

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова
Российской академии наук**

На правах рукописи



Хан Федор Владимирович

**Сверхпроводниковые интегральные структуры для приемных устройств
терагерцового диапазона, методы их проектирования и оптимизации**

1.3.4. Радиофизика

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Кошелец Валерий Павлович — д.ф.-м.н.,
профессор

Москва – 2026

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	6
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	20
1.1 Основные модели сверхпроводимости	21
1.1.1 Двухжидкостная модель.....	21
1.1.2 Теория-Гинзбурга-Ландау.....	22
1.1.3 Теория БКШ-Боголюбова.....	24
1.1.4 Более сложные модели	27
1.1.5 Сверхпроводящие пленки под воздействием ТГц-излучения.....	29
1.2 Джозефсоновские контакты	33
1.2.1 Стационарный и нестационарный эффект Джозефсона.....	34
1.2.2 Подавление критического тока магнитным полем	35
1.2.3 Шунтированные джозефсоновские переходы (RSJ).....	37
1.2.4 Учет влияния емкости перехода (RCSJ).....	39
1.2.5 Влияние индуктивности шунта (RLCSJ).....	41
1.2.6 Шумы в джозефсоновских переходах	43
1.2.7 Воздействие высокочастотного сигнала на джозефсоновский переход	44
1.3 Туннельные СИС переходы	45
1.3.1 Полупроводниковая модель туннельного перехода	45
1.3.2 Туннельный СИС-контакт под действием ТГц излучения.....	47
1.4 Сверхпроводниковые терагерцовые генераторы	49
1.4.1 Распределенный джозефсоновский переход.....	50
1.4.2 Массивы сосредоточенных джозефсоновских переходов.....	53
1.5 Линии передачи сигналов СВЧ диапазона	55

1.5.1	Согласование генератора с нагрузкой	55
1.5.2	Метод ABCD матриц	56
1.5.3	Линии передачи в планарных интегральных структурах	58
1.5.4	Переходы между линиями передачи	62
1.6	Расчеты сверхпроводниковых интегральных структур в программах численного трехмерного моделирования	65
1.7	Сверхпроводниковые интегральные структуры и технология их изготовления	69
ГЛАВА 2. Исследование сверхпроводящих пленок в ТГц диапазоне		72
2.1	Исследование сверхпроводящих пленок при помощи плоскопараллельного резонатора	72
2.1.1	Постановка эксперимента	72
2.1.2	Результаты и обсуждение	74
2.2	Определение параметров сверхпроводящих пленок при помощи дисперсионного Фурье-спектрометра	78
2.2.1	Постановка эксперимента	78
2.2.2	Теоретическая модель	79
2.2.3	Эффекты сильной связи и уширения пиков плотности квазичастичных состояний	81
2.3	Исследование сверхпроводящих пленок при помощи спектрометра с временным разрешением (TDS)	82
2.3.1	Электромагнитные волны в многослойных структурах	83
2.3.2	Постановка эксперимента	84
2.3.3	Исследования пленок NbTiN, изготовленных при вариации давления азота в камере магнетрона, при помощи TDS	87
2.3.4	Исследование влияния подслоя Al_2O_3 и анодного окисла	91

2.4 Выводы по главе	94
ГЛАВА 3. Методы расчета сверхпроводниковых интегральных структур	95
3.1 Описание экспериментальных образцов	95
3.2 Постановка эксперимента.....	96
3.3 Расчеты сверхпроводниковых согласующих структур.....	97
3.3.1 Полуаналитический расчет структур.....	97
3.3.2 Моделирование структур в программе Ansys HFSS.....	97
3.3.3 Сравнение расчетов и эксперимента	99
3.4 Расчеты согласованной нагрузки для подавления ступеней Фиске.....	103
3.5 Выводы по главе	108
ГЛАВА 4. Нагрев СИС перехода ТГц сигналом.....	109
4.1 Постановка задачи	109
4.2 Подавление щели за счет наличия неравновесных квазичастиц и фононов	113
4.3 Комплексная модель нагрева СИС перехода в линии NbTiN-Al	117
4.3.1 Учет рассогласования акустических импедансов	117
4.3.2 Расчёт стационарного распределения температуры в алюминиевом электроде.....	120
4.3.3 Времена релаксации энергии неравновесных квазичастиц.....	123
4.3.4 Учет перегрева перехода относительно электродов линии.....	125
4.3.5 Сравнение модели и эксперимента	126
4.4 Выводы по главе	129
ГЛАВА 5. Сверхпроводниковые генераторы на основе массивов джозефсоновских переходов	130
5.1 Описание экспериментальных образцов	130

5.2	Одиночные переходы	135
5.3	Измерения массивов на постоянном токе	136
5.3.1	Разные схемы согласования с гармоническим смесителем.....	138
5.3.2	Влияние количества переходов.....	140
5.3.3	Влияние площади	143
5.3.4	Влияние плотности туннельного тока	144
5.3.5	Влияние согласованной нагрузки	146
5.3.6	Затухание в копланарной линии	149
5.4	Спектральные измерения и ФАПЧ	153
5.4.1	Методика проведения спектральных измерений	153
5.4.2	Измерения ширины линии и реализация режима ФАПЧ	157
5.4.3	Сравнение ширины линии генерации с теоретическими моделями	160
5.4.4	Внутренний захват частоты	163
5.5	Выводы по главе	166
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		167
Список сокращений и условных обозначений		169

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность

Сверхпроводниковые устройства на основе туннельных СИС-переходов находят широкое применение в различных областях фундаментальной науки и в практических приложениях. Подобные устройства используются в квантовых системах связи и компьютерах [1, 2], сверхпроводниковых нейронах [3], усилителях слабых сигналов [4] и приемных системах терагерцового диапазона [5-8]. Так, в силу уникальной нелинейности, обусловленной плотностью квазичастичных состояний в сверхпроводниках, и криогенных рабочих температур, СИС-смесители являются ключевым элементом наиболее чувствительных когерентных терагерцовых приемников, созданных на сегодняшний день [9]. Шумовая температура сверхпроводниковых гетеродинных приемников лишь в несколько раз превышает величину квантового предела, являющуюся фундаментальным ограничением для терагерцовых приемников данного типа [10, 11]. Этот результат оказывается принципиально недостижимым для приборов, в основе работы которых лежат другие принципы.

Радиоастрономические исследования, проводимые в терагерцовом диапазоне, позволяют изучать процессы звездообразования в газопылевых туманностях [12], определять состав атмосферы протопланет. Коррелированные измерения нескольких радиотелескопов, объединенных в сеть Event Horizon Telescope [13, 14], позволили наблюдать тень черной дыры в галактике M87 [15], за что авторам работы в 2020 году была присуждена медаль Альберта Эйнштейна. Также сверхпроводниковые приемные системы используются для мониторинга состава атмосферы Земли [16]. Потенциально возможно их применение в медицине, биологии [17], системах безопасности [18] и других областях.

Кроме того, благодаря нестационарному эффекту Джозефсона реализованы генераторы СВЧ и терагерцового диапазона, которые используются как компактные источники терагерцового излучения [19, 20], в том числе в качестве

гетеродина в сверхпроводниковых интегральных приемниках [21], и потенциально могут быть использованы в системах считывания состояния кубитов [22].

В свете бурного развития квантовых технологий и терагерцовой радиоастрономии серия работ, лежащих в основе данной диссертации, представляется особенно актуальной. Для улучшения характеристик вышеупомянутых приборов: повышения максимальной рабочей частоты, расширения рабочей полосы, уменьшения собственных шумов – необходим как переход к новым сверхпроводящим материалам, так и создание принципиально новых элементов, а также устройств на их основе. Изучение ниобия и его соединений представляет интерес не только для терагерцовых гетеродинных приемников, но и для детекторов на кинетической индуктивности [23], а также параметрических усилителей [24] и сверхпроводниковых счетчиков одиночных фотонов [25]. Разработка моделей для корректного расчета электродинамических и тепловых процессов в сверхпроводниковых структурах становится первостепенной задачей при проектировании сверхпроводниковых приемников на частоты выше 700 ГГц [26]. Исследование новых типов компактных сверхпроводниковых генераторов и оптимизация уже существующих позволят создавать интегральные перестраиваемые в широком диапазоне источники терагерцового излучения.

Степень разработанности темы исследования

Современные методы исследования сверхпроводящих пленок включают измерения на постоянном токе, в СВЧ резонаторах [27] и при помощи импульсных [28] и монохроматичных спектрометров терагерцового диапазона [29]. Все вышеупомянутые методики измерений достаточно хорошо изучены и являются надежным инструментом для определения параметров пленок. Отметим, что принципиально важным представляется исследовать изготавливаемые пленки и на постоянном токе, и на частотах, максимально близких к рабочим.

Также при обработке результатов экспериментов по исследованию пленок из соединений ниобия с сильной связью необходимо учитывать влияние конечного времени свободного пробега квазичастиц и уширение плотности состояний для квазичастиц при энергиях вблизи сверхпроводниковой щели и появление состояний при энергиях меньших щели (внутрищелевых состояний) [30-32]. Конечное время свободного пробега квазичастиц приводит к изменению проводимости на частотах выше щелевой частоты. Учет влияния внутрищелевых состояний может быть важен при проектировании высокочастотных резонаторов, рассчитанных на работу при низких температурах [33]. Кроме того, отдельный интерес представляет собой сравнение между собой результатов, полученных разными методами.

Задача расчета сверхпроводниковых интегральных структур терагерцового диапазона требует учета неоднородного проникновения магнитного поля в сверхпроводящие электроды передающих линий [34]. Кроме того, существенной оказывается и зависимость лондоновской глубины проникновения от частоты, которая приводит к дисперсии фазовой скорости и характеристического импеданса микрополосковых линий, особенно вблизи щелевой частоты [35]. В литературе вопрос включения СИС-детектора в линии передачи освещен мало, несмотря на то что он является одним из основных элементов в структуре; при некорректном расчете характеристики, полученные при моделировании, будут заметно отличаться от экспериментальных.

Сверхпроводниковые приемники на основе туннельных СИС контактов успешно работают не только на частотах до щелевой частоты ниобия (до 700 ГГц) [36], но и выше: 800-950 ГГц (ALMA Band 10) [37], 1100-1210 ГГц (Herschel HIFI Instrument, Band 5) [38]. Однако на частотах, выше 700 ГГц, наблюдается нагрев СИС-перехода ГГц излучением, вследствие которого возникают дополнительные шумы в системе, а также уменьшается щелевое напряжение, что несколько ограничивает рабочий диапазон прибора [39]. В имеющихся на сегодняшний день публикациях [39 - 41] используются разные модели для описания экспериментальных результатов, но в

большинстве из них предполагается, что механизмы генерации и релаксации тепла не зависят от частоты, что не объясняет наличие перегрева именно на частотах выше щелевой частоты ниобия и его отсутствие на меньших частотах.

