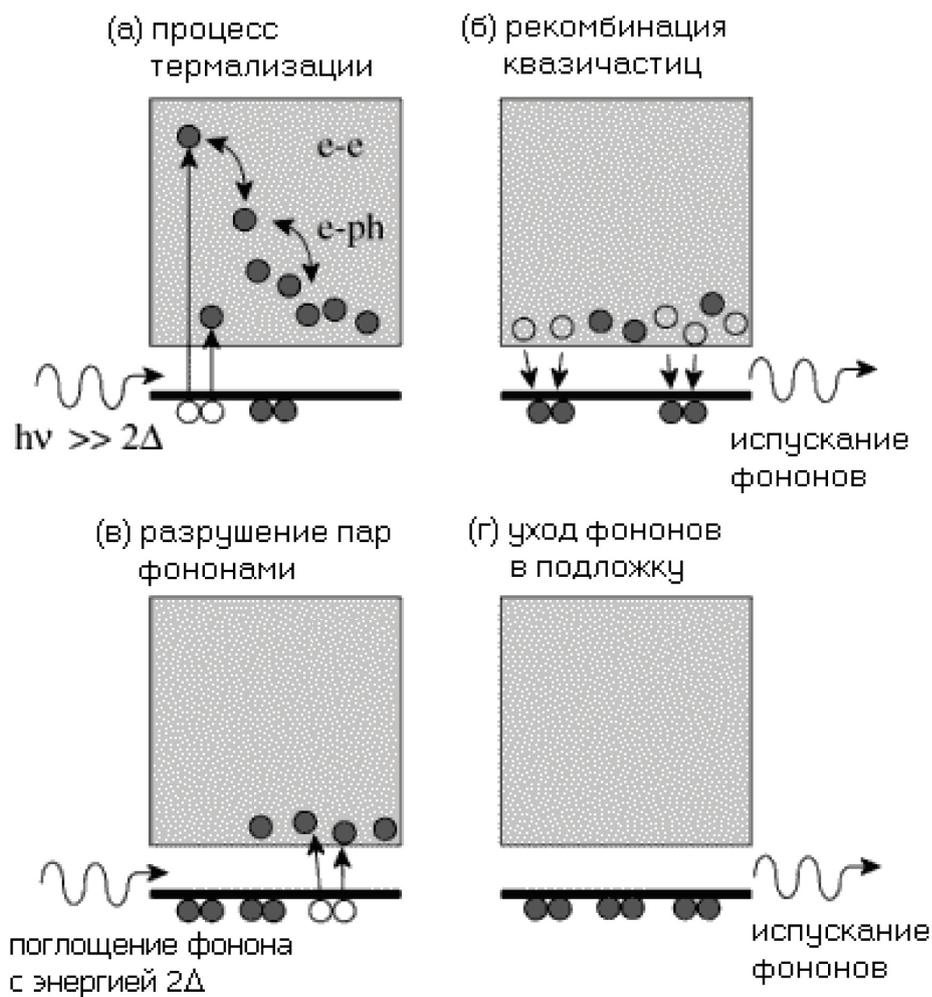


Рис. 1.4. Процесс поглощения фотона сверхпроводниковой пленкой.

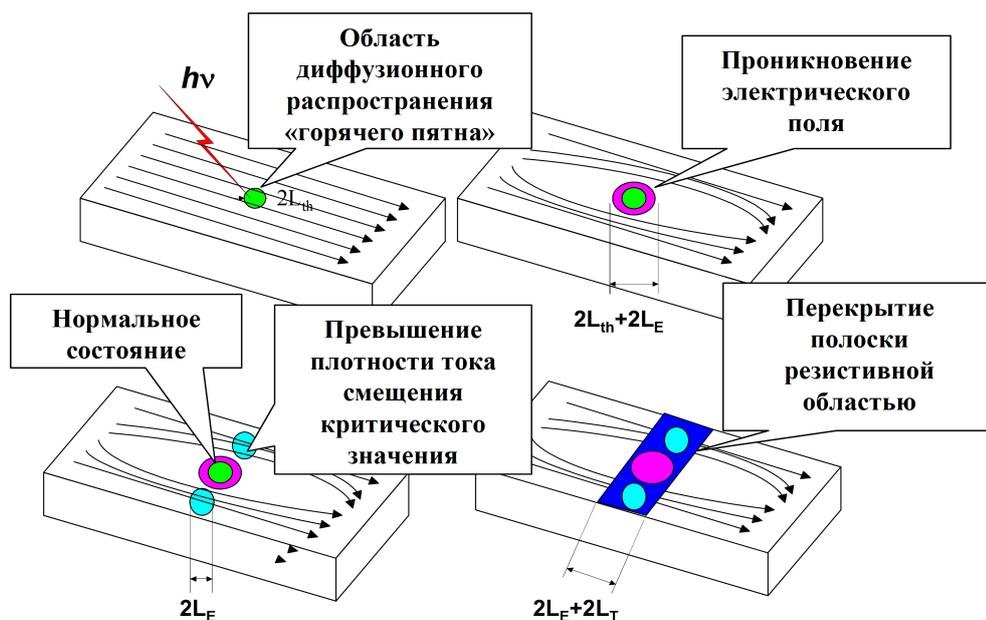


Рис. 1.5. Механизм однофотонного детектирования.

нормальной области увеличиваются, а эффективная электронная температура в её центре снижается. Горячее пятно будет расширяться, оставаясь в нормальном состоянии, до тех пор, пока тепловой поток из центра к периферии сможет поддерживать на его границах электронную температуру выше T_c . Дальнейшее остывание электронной подсистемы будет сопровождаться возвращением плёнки в сверхпроводящее состояние [35].

Далее приведены полученные за последние несколько лет результаты, объясняющие форму и длительность импульсов напряжения однофотонных сверхпроводниковых детекторов и ограничения по максимальной скорости счета.

В работе [9] было объяснено и подтверждено экспериментально, что время спада импульсов напряжения (тока) однофотонного сверхпроводникового детектора ограничивается кинетической индуктивностью сверхпроводящих полосок, сформированных из тонкой пленки NbN. Несмотря на очень высокое временное разрешение SSPD, которое согласно работе [36]

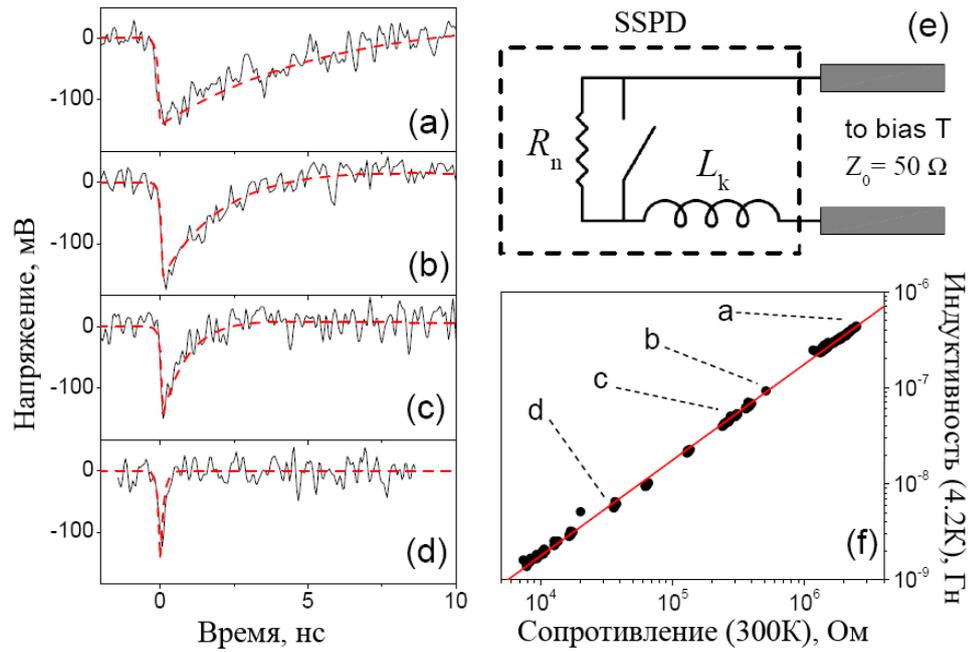


Рис. 1.6. Экспериментальные данные по форме и длительности импульсов, ограниченных кинетической индуктивностью однофотонных сверхпроводниковых детекторов [9].

составляет менее 50 пс, время полного восстановления составляет несколько нс, и зависит от конфигурации SSPD. Именно этим временем определяется максимальная скорость счета детектора.

Рисунок (1.6(e)) объясняет феноменологическую модель, предложенную группой из Массачусетского Технологического института [9]. Согласно данной модели, детектор можно представить в виде последовательно соединенных кинетической индуктивности детектора и активного сопротивления. Активное сопротивление, в свою очередь, принимает значение либо 0 (когда детектор находится в сверхпроводящем состоянии), либо R_n (когда полоска переключается в резистивное состояние). На электрической схеме это может быть выражено сопротивлением R_n , подсоединенным параллельно ключу с нулевым сопротивлением. Поглощение фотона приводит к размыканию ключа и возникновению сопротивления R_n . Согласно этой модели индуктивность считается неизменной при возникновении R_n , т.к.

резистивный домен перекрывает только малую часть полоски. Ток в полоске начинает уменьшаться от его первоначального значения I_b до конечной величины I_n :

$$I_n = I_b \cdot \frac{R_L}{R_L + R_n}, \quad (1.8)$$

где R_L - сопротивление нагрузки (обычно в роли нагрузки выступает коаксиальный кабель схемы считывания сигнала, импеданс кабеля составляет 50 Ом).

Это уменьшение тока соответствует росту напряжения, с постоянной времени τ_{rise} :

$$\tau_{rise} = \frac{L_k}{R_L + R_n} \quad (1.9)$$

Ток уменьшается до некоторого значения I_{ret} , так называемого тока возврата. Ток возврата соответствует току, при котором джоулев разогрев становится несущественным и полоска опять полностью возвращается в сверхпроводящее состояние [21]. После этого ключ замыкается и ток восстанавливается до его первоначального значения с постоянной времени τ_{fall} :

$$\tau_{fall} = \frac{L_k}{R_L}. \quad (1.10)$$

На рис. 1.6 (a,b,c,d) представлены экспериментальные зависимости напряжения от времени после поглощения квантов света однофотонными сверхпроводниковыми детекторами с различной длиной сверхпроводниковых полосок (500, 120, 50 и 5 мкм, соответственно). Пунктирными линиями представлены зависимости, предсказанные этой моделью. На последней части рисунка 1.6 (e), представлены данные, подтверждающие прямую пропорциональность между индуктивностью образцов с различными длинами сверхпроводниковых полосок и различной геометрией (прямые полоски и в виде меандров) и их сопротивлением при комнатной температуре (300 К), что подтверждает существенное преобладание кинетической индуктивности над геометрической.

Глава 2. Теоретический анализ работы сверхпроводящего детектора микроволнового излучения на кинетической индуктивности

Глава посвящена теоретическому описанию работы детектора на кинетической индуктивности. Рассчитаны неравновесные функции распределения квазичастиц в тонкой и узкой диффузной полоске сверхпроводника, находящейся при низкой температуре и смещённой током, возникающие при действии на нее микроволнового излучения. Рассчитано изменение кинетической индуктивности такой полоски под действием излучения, рассмотрено применение этой полоски в качестве детектора микроволнового излучения и показано влияние неравновесности фононной подсистемы полоски на величину отклика.

В §2.1 описана модель детектора и сформулированы исходные уравнения. Получено выражение для электрон-фотонного источника, обобщающее результат Элиашберга [17] на случай ненулевого тока смещения, а также электрон - фононный и фонон - электронный столкновительные интегралы. Описана процедура линеаризации кинетических уравнений.

В §2.2 с использованием обобщения теории Маттиса - Бардина получено выражение для индуктивного отклика детектора.

В §2.3 приведены результаты численных расчётов неравновесных функций распределения квазичастиц и фононов и отклика детектора при различных токах смещения и при различных условиях теплообмена с подложкой.

2.1 Модель детектора и формализация задачи

Подлежащие рассмотрению физические процессы поглощения энергии электромагнитного поля и формирования индуктивного отклика происходят в абсорбере детектора. Абсорбер может иметь различную геометрию, однако наилучшим вариантом с точки зрения получения максимального отклика кинетической индуктивности является длинная полоска с возможно меньшей площадью поперечного сечения. При этом ширина полоски должна быть достаточно малой (не больше нескольких эффективных длин когерентности), чтобы в неё не могли входить абрикосовские вихри и её критический ток определяется однородным распариванием. Длина полоски будет предполагаться много большей длины когерентности. При выполнении этих условий можно пренебречь неоднородностью сверхпроводящего состояния поперек полоски и граничными эффектами на ее концах.