Сверхпроводниковые генераторы терагерцового излучения представлены двумя большими группами: генераторами на основе РДП, в которых один из размеров много больше характерной джозефсоновской длины, и на основе массивов малых джозефсоновских переходов. Генераторы на основе РДП позволяют получить до 1 мкВт мощности на частотах до 800 ГГц с возможностью перестройки частоты и реализацией системы ФАПЧ к внешнему стабильному источнику [42]. РДП использовался в качестве гетеродина в составе сверхпроводникового интегрального приемника, работа которого была многократно апробирована в различных фундаментальных и прикладных задачах [16, 17, 19].

В литературе приводятся различные способы расположения переходов в массивах джозефсоновских переходов и схемы связи между ними [20]. В различных конфигурациях удастся достичь мощности до 160 мкВт, но в узком диапазоне частот [43]; максимальную рабочую частоту до 800 ГГц, но с существенно меньшей мощностью и также только на отдельных частотах [44], а в других случаях – добиться плавной перестройки частоты генерации, но, опять же, с меньшей мощностью и до 350 ГГц [45, 46]. Также в литературе на момент написания первой публикации автора по данной теме не было ни одного упоминания реализации режима ФАПЧ к внешнему стабильному синтезатору для перестраиваемого генератора на основе массива джозефсоновских переходов. На данный момент, помимо публикаций автора ФАПЧ к внешнему стабильному синтезатору удалось добиться только в работе [46] с использованием подходов и методик, описанных в работах автора и его руководителя. Использование массивов джозефсоновских переходов с системой ФАПЧ в качестве гетеродина в составе сверхпроводникового интегрального приемника вкупе с использованием соединений ниобия позволит создать новый класс приемных устройств терагерцового диапазона с заданными характеристиками.

Цель и задачи работы

Основная цель данной работы – оптимизация конструкции сверхпроводниковых интегральных структур и генераторов на основе массивов джозефсоновских переходов для использования их в составе приемных устройств терагерцового диапазона, в том числе и на частотах выше щелевой частоты ниобия, с учетом влияния свойств сверхпроводящих пленок на терагерцовых частотах.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

- 1) Исследование сверхпроводящих пленок из ниобия и его соединений, а также определение их параметров. Описание свойств изготовленных пленок в широкой полосе частот
- 2) Моделирование сверхпроводниковых интегральных структур терагерцового диапазона с туннельными переходами сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник
- 3) Изучение тепловых процессов в смесителях на основе туннельных переходов сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник на частотах около 1 ТГц
- 4) Разработка перестраиваемого сверхпроводникового генератора терагерцового излучения на основе массива джозефсоновских переходов для использования в качестве гетеродина в СИП

Объект исследования

Объекты исследования – сверхпроводниковые интегральные структуры, включающие в себя линии передачи, антенны и туннельные СИС-переходы.

Предмет исследования

Эффекты сильной связи и конечного времени свободного пробега квазичастиц в сверхпроводящих пленках. Тепловые и электродинамические процессы в сверхпроводящих пленках и сверхпроводниковых интегральных структурах при

воздействии ТГц мощности. Механизмы генерации и распространения терагерцового излучения.

Научная новизна

В работе изучено влияние эффектов сильной связи, времени свободного пробега квазичастиц в сверхпроводящих пленках и наличие слоя изолятора на поверхности пленки на ее электродинамические параметры в терагерцовом диапазоне. Разработана модель для расчета многокомпонентных сверхпроводниковых интегральных структур, включающих в себя до 10 слоев нормального металла, сверхпроводника и диэлектрика, с учетом свойств туннельных СИС-переходов. Разработана теория, позволяющая объяснить многократно наблюдаемое явление перегрева СИС-переходов при воздействии терагерцового сигнала в приемных структурах. Впервые реализован перестраиваемый генератор ТГц-диапазона на основе массива джозефсоновских переходов; продемонстрирована возможность ФАПЧ массива к внешнему стабильному синтезатору со спектральным качеством выше 90 %.

Положения, выносимые на защиту

1. Влияние изменения плотности квазичастичных состояний на электродинамические свойства сверхпроводящих пленок ниобия и его соединений в терагерцовом диапазоне проявляется лишь в узкой полосе частот вблизи щелевой частоты
2. Разработанный алгоритм расчета комплексных многокомпонентных интегральных сверхпроводниковых структур, с учетом влияния паразитной емкости туннельного перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник и индуктивности растекания вблизи него, позволяет получить согласие между теорией и экспериментом, а также проектировать широкий класс устройств на частотах от 0,1 до 1,2 ТГц.

3. Перегрев туннельного СИС-перехода при воздействии внешнего сигнала с частотой, выше щелевой, обусловлен коротким временем жизни неравновесных высокоэнергичных квазичастиц, образующихся при поглощении ТГц фотона, а также локализацией тепловыделения непосредственно в электродах туннельного перехода.
4. Новая топология массивов джозефсоновских переходов, шунтированных тонкопленочными резисторами и встроенных в центральный электрод копланарной линии, позволяет создать перестраиваемый генератор терагерцового диапазона на частоты от 300 до 700 ГГц
5. Ширина линии излучения генератора на основе массива джозефсоновских переходов в лучших точках не превышает 1 МГц, что позволяет реализовать режим ФАПЧ, при работе в котором спектрального качества излучения порядка и более 90 % достаточно для использования массива в качестве гетеродина в составе сверхпроводникового интегрального приемника.

Конкретные задачи, решенные в диссертации

Разработаны модели, позволяющие рассчитать комплексные коэффициенты пропускания и отражения многослойных структур с произвольным количеством слоев сверхпроводника, нормального металла и изолятора на частотах до 2 ТГц. Для сверхпроводящих материалов также учтено возможное изменение плотности квазичастичных состояний из-за наличия магнитных примесей или других эффектов.

Разработана полуаналитическая модель расчета сверхпроводниковых интегральных структур, включающих в себя микрополосковые и копланарные линии, антенны и туннельные СИС-контакты с учетом сверхпроводящих свойств материалов, из которых они изготовлены. Отлажена методика расчета сверхпроводниковых интегральных структур, включающих в себя туннельные СИС-переходы, с использованием программ численного трехмерного моделирования.

Построена комплексная теория, учитывающая тепловые и электродинамические процессы в сверхпроводниковых интегральных структурах на различных подложках. Дано объяснение эффекту перегрева СИС-переходов при воздействии сигнала на частоте порядка 1 ТГц.

Спроектированы, изготовлены и изучены перестраиваемые генераторы терагерцового излучения в диапазоне 0.3–0.7 ТГц на основе массива туннельных СИС-переходов, каждый из которых шунтирован тонкопленочным резистором, а массив встроен в центральный электрод копланарной линии. Экспериментально и теоретически исследованы характеристики массивов в зависимости от геометрических параметров конструкции, количества переходов в массиве, их площади и плотности критического тока. В ходе проведенных спектральных измерений линии генерации массивов получены значения ширины линии до 0.2 МГц при соотношении сигнал-шум более 30 дБ.

Впервые реализован режим ФАПЧ генератора на основе массивов ДП к внешнему стабильному источнику. Спектральное качество составило более 90 % в лучших точках.

Научная и практическая ценность работы

Предложенные в работе методы расчета коэффициентов отражения и пропускания многослойных структур позволяют описать широкий класс экспериментов по исследованию сверхпроводящих пленок с учетом влияния буферного слоя Al_2O_3 и анодного окисла, необходимых при изготовлении сверхпроводниковых интегральных структур.

Реализованные в ходе работы программы для расчета сверхпроводниковых интегральных структур терагерцового диапазона позволили спроектировать новый класс устройств, являющихся составной частью сверхпроводникового интегрального приемника, покрывающие диапазон от 250 до 700 ГГц.

Разработанная модель перегрева туннельного СИС-контакта позволяет, описать термоэлектрические процессы, происходящие в туннельных СИС-контактах при воздействии терагерцового сигнала, а также наблюдаемый экспериментально эффект резкого повышения температуры и обусловленное этим уменьшение щелевого напряжения.

Спроектированы и изготовлены образцы генераторов терагерцового излучения на основе массивов джозефсоновских переходов, встроенных в копланарную линию, с возможностью ФАПЧ к внешнему стабильному синтезатору. Данные генераторы можно использовать в качестве гетеродина в сверхпроводниковом интегральном приемнике терагерцового диапазона.

Степень достоверности результатов проводимых исследований

Достоверность полученных в ходе работы результатов подтверждается количественным соответствием между теоретическими моделями и экспериментальными данными по всем четырем частям работы. Приведенные экспериментальные результаты показывают высокий уровень воспроизводимости характеристик исследуемых структур, как от серии к серии, так и для образцов внутри серии.

Личный вклад автора

Работы, представленные в диссертации, выполнены лично Ф.В. Ханом в сотрудничестве с коллективом лаб. 234 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, лаб. терагерцовой спектроскопии МФТИ, а также сотрудниками АКЦ ФИАН и университета Гронингена (Нидерланды). Автором предложена идея нескольких экспериментов по измерению параметров сверхпроводящих пленок, в том числе, по определению влияния буферных слоев на параметры пленок NbTiN в ТГц диапазоне. Выполнена обработка большей части экспериментальных данных. Разработан и собран погружной криогенный зонд вместе с резонаторной полостью,

позволяющий исследовать пленки на частотах 12–20 ГГц. Разработана полуаналитическая модель для расчета сверхпроводниковых интегральных структур терагерцового диапазона с учетом влияния дисперсии фазовой скорости волн в сверхпроводящих линиях передачи, затухания на частотах, выше щелевой частоты и растекания тока вблизи СИС-перехода. Предложен способ, позволяющий задать туннельный СИС-переход в составе сверхпроводниковой интегральной структуры в программе численного трехмерного моделирования Ansys HFSS. Автором разработана описываемая в четвертой главе модель перегрева СИС-детектора внешним терагерцовым сигналом: начиная от концепции, заканчивая реализацией численных расчетов и подбором параметров при обработке эксперимента. Как теоретические, так и экспериментальные результаты, приведенные в пятой главе, посвященной генераторам на основе массивов джозефсоновских переходов, были получены автором.