Для описания неравновесного сверхпроводящего состояния такой полоски можно применить уравнение Узаделя - Келдыша [37] для матричной функции Грина $\hat{G}^{\vee} = \begin{pmatrix} \hat{G}^R & \hat{G}^K \\ 0 & \hat{G}^A \end{pmatrix}$, где запаздывающая \hat{G}^R , опережающая \hat{G}^A и келдышева \hat{G}^K компоненты являются, в свою очередь, 2×2 матрицами в пространстве Намбу, учитывающем сверхпроводящие корреляции: $\hat{G}^R = \begin{pmatrix} G^R & F^R \\ -F^R & -G^R \end{pmatrix}$, G^R и F^R – соответственно нормальная и аномальная функции Грина. После устранения зависимости от пространственной координаты путем калибровочного преобразования и некоторых выкладок¹, получается уравнение для функции распределения квазичастиц по

¹Для удобства чтения, большая часть выкладок вынесена в Приложение. Ссылки на конкретные

энергиям $f(\varepsilon)$, имеющее стандартную форму кинетического уравнения:

$$\frac{df(\varepsilon)}{dt} = \left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-pt} + \left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-ph} . \quad (2.1)$$

Электрон-фотонный источник. Первое слагаемое $\left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-pt}$ в правой части уравнения (2.1) описывает однофотонное поглощение в сверхпроводящей диффузной пленке, при котором закон сохранения импульса в процессе поглощения фотона [38] обеспечивается рассеянием электрона на примеси. При выполнении условия квантовости поглощения [17] $\tau_{el}^{-1} \gg \gg \omega_0 \gg \tau_{in}^{-1}$, где ω_0 – частота электромагнитного поля, τ_{el}^{-1} – скорость (обратное время) упругой релаксации на примесях, τ_{in}^{-1} – скорость релаксации энергии, для этого слагаемого получается выражение²:

$$\left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-pt} = \tau_{e-pt}^{-1} \{R_+ f_+ + R_- f_- - 2[R_+ + R_-] f\} . \quad (2.2)$$

Входящие в (2.2) функции R_{\pm} имеют вид: $R_{\pm} = (\text{Re } G^R \text{Re } G_{\pm}^R + \text{Re } F^R \text{Re } F_{\pm}^R) / \text{Re } G^R$, индексы \pm означают, для краткости, смещенные на $\pm\omega_0$ аргументы функций, например $f_+ = f(\varepsilon + \omega_0)$. Скорость поглощения фотонов равна $\tau_{e-pt}^{-1} = e^2 D A_{\omega}^2$, где A_{ω} – вектор - потенциал высокочастотного электромагнитного сигнала $A(t) = A_{\omega} \cos(\omega_0 t)$, D – коэффициент диффузии. При выводе³ (2.2) была выделена келдышева компонента уравнения Узаделя [37], использована известная декомпозиция для келдышевой компоненты функции Грина через функцию распределения \hat{f} [37]: $\hat{G}^K(t, t') = \int dt_1 [\hat{G}^R(t, t_1) \hat{f}(t_1, t') - \hat{f}(t, t_1) \hat{G}^A(t_1, t')]$, совершено Фурье - преобразование по разностному времени $t - t'$: $\hat{f}(T, \varepsilon) = \int d(t - t') \exp(i\varepsilon(t - t')) \hat{f}(t, t')$, $T = (t + t')/2$, и сделано естествен-

разделы Приложения приводятся далее.

²Используется система единиц $\hbar = c = k_B = 1$.

³Подробности этих выкладок см. в Приложении, §1(а).

ное, в случае оптического возбуждения, предположение об электронно - дырочной симметрии $\widehat{f}(\varepsilon) = 1 - 2f(\varepsilon)$, т.е. предположено, что поперечная компонента функции распределения $f_T(\varepsilon) = 0$. После взятия следа в пространстве Намбу и выделения стационарных (не осциллирующих с частотой, кратной частоте сигнала ω_0) слагаемых, получается функция источника (2.2), которая в пределе нулевого тока смещения переходит в выражение, полученное другим способом в [17].

Второе слагаемое в правой части (2.1) описывает неупругое рассеяние квазичастиц на фононах и совпадает с соответствующим выражением работы [37]⁴.

Подобным образом получается и кинетическое уравнение для функции распределения фононов $N(\varepsilon)$ в сверхпроводящей пленке⁵:

$$\frac{dN(\varepsilon)}{dt} = \left. \frac{\partial N(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{ph-e} + \left. \frac{\partial N(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{esc}. \quad (2.3)$$

Первое слагаемое в правой части (2.3) учитывает фонон - электронное взаимодействие, а второе описывает уход неравновесных фононов в подложку [39]:

$$\left. \frac{\partial N(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{esc} = -\tau_{esc}^{-1} N(\varepsilon), \quad \tau_{esc} = \frac{4d}{\varsigma v_s}, \quad (2.4)$$

где d – толщина пленки, v_s – скорость звука, ς – коэффициент акустического согласования структуры “пленка - подложка”.

Линеаризованные кинетические уравнения. При выполнении естественного для рассматриваемого детектора предположения слабости сигнала, уравнения (2.1) и (2.3) могут быть линеаризованы. Для этого следует положить $f(\varepsilon) = f_F(\varepsilon) + \delta f(\varepsilon)$, $N(\varepsilon) = N_B(\varepsilon) + \delta N(\varepsilon)$, где $f_F(\varepsilon)$, $N_B(\varepsilon)$

⁴Его явный вид и способ его получения из кельдышевой части уравнения Узаделя приведены в Приложении, §1(б).

⁵Приложение, §1(б).

равновесные распределения Ферми и Бозе соответственно, а $\delta f(\varepsilon)$, $\delta N(\varepsilon)$ – малые неравновесные поправки. После этого в главном приближении функция источника $\left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-pt}$ описывается формулой (2.2), в которой функции распределения заменены на их равновесные значения: $f(\varepsilon) = f_F(\varepsilon)$, а выражение для электрон - фононного интеграла столкновений $\left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-ph}$, входящего в уравнение (2.1), принимает вид⁶:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \delta f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-ph} &= - (\tau_{rel}^{-1}(\varepsilon) + \tau_{rec}^{-1}(\varepsilon)) \delta f(\varepsilon) + \\ &+ \frac{\lambda}{\omega_D^2} \int_{\varepsilon}^{\omega_D} d\varepsilon' \{ (\varepsilon - \varepsilon')^2 K(\varepsilon, \varepsilon') \delta f(\varepsilon') + \varepsilon'^2 K(\varepsilon, \varepsilon - \varepsilon') \delta N(\varepsilon') \}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

В формуле (2.5) когерентный фактор $K(\varepsilon, \varepsilon') = \text{Re } G^R(\varepsilon') - \text{Re } F^R(\varepsilon) \text{Re } F^R(\varepsilon') / \text{Re } G^R(\varepsilon)$, а скорости релаксации $\tau_{rel}^{-1}(\varepsilon)$ и рекомбинации $\tau_{rec}^{-1}(\varepsilon)$ равны соответственно:

$$\begin{aligned} \tau_{rel}^{-1}(\varepsilon) &= \frac{\lambda}{\omega_D^2} \int_0^{\varepsilon} d\varepsilon' (\varepsilon - \varepsilon')^2 K(\varepsilon, \varepsilon'), \\ \tau_{rec}^{-1}(\varepsilon) &= \frac{\lambda}{\omega_D^2} \int_0^{\infty} d\varepsilon' (\varepsilon + \varepsilon')^2 K(\varepsilon, -\varepsilon') [f_F(\varepsilon') + N_B(\varepsilon + \varepsilon')], \end{aligned} \quad (2.6)$$

где λ – безразмерная константа электрон - фононного взаимодействия, ω_D – частота Дебая.

Линеаризация фонон - электронного кинетического уравнения (2.3) приводит к следующему выражению:

$$\left. \frac{\partial \delta N(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{ph-e} = - (\tau_{p-b}^{-1}(\varepsilon) + \tau_{esc}^{-1}) \delta N(\varepsilon) + \quad (2.7)$$

⁶Вывод линеаризованных уравнений подробнее описан в Приложении, §1(д).

$$+2\lambda_1 \int_{\varepsilon}^{\omega_0} d\varepsilon' K(\varepsilon' - \varepsilon, \varepsilon') \operatorname{Re} G^R(\varepsilon') \delta f(\varepsilon'),$$

где константа $\lambda_1 = \lambda(z/\pi)^{2/3}(v_s/v_F)/12$ [40], v_F – скорость электронов на поверхности Ферми, z – число валентных электронов на один атом, а

$$\tau_{p-b}^{-1}(\varepsilon) = \lambda_1 \int_0^{\varepsilon} d\varepsilon' K(\varepsilon' - \varepsilon, \varepsilon') \operatorname{Re} G^R(\varepsilon'). \quad (2.8)$$

Формулы (2.5) - (2.8) переходят в соответствующие выражения работы [41], если пренебречь влиянием постоянного тока смещения на сверхпроводящие когерентные факторы.

2.2 Отклик кинетической индуктивности

Кинетическая индуктивность сверхпроводящей полоски связана с её неравновесными параметрами соотношением Маттиса - Бардина [42], которое может быть обобщено на случай конечного тока смещения⁷:

$$L^{-1} = \sigma_N \int d\varepsilon (1 - 2f(\varepsilon)) \operatorname{Im}(F^R)^2, \quad (2.9)$$

где σ_N – нормальная проводимость полоски.

Под действием микроволнового излучения в формуле для кинетической индуктивности (2.9) меняется как функция распределения квазичастиц $f(\varepsilon)$, так и когерентный фактор $\operatorname{Im}(F^R)^2$, который, в свою очередь, зависит от приложенного к сверхпроводящей пленке постоянного тока I_0 . При этом ясно, что максимальное значение отклика устройства $I_0 \delta L$ достигается при существенной, по сравнению с током распаривания, величине

⁷См. детали в Приложении, §1(г).

постоянного тока, текущего через пленку, который значительно модифицирует когерентные факторы $\text{Im}(F^R)^2$, $K(\varepsilon, \varepsilon')$, R_{\pm} .

Для учёта влияния постоянного тока смещения на когерентные факторы было численно решено⁸ уравнение Узаделя для запаздывающих функций Грина [37, 43]:

$$-i\varepsilon F^R - i\Delta G^R + \Gamma G^R F^R = 0, \quad (2.10)$$

где Γ – энергия распаривания (связь между током и энергией распаривания при низкой температуре и $\Gamma \leq 0.3\Delta_0$ хорошо аппроксимируется формулой $I_0/I_c \simeq 1.89\sqrt{g}(\pi/2 - 1.8g - 1.0g^2)$ [43], в которой $g = \Gamma/\Delta_0$ – нормированная на параметр порядка в отсутствии тока энергия распаривания, I_c – критический ток пленки), совместно с уравнением самосогласования для параметра порядка:

$$\Delta = -\lambda \int_0^{\omega_D} d\varepsilon (1 - 2f(\varepsilon)) \text{Re } F^R. \quad (2.11)$$

В уравнении (2.10) опущены слагаемые, пропорциональные вектор-потенциалу высокочастотного сигнала A_{ω} , поскольку, как можно показать⁹, при низких температурах $T \ll \Delta$ их влияние несущественно. При численном решении (2.10) использовалась Φ - параметризация запаздывающих функций Грина: $G^R(\varepsilon) = \varepsilon/\sqrt{\varepsilon^2 - \Phi^2(\varepsilon)}$, $F^R(\varepsilon) = -\Phi(\varepsilon)/\sqrt{\varepsilon^2 - \Phi^2(\varepsilon)}$, предложенная в работе [44].

Совместное численное решение уравнений (2.10),(2.11) показывает¹⁰, что с ростом энергии распаривания следующие из теории БКШ [23] особенности при $\varepsilon = \Delta$ в плотности квазичастичных состояний $\text{Re } G^R(\varepsilon)$ сгла-

⁸См. детали в Приложении, §1(в).

⁹См. Приложение, §1(е).

¹⁰Соответствующие иллюстрации есть в Приложении, §1(в).

живаются, а щель Ω в плотности квазичастичных состояний уменьшается, обращаясь в нуль при $\Gamma \simeq 0.15\Delta_0$. Сходным образом при увеличении Γ ведут себя спектральные функции $\text{Im } G^R$, $\text{Re } F^R$, $\text{Im } F^R$, а также спектральная функция $\text{Im}(F^R)^2$, интегралом от которой определяется кинетическая индуктивность (2.9). Численные расчеты на основании уравнений (2.10), (2.11) показывают, что при увеличении Γ зависимость последней от энергии ε меняется от дельтаобразной с пиком при $\varepsilon = \Delta_0$ к более сглаженной.