Апробация работы и публикации

Основные положения работы докладывались автором на 17 конференциях:

- Международный симпозиум «Нанозфизика и нанозлектроника», 2020, 2021, 2022, 2023, 2024, 2025, 2026 (Нижний Новгород, Россия)
- Всероссийская микроволновая конференция, 2022, 2024 (Москва, Россия)
- Конференция МФТИ. Секция твердотельной электроники, радиофизики и прикладных информационных технологий, 2024, 2025 (Москва, Россия)
- Конкурс им. И.В. Анисимкина, 2022, 2023, 2024. Победитель конкурса среди студентов и аспирантов 1 года в 2023 и 2024 году (Москва, Россия)
- European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS), 2021 (Moscow, Russia)
- International Symposium on Space Terahertz Technology (ISSTT), 2026 (Santiago, Chile)

Результаты работы также докладывались и обсуждались на научно-квалификационном семинаре лаб. 233 и 234 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, большая часть результатов вошла в отчеты по грантам РФФИ № 23-79-00019 и МНВО (соглашение № 075-15-2024-538). Работы по массивам джозефсоновских переходов вошли в отчеты ОФН РАН за 2024 и ОНИТ РАН за 2025 годы Президиуму РАН. Автор работы стал лауреатом стипендии Президента РФ для аспирантов и адъюнктов 2025 года.

Публикации по теме работы

Результаты работы были опубликованы в ведущих российских и зарубежных рецензируемых научных изданиях: IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Applied Physics Letters, Beilstein Journal of Nanotechnology, УФН, ЖТФ, ФТТ, Радиотехника и Электроника, Известия ВУЗов; Радиофизика. Всего было опубликовано 14 работ, 8 из которых индексируются в системе Web of Science, и ещё 5 входят в 1 и 2 уровни белого списка. Получено 2 авторских свидетельства о регистрации программ ЭВМ.

Структуры и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, перечня условных обозначений и списка литературы. Общий объем диссертации: 186 страниц, 85 рисунков, 5 таблиц. Список литературы включает в себя 121 пункт.

Во введении обоснована актуальность работы, описаны цели и задачи исследования, сформулированы положения, выносимые на защиту. Изложены также положения, связанные с вопросами авторства, степени достоверности изложенных в работе данных, а также их научной и практической ценности.

В первой главе проведен обзор литературы по тематике каждого из разделов диссертации. Вначале указаны различные области применения приборов современной сверхпроводниковой электроники на основе туннельных СИС

переходов, приведены характеристики приборов, необходимые для их использования в соответствующих задачах. Затем описаны существующие проблемы и задачи, на решение которых направлена данная работа. Далее следует история развития моделей для описания высокочастотных свойств сверхпроводящих пленок – от открытия явления сверхпроводимости до текущего времени. После этого кратко излагается история развития сверхпроводниковых устройств субтерагерцового и терагерцового диапазона, а также методы расчета сверхпроводящих элементов и линий передачи сигнала в теоретических моделях. Также в этом разделе описаны существующие сверхпроводниковые генераторы терагерцового излучения. В завершение приводится краткое описание технологии изготовления сверхпроводниковых интегральных структур.

Во второй главе описан цикл работ по исследованию сверхпроводящих пленок из Nb, NbN и NbTiN. Исследования проводились тремя способами: при помощи плоскопараллельного резонатора в медной полости на частотах 12–20 ГГц, и в терагерцовом диапазоне по исследованию коэффициента отражения от пленок в диспергирующем фурье-спектрометре и по спектрам коэффициента пропускания в спектрометре с временным разрешением. Проведено сравнение методов между собой, а также сопоставление параметров изготовленных пленок с имеющимися в литературе значениями для образцов, изготовленных при аналогичных условиях. Исследовано влияние буферного слоя и анодного окисла на поверхности пленки на ее характеристики. Также проведен анализ возможного изменения плотности квазичастичных состояний в сверхпроводящих пленках под влиянием различных факторов. Определены основные параметры сверхпроводящих пленок NbTiN: удельная проводимость в нормальном состоянии вблизи критической температуры, критическая температура, величина сверхпроводниковой щели и время свободного пробега квазичастиц, которые будут использованы в следующих разделах при моделировании структур с NbTiN электродами.

В третьей главе изложены результаты по моделированию многокомпонентных сверхпроводниковых интегральных структур, включающих в себя

микрополосковые, копланарные, и щелевые линии передачи, туннельные СИС-переходы и антенны. Описаны способы задания СИС-переходов в программах численного моделирования. Проведено сравнение между результатами расчета, полученными с помощью полуаналитической модели и в программе численного моделирования Ansys HFSS. Обе модели апробированы на более чем 20 различных топологиях экспериментальных образцов.

Четвертая глава посвящена изучению эффектов, возникающих при воздействии электромагнитного сигнала с частотой, большей, чем щелевая частота ниобия, на СИС-детектор, изготовленный по технологии Nb–Al/AlN–NbN, и встроенный в микрополосковую линию NbTiN–SiO₂–Al. Предложена и детально описана модель, в которой учитываются как электродинамические, так и тепловые процессы в исследуемых сверхпроводниковых интегральных структурах.

При теоретическом рассмотрении задачи учтены не только макроскопические параметры системы, такие как коэффициент теплопроводности и скорость теплопередачи, но и микроскопические: время рассеяния неравновесных квазичастиц при релаксации с испусканием фононов и за счет рекомбинации, а также времена жизни неравновесных высокоэнергичных фононов до разрыва куперовских пар. За счет малого времени жизни квазичастиц по сравнению с характерным временем их выхода из электродов СИС-детектора, происходит перегрев СИС-детектора. Также в модели учтено рассогласование акустических импедансов между электродами и подложкой. Проведено сравнение с экспериментальными данными.

В пятой главе описан новый тип сверхпроводникового генератора на основе массива последовательно соединенных джозефсоновских переходов, встроенного в центральный электрод копланарной линии. Каждый переход шунтирован тонкопленочным резистором для уменьшения параметра Маккамбера и обеспечения безгистерезисного хода ВАХ. Проведено исследование характеристик массивов от размера переходов, их количества и плотности критического тока. Рассмотрено влияние геометрических параметров копланарной линии и наличия

согласованной нагрузки на неизлучающем конце массива на мощность и ширину полосы генерации. Проведено сравнение формы экспериментально измеренной ВАХ одного перехода с ВАХ массива и ВАХ, рассчитанной в рамках RLCSJ модели. Показано количественное совпадение между теоретической и экспериментальной ВАХ одного шунтированного перехода, достигаемое при правильном подборе параметров. Рассмотрены особенности на ВАХ одного перехода и массива, определены причины их возникновения и влияние на генерацию излучения в соответствующих рабочих точках.

Проведена серия спектральных измерений линии генерации массивов в автономном режиме и в режиме ФАПЧ. Впервые для массивов джозефсоновских переходов удалось реализовать режим ФАПЧ к внешнему стабильному синтезатору. Исследованы зависимости линии генерации от дифференциального сопротивления, проведено сравнение с теоретическими моделями.

В заключении проведено обобщение полученных в разных разделах диссертации результатов и сформулированы выводы по работе.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

В данной главе представлен обзор литературы по тематике диссертации, начиная от основ сверхпроводимости и эффекта Джозефсона, заканчивая принципами работы сверхпроводниковых интегральных устройств. Как уже упоминалось во Введении, одной из основных областей применения сверхпроводниковых интегральных структур является радиоастрономия терагерцового диапазона. На Рис. 1 показано фото одного из крупнейших современных радиоастрономических проектов – сети радиотелескопов ALMA в Чили.



Рисунок 1.1 – Обсерватория АЛМА. Фото автора 29.03.26

Автор не претендует на полноту изложения – данная глава призвана дать читателю понимание общих деталей, относящихся к работе, а также представить достижения, полученные другими группами, для дальнейшего сравнения с результатами данной работы.

1.1 Основные модели сверхпроводимости

Явление сверхпроводимости было открыто ещё в начале XX века, но первая феноменологическая модель появилась лишь спустя 20 лет [47], а первая микроскопическая модель – только в 1957 году [48]. На сегодняшний день сверхпроводящие свойства обнаружены в самых различных материалах: (1) в обычных металлах, таких как алюминий, ниобий, ртуть; (2) их соединениях и сплавах: NbN, NbTi, $\text{Nb}_x\text{Ti}_{1-x}\text{N}$, Nb_3Sn ; (3) высокотемпературных сверхпроводниках на основе купратов [49], а также (4) в гидридах [50] и других материалах, переходящих в сверхпроводящее состояние при экстремально высоких давлениях. Поскольку работа концентрируется в большей степени на сверхпроводниковых устройствах, в основе работы которых лежит эффект Джозефсона, в данном подразделе будут кратко изложены только некоторые результаты, относительно моделей для описания явления сверхпроводимости.

1.1.1 Двухжидкостная модель

Первая феноменологическая модель, способная учесть и спад сопротивления до нуля, и эффект Мейсснера, была предложена в 1935 г братьями Фрицем и Хайнцем Лондонами [47]. В ней была высказана верная идея о характере сверхпроводимости – в металле при температуре ниже критической имеются и «нормальные», и «сверхпроводящие» электроны. Поэтому модель Лондонов также называют двухжидкостной моделью.

Для металла в сверхпроводящем состоянии Лондоны предлагают зафиксировать векторный электродинамический потенциал $\mathbf{A}$ с помощью калибровки, которая впоследствии будет названа лондоновской: $\text{div}\mathbf{A} = 0$.

С помощью модели Лондонов можно описать ряд явлений, связанных со сверхпроводимостью: падение сопротивления до нуля при температурах ниже критической, эффект Мейсснера, квантование магнитного потока в сверхпроводящем кольце. Более того, выведенное из двухжидкостной модели соотношение между глубиной проникновения магнитного поля в сверхпроводник

(лондоновской глубиной) и температурой также выполняется для большинства сверхпроводников с примесями:

$$\lambda(T) = \lambda_0 / \sqrt{1 - (T/T_c)^4}, \quad (1.1)$$

Как и любая феноменологическая теория, теория сверхпроводимости Лондонов не дает ответа на вопрос, почему возникают сверхпроводящие электроны, а также почему эти электроны распространяются по сверхпроводнику без сопротивления (при протекании постоянного тока). Кроме того, уравнения Лондонов не обладают калибровочной инвариантностью. Также в рамках модели Лондонов невозможно описать проникновение магнитного поля в виде вихрей в сверхпроводник второго рода при напряженности больше первого критического поля H_{c1} . Ответы на часть из этих вопросов были найдены в феноменологической теории Гинзбурга-Ландау.

1.1.2 Теория-Гинзбурга-Ландау

Для описания фазовых переходов второго рода широко используется теория Ландау. В основе данной теории лежит предположение о том, что фазовый переход осуществляется между двумя состояниями: симметричным (неупорядоченным) и несимметричным (упорядоченным). Мерой упорядоченности является некоторый параметр системы, макроскопически большой в упорядоченной фазе, и стремящийся к нулю в неупорядоченной. Далее проводится разложение термодинамических потенциалов в ряд по параметру порядка вблизи точки перехода. В случае сверхпроводника в качестве такого параметра можно выбрать комплекснозначную волновую функцию сверхпроводящих электронов ψ .

В 1947-году ученик Л.Д. Ландау – Виталий Лазаревич Гинзбург – вместе со своим учителем публикуют работу [51], в которой предлагают новую феноменологическую модель сверхпроводимости, построенную на основе теории критических явлений Ландау.

Основные уравнения в модели Гинзбурга-Ландау выводятся путем минимизации свободной энергии по мнимой и действительной частям параметра порядка и

векторному потенциалу [51]. При этом свободная энергия единицы объема записывается в следующем виде:

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left(-i\hbar\nabla - \frac{e^*}{c}\mathbf{A} \right)^2 + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}, \quad (1.2)$$

где $\mathcal{F}_0$ – свободная энергия в нормальном состоянии, α, β – некоторые параметры, $\mathbf{B}$ – индукция магнитного поля, $\hbar$ – постоянная Дирака, $e^* = 2e$, $m^* = 2m$ – заряд и масса сверхпроводящих частиц. Первые три члена в формуле для свободной энергии соответствуют разложению по параметру порядка, четвертый – кинетической энергии сверхпроводящих частиц, пятый – энергии магнитного поля.

Помимо объяснения эффекта Мейсснера и падения сопротивления до нуля в теории Гинзбурга-Ландау также возникает сверхпроводимость второго рода, обусловленная возможностью уменьшения свободной энергии на границе раздела сверхпроводящей и нормальной фаз. Таким образом, оказывается более выгодным состояние с многочисленными нормальными фазами внутри сверхпроводящего материала, если величина внешнего магнитного поля превышает некоторое пороговое значение, называемое вторым критическим полем H_{c2} . При этом поле проникает внутрь в виде вихрей, называемых вихрями Абрикосова [47]. В каждом вихре заключен один квант магнитного потока: $\Phi_0 = h/2e$. Вихри Абрикосова были впервые обнаружены экспериментально в работе [52] в 1964 году.

Кроме глубины проникновения магнитного поля λ_L , появившейся ещё в модели Лондонов, в теории Гинзбурга-Ландау возникает ещё один масштаб расстояний, т.н. длина когерентности ξ , имеющая смысл затухания волновой функции сверхпроводящих электронов. Отношение λ_L/ξ называется параметром Гинзбурга-Ландау и обозначается символом κ . При $\kappa < 1/\sqrt{2}$ материал является сверхпроводником первого рода проникновение магнитного поля в объем сверхпроводника невозможно; в противном случае – второго.

В 2003 году Алексей Абрикосов, Виталий Гинзбург и Энтони Леггетт были удостоены Нобелевской премии по физике за «пионерский вклад в теорию сверхпроводников и сверхтекучих жидкостей». В основу Нобелевской лекции А.

Абрикосова легли работы по теоретическому и экспериментальному исследованию вихрей в сверхпроводниках второго рода.

Теория Гинзбурга-Ландау используется и сегодня в теоретических исследованиях, при температурах вблизи перехода сверхпроводник – нормальный металл.

1.1.3 Теория БКШ-Боголюбова

Стоит отметить, что в теории Гинзбурга-Ландау получается эффективная масса и заряд сверхпроводящих частиц вдвое большие, чем масса и заряд одного электрона. Кроме того, было известно о том, что явление сверхтекучести в жидком гелии, охлажденном ниже Λ -точки, открытое П.Л. Капицей с коллегами в 1937 году, обусловлено Бозе-конденсацией частиц [53]. Многими физиками высказывалось предположение, что явление сверхпроводимости является следствием Бозе-конденсации пар электронов в сверхпроводнике. Тем не менее, природа сил, которые могли бы обеспечить притяжение между электронами, препятствующее кулоновскому отталкиванию, оставалась неизвестной. Ранняя работа Боголюбова о фононном механизме спаривания электронов в сверхпроводнике не получила положительной рецензии и вышла в свет только после опубликования микроскопической теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) в 1957 году [48]. В 1972 году все три автора были удостоены Нобелевской премии по физике «за создание теории сверхпроводимости, обычно называемой БКШ-теорией»

В теории БКШ было впервые показано, что взаимодействие электронов с фононами в кристалле может оказаться сильнее кулоновского отталкивания за счет наведенной поляризации в кристалле. Однако, вычисления в задаче определения потенциала и нахождения волновых функций электронов в таком потенциале, при правильном учете фононного спектра и взаимодействия фононов с электронами, оказываются достаточно сложными. Бардин, Купер и Шриффер вводят в своей работе эффективный потенциал, принимающий фиксированное отрицательное значение в шаре радиусом ξ и равный нулю за пределами этого шара. При этом спариваться могут только электроны с противоположно направленными квазиимпульсами и спинами (т.н. синглетное спаривание). Суммарный спин пары

электронов оказывается равен нулю, следовательно, следовательно, пары подчиняются статистике Бозе, и при достаточно низкой температуре может произойти их конденсация в основное состояние. Позднее пары электронов станут называть куперовскими парами. Данный эффект приводит к появлению зоны запрещенных энергий в энергетическом спектре электронов в сверхпроводнике, т.н. сверхпроводниковой щели Δ . Также изменяется плотность квазичастичных состояний вблизи уровня Ферми: появляются ярко выраженные особенности при энергиях вблизи $\pm\Delta$. Плотность квазичастичных состояний можно выразить формулой:

$$N(E) = N(0) \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}, \quad (1.3)$$

где E – энергия квазичастицы относительно энергии Ферми, $N(0)$ – плотность квазичастичных состояний на уровне Ферми в нормальном состоянии. Характерная зависимость $N(E)$ показана на Рисунке 1.2.

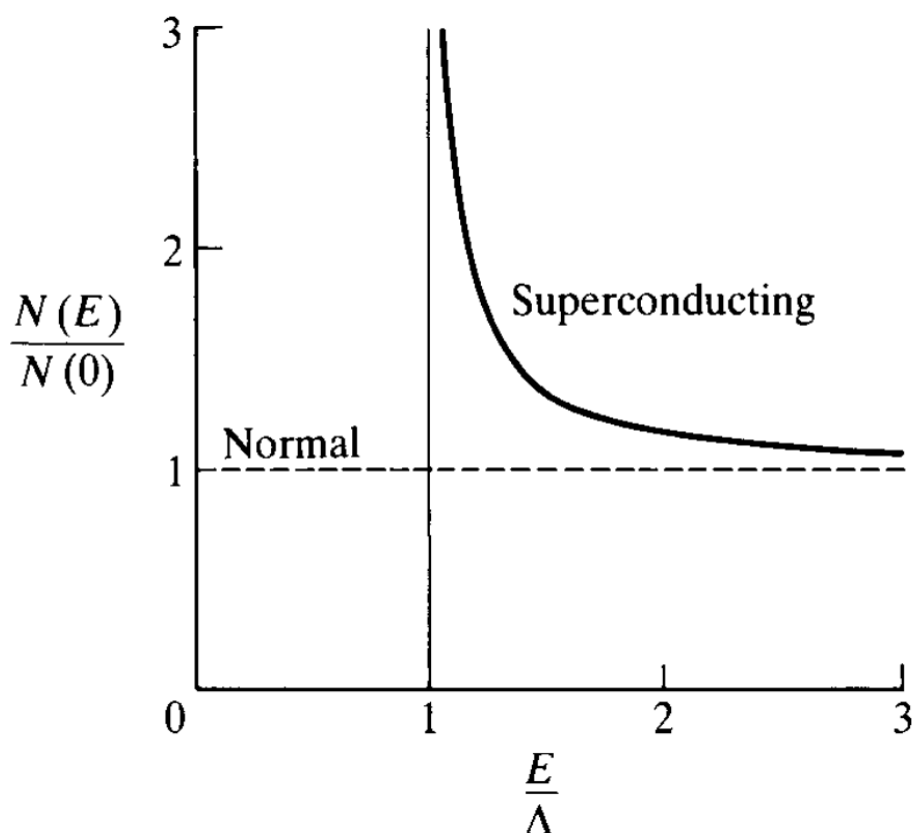


Рисунок 1.2 – Зависимость плотности состояний квазичастиц в сверхпроводнике от их энергии [54]

Теория БКШ, несмотря на достаточно грубое предположение о виде потенциала взаимодействия электронов, показала хорошее численное соответствие для многих материалов. В частности, соотношение между величиной сверхпроводниковой щели и критической температурой

$$\Delta = 1.76 * k_B T_c, \quad (1.4)$$

выполняется с точностью до 15 % для всех низкотемпературных чистых сверхпроводников. Зависимость Δ от температуры показана на Рисунке 1.2.

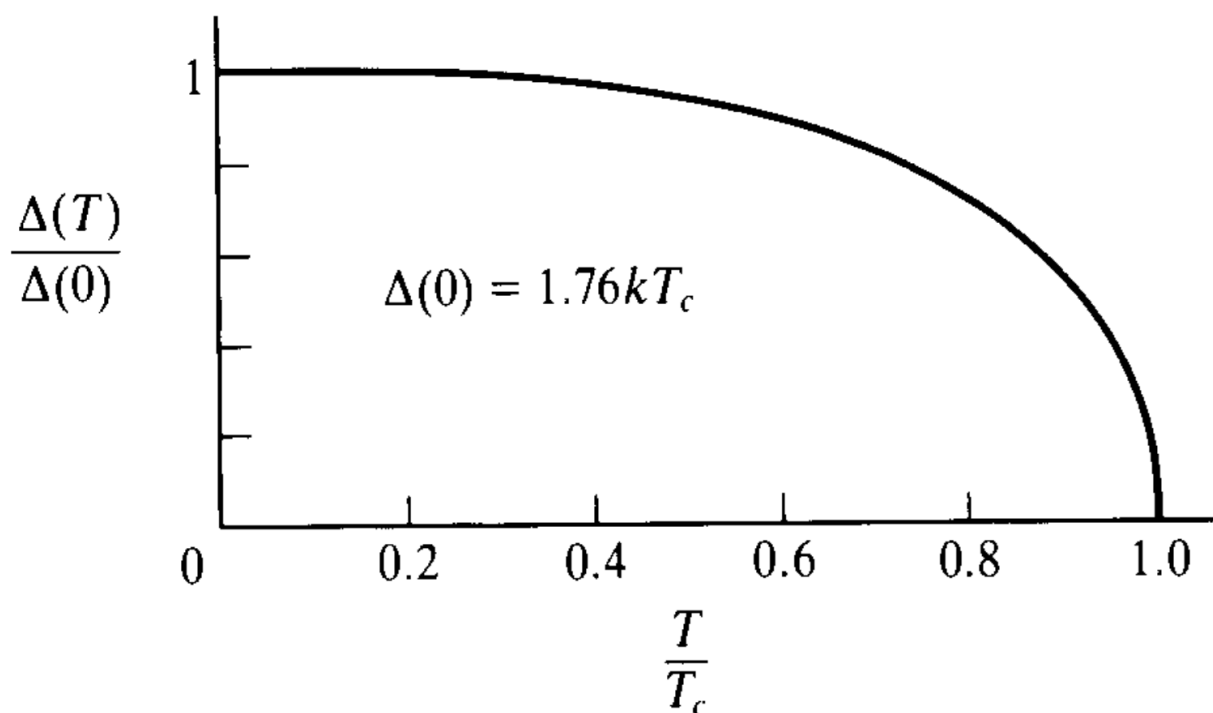


Рисунок 1.3 – Зависимость сверхпроводниковой щели от температуры из [54]

Следует отметить, что опубликованная в 1958 году работа Боголюбова [55] также была принята научным сообществом. Операторы Боголюбова, введенные для перехода от взаимодействующих электронов к невзаимодействующим квазичастицам, нашли применение не только в описании сверхпроводимости, но и других областях. Уравнение Боголюбова-де-Жена, являющееся некоторым обобщением теории БКШ, используется с дополнениями и в современных работах. Более того, математический аппарат в работе Боголюбова оказался проще, нежели

изложенный в оригинальной работе БКШ, что обуславливает выбор именно боголюбовского формализма в методических задачах.