2.3 Результаты численных расчётов

Подстановка рассчитанных когерентных функций $\text{Re } G^R$, $\text{Im } G^R$, $\text{Re } F^R$, $\text{Im } F^R$ в когерентный фактор $R_{\pm} = (\text{Re } G^R \text{Re } G_{\pm}^R + \text{Re } F^R \text{Re } F_{\pm}^R) / \text{Re } G^R$ позволила рассчитать электрон-фотонный интеграл столкновений (2.2) (функцию источника). На Рис. 2.1 представлена зависимость от энергии нормированной на скорость электрон-фотонных столкновений τ_{e-pt}^{-1} функции источника (2.2), построенной для значений параметра распаривания $g = 0$ (бестоковый случай); 0.1; 0.24; пунктир соответствует пределу $\Delta = 0$ (нормальный металл). В этих и последующих численных расчетах используется значение частоты монохроматического электромагнитного сигнала $\omega_0 = 5\Delta_0$; при расчете функции источника использовалось соотношение (2.2) с функциями распределениями f , f_{\pm} равными равновесным фермиевским с температурой $T = 0$. Особенности на “краях” при малых значениях параметра распаривания g представленной на Рис. 2.1 функции источника (2.2) являются следствием аналогичных особенностей, имеющих место в когерентных функциях $\text{Re } G^R$, $\text{Im } G^R$, $\text{Re } F^R$, $\text{Im } F^R$. “Щели” в функции источника, представленной на Рис. 2.1, при $\varepsilon \geq 0$ и $\varepsilon \leq \omega_0$ возникают

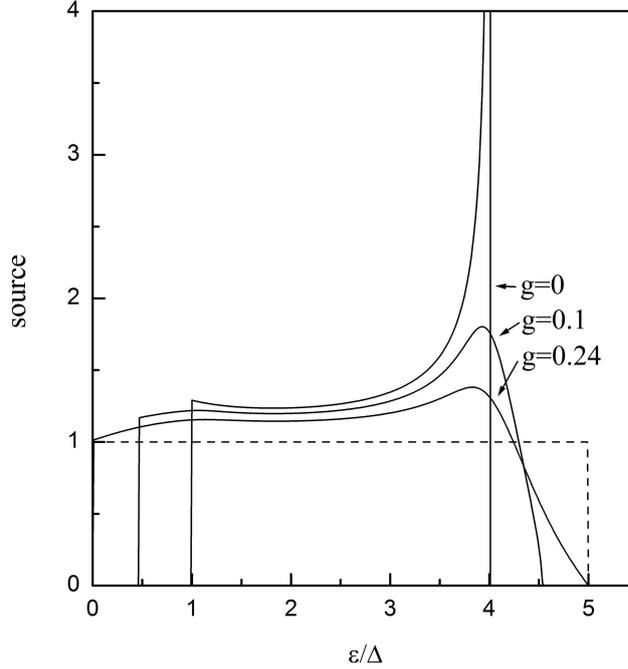


Рис. 2.1. Нормированная на скорость электрон - фотонных столкновений функция источника как функция энергии квазичастиц, рассчитанная для различных значений параметра распаривания g . Положено $\omega_0 = 5\Delta_0$, $T = 0$. Пунктир соответствует нормальному металлу.

из - за наличия “щели” Ω в когерентных функциях $\text{Re } G^R$, $\text{Im } G^R$, $\text{Re } F^R$, $\text{Im } F^R$, входящих в когерентный фактор R_{\pm} , и закона сохранения энергии при поглощении кванта электромагнитного излучения. При переходе в бесщелевое состояние при $g > 0.15$ “щели” в функции источника на Рис. 2.1 исчезают, а особенности на краях сильно сглаживаются.

В случае, когда длительность импульсов поглощаемого сигнала существенно превышает характерные времена отклика электронной и фононной подсистем плёнки абсорбера (2.6),(2.8), в абсорбере успевают установиться квазистационарные функции распределения квазичастиц $f(\varepsilon)$ и фононов $N(\varepsilon)$, для нахождения которых достаточно положить левые части уравнений для $f(\varepsilon)$ и $N(\varepsilon)$ (2.1),(2.3) равными нулю. При этом представленная

на Рис. 2.1 функция источника (2.2) и рассчитанные из (2.10),(2.11) когерентные функции делают возможным численное решение системы интегральных уравнений (2.1),(2.3), с учетом (2.5) - (2.8), методами, использованными в [45, 46] для расчёта неравновесных функций распределения в нормальном абсорбере. На Рис. 2.2 представлены результаты численного расчета функции распределения квазичастиц в сверхпроводящем абсорбере для различных значений параметра распаривания g . Расчеты были проведены при следующих значениях параметров: $\omega_D = 135\Delta_0$, $\lambda = 0.16$, $T = 0.15\Delta_0$; τ_{e-pt}^{-1} соответствует поглощению мощности $P = 10^{-13}$ Вт в алюминиевом абсорбере площадью 1 мм^2 и толщиной 10 нм . Сплошные линии на Рис. 2.2 соответствуют выполнению условия

$$\tau_{esc}^{-1} \ll \tau_{p-b}^{-1}(\omega_0), \quad (2.12)$$

которое далее будет называться режимом “эффективно запертых фононов”, а пунктир соответствует пределу, обратному (2.12), режиму “фононного термостата” [47].

В режиме “фононного термостата” фононы успевают свободно покинуть сверхпроводящую пленку, без действия на её квазичастичную подсистему. При этом неравновесные фононы в пленке фактически отсутствуют, фононные подсистемы пленки и подложки объединены, и мультипликации квазичастиц за счёт фонон - электронного взаимодействия не происходит. Поэтому пунктирные линии на Рис. 2.2 всегда лежат ниже сплошных линий, отвечающих режиму “эффективно запертых фононов” (2.12).

Уменьшение скорости ухода фононов в подложку τ_{esc}^{-1} приводит к появлению в пленке неравновесных фононов и мультипликации квазичастиц из - за фонон - электронного взаимодействия, подобно тому, как это было рассмотрено в [46] для случая нормального абсорбера.

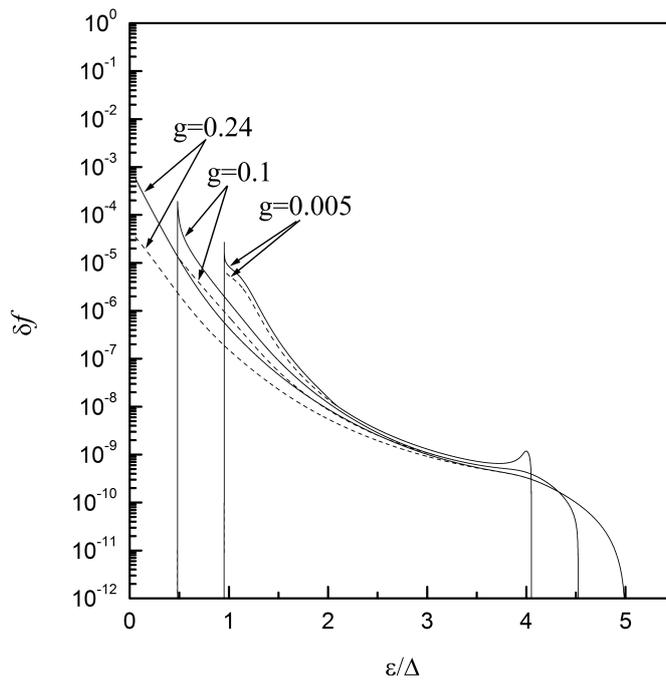


Рис. 2.2. Функции распределения неравновесных квазичастиц, рассчитанные численно при нескольких значениях параметра распаривания g . Пунктирные кривые соответствуют режиму “фононного термостата”, сплошные кривые – режиму “эффективно запертых фононов”.

Отличие от мультипликации квазичастиц в нормальном металле состоит в том, что в случае сверхпроводящего абсорбера не все фононы одинаковы эффективны для мультипликации. В силу закона сохранения энергии при поглощении кванта микроволнового излучения и наличия щели Ω в спектре возбуждения квазичастиц (Рис. 2.1) неравновесные фононы возникают с энергией, меньшей $\omega_0 - 2\Omega$. Более того, в силу наличия щели Ω в спектре возбуждения квазичастиц фононы с энергией меньше 2Ω “развязаны” с квазичастичной подсистемой сверхпроводящего абсорбера, поскольку (из-за наличия щели) они не могут ни поглощаться, порождая квазичастичные пары, ни порождаться при рекомбинации квазичастиц (процессами рассеяния фононов на избыточных квазичастицах в линейном приближении следует пренебречь). Поэтому увеличение параметра распаривания g , подавляющего щель Ω в спектре возбуждения квазичастиц, приводит к увеличению доли фононов, взаимодействующих с квазичастичной подсистемой, и более эффективной мультипликации квазичастиц, как это и видно из Рис. 2.2. Также необходимо отметить крайне слабый рост мультипликации квазичастиц при уменьшении τ_{esc}^{-1} после того, как условие (2.12) становится справедливым, поскольку при выполнении (2.12) динамика фононов в пленке, обеспечивающая мультипликацию квазичастиц [46], определяется только электрон - фононным взаимодействием.

Верхняя и нижняя граница спектра возбужденных квазичастиц на Рис. 2.1 совпадает с верхней и нижней границей функции источника (Рис. 2.2).

На Рис. 2.3 представлены неравновесные функции распределения фононов, рассчитанные численно при тех же значения параметра распаривания g , что и неравновесные функции распределения квазичастиц на Рис. 2.2. При численных расчетах скорость ухода фононов τ_{esc}^{-1} считалась рав-

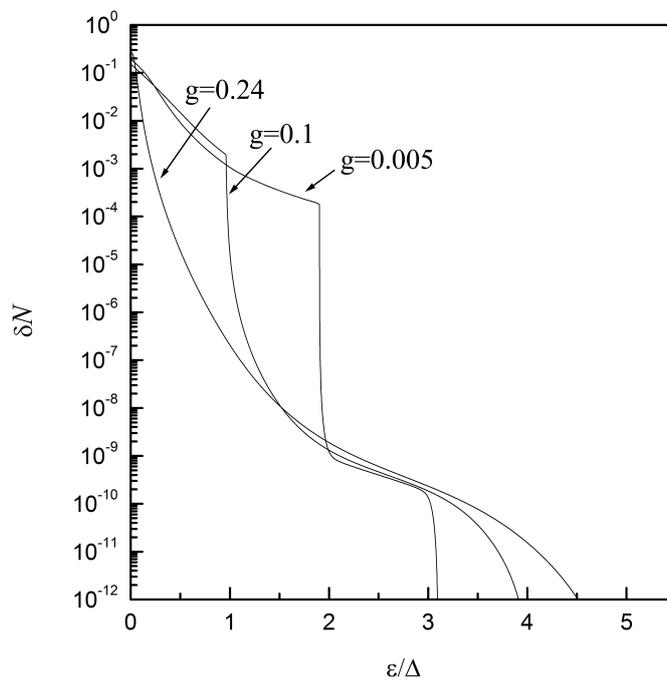


Рис. 2.3. Функции распределения неравновесных фононов, рассчитанные численно при тех же значения параметра распаривания g , что и неравновесные функции распределения квазичастиц на Рис. 2.2.

ной $10^{-8}\omega_0$. При этом условие (2.12) режима “эффективно запертых фононов” было выполнено. Как было отмечено выше, спектр неравновесных фононов в линейном приближении ограничен сверху значением $\omega_0 - 2\Omega$. Поэтому, поскольку по мере увеличения параметра распаривания g щель Ω уменьшается, то область энергий, в которой есть неравновесные фононы увеличивается, что и видно на Рис. 2.3. Характерной особенностью функций распределения неравновесных фононов, представленных на Рис. 2.3, является скачок при энергии, равной 2Ω , который является наиболее резким при малых значениях параметра распаривания g . Причиной скачка функции распределения неравновесных фононов является отмеченный выше разрыв связи фононной подсистемы с квазичастичной при энергии фононов, меньшей 2Ω .

Рассчитанные выше неравновесные функции распределения квазичастиц, представленные на Рис. 2.2, и спектральная функция $\text{Im}(F^R)^2$, полученная из (2.10),(3.2), позволили найти по формуле Маттиса - Бардина (2.9) изменение кинетической индуктивности диффузной сверхпроводящей полоски под действием микроволнового излучения¹¹. На Рис. 2.4 представлены зависимости относительного изменения кинетической индуктивности $\delta L/L$ от параметра распаривания g . Группа кривых 1 на Рис. 2.4 отвечает режиму “фононного термостата”, а группа кривых 2 отвечает режиму “эффективно запертых фононов” (2.12). При этом сплошные линии на Рис. 2.4 представляют сумму двух компонент: $\delta_1 L$ (пунктир) и $\delta_2 L$ (точки). Компонента $\delta_1 L$ описывает изменение кинетической индуктивности, обусловленное изменением функции распределения квазичастиц $f(\varepsilon)$ при фиксированной спектральной функции $\text{Im}(F^R)^2$, а компонента $\delta_2 L$ описывает изменение кинетической индуктивности, обусловленное изменением спек-

¹¹Подробности см. в Приложении, §1(е)-(ж).

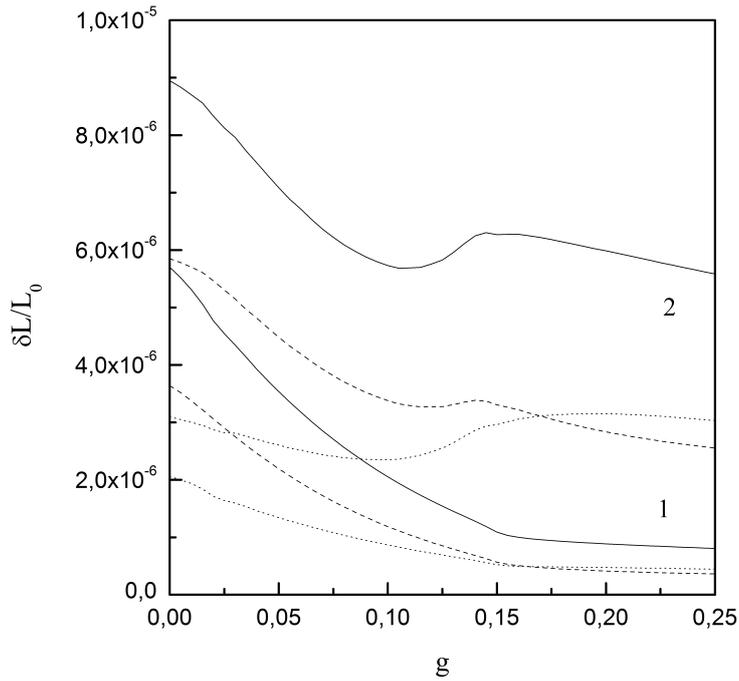


Рис. 2.4. Сплошные кривые – нормированный на кинетическую индуктивность L сверхпроводящего абсорбера в отсутствии постоянного тока отклик кинетической индуктивности как функция энергии распаривания g . Группа кривых 1 – предел “фононного термостата”, группа кривых 2 – предел “эффективно запертых фононов”. Пунктир – вклады в отклик кинетической индуктивности от изменения функций распределения, точки - вклады от изменения параметра порядка.