1.1.4 Более сложные модели

Как уже отмечалось ранее, если для многих материалов формула (1.4) давала количественно верный результат, то в материалах с сильным электрон-фононным взаимодействием (сверхпроводниках с сильной связью, к которым относятся ниобий, свинец и др.) отличия могли достигать уже десятков процентов. Кроме того, анизотропия параметров также не может быть учтена в модели БКШ с эффективным потенциалом.

В 1958 году Аркадий Бенедиктович Мигдал публикует работу [56], в которой показывает возможность построения теории возмущений по электрон-фононному взаимодействию. Каждый последующий член ряда теории возмущений должен убывать на величину $(m/M)^{1/4}$, где m – масса электрона, M – масса иона решетки. И уже в 1960-м году Герасим Митрофанович Элиашберг публикует работу под названием «Взаимодействие электронов с колебаниями решетки в сверхпроводнике» [57], в которой выводятся сверхпроводящие свойства сильно связанных сверхпроводников с учетом произвольного спектра фононов $F(\omega)$ и мере их взаимодействия с электронами $\alpha^2(\omega)$. Также вводится параметр сильной связи:

$$\lambda = 2 \int \frac{d\omega}{\omega} \alpha^2(\omega) F(\omega), \quad (1.5)$$

большой 1 для сверхпроводников с сильной связью и меньший в противном случае. Вид фононного спектра берется из экспериментальных измерений или выводится из других моделей, например, метода функционала плотности (density functional theory, DFT) [58].

Теория БКШ была записана более аккуратно в терминах вторичного квантования и через функции Грина в работе Горькова в 1958 году [59]. Аппарат функций Грина позволил существенно расширить границы применения модели и учитывать взаимодействие сверхпроводников с другими материалами, например, ферро- или антиферромагнетиками. В квазиклассическом приближении уравнения Горькова

переходят в уравнение Эйленберга [60], которое, в сверхпроводниках с большим количеством примесей упрощается до уравнения Узаделя [61].

Решение уравнений Узаделя позволяет рассчитать плотность состояний в сверхпроводниках с примесями, а также учесть влияние неоднородностей и эффектов сильной связи. Вышеупомянутые факторы приводят к тому, что особенности на зависимости плотности состояний при энергиях $\pm\Delta$ размываются; также уменьшается и величина Δ . Формализм уравнений Узаделя позволяет также учесть эффект близости в многослойных структурах, состоящих из различных сверхпроводников и нормальных металлов [62]. Характерная зависимость плотности состояний от энергии, полученная в системе с магнитными примесями показана на Рисунке 1.4. Здесь Γ – эффективный параметр, учитывающий уширение пиков плотности состояний за счет наличия магнитных примесей, эффекта близости и других факторов. Расчеты согласно модели, описанной в работе [30], приводят к аналогичным результатам.

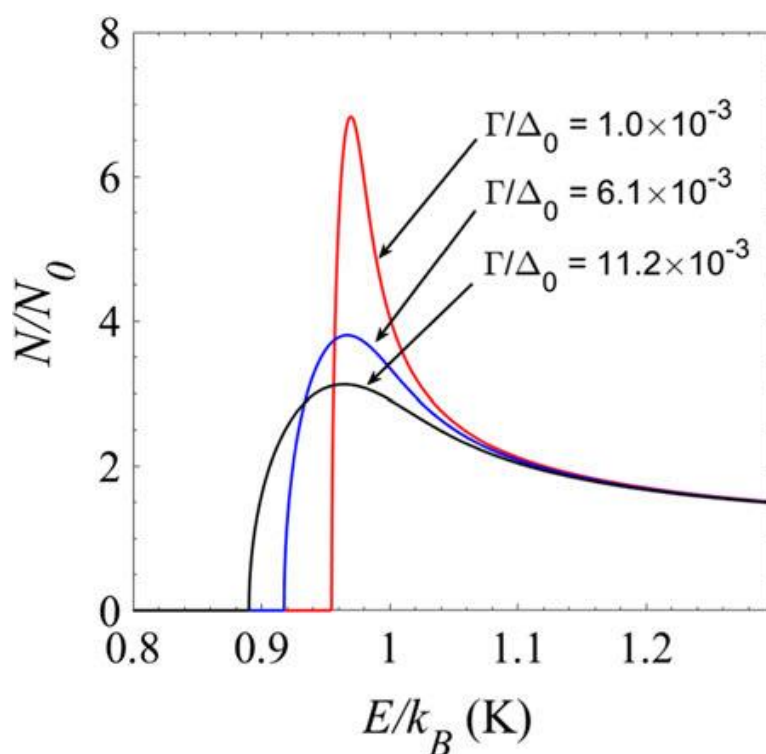


Рисунок 1.4 – Плотность состояний для Ti при температуре 0.01 К в модели Узаделя из работы [31]

Расчеты в рамках моделей [30, 31, 62, 57] требуют численного решения нелинейных дифференциальных уравнений с граничными условиями, заданными на двух границах. Более простая модель для учета размытия плотности состояний в сверхпроводниках была предложена в работах [33, 63]. В данных моделях предлагается феноменологическая плотность состояний, описываемая в [63] формулой:

$$N(E) = N(0) \operatorname{Re} \left(\frac{E - i\Gamma}{\sqrt{(E - i\Gamma)^2 - \Delta^2}} \right), \quad (1.6)$$

или формулой [33]:

$$N(E) = N(0) \operatorname{Re} \left(\frac{E}{\sqrt{E^2 - (\Delta + i\Delta_2)^2}} \right), \quad (1.7)$$

где Γ и Δ_2 – параметры, описывающие величину размытия плотности состояний. В ходе проведения экспериментов по протеканию тока через туннельный переход, было установлено, что Γ в формуле (1.6) связана с характерным временем рекомбинации электронов в сверхпроводнике формулой $\Gamma = \hbar/\tau_{e-ph}$, где τ_{e-ph} можно рассчитать по формуле из работы [64].

1.1.5 Сверхпроводящие пленки под воздействием ТГц-излучения

Постоянный ток, величина которого ниже критического значения, протекает по сверхпроводящей пленке без потерь. Однако, при воздействии на пленку переменного сигнала частоты f при конечных температурах, меньших T_c , ввиду наличия возникших за счет теплового возбуждения квазичастиц, пленка имеет ненулевое сопротивление. Согласно теории Маттиса-Бардина [65], удельную проводимость $\sigma_{MB} = \sigma_{MB1} - i\sigma_{MB2}$ сверхпроводящей пленки можно рассчитать по формулам:

$$\frac{\sigma_{MB1}(f)}{\sigma_n} = \frac{1}{hf} \left(\int_{\Delta}^{\infty} (F(E) - F(E + hf)) \frac{1}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \frac{E(E + hf) + \Delta^2}{\sqrt{(E + hf)^2 - \Delta^2}} dE - \right. \\ \left. - \int_{\Delta - hf}^{-\Delta} \theta(hf - 2\Delta)(1 - 2F(E)) \frac{1}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \frac{E(E + hf) + \Delta^2}{\sqrt{(E + hf)^2 - \Delta^2}} dE \right), \quad (1.8)$$

$$\frac{\sigma_{MB2}(f)}{\sigma_n} = \begin{cases} \frac{1}{hf} \int_{\Delta-hf}^{\Delta} (1 - 2F(E)) \frac{1}{\sqrt{\Delta^2 - E^2}} \frac{E(E+hf) + \Delta^2}{\sqrt{(E+hf)^2 - \Delta^2}} dE, & hf \leq 2\Delta \\ \frac{1}{hf} \int_{-\Delta}^{\Delta} (1 - 2F(E)) \frac{1}{\sqrt{\Delta^2 - E^2}} \frac{E(E+hf) + \Delta^2}{\sqrt{(E+hf)^2 - \Delta^2}} dE, & hf > 2\Delta \end{cases}, \quad (1.9)$$

где h - постоянная Планка; $F(E) = \left(\exp\left(\frac{E}{kT}\right) + 1 \right)^{-1}$ - распределение Ферми, $\theta(\hbar\omega - 2\Delta)$ - функция Хэвисайда, σ_n - удельная проводимость пленки в нормальном состоянии вблизи критической температуры.

В случае нормального скин-эффекта ($\delta \gg l_e$), который имеет место для грязных пленок, изготовленных при помощи магнетронного напыления, выражение для поверхностного импеданса пленки толщиной d имеет вид:

$$Z(\omega) = \sqrt{\frac{i\omega\mu_0}{\sigma}} \coth(\sqrt{i\omega\mu_0\sigma}d), \quad (1.10)$$

где μ_0 - магнитная восприимчивость вакуума, δ - глубина скин-слоя, l_e - средняя длина свободного пробега; вместо σ можно подставить σ_{MB} , рассчитанное по формулам (7) и (8) или значение удельной проводимости, рассчитанное в более общих моделях.