тральной функции $\text{Im}(F^R)^2$ при фиксированной функции распределения квазичастиц $f(\varepsilon)$. При этом влияние неравновесности функции распределения квазичастиц $f(\varepsilon)$ на спектральную функцию $\text{Im}(F^R)^2$ учитывалось через её зависимость от параметра порядка; отклик параметра порядка на отклонение функции распределения квазичастиц от равновесной был рассчитан нами из уравнения самосогласования (3.2). Из Рис. 2.4 следует, что отклик в режиме “эффективно запертых фононов” существенно больше, чем в режиме “фононного термостата”, когда отсутствует мультипликация квазичастиц. В то же время, рассчитанные при низкой температуре ($T \ll T_c$) вклады $\delta_1 L$, $\delta_2 L$, представленные на Рис. 2.4, оказываются соизмеримыми в обоих случаях, что контрастирует с результатами расчетов работы [48], проведенных для случая высоких температур ($T_c - T \ll T_c$). При этом вид зависимости $\delta L(g)$ в основном отражает ход зависимости числа избыточных квазичастиц от параметра распаривания g .

На Рис. 2.5 представлены результаты численного расчета зависимости изменения магнитного потока в рассматриваемом детекторе $I_0 \delta L$ от величины тока смещения I_0 при фиксированной мощности микроволнового сигнала. Кривая 1 соответствует расчетам, проведенных для параметров пленки, соответствующих режиму “фононного термостата”, а кривая 2 соответствует режиму “эффективно запертых фононов”. Видно, что обе зависимости имеют максимум по I_0 , но этот максимум достигается при различных значениях тока I_0 . Положение максимума определяется конкуренцией между линейным ростом тока I_0 и убыванием δL с ростом тока распаривания (см. Рис. 2.4). При этом величина отклика в режиме “эффективно запертых фононов” больше, чем в режиме “фононного термостата”.

Представленные на Рис. 2.2 - 2.5 результаты численных расчетов параметров детектора на кинетической индуктивности тонкой сверхпроводя-

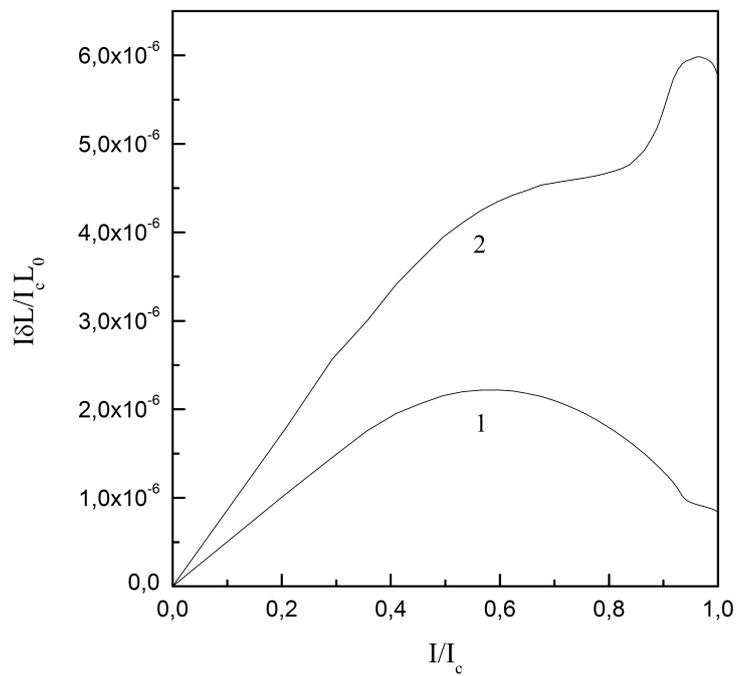


Рис. 2.5. Нормированный отклик детектора на кинетической индуктивности $I_0\delta L/I_cL$ как функция тока смещения. Кривая 1 – предел “фононного термостат”, кривая 2 – предел “эффективно запертых фононов”.

щей полоски отвечали температуре $T = 0.15\Delta_0$. Аналитические оценки и численный расчет показывают, что температурная зависимость при низких температурах $T \ll T_c$ будет экспоненциальной: $\delta L \propto \exp(\Delta/T)$, совпадающей с зависимостью, полученной в рамках μ - модели [2]. Однако, величина рассчитанной предэкспоненты в режиме “фононного термостата” оказалась приблизительно на полтора порядка меньше результатов работы [2]. Различие становится еще более заметным в режиме “эффективно запертых фононов”, когда оценки, приведенные в работе [2] ведут к нефизичному неограниченному росту отклика кинетической индуктивности при уменьшении скорости ухода фононов в подложку τ_{esc}^{-1} , в то время как микроскопические расчеты предсказывают конечный рост величины отклика (см. Рис. 2.4, 2.5).

2.4 Выводы

В рамках проведенного последовательного микроскопического анализа работы сверхпроводящего реактивного детектора микроволнового излучения рассчитаны неравновесные функции распределения квазичастиц и фононов при квантовом поглощении излучения в тонкой диффузной сверхпроводящей полоске. Рассчитано изменение кинетической индуктивности этой полоски при конечном значении постоянного тока смещения и показано, что отклик такого устройства существенно зависит от соотношения между скоростью ухода фононов в подложку τ_{esc}^{-1} и скоростью фонон - электронной релаксации $\tau_{p-b}^{-1}(\omega_0)$. В режиме “фононного термостата” $\tau_{p-b}^{-1}(\omega_0)/\tau_{esc}^{-1} \rightarrow 0$ в сверхпроводящей пленке нет мультипликации фононов из-за фонон - электронного взаимодействия и реактивный отклик устройства существенно меньше достигаемого в обратном пределе “эффективно запер-

тых фононов” (2.12) $\tau_{esc}^{-1}/\tau_{p-b}^{-1}(\omega_0) \rightarrow 0$, когда мультипликация есть. Проведено сравнение полученной величины отклика с результатами предыдущих расчетов [2] и показано, что отклик данного устройства существенно меньше и конечен для любого соотношения параметров.

Глава 3. Проскальзывание фазы в диффузной сверхпроводящей нанопроводе

В настоящей главе задача о проскальзывании фазы в узкой (максимальный размер в сечении меньше длины когерентности при данной температуре) диффузной сверхпроводящей полоске постоянного сечения рассматривается в формализме уравнений Узаделя [49], записанных в мацубаровской технике. Численно рассчитываются координатно - зависимые функции Грина, соответствующие седловой точке траектории в конфигурационном пространстве, и получена зависимость барьера свободной энергии от транспортного тока, приложенного магнитного поля и температуры.

Возможность применения мацубаровской техники, в общем случае пригодной только для описания стационарных и термодинамически равновесных состояний, к существенно нестационарному явлению проскальзывания фазы, обусловлена тем, что состояние сверхпроводника в седловой точке конфигурационного пространства (соответствующей максимуму свободной энергии при флуктуации проскальзывания фазы) может быть описано термодинамически. Аналогичным образом явление проскальзывания фазы описывалось с помощью уравнений Эйленберга [50] для одномерного случая в “чистом” пределе [26], и в терминах стационарной теории Гинзбурга - Ландау [18, 28].

В §3.1 осуществлена формализация задачи в рамках микроскопической теории для “грязного” предела. В адекватной задаче калибровке записано уравнение Узаделя для одномерного диффузного сверхпроводника, смещённого током и помещённого во внешнее магнитное поле. Определены граничные условия, соответствующие описываемому состоянию “седло-

вой точки” солитонному решению. Получена формула, выражающая порог свободной энергии для флуктуации проскальзывания фазы через уздеделевские функции Грина.

В §3.2 показано, что в окрестности критического магнитного поля система, состоящая из уравнения Узаделя и уравнения самосогласования для параметра порядка, сводится к замкнутому уравнению для параметра порядка типа уравнения Гинзбурга-Ландау. Получены решение этого уравнения, описывающее состояние “седловой точки”, и формула для порога свободной энергии.

В §3.3 описана процедура и приведены результаты численного решения микроскопических уравнений, описывающих одномерный диффузный сверхпроводник в состоянии “седловой точки”. Построены зависимости порога свободной энергии от магнитного поля и тока при различных температурах и произведено их сравнение с аналитическими аппроксимациями.

3.1 Формализация задачи

Для описания состояния диффузного сверхпроводника в настоящей главе используется уравнение Узаделя [49], записанное в следующей калибровке¹:

$$G \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} - F \frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + i\bar{p}_x G \frac{\partial F}{\partial x} - \bar{p}^2 GF + \frac{2\Delta G - 2\omega F}{D} = 0, \quad (3.1)$$

где G и F – нормальная и аномальная мацубаровские функции Грина, удовлетворяющие условию нормировки $G^2 + |F|^2 = 1$; p – свехтекучий импульс вдали от места, где происходит проскальзывание фазы, p_x – ком-

¹Используется система единиц $\hbar = c = k_B = 1$.

понента сверхтекучего импульса, параллельная полоске, Δ – комплексный параметр порядка, $\omega = (2n + 1)\pi T$ – мацубаровская частота (T – температура), D – коэффициент диффузии. Калибровка в (3.1) выбрана так, чтобы вдали от места, где происходит проскальзывание фазы, функции Грина и параметр порядка не зависели от координат. Кроме того, учтено, что переменные по сечению полоски величины, какими при наличии внешнего магнитного поля являются сверхтекучий импульс и его квадрат, должны в силу оговоренной выше малости поперечных размеров входить в уравнение Узаделя усреднёнными по сечению (усреднение обозначено чертой над символами)².

Уравнение Узаделя (3.1) должно быть дополнено уравнением самосогласования для параметра порядка и выражением для сверхтока:

$$2\pi T \sum_{\omega>0} (\Delta/\omega - F) = \Delta \ln(T_c/T), \quad (3.2)$$

$$J_s = 2eN_0Ds \cdot 2\pi T \sum_{\omega>0} \left(\text{Im} \left(F^* \frac{\partial F}{\partial x} \right) + \bar{p}_x |F|^2 \right), \quad (3.3)$$

где T_c – критическая температура, N_0 – плотность состояний на спин на уровне Ферми, s – сечение проводника, $e = -|e|$.

Вероятность W флуктуационного перехода системы между двумя состояниями определяется барьером свободной энергии Гиббса δF между состояниями, $W \propto \exp(-\delta F/T)$. В отсутствие тока для рассматриваемой системы свободная энергия совпадает со свободной энергией Гиббса Φ , фигурирующей при рассмотрении равновесных задач теории сверхпроводимости; порог свободной энергии равен разности $\delta\Phi$ энергий Гиббса системы в

²В отсутствие внешнего магнитного поля, очевидно, $\bar{p}_x = p$, $\bar{p}^2 = p^2$. В отсутствие тока, но при наличии внешнего поля $\bar{p}_x = 0$, а \bar{p}^2 определяется геометрией проводника и ориентацией поля. Например, в часто встречающемся случае, когда проводник представляет собой полоску шириной w и толщиной d , а поле ориентировано по нормали к его поверхности, $\bar{p}^2 = e^2 H^2 w^2 / 3$.

двух состояниях: состоянии, соответствующем седловой точке траектории процесса проскальзывания фазы в конфигурационном пространстве, и в однородном состоянии. При наличии заданного тока J_s в энергии Гиббса появляется дополнительный член, описывающий взаимодействие системы с источником тока [13, 51]; соответствующий барьер уменьшается на величину работы, совершаемой источником тока над системой в процессе перехода системы из однородного состояния в состояние “седловой точки”, и становится равным

$$\delta F = \delta \Phi - \frac{1}{2e} J_s \delta \varphi, \quad (3.4)$$

где $\delta \varphi$ – соответствующая “седловой точке” разность фаз параметра порядка между $+\infty$ и $-\infty$.

Необходимая для вычисления порога свободной энергии формула, выражающая термодинамический потенциал Φ сверхпроводника через узаделевские функции Грина, была получена из выражения для термодинамического потенциала Эйленберга³ [50]:

$$\Phi = N_0 s \int dx \left\{ |\Delta|^2 \ln \left(\frac{T}{T_c} \right) + 2\pi T \sum_{\omega > 0} \left[\frac{|\Delta|^2}{\omega} - I \right] \right\}, \quad (3.5)$$

где $I = I_0 + I_1$, $I_0 = \Delta^* F + \Delta F^* + 2\omega(G-1)$, $I_1 = -\frac{D}{2} \left\{ (\operatorname{Re}(F^* \frac{\partial F}{\partial x}) / (G |F|))^2 + (\operatorname{Im}(F^* \frac{\partial F}{\partial x}) / |F|)^2 + \bar{p}^2 |F|^2 + 2\bar{p}_x \operatorname{Im}(F^* \frac{\partial F}{\partial x}) \right\}$.