Для учета конечного времени свободного пробега квазичастиц τ можно воспользоваться формулами из более сложной модели [32]:

$$\sigma_Z(f) = \frac{i\sigma_n}{2hf\tau} (J + \int_{\Delta}^{\infty} I_2 dE), \quad (1.11)$$

$$J = \begin{cases} \int_{\Delta}^{\Delta+hf} I_1 dE, & hf \leq 2\Delta \\ \int_{\Delta}^{hf-\Delta} I_3 dE + \int_{hf-\Delta}^{hf+\Delta} I_1 dE, & hf > 2\Delta \end{cases}, \quad (1.12)$$

$$I_1 = \tanh\left(\frac{E}{2k_B T}\right) \left\{ \left(1 - \frac{\Delta^2 + E(E-hf)}{P_4 P_2}\right) \frac{1}{P_4 + P_2 + ih/2\pi\tau} - \right. \\ \left. - \left(1 + \frac{\Delta^2 + E(E-hf)}{P_4 P_2}\right) \frac{1}{P_4 - P_2 + ih/2\pi\tau} \right\}, \quad (1.13)$$

$$I_3 = \tanh\left(\frac{E}{2k_B T}\right) \left\{ \left(1 - \frac{\Delta^2 + E(E-hf)}{P_3 P_2}\right) \frac{1}{P_3 + P_2 + ih/2\pi\tau} - \right. \\ \left. - \left(1 + \frac{\Delta^2 + E(E-hf)}{P_3 P_2}\right) \frac{1}{P_3 - P_2 + ih/2\pi\tau} \right\}, \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned}
I_2 = \tanh\left(\frac{E+hf}{2k_B T}\right) & \left\{ \left(1 + \frac{\Delta^2 + E(E+hf)}{P_1 P_2}\right) \frac{1}{P_1 - P_2 + ih/2\pi\tau} - \right. \\
& \left. \left(1 + \frac{\Delta^2 + E(E+hf)}{P_1 P_2}\right) \frac{1}{P_1 - P_2 + ih/2\pi\tau} \right\} + \\
+ \tanh\left(\frac{E}{2k_B T}\right) & \left\{ \left(1 + \frac{\Delta^2 + E(E+hf)}{P_1 P_2}\right) \frac{1}{P_1 - P_2 + ih/2\pi\tau} - \right. \\
& \left. \left(1 + \frac{\Delta^2 + E(E+hf)}{P_1 P_2}\right) \frac{1}{P_1 - P_2 + ih/2\pi\tau} \right\} ,
\end{aligned} \tag{1.15}$$

$$\begin{cases} P_1 = \sqrt{(E + hf)^2 - \Delta^2}, P_2 = \sqrt{E^2 - \Delta^2} \\ P_3 = \sqrt{(E - hf)^2 - \Delta^2}, P_4 = i\sqrt{\Delta^2 - (E - hf)^2} \end{cases} . \tag{1.16}$$

Зависимости мнимой и действительной частей удельной проводимости, получающиеся в ходе расчетов по данной модели, нормированные на величину проводимости в нормальном состоянии σ_n , показаны на Рисунке 1.5. Сплошными линиями на верхнем графике показаны кривые, полученные по формулам (1.11)–(1.16); пунктиром показаны кривые проводимости для нормального металла в модели Друде: $\sigma = \sigma_n / (1 - i2\pi f\tau)$. На нижнем графике для мнимой части кривые для нормального металла не приведены. Случай $y = h/2\pi\tau\Delta \rightarrow \infty$ соответствует предельному переходу к теории Маттиса-Бардина; кривые при $y = 500$ практически не отличаются от (1.8) и (1.9) в терагерцовом диапазоне.

Выражения вида $E/\sqrt{E^2 - \Delta^2}$ и $\Delta/\sqrt{E^2 - \Delta^2}$ в формулах (1.8)–(1.9) и (1.13)–(1.16) имеют смысл плотности состояний для электронных и дырочных квазичастиц, соответственно. При замене их на (1.6), (1.7) или другие выражения для плотности состояний [30, 31] можно учесть более тонкие эффекты, связанные с размытием щелевой особенности.

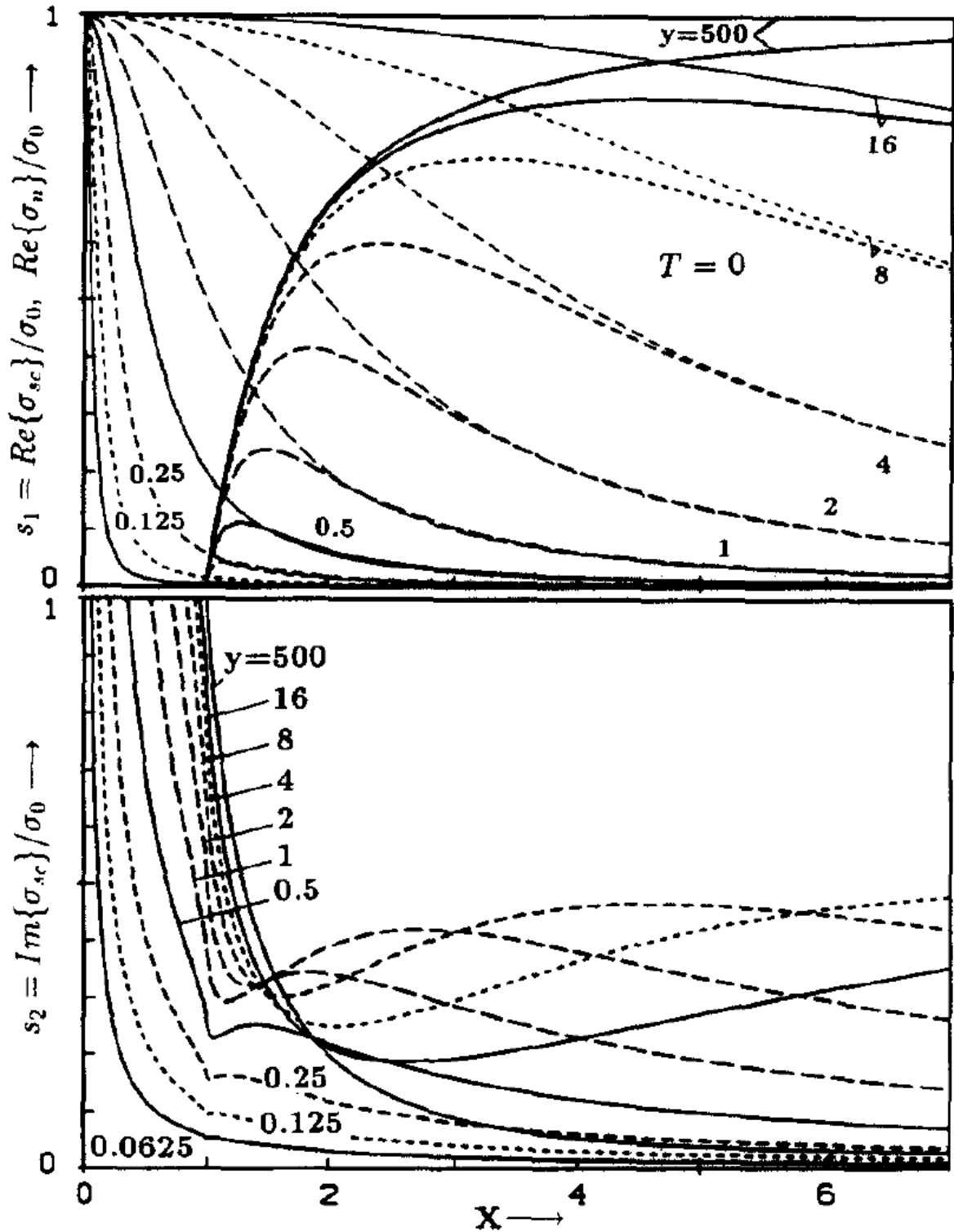


Рисунок 1.5 – Зависимости действительной (сверху) и мнимой (снизу) части удельной проводимости от частоты (нормированной на величину 2Δ) при разных значениях параметра $y = h/2\pi t\Delta$ из работы [32].

1.2 Джозефсоновские контакты

Исследование туннельных контактов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник проводились и до открытия эффекта Джозефсона, однако наблюдаемое наличие тока при отсутствии напряжения трактовалось неверно — как закоротки в диэлектриках [66]. Работавший в лаборатории Пиппарда в Тринити-Колледже Брайан Джозефсон впервые предположил, что объяснение наблюдаемого явления протекания тока через контакт сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник может быть обусловлено различием фаз волновых функций куперовских пар в сверхпроводниках по разные стороны от туннельного барьера [67]. Эта гипотеза была впервые представлена в опубликованной в 1962 году работе «Возможные новые эффекты при туннелировании в сверхпроводниках» и экспериментально подтверждена уже в 1963 году физиками Андерсоном и Роуэллом из лабораторий Белла [68].

Стационарный эффект Джозефсона заключается в протекании бездиссипативного тока куперовских пар через контакт двух проводников со слабой связью. Под слабой связью подразумевается любой объект, благодаря которому фазы в сверхпроводниках по разные стороны от которого становятся различны. Например, ранее упомянутый туннельный барьер из диэлектрика, тонкий слой нормального металла, сверхпроводящие мостики, ферромагнитные и антиферромагнитные пленки. В простейшем случае ток-фазовое соотношение имеет вид:

$$I = I_c \sin(\varphi), \quad (1.17)$$

где I_c — величина критического тока через переход, ниже которого ток через контакт протекает бездиссипативно.

При задании через контакт постоянного тока больше I_c на нем возникнет переменное напряжение с ненулевым средним значением $\langle V \rangle$, причем его частота f однозначна связана с $\langle V \rangle$ формулой:

$$f = 2e\langle V \rangle/h. \quad (1.18)$$

Данное явление называется нестационарным эффектом Джозефсона. Напряжение на переходе и частота в формуле (1.18) связаны только при помощи мировых констант: заряда электрона и постоянной Планка. Причем, в уравнение не входят никакие параметры сверхпроводникового контакта, что позволило создать эталон напряжения на основе данного эффекта.

1.2.1 Стационарный и нестационарный эффект Джозефсона

Для того, чтобы теоретически описать эффект Джозефсона, были предложены различные модели. Для начала рассмотрим самый общий случай и получим формулы (1.17) и (1.18). Рассмотрим систему двух сверхпроводников: (1) и (2). Аналогично разделу 1.1.2, волновая функция сверхпроводящих электронов (объединившихся в пары): $\psi = |\psi| \exp(i\varphi)$. В случае, когда связь между сверхпроводниками отсутствует, волновые функции в сверхпроводниках можно записать: $\psi_1 = |\psi_1| \exp(i\varphi_1)$ и $\psi_2 = |\psi_2| \exp(i\varphi_2)$. Динамику системы можно рассмотреть при помощи нестационарного уравнения Шредингера:

$$i\hbar \frac{d|\psi\rangle}{dt} = \mathcal{H}|\psi\rangle = (\mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_T + \mathcal{H}_2)|\psi\rangle, \quad (1.19)$$

где $\mathcal{H}$ – гамильтониан джозефсоновского контакта, равный сумме гамильтонианов $\mathcal{H}_1 = E_1|1\rangle\langle 1|$ – в сверхпроводнике (1), $\mathcal{H}_2 = E_2|2\rangle\langle 2|$ – в сверхпроводнике (2), и $\mathcal{H}_T = \gamma(|1\rangle\langle 2| + |2\rangle\langle 1|)$ – гамильтониан, учитывающий перекрытие волновых функций в сверхпроводниках (1) и (2), γ – интеграл перекрытия.

Решение данного уравнения можно найти в виде суперпозиции состояний невзаимодействующих сверхпроводников: $|\psi\rangle = \psi_1|1\rangle + \psi_2|2\rangle$. Тогда, с учетом того, что ψ_1 и ψ_2 являются собственными для $\mathcal{H}_1$ и $\mathcal{H}_2$, соответственно, получается:

$$\begin{cases} j\hbar \frac{d\psi_1}{dt} = E_1\psi_1 + \gamma\psi_2 \\ j\hbar \frac{d\psi_2}{dt} = \gamma\psi_1 + E_2\psi_2 \end{cases}. \quad (1.20)$$

При напряжении V на джозефсоновском контакте разность энергий для пар в первом и втором электродах будет: $E_2 - E_1 = 2eV$. Если ввести обозначения $\rho_1 = |\psi_1|^2$

и $\rho_2 = |\psi_2|^2$, и подставить в уравнения (1.20) волновые функции в форме $\psi = |\psi| \exp(i\varphi)$, приравнявая действительные и мнимые части, получим:

$$\begin{cases} \frac{d\rho_1}{dt} = \frac{2}{\hbar} \gamma \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \\ \frac{d\rho_2}{dt} = -\frac{2}{\hbar} \gamma \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \end{cases}, \quad (1.21)$$

$$\begin{cases} \frac{d\varphi_1}{dt} = \frac{\gamma}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \frac{eV}{\hbar} \\ \frac{d\varphi_2}{dt} = \frac{\gamma}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - \frac{eV}{\hbar} \end{cases}. \quad (1.22)$$

И после преобразований $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, $J = d\rho_1/dt = -d\rho_2/dt$:

$$J = \frac{2}{\hbar} \gamma \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (1.23)$$

$$d\varphi/dt = 2eV/\hbar. \quad (1.24)$$

Уравнение (1.23) с точностью до обозначений совпадает с (1.17), а при усреднении (1.24) получается (1.18).

1.2.2 Подавление критического тока магнитным полем

При помещении джозефсоновского перехода в магнитное поле, ток через него становится пространственно-неоднородным.

Плотность тока в присутствии магнитного поля можно задать формулой:

$$\mathbf{j} = \frac{e^*}{m^*} \left(\frac{i\hbar}{2} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) - \frac{e^*}{c} \mathbf{A} |\psi|^2 \right), \quad (1.25)$$

где $\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}$ – приложенное магнитное поле с векторным потенциалом $\mathbf{A}$. С учетом $\psi = |\psi| \exp(i\varphi)$ и $|\psi|^2 = \rho$, (1.34) можно переписать в виде:

$$\mathbf{j} = \frac{\rho e}{m} \left(\hbar \nabla \varphi - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right). \quad (1.26)$$

Для того, чтобы найти разность фаз через переход в зависимости от координаты, можно проинтегрировать (1.26) по замкнутому контуру, как показано на Рисунке 1.6. При этом ток на участках, C_L и C_R оказывается равен 0, так как эти контуры находятся достаточно далеко от области перехода, а экранирующие токи сосредоточены в областях порядка лондоновской глубины проникновения.

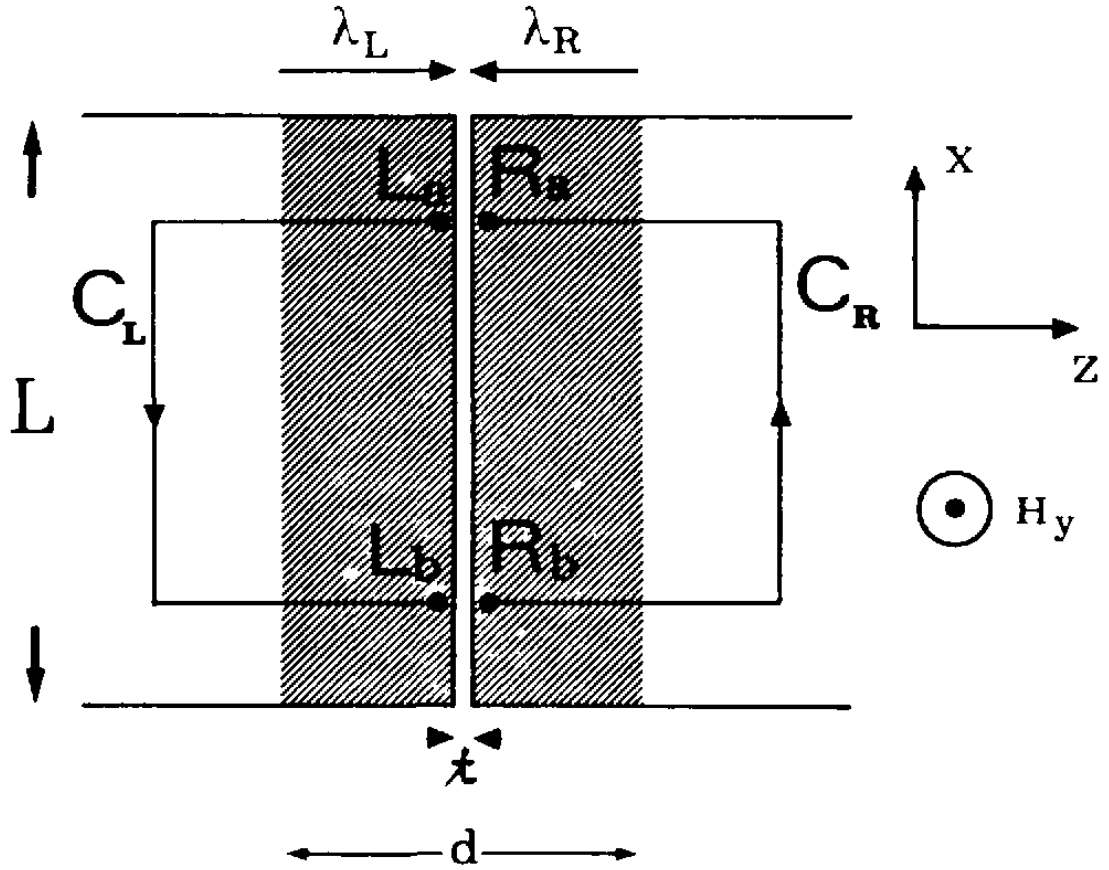


Рисунок 1.6 – Схема выбора контура интегрирования для определения зависимости $\varphi(x)$ в контакте, помещенном в магнитное поле. [69]

Пусть $\varphi = \varphi_0$ при $x = 0$. Тогда при интегрировании (1.26), с использованием формулы Остроградского-Гаусса, имеем:

$$\varphi(x) = 2e/\hbar Hx(\lambda_L + \lambda_R + t_i) + \varphi_0, \quad (1.27)$$

где t_i – размер области слабой связи (толщина диэлектрика в СИС-контакте), H – величина приложенного магнитного поля. При подстановке (1.27) в (1.17) получим, что величина тока через переход меняется периодически в зависимости от координаты.

Полный ток через переход с характерными размерами $L \times L$, помещенный в магнитное поле:

$$I_c(H) = \int_{-L/2}^{L/2} dx \int_{-L/2}^{L/2} dy j_c \sin\left(\frac{2e}{\hbar} Hx(\lambda_L + \lambda_R + t) + \varphi_0\right). \quad (1.28)$$

Проинтегрировав (1.28) и максимизировав полученное выражение по φ_0 получим:

$$I_c(H) = I_c(0) \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0}, \quad (1.29)$$

где $\Phi = HL(\lambda_L + \lambda_R + t)$ – магнитный поток через переход, $\Phi_0 = h/2e$ – квант магнитного потока. Зависимость (1.29) показана на Рисунке 1.7.

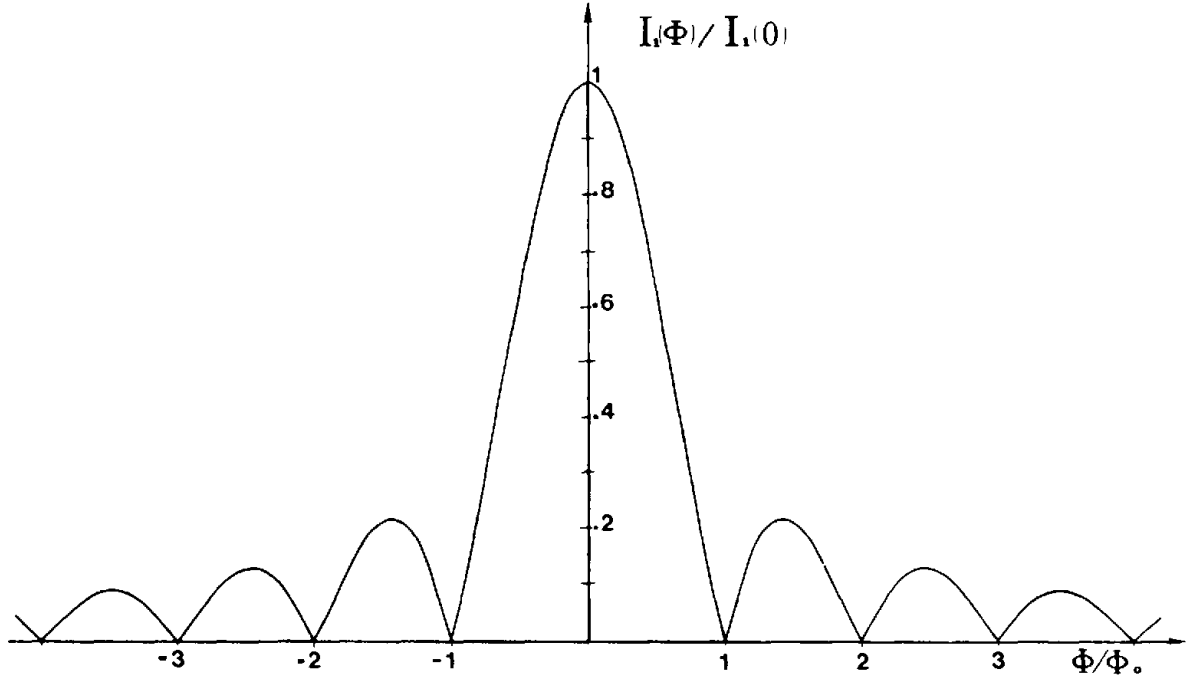


Рисунок 1.7 – Зависимость I_c от приложенного магнитного поля [69]