Состояние, соответствующее седловой точке, описывается решением уравнения Узаделя (3.1) солитонного типа с граничными условиями $F(x \rightarrow \pm\infty) = F_{\pm\infty}$, где F_{∞} удовлетворяет пространственно - однородному уравнению Узаделя:

$$-D\bar{p}^2 G_{\infty} F_{\infty} - 2\omega F_{\infty} + 2\Delta_{\infty} G_{\infty} = 0. \quad (3.6)$$

³Вывод можно найти в Приложении, §2.

Уравнение (3.6) совместно с уравнением самосогласования (3.2) позволяет определить $|F_\infty|$ и $|\Delta_\infty|$, но оставляет произвольной фазу. Поэтому разность фаз $\delta\varphi$ между областями однородной сверхпроводимости на $+\infty$ и $-\infty$, соответствующая данному значению \bar{p}_x (т.е. данному значению тока), вообще говоря, заранее неизвестна. Исключение составляет случай равных нулю тока и сверхтекучего импульса. Это отличие между случаями нулевого и ненулевого тока обусловило применение к ним несколько разных алгоритмов расчёта функций Грина.

3.2 Аналитическое решение в пределе больших магнитных полей

Кроме численного решения, при больших значениях “параметра распаривания” $\Gamma = D\bar{p}^2/2$ [52] оказывается возможным аналитическое рассмотрение задачи. При достижении магнитным полем определённой критической величины (определяемой геометрией сечения и температурой) сверхпроводящая полоска испытывает фазовый переход второго рода в нормальное состояние. В окрестности этого поля система уравнений (3.1), (3.2) может быть сведена к замкнутому уравнению для параметра порядка, подобно тому как это имеет место в окрестности критической температуры, при этом аналогом температуры оказывается Γ . Для этого следует разложить входящие в уравнение Узаделя (3.1) функции Грина в ряд по малому параметру Δ до членов третьего порядка, предполагая малость градиентов; разрешить (3.1) относительно функций Грина в соответствующих порядках; и подставить найденные решения в уравнение самосогласования

(3.2)⁴. При этом в первом порядке находится критическое значение “параметра распаривания”, оказывающееся при нулевой температуре равным $\Gamma_{c0} = \Delta_0/2$, где Δ_0 – модуль параметра порядка при $T = 0$ (соответствующее критическое поле в случае полосы прямоугольного сечения шириной w : $H_{c0} = \frac{1}{|e|w} \sqrt{6\Gamma_{c0}/D}$); а в третьем порядке получается уравнение для Δ , вполне аналогичное одномерному уравнению Гинзбурга - Ландау:

$$\frac{D}{\Delta_0} \frac{\partial^2 \Delta}{\partial x^2} - \frac{1}{3\Delta_0^2} \Delta^3 + \left(1 - \frac{\Gamma}{\Gamma_{c0}}\right) \Delta = 0. \quad (3.7)$$

Коэффициенты в (3.7) приведены для случая $T \ll T_c$. Состояние, соответствующее седловой точке траектории процесса проскальзывания фазы в конфигурационном пространстве, описывается решением уравнения (3.7) солитонного типа, аналогичным соответствующему решению одномерного уравнения Гинзбурга - Ландау [18]:

$$\Delta(x) = \Delta_\infty(\Gamma) \tanh\left(\frac{x}{\xi(\Gamma)\sqrt{2}}\right), \quad (3.8)$$

где введены обозначения $\Delta_\infty(\Gamma) = \sqrt{3}\Delta_0 \left(1 - \frac{\Gamma}{\Gamma_{c0}}\right)^{1/2}$, $\xi(\Gamma) = \sqrt{D/\Delta_0} \left(1 - \frac{\Gamma}{\Gamma_{c0}}\right)^{-1/2}$.

Выражение для термодинамического потенциала Гиббса получается аналогичным предельным переходом в (3.5) и имеет вид:

$$\Phi = N_0 s \int dx \left\{ \frac{D}{\Delta_0} \left(\frac{\partial \Delta}{\partial x}\right)^2 - \Delta^2 \left(1 - \frac{\Gamma}{\Gamma_{c0}}\right) + \frac{\Delta^4}{6\Delta_0^2} \right\}. \quad (3.9)$$

Подстановка в формулу (3.9) солитонного решения (3.8) даёт для порога свободной энергии выражение, справедливое в области значений параметра распаривания Γ вблизи Γ_{c0} :

⁴Подробнее см. Приложение, §3.

$$\delta F = 4\sqrt{2}N_0s\Delta_0^{3/2}D^{1/2}\left(1 - \frac{\Gamma}{\Gamma_{c0}}\right)^{3/2}. \quad (3.10)$$

3.3 Результаты расчётов порога свободной энергии

При $J_s = 0$ из симметрии процесса проскальзывания фазы относительно обращения времени следует, что максимум свободной энергии достигается в сам момент проскальзывания фазы, т.е. аномальные функции Грина и параметр порядка в центре симметрии обращаются в 0, а разность фаз $\delta\varphi$ между $+\infty$ и $-\infty$ составляет π [18]. Кроме того, из-за обращения в нуль \bar{p}_x в уравнении Узаделя (3.1) выпадает содержащее мнимую единицу слагаемое, благодаря чему можно положить аномальные функции Грина и параметр порядка вещественными.

Численное решение уравнения Узаделя (3.1) с $\bar{p}_x = 0$ совместно с уравнением самосогласования (3.2) осуществлялось итерациями с использованием стандартной стратегии [53]. Входящие в (3.1) аномальные функции Грина были представлены в виде суммы затравочных величин и отклонений от них, $F = F_0 + \delta F$, после чего уравнение Узаделя (3.1) было линеаризовано по δF . Линеаризованное уравнение Узаделя (3.1) решалось совместно с уравнением самосогласования (3.2). Для каждой мацубаровской частоты ω по методу Ньютона находилось решение линеаризованного уравнения Узаделя. По полученным аномальным функциям Грина F рассчитывался в соответствии с уравнением самосогласования (3.2) параметр порядка $\Delta(x)$. На следующем шаге находилось решение уравнения Узаделя

(3.1) с вновь рассчитанным параметром порядка. Эта процедура повторялась до достижения сходимости.

На рис. 3.1 представлены зависимости порога свободной энергии от “параметра распаривания” Γ , рассчитанные численно (сплошные линии), а также по формуле (3.10) (пунктир) и по следующей из теории Гинзбурга - Ландау формуле $\delta F = \frac{16\pi^{5/2}}{21\zeta(3)} N_0 s \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{3/2} D^{1/2} T_c^{3/2} \left[1 - \frac{\pi\Gamma}{4(T_c - T)}\right]^{1/2}$ (пунктир с точками). Свободная энергия нормирована на характерный масштаб энергии конденсации $\delta F_{ns} = N_0 s \Delta_0^{3/2} D^{1/2}$. Видно, что рассчитанные численно зависимости $\Delta F(\Gamma)$ довольно близки к линейным во всём диапазоне значений Γ , кроме непосредственной окрестности критического значения параметра распаривания при данной температуре Γ_c . Аналитики дают завышенные значения порога свободной энергии, причём, как и следовало ожидать, расхождение увеличивается с уменьшением температуры и магнитного поля. Вблизи Γ_c все кривые выходят на зависимость $\Delta F \propto (1 - \Gamma/\Gamma_c)^{3/2}$.

Поскольку при неравном нулю токе нарушается симметрия процесса проскальзывания фазы во времени, фазы параметра порядка на $+\infty$ и $-\infty$, необходимые для задания граничных условий к уравнению Уздедла (3.1), больше не могут быть определены из соображений симметрии, и связь между разностью фаз $\delta\varphi$ и входящим в (3.1) параметром \bar{p}_x заранее неизвестна. Поэтому расчёт зависимости порога свободной энергии от тока потребовал модификации стандартной стратегии и включения в схему самосогласованного решения выражения для тока (3.3). В качестве фиксированного параметра использовалась разность фаз $\delta\varphi$, в то время как сверхтекучему импульсу \bar{p}_x была предоставлена возможность меняться от итерации от итерации таким образом, чтобы по достижении сходимости удовлетворилось условие сохранения тока⁵ $J_s = const(x)$. Для этого на

⁵До достижения сходимости рассчитанный по формуле (3.3) ток оказывался зависящим от координат из-за несогласованности затравочного значения \bar{p}_x и $\delta\varphi$.

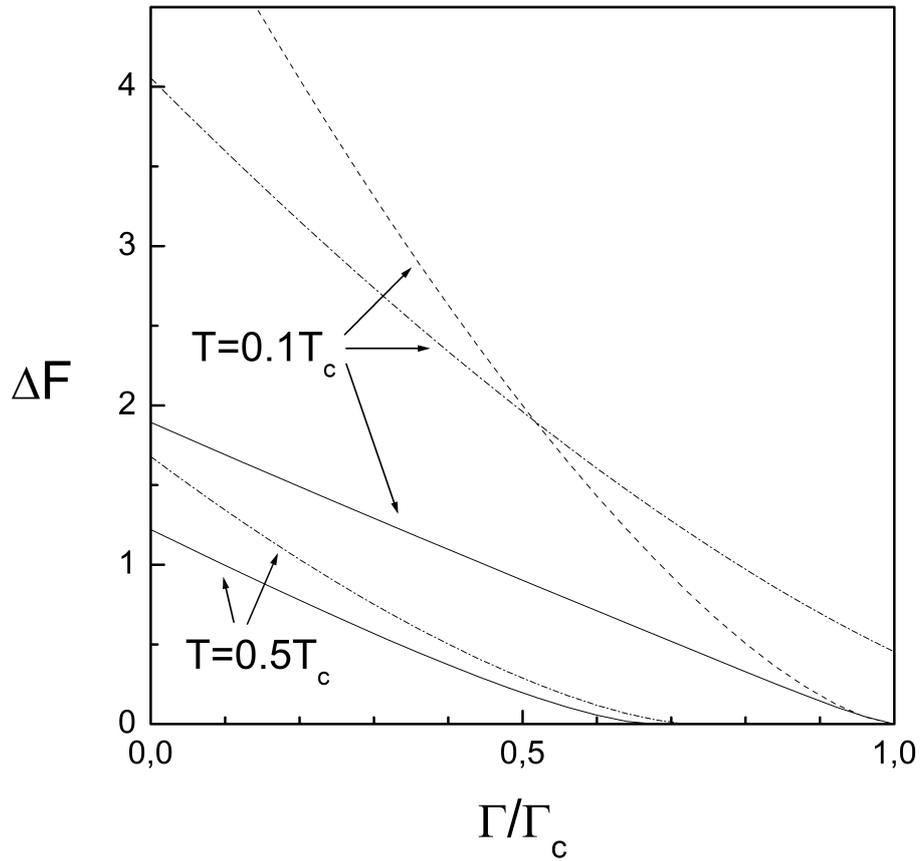


Рис. 3.1. Зависимость порога свободной энергии от “параметра распаривания” $\Delta F(\Gamma)$ при $J_s = 0$. Сплошные кривые – численный расчёт, пунктир – формула (3.10), пунктир с точками – теория Гинзбурга - Ландау. Свободная энергия нормирована на характерный масштаб энергии конденсации δF_{ns} , “параметр распаривания” нормирован на своё критическое значение при нулевой температуре Γ_{c0} .

каждой итерации после отыскания функций Грина и параметра порядка по формуле (3.3) рассчитывался ток в центре симметрии численного решения $J_s(0)$; а затем вновь по формуле (3.3), но с отброшенными градиентными членами, рассчитывался сверхтекучий импульс \bar{p}_x , обеспечивающий значение тока на бесконечности, равное $J_s(0)$. Новое значение \bar{p}_x использовалось на следующей итерации при решении уравнения (3.1).

На рис. 3.2 представлены зависимости порога свободной энергии от тока, рассчитанные численно и по полученной в рамках теории Гинзбурга - Ландау формуле работы [18]. Свободная энергия нормирована на характерный масштаб энергии конденсации δF_{ns} , ток нормирован на рассчитанный по формуле (3.3) критический ток J_{c0} в пределе $T \ll T_c$. Близкая к линейной зависимость $\Delta F(J_s)$, обусловленная линейным по J_s членом в (3.4), имеет место до значений токов $J_s \approx \frac{1}{2}J_c$ (J_c - критический ток при данной температуре). Как и в бестоковом случае, теория Гинзбурга - Ландау даёт завышенные значения ΔF ; при низкой температуре наблюдается расхождение более чем в два раза. Вблизи J_c для рассчитанных по микроскопической теории кривых даже в случае низких температур выполняется асимптотика $\Delta F \propto (1 - J_s/J_c)^{5/4}$, получающаяся в рамках теории Гинзбурга - Ландау [18, 27].

3.4 Выводы

Таким образом, в настоящей главе в рамках микроскопической теории рассмотрена задача о проскальзывании фазы в диффузном одномерном сверхпроводнике. С использованием разработанной методики численного расчёта найдены решения, соответствующие седловой точке конфигурационной траектории процесса проскальзывания фазы. Рассчитанные за-

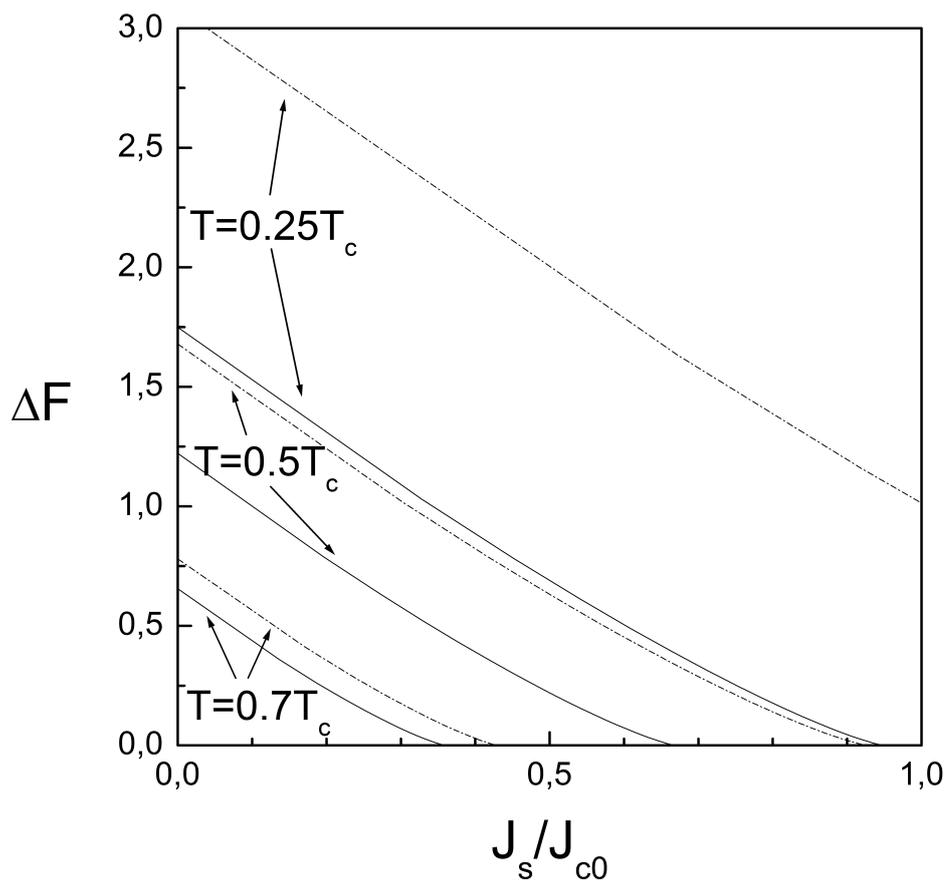


Рис. 3.2. Зависимость порога свободной энергии от тока $\Delta F(J_s)$ при $\Gamma = 0$. Сплошные кривые – численный расчёт, пунктир с точками – теория Гинзбурга - Ландау. Свободная энергия нормирована на характерный масштаб энергии конденсации δF_{ns} , а ток нормирован на критический ток в низкотемпературном пределе J_{c0} .

зависимости порога свободной энергии от магнитного поля и тока во всём диапазоне температур оказались качественно сходны с получающимися в пределе высоких температур $1 - \frac{T}{T_c} \ll 1$ в рамках теории Гинзбурга - Ландау; количественное отличие составляет приблизительно два раза в пределе низких температур, малых токов и магнитных полей, и уменьшается с ростом этих параметров. Данный результат контрастирует с результатом работы [26] для чистого одномерного случая, где токовая зависимость порога свободной энергии уже при $T = 0.7T_c$ получалась качественно отличной от предела высоких температур. Возможно, впрочем, что данное отличие обусловлено тем обстоятельством, что авторы [26] не учли линейного по току вклада в выражении для порога свободной энергии.

Глава 4. Оптимизация сверхпроводникового одnofотонного детектора

В главе исследуются перспективы оптимизации SSPD путём изменения его геометрии.

В §4.1 моделированием и сравнением с экспериментом исследуется вопрос о предельных временных характеристиках отклика SSPD, обусловленных динамикой его резистивного состояния.

В §4.2 исследована возможность применения SSPD в качестве детекторов в телекоммуникационных линиях связи.

4.1 Наблюдение динамики резистивного состояния по откликам детекторов с малой кинетической индуктивностью

Импульс отклика SSPD состоит из двух неравных фаз: резкого переднего фронта и пологого заднего, причём длительность заднего фронта может на два и более порядка превосходить длительность переднего и для стандартных SSPD (меандр) достигает 10 нс. Этой величиной ограничивается временное разрешение детектора. Как было показано в [9], задний фронт импульса напряжения хорошо описывается моделью релаксации LR-

цепочки, $V(t) \propto \exp(-t/\tau_{fall})$, где

$$\tau_{fall} = \frac{L_k}{R_{load}}. \quad (4.1)$$

В качестве сопротивления выступает входной импеданс коаксиальной линии, которой осуществляется съём сигнала с детектора ($R_{load} = 50 \text{ Ом}$), а параметр L_k был интерпретирован как кинетическая индуктивность сверхпроводящей полоски детектора. Величина кинетической индуктивности плёнки на квадрат, извлечённая из времени спада заднего фронта и геометрических параметров образцов, оказывается равной приблизительно 100 пГн, что хорошо согласуется с теоретическим значением, даваемым формулой микроскопической теории $L_{sq,k} = \hbar R_{sq}/\pi\Delta$. Тем самым “длинное” время спада не имеет отношения к механизму срабатывания детектора и является “схемным ограничением”. Для преодоления этого ограничения была разработана конфигурация SSPD в виде N параллельных секций [54], для которой кинетическая индуктивность детектора при той же суммарной чувствительной площади в N^2 раз меньше, чем для стандартной конфигурации.

Измерения, проведённые в работе [10], действительно продемонстрировали соответствующее уменьшение времени спада. На рис. 4.1 (а) представлены импульсы напряжения, возникающие после поглощения фотона в структурах с разным числом параллельных секций 5 и 12. Видно резкое уменьшение длительности импульса с ростом числа секций. Из аппроксимации “хвоста” импульсов релаксационной экспонентой извлекалось соответствующее время спада τ_{fall} . Для $N = 12$ время спада достигает величины 120 пс. Полученная в эксперименте зависимость τ_{fall} от числа секций (число секций изменялось от 1 до 12) представлена на рис. 4.1 (b). На том же рисунке построена следующая из формулы 4.1 зависимость $\tau_{fall} \propto N^2$ (сплошная линия).

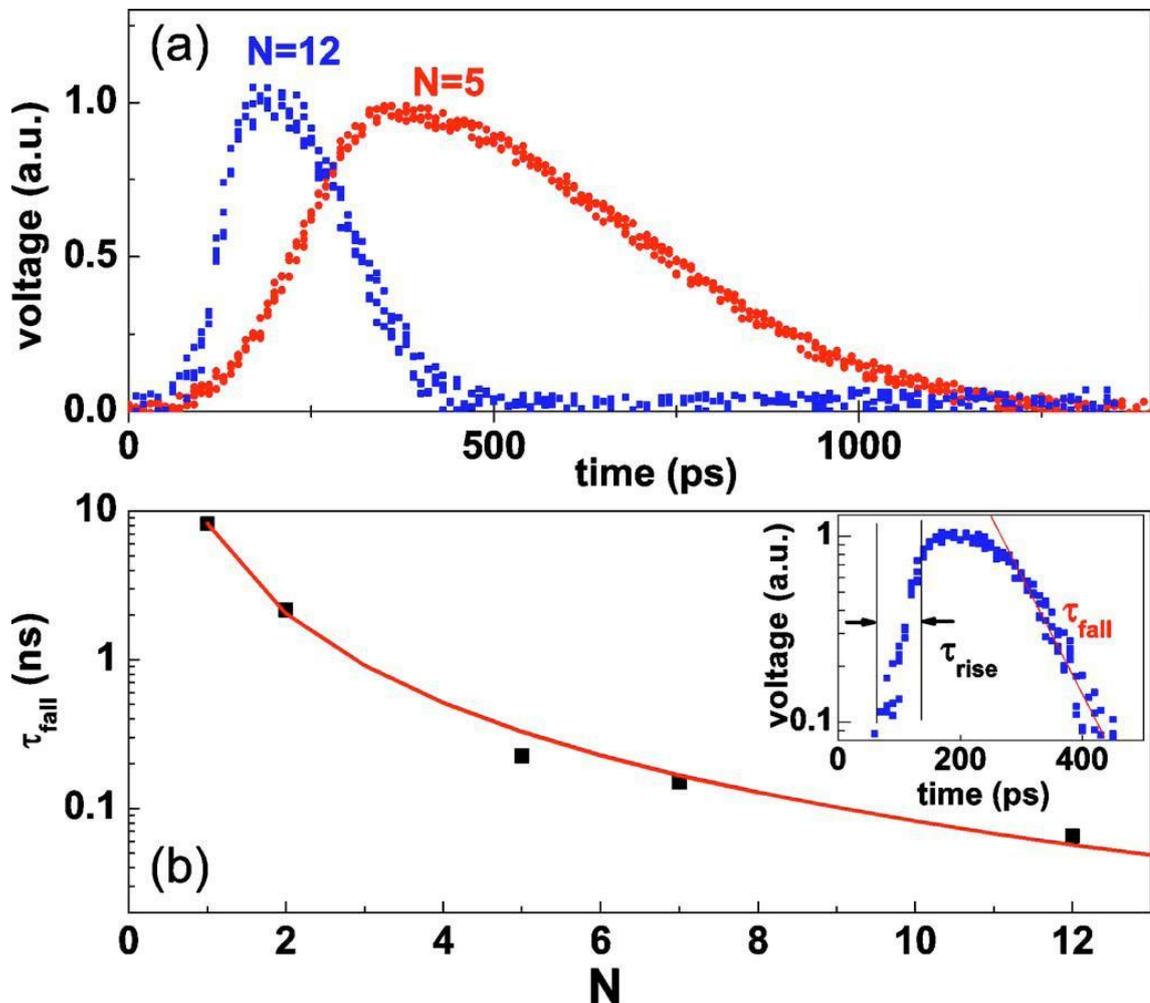


Рис. 4.1. Временные характеристики отклика SSPD, состоящих из параллельно включённых секций. (a) Импульсы напряжения с детекторов, состоящих из 5 и 12 секций. Вставка - джиттер для 12-секционного детектора. (b) Характеристическое время спада τ_{fall} в зависимости от числа параллельных секций N . Сплошная кривая - зависимость $\propto N^{-2}$.

Полученные в измерениях данные свидетельствуют в пользу того, что для достаточно коротких импульсов кинетическая индуктивность перестаёт быть единственным параметром, определяющим их длительность, и существенной становится собственная динамика резистивного состояния.

Простейшей моделью, позволяющей описать динамику резистивного состояния, является электротермическая модель, подобная используемой для описания явлений тепловой бистабильности в сверхпроводниках, смещённых током (электротепловые домены, горячие пятна). Состояние электронной подсистемы полоски описывается электронной температурой T_e , зависящей от координаты вдоль полоски x . Поглощение фотона моделируется затравочным сопротивлением на длине полоски порядка длины термализации L_{th} или длины когерентности ξ , смотря по тому, какая из них больше (для плёнок NbN $\xi \approx 7.5$ нм [55]). Наличие сопротивления приводит к диссипации на этом участке энергии транспортного тока и к нагреву электронной подсистемы. Это, в свою очередь, влечёт уменьшение локального значения плотности сверхтока, увеличение диссипации энергии и усиление нагрева. Выделяемое в нагретом участке тепло распространяется в соседние области (и, кроме того, в подложку), их температура также повышается, что означает разрастание нагретого участка. Дальнейшая эволюция резистивного состояния зависит от отклика транспортного тока на появляющееся сопротивление, и, тем самым, от «схемных параметров». Для масштабов времён, на которых происходит эволюция резистивного состояния, существенными «схемными параметрами» оказываются кинетическая индуктивность полоски L_k и сопротивление нагрузки (входное сопротивление коаксиальной линии). В случае, если ток фиксирован, резистивная область будет неограниченно разрастаться. Если ток достаточно быстро падает, разогрев резистивной области и электронная температура в ней

уменьшаются и резистивная область схлопывается. Ясно, что с уменьшением кинетической индуктивности будет укорачиваться и время реакции тока, и, следовательно, время жизни резистивной области и максимальный размер горячего пятна.

Динамика резистивного состояния в электротермической модели может быть описана следующей системой уравнений [10]:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T_e + EI - G(T_e - T_0) \quad (4.2)$$

$$L_k \frac{\partial I}{\partial t} = R_L(I - I_0) + \int E dx \quad (4.3)$$

Уравнение (4.2) представляет собой уравнение теплового баланса, записанное для участка полоски с координатой x . Слева стоит производная по времени от электронной температуры данного участка полоски (C_e – электронная теплоёмкость на единицу длины). В правой части, первый член описывает теплообмен с соседними участками полоски (κ – одномерная теплопроводность плёнки), второй – джоулев нагрев током I (E – напряжённость электрического поля в участке полоски, отличная от нуля при наличии резистивности), третий – уход тепла в фононную подсистему (которая в грубом приближении предполагается находящейся в состоянии теплового равновесия с подложкой) (G – соответствующая одномерная теплопроводность между пленкой и подложкой). Для описания связи между электрическим полем и током используется уравнение резистивной модели:

$$E = (I - I_s)\rho_n \quad (4.4)$$

где I_s – сверхток, ρ_n – сопротивление полоски на единицу длины в нормальном состоянии.

Уравнение (4.3) описывает отклик тока на электрическое поле, появляющееся в полоске при наличии сопротивления. I_0 – ток смещения в

отсутствие сопротивления в полоске.

В описанной модели электронная подсистема представляется в каждый момент находящейся в состоянии локального равновесия (функция распределения квазичастиц имеет равновесную форму, но с температурой, зависящей от координаты и времени). Условием корректности такого описания является малость времени и длины термализации электронов по сравнению с характерными временами и пространственными масштабами рассматриваемых процессов. В то же время, оценка в рамках этой модели характерного времени Джоулева нагрева τ_J

$$\tau_J = C_e \frac{T_c - T_e}{I^2 \rho_n} \quad (4.5)$$

даёт величину порядка 0.1 пс, что много меньше времени термализации квазичастиц (7 пс [7]). Это означает, что в действительности функция распределения квазичастиц в процессе диссипации энергии тока является неравновесной. Тем не менее, оказывается возможным корректным образом использовать уравнения электротермической модели для описания эволюции резистивного состояния, если учесть запаздывание отклика сверхтока на изменение состояния электронной подсистемы [10]. Именно, поскольку величина критического тока чувствительна лишь к функции распределения квазичастиц в непосредственной окрестности энергетической щели, отклик этой величины на изменение состояния электронной подсистемы наступает лишь к моменту термализации квазичастиц, что можно описать уравнением

$$\frac{\partial I_s}{\partial t} = \frac{I_c(T_e) - I_s}{\tau_{th}}, \quad (4.6)$$

где $I_c(T_e)$ – величина критического тока, соответствующая данной электронной температуре, τ_{th} – время термализации квазичастиц. При этом τ_{th} автоматически оказывается и масштабом временных изменений электронной температуры.

Численные расчёты на основании уравнений (4.2) – (4.4), (4.6) показывают, что для индуктивности, соответствующей полоске детектора длиной в 500 мкм ($L_k = 500$ нГн), время жизни резистивного состояния оказывается равным приблизительно 100 пс, в то время как для кинетической индуктивности в 5 нГн оно сокращается до 50 пс. При этом в первом случае время существования резистивной области приходится в основном на передний фронт импульса, причём успевают сформироваться электротепловой домен. Когда происходит падение тока до величины менее $0.5 I_0$, соответствующей абсолютной неустойчивости домена, резистивная область быстро схлопывается и далее происходит релаксационное восстановление тока с постоянной времени, даваемой формулой (1.10) (10 нс). Во втором случае, резистивная область не успевает дорасти до размера, соответствующего электротепловому домену, из-за слишком быстрого падения тока и соответствующего уменьшения джоулева нагрева. Значительная часть времени жизни резистивного состояния приходится на задний фронт импульса, и, тем самым, τ_{fall} перестаёт определяться только кинетической индуктивностью. Полная длительность импульса, даваемая расчётом, составляет приблизительно 120 пс. Что касается формы переднего фронта, то, как в случае большой, так и в случае малой кинетической индуктивности полученные расчётные зависимости напряжения от времени хорошо согласуются с наблюдаемыми в экспериментах [10].

Альтернативная картина предполагает возникновение сопротивления во время процесса фотоиндуцированного разрыва вихрь-антивихревой пары [56]; используя качественную формулу для скорости вязкого движения вихрей $v_{vortex} = \rho_n \xi^2 / 2\pi \Phi_0$ [57], где Φ_0 - квант магнитного потока, можно оценить соответствующее характеристическое время как $\tau = w / v_{vortex} = 15$ пс (w - ширина полоски детектора) [58]. Это время может удлиняться

из-за взаимодействия вихрей с избыточными квазичастицами и центрами пиннинга.

Таким образом, времена существования сопротивления в обоих картинах оказываются сравнимыми, и для выбора одной из них требуются дальнейшие исследования.

4.2 Применение сверхпроводниковых однофотонных детекторов, разрешающих число фотонов, в телекоммуникационных линиях связи

Все возрастающие потоки информации и развитие техники оптической связи стимулируют выработку все более жестких требований к скорости и достоверности передачи информации. Создание годных для практических применений сверхпроводниковых однофотонных детекторов с разрешением числа фотонов (Photon-Number Resolving Superconducting Single-Photon Detector, PNR-SSPD) продиктовано необходимостью удовлетворения этим требованиям. Принцип действия PNR-SSPD основан на неравновесных процессах, происходящих при поглощении фотона в сверхпроводящих наноструктурах - длинных и узких (70-100 нм) полосках ультратонкой пленки (4 нм), нанесенной на диэлектрическую подложку, в присутствии тока, близкого к критическому. PNR-SSPD обладает высокой квантовой эффективностью на длинах волн 1300 и 1550 нм, уровнем темнового счета менее 10 Гц, субнаносекундной длительностью импульса, обеспечивающей максимальную скорость счета более 1 ГГц, нестабильностью переднего

фронта импульса (джиттер) 16 пс и высокой эффективностью согласования с одномодовым оптоволоконным кабелем. Чтобы в протяженных линиях связи, содержащих множество усилителей и мультиплексоров, накопленная ошибка не превысила допустимую норму, доля ошибочных битов (Bit Error Ratio, BER) каждого устройства должна быть не более 10^{-11} . Основным фактором, определяющим уровень ошибок соединения, является чувствительность и быстродействие приемного модуля оптического терминала. Применяемые в настоящее время лучшие p-i-n диоды и лавинные фотодиоды обеспечивают BER на уровне 10^{-10} - 10^{-12} в оптическом интерфейсе 2,5 Гбит/с - 9,95 Гбит/с при чувствительности -28дБм и -15дБм соответственно. Это означает, что каждый бит информации передается оптическим импульсом, содержащим 10^4 - 10^5 фотонов. Чувствительность приемников ограничивает длины оптоволоконных линий связи между ретрансляторами. Наименьшим ослаблением оптического сигнала обладают оптоволоконные линии на одномодовых волокнах, но и в таких магистралях мощность передаваемых импульсов ослабляется в среднем в 100 раз на каждые 100 км. Актуальной, таким образом, является разработка высокочувствительных приёмных модулей, способных обеспечивать требуемые BER при работе с предельно слабыми сигналами.

Число фотонов в оптическом импульсе, необходимое для достижения требуемой BER при использовании PNR - SSPD в качестве детектора приёмного модуля, может быть оценено по формулам теории вероятности как

$$N \approx \log BER/QE, \quad (4.7)$$

где QE - квантовая эффективность детектирования. Для лучших стандартных SSPD (работающих только в однофотонном режиме) эта величина достигает 30 %. Полагая QE=0.1, получаем, что для достижения BER на

уровне 10^{-11} требуется иметь в оптическом импульсе ~ 250 фотонов, что в среднем на 2 порядка меньше, чем при использовании существующих приёмных модулей.

Для справедливости приведённой оценки необходимо, чтобы среднее число отсчётов детектора в логическом нуле было мало по сравнению с единицей. Благодаря крайне низкому уровню собственных темновых срабатываний SSPD, единственной причиной таких отсчётов в случае PNR-SSPD остаются паразитные фотоны, приходящие на детектор в фазе логического нуля, т.е. шумы оптической передающей линии. Для современных линий стандартом является отношение сигнал-шум на уровне 18 дБ; при среднем числе фотонов в фазе логической единицы $N \approx 250$ среднее число фотонов в фазе логического нуля составит $10^{-1.8}N \approx 3$, а среднее число отсчётов детектора в логическом нуле - $QE \cdot 10^{-1.8}N \approx 0.3$, что подтверждает самосогласованность приведённой оценки для N . Таким образом, применение PNR-SSPD позволит значительно снизить количество необходимых ретрансляторов в оптических передающих линиях связи благодаря увеличению не менее чем в 10^2 раз чувствительности приемных модулей.

4.3 Выводы

Таким образом, изложенные в §4.1 результаты показывают, что уменьшением кинетической индуктивности SSPD возможно добиться выхода его временного разрешения на предельные значения, определяемые динамикой резистивного состояния.

Результаты §4.2 демонстрируют перспективность использования SSPD с модифицированной геометрией в телекоммуникационных применениях.

Тем самым, оптимизация геометрии SSPD позволяет улучшить его

временные и динамические характеристики и открывает возможность его использования в приложениях, требующих высокого временного разрешения и разрешения числа фотонов в импульсе.

Заключение

В процессе работы были получены следующие новые научные результаты:

- В технике Келдыша впервые получено выражение для электрон-фотонного столкновительного интеграла в диффузном пределе при произвольном виде когерентных факторов, обобщающее результат теории Элиашберга [17] на случай ненулевых токов и магнитных полей.
- Произведён теоретический анализ работы сверхпроводникового детектора излучения на кинетической индуктивности. Для разных условий теплообмена с подложку рассчитан предельный отклик детектора на кинетической индуктивности при низкой температуре.
- Получены зависимости порога свободной энергии для флуктуации проскальзывания фазы в одномерном диффузном сверхпроводнике от тока, магнитного поля и температуры.
- В пределе магнитных полей, близких к критическому, впервые получено уравнение типа уравнений Гинзбурга-Ландау, описывающее состояние одномерного диффузного сверхпроводника .
- Аналитическими оценками и численным моделированием исследована зависимость формы отклика SSPD от кинетической индуктивности детектора и параметров схемы смещения. Показано, что достижение

предельных временных характеристик возможно при уменьшении кинетической индуктивности ниже 5 нГн. Предсказанное значение хорошо совпадает с данными эксперимента.

В заключение автор выражает глубокую благодарность научному руководителю И. А. Девятову за прекрасную организацию научной работы, профессору Г.Н. Гольцману за соруководство, всестороннее содействие и отдельно за предоставленную возможность получать квалификацию в области теории сверхпроводимости. Автор выражает искреннюю признательность всем коллегам по работе, за помощь в выполнении работы и дружеское участие. Особая благодарность выражается Б.М. Воронову и руководимой им технологической группе за изготовление уникальных плёнок и структур, без которых данное исследование было бы невозможно.

Список публикаций автора

1. А.В. Семенов, П.А. Крутицкий, И.А. Девятов, “Микроскопическая теория явления проскальзывания фазы в узкой диффузной сверхпроводящей полоске”, Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики (2010), т. 92, вып. 11, с. 842; авторских 80%, 0.3 п.л.
2. А.В. Семенов, И.А. Девятов, М.Ю. Куприянов, “Теоретический анализ работы сверхпроводящего детектора микроволнового излучения на кинетической индуктивности”, Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики (2008), т. 88, вып. 7, с. 514; авторских 70%, 0.4 п.л.
3. И.А. Девятов, П.А. Крутицкий, А.В. Семенов, Д.В. Гончаров, “Неравновесные флуктуации тонкой металлической диффузной пленки под действием микроволнового излучения”, Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики (2008), т. 88, вып. 4, с. 291; авторских 10%, 0.375 п.л.
4. L. Maingault, M. Tarkhov, I. Florya, A. Semenov, R. Espiau de Lamaestre, P. Cavalier, G. Gol'tsman, J.-P. Poizat, and J.-C. Villegier “Spectral dependency of Superconducting Single Photon Detectors”, Journal of Applied Physics (2010), vol. 107, issue 9, p. 116103; авторских 10%, 0.2 п.л.
5. Markus Marksteiner, Alexander Divochiy, Michele Sclafani, Philipp Haslinger, Hendrik Ulbricht, Alexander Korneev,

Alexander Semenov, Gregory Gol'tsman and Markus Arndt
“Superconducting NbN detector for neutral nanoparticles”,
Nanotechnology (2009), vol. 20, issue 45, p. 455501; авторских
10%, 0.375 п.л.

6. M. Tarkhov, J. Claudon, J. Ph. Poizat, A. Korneev, A. Divochiy, O. Minaeva, V. Seleznev, N. Kaurova, B. Voronov, A. V. Semenov, and G. Gol'tsman, “Ultrafast reset time of Superconducting Single Photon Detectors”, Appl. Phys. Lett., (2008), vol. 92, issue 24, p. 241112; авторских 10%, 0.18 п.л.

Список докладов на конференциях

1. I.A. Devyatov, A.V. Semenov, M.Yu. Kupriyanov, D.V. Goncharov, “Response and fluctuation of the new SIS’IS Josephson junction microwave detector”, Superconductivity and Magnetism (SM-2010), 5-11 September 2010, Italy, Paestum.
2. Yuliya Korneeva, Irina Florya, Alexander Korneev, Alexander Semenov, and Gregory Goltsman, “New Generation of Nanowire NbN Superconducting Single-Photon Detector for Mid-Infrared”, XXIV International Conference on Applied Superconductivity, Washington, August 1-6 (2010).
3. A.В. Семенов, И.А. Девятков, П.А. Крутицкий, М.Ю. Куприянов, “Центр проскальзывания фазы в сверхпроводящей нанопроволоке: зависимость барьера свободной энергии от транспортного тока, магнитного поля и температуры”, XIV Международный симпозиум “Нанофизика и нанoeлектроника”, 15-19 марта 2010 г., Нижний Новгород, Россия.
4. Semenov A.V., Krutitsky P.A., Devyatov I.A., Kupriyanov M.Yu., “Microscopic theory of thermal phase slips in diffuse superconducting wires”, International Conference “Micro- and nanoelectronics - 2007” (ICMNE-2007), 5-9 October 2009, Moscow-Zvenigorod, Russia.
5. Semenov A.V., Devyatov I.A., “Consistent microscopic theory for kinetic – inductance detectors”, International Conference “Micro- and nanoelectronics - 2007” (ICMNE-2007), 1-5 October 2007, Moscow-Zvenigorod, Russia.
6. Semenov A.V., Devyatov I.A., Kupriyanov M.Yu., “Nonequilibrium

properties of SIS'IS structure under microwave irradiation", International Conference "Micro- and nanoelectronics - 2005" (ICMNE-2005), 3-7 October 2005, Moscow-Zvenigorod, Russia.

Литература

- [1] *Grossman E. N., McDonald D. G., Sauvageau J. E.* Superconducting kinetic-inductance radiometer // *IEEE Trans. Magn.* — 1991. — Vol. 27. — Pp. 2757–2763.
- [2] *Sergeev A. V., Mitin V. V., Karasik B. S.* Ultrasensitive hot-electron kinetic-inductance detectors operating well below the superconducting transition // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — Vol. 80. — Pp. 817–819.
- [3] A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays / P. K. Day, H. G. LeDuc, B. A. Mazin, et al. // *Nature.* — 2003. — Vol. 425. — Pp. 817–820.
- [4] Experimental evidence for a surface distribution of two-level systems in superconducting lithographed microwave resonators / J. Gao, M. Daal, A. Vayonakis, S. Kumar, J. Zmuidzinas, B. Sadoulet, B. A. Mazin, P. K. Day, H. G. Leduc // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — Vol. 92. — Pp. 152505–1–152505–4.
- [5] NIKA: A millimeter-wave kinetic inductance camera / A. Monfardini, L. J. Swenson, A. Bideaud, F. X. Dresert, S. J. C. Yates, A. Benoit, A. M. Baryshev, J. J. A. Baselmans et al. // *E-Print arxiv 1004.2209v2 [astro-ph.IM]*. — 2010.
- [6] Picosecond superconducting single-photon optical detector / G. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2001. — Vol. 79. — Pp. 705–707.

- [7] *Semenov A., Gol'tsman G., Korneev A.* Quantum detection by current carrying superconducting film // *Physica C.* — 2001. — Vol. 352. — Pp. 349–356.
- [8] Time Delay of the Resistive State Formation in Superconducting NbN Stripes Illuminated by Single Optical Photons / J. Zhang, W. Slysz, A. Verevkin, R. Sobolewski, O. Okunev, G. Gol'tsman // *Phys. Rev. B.* — Vol. 67.
- [9] Kinetic-Inductance-Limited Reset Time of Superconducting Nanowire Photon Counters / A. Kerman, E. Dauler, W. Keicher, J. Yang, K. Berggren, G. Gol'tsman, B. Voronov // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 88. — Pp. 111–116.
- [10] Ultrafast reset time of Superconducting Single Photon Detectors / M. Tarkhov, J. Claudon, J. P. Poizat, A. Korneev, A. Divochiy, O. Minaeva, V. Seleznev, N. Kaurova et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — Vol. 92. — Pp. 241112–1–241112–3.
- [11] Superconducting nanowire photon-number-resolving detector at telecommunication wavelengths / A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld, A. Gaggero, R. Leoni, F. Mattioli, A. Korneev, V. Seleznev et al. // *Nature Photonics.* — 2008. — Vol. 2. — Pp. 302–306.
- [12] Current-assisted thermally activated flux liberation in ultrathin nanopatterned NbN superconducting meander structures / H. Bartolf, A. Engel, K. Il'in, A. Schilling, M. Siegel, H.-W. Hubers, A. D. Semenov // *Physical Review B.* — 2010. — Vol. 81. — Pp. 024502–1–024502–12.
- [13] *Arutyunov K. Y., Golubev D. S., Zaikin A. D.* Superconductivity in one dimension // *Phys. Rep.* — 2008. — Vol. 464. — Pp. 1–70.

- [14] *Bezryadin A.* Quantum suppression of superconductivity in nanowires // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2008. — Vol. 20. — Pp. 043202–1–043202–19.
- [15] *Mooij J., Harmans C.* Phase-slip flux qubits // *New J. Phys.* — 2005. — Vol. 7. — Pp. 219–224.
- [16] *Mooij J., Nazarov Y.* Quantum phase slip junctions // *Nat. Phys.* — 2006. — Vol. 2. — Pp. 169–176.
- [17] *Элиашберг Г. М.* К теории высокочастотной проводимости сверхпроводников // *ЖЭТФ.* — 1971. — Т. 61. — С. 1254–1271.
- [18] *Langer J. S., Amegaokar V.* Intrinsic Resistive Transition in Narrow Superconducting Channels // *Phys. Rev.* — 1967. — Vol. 164. — Pp. 498–510.
- [19] Ultrafast superconducting single-photon detectors for near-infrared-wavelength quantum communications / G. Gol'tsman, A. Korneev, I. Rubtsova, I. Milostnaya, G. Chulkova, O. Minaeva, K. Smirnov, B. Voronov et al. // *Physica Status Solidi.* — 2005. — Vol. 2, no. 5. — Pp. 1480–1488.
- [20] Болومتر на холодных электронах / Выставкин А. Н., Шуваев Д. В., Кузьмин Л. С., и др. // *ЖЭТФ.* — 1999. — Т. 15. — С. 1085–1097.
- [21] *Kadin A.* Introduction to superconducting circuits. — Wiley, 1999.
- [22] *Little W. A.* Decay of Persistent Currents in Small Superconductors // *Phys. Rev.* — 1967. — Vol. 156. — Pp. 396–403.
- [23] *Tinkham M.* Introduction to Superconductivity. — McGraw - Hill, New York, 1976.

- [24] *Golubev D. S., Zaikin A. D.* Quantum tunneling of the order parameter in superconducting nanowires // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 64. — Pp. 014504–1–014504–14.
- [25] *Golubev D. S., Zaikin A. D.* Thermally activated phase slips in superconducting nanowires // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Vol. 78. — Pp. 144502–1–144502–8.
- [26] *Zharov A., Lopatin A., Koshelev et al. A. E.* Microscopic Theory of Thermal Phase Slips in Clean Narrow Superconducting Wires // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — Pp. 197005–1–197005–4.
- [27] *Ovchinnikov Y. N., Varlamov A. A.* Fluctuation-Dissipative Phenomena in a Narrow Superconducting Channel Carrying Current Below Critical // *E-Print arxiv 0910.2659v1 [cond-mat.supr-con]*. — 2009.
- [28] *McCumber D. E., Halperin B. I.* Time Scale of Intrinsic Resistive Fluctuations in Thin Superconducting Wires // *Phys. Rev. B.* — 1970. — Vol. 1. — Pp. 1054–1070.
- [29] Gigahertz counting rates of NbN single-photon detectors for quantum communications / A. Pearlman, A. Cross, W. Slysz, J. Zhang, A. Verevkin, M. Currie, A. Korneev, P. Kouminov et al. // *IEEE Transactions On Applied Superconductivity.* — 2005. — Vol. 15, no. 2. — Pp. 579–582.
- [30] Fabrication of Nanostructured Superconducting Single-Photon Detectors / G. Gol'tsman, K. Smirnov, P. Kouminov, B. Voronov, N. Kaurova, V. Drakinsky, J. Zhang, A. Verevkin, R. Sobolewski // *IEEE Transactions On Applied Superconductivity.* — 2003. — June. — Vol. 13, no. 2. — Pp. 192–195.

- [31] Ultrafast Superconducting Single-Photon Optical Detectors (Plenary Lecture) / R. Sobolewski, J. Zhang, W. Slysz, A. Pearlman, A. Verevkin, A. Lipatov, O. Okunev, G. Chulkova et al. // *in: Advanced Optical Devices, ed. by A. Kruminis and J. Spigulis, Proc. SPIE.* — 2003. — Vol. 5123. — Pp. 2–12.
- [32] Электрон-фононное взаимодействие в ультратонких пленках ниобия / Е. М. Гершензон, М. Е. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. М. Люлькин, А. Д. Семенов, А. В. Сергеев // *ЖЭТФ.* — 1990. — Т. 97, № 3. — С. 901–911.
- [33] Неравновесный отклик тонких пленок нитрида ниобия на излучение миллиметрового и оптического диапазонов / Е. М. Гершензон, Г. Н. Гольцман, Ю. П. Гусев, А. Д. Семенов // *Сверхпроводимость: физика, химия, техника.* — 1993. — Vol. 6, no. 6. — Pp. 1198–1210.
- [34] *Окунев О. В.* Эффект однофотонного детектирования оптического и ИК излучений в тонких сверхпроводящих NbN плёнках: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Московский педагогический государственный университет. — 2004.
- [35] *Корнеев А. А.* Квантовая эффективность и темновой счет NbN сверхпроводникового инфракрасного однофотонного детектора: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Московский педагогический государственный университет. — 2006.
- [36] Ultrafast Superconducting Single-Photon Optical Detectors and Their Applications / R. Sobolewski, A. Verevkin, G. Gol'tsman, A. Lipatov,

- К. Wilsher // *IEEE Transactions On Applied Superconductivity*. — 2003. — June. — Vol. 13, no. 2. — Pp. 1151–1157.
- [37] Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н. Нелинейные эффекты при вязком движении вихрей в сверхпроводниках // *ЖЭТФ*. — 1977. — Т. 73. — С. 299–313.
- [38] Ashcroft N., Mermin N. *Solid State Physics*. — Saunders College Publishing, 1976.
- [39] Ullom J. N., Fisher P. A., Nahum M. Measurements of quasiparticle thermalization in a normal metal // *Phys. Rev. B*. — 2000. — Vol. 61. — Pp. 14839–14843.
- [40] Quasiparticle-phonon downconversion in nonequilibrium superconductors / A. G. Kozorezov, A. F. Volkov, J. K. Wigmore, et al. // *Phys. Rev. B*. — 2000. — Vol. 61. — Pp. 11807–11819.
- [41] Ovchinnikov Y. N., Kresin V. Z. Nonstationary state of superconductors: Application to nonequilibrium tunneling detectors // *Phys. Rev. B*. — 1998. — Vol. 58. — Pp. 12416–12421.
- [42] Mattis D. C., Bardeen J. Theory of the Anomalous Skin Effect in Normal and Superconducting Metals // *Phys. Rev.* — 1958. — Vol. 111. — Pp. 412–417.
- [43] Anthore A., Pothier H., Esteve D. Density of States in a Superconductor Carrying a Supercurrent // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 90. — Pp. 127001–1–127001–4.

- [44] *Куприянов М. Ю., Лукичев В. Ф.* Влияние прозрачности границ на критический ток “грязных” S-S'-S структур // *ЖЭТФ*. — 1988. — Т. 94. — С. 139–148.
- [45] *Девятков И. А., Куприянов М. Ю.* Исследование неравновесности электронной подсистемы в низкотемпературных детекторах микроволнового излучения // *Письма в ЖЭТФ*. — 2004. — Т. 80. — С. 752–757.
- [46] *Девятков И. А., Крутицкий П. А., Куприянов М. Ю.* Исследование различных мод работы сверхпроводникового детектора микроволнового излучения сверхмалых размеров // *Письма в ЖЭТФ*. — 2006. — Т. 84. — С. 61–66.
- [47] *Pals J. A., Weiss K., van Attekum P. M. T. M. et al.* Kinetic Equation Approach to Nonequilibrium Superconductivity // *Physics Reports*. — 1982. — Vol. 89. — Pp. 323–361.
- [48] *Entin-Wohlman O.* Effect of microwave radiation on the critical current in dirty superconductors // *J. Low. Temp. Phys.* — 1981. — Vol. 43. — Pp. 91–105.
- [49] *Usadel K. D.* Generalized diffusion equation for superconducting alloys // *Phys. Rev. Lett.* — 1970. — Vol. 25. — Pp. 507–509.
- [50] *Eilenberger G.* Transformation of Gorkov's Equation for Type II Superconductors into Transport-Like Equations // *Zeitschrift für Physik*. — 1968. — Vol. 213. — Pp. 195–213.
- [51] *Лухарев К. К.* Введение в динамику джозефсоновских переходов. — М.: Наука, 1985.

- [52] *Maki K.* — in Superconductivity, edited by R. D. Parks (Marcel Dekker, New York). — 1969.
- [53] Quasiclassical Green's function approach to mesoscopic superconductivity / W. Belzig, F. Wilhelm, C. Bruder, et al. // *Superlatt. Microstruct.* — 1999. — Vol. 25. — Pp. 1251–1289.
- [54] *Минаева О. В.* Быстродействующий однофотонный детектор на основе тонкой сверхпроводниковой пленки NbN: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Московский педагогический государственный университет. — 2009.
- [55] *Чередниченко С. С.* Разработка и исследование сверхпроводниковых терагерцовых смесителей на электронном разогреве: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Московский педагогический государственный университет. — 1999.
- [56] Photofluxonic detection: A new mechanism for infrared detection in superconducting thin films / A. Kadin, M. Leung, A. Smith, J. Murduck // *Appl. Phys. Lett.* — 1990. — Vol. 57, no. 26. — Pp. 2847–2849.
- [57] *Kopnin N.* Vortices in type II Superconductors. Part 1 - Isotropic Superconductors. — Orsay, 1995.
- [58] An energy-resolving superconducting nanowire photon counter / A. D. Semenov, P. Haas, B. Gunther, H.-W. Hubers, K. Il'in, M. Siegel, et al. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2007. — Vol. 20. — Pp. 919–924.