1.2.3 Шунтированные джозефсоновские переходы (RSJ)

Простейшая модель, в рамках которой можно провести исследование динамики джозефсоновских переходов, – это модель джозефсоновского перехода, шунтированного резистором. Принципиальная схема показана на Рисунке 1.6. Джозефсоновский переход в данной представляется в виде параллельно соединенных сопротивления R и некоторого элемента, ток через который связан с разностью фаз параметра порядка φ соотношением (1.17). Тогда по правилу Кирхгофа для токов, учитывая (1.24) и шумовой ток I_N , можно записать:

$$I_{bias} + I_N = I_c \sin(\varphi) + V/R = I_c \sin(\varphi) + \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1.30)$$

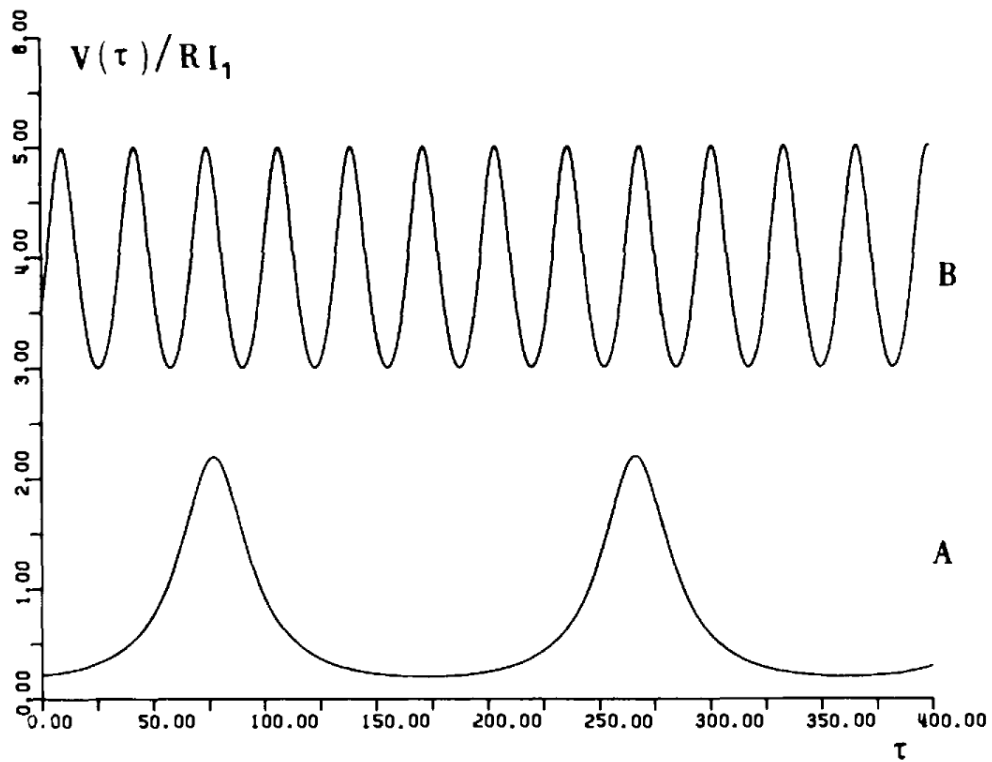
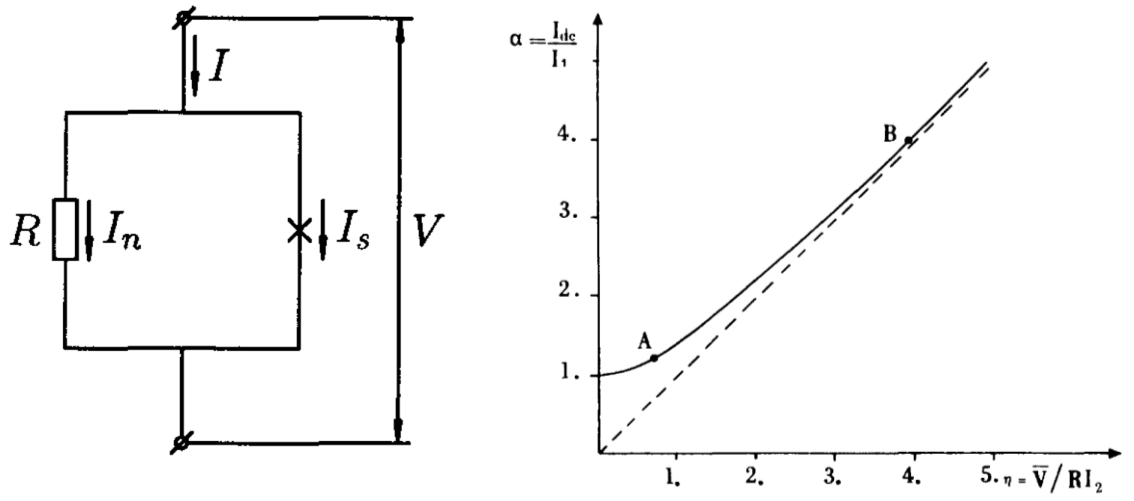


Рисунок 1.8 – (а) Принципиальная схема джозефсоновского контакта в RSJ модели [47]; (б) ВАХ, полученная в RSJ модели, при усреднении напряжения; (в) зависимость напряжения от контакте от времени в двух точках, показанных точками А и В на рисунке (б) [69]. I_1 в работе [69] соответствует введенному обозначению I_c .

Уравнение (1.30) можно решить аналитически:

$$-2 \arctan \left(\frac{1 - I/I_c \tan(\varphi/2)}{\sqrt{(I/I_c)^2 - 1}} \right) = \frac{2eR\sqrt{I^2 - I_c^2}}{\hbar} t. \quad (1.31)$$

Тогда зависимость напряжения на контакте от времени можно записать в виде:

$$V(t) = R \frac{I^2 - I_c^2}{I + I_c \cos(\omega t)}, \quad (1.32)$$

$$\omega = 2eR\sqrt{I^2 - I_c^2}/\hbar. \quad (1.33)$$

Вообще говоря, для учета особенностей на ВАХ джозефсоновского перехода необходимо заменить сопротивление R (представляющее собой результат параллельного включения сопротивления шунта и сопротивления самого перехода), которое в формулах выше предполагалось постоянным, на некоторую функцию, значение которой зависит от напряжения на переходе. В самом простом случае эта функция выбирается в виде ступеньки:

$$R = \begin{cases} R_j, & V < V_g \\ R_n, & V \geq V_g \end{cases}. \quad (1.34)$$

Эта модель называется нелинейной RSJ моделью или RSJN.

В самом общем случае динамику шунтированных туннельных переходов необходимо рассматривать строго, в рамках модели TJM (Tunneling junction model), в который учитываются амплитуды туннельного тока для пар и квазичастиц [9, 70].

1.2.4 Учет влияния емкости перехода (RCSJ)

При рассмотрении туннельных переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник необходимо также учитывать их емкость C . Тогда в уравнении (1.30) появится еще одно слагаемое:

$$I_{bias} + I_N = I_c \sin(\varphi) + V/R + C dV/dt = I_c \sin(\varphi) + \frac{\hbar}{2eR} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2\varphi}{dt^2}, \quad (1.35)$$

Уравнение (1.35) можно переписать в безразмерной форме:

$$i_{bias} + i_N = \sin(\varphi) + d\varphi/d\tau + \beta d^2\varphi/d\tau^2, \quad (1.36)$$

где $i_{bias} = I_{bias}/I_c$ – нормированный ток смещения, $i_N = I_N/I_c$ – шумовой ток, $\tau = \omega t$, $\omega = 2eRI_c/\hbar$, – характеристическая частота, $\beta = 2eI_c R^2 C/\hbar$ – параметр Маккамбера [71]. ВАХ в рамках RCSJ модели показана на Рисунке 1.9.

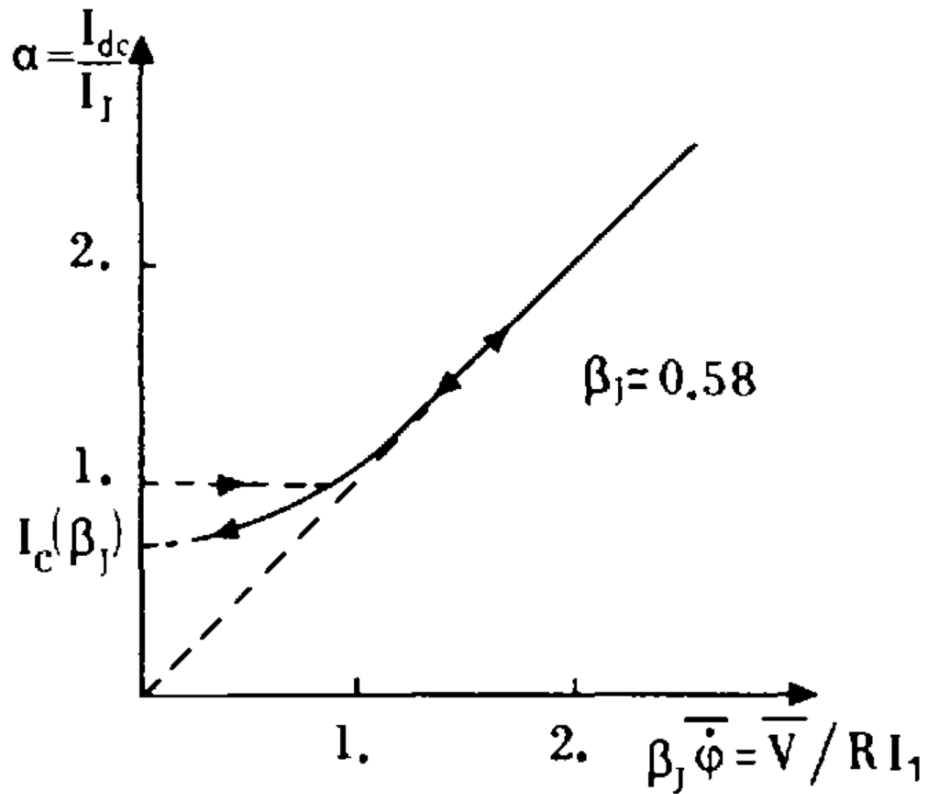


Рисунок 1.9 – ВАХ в RCSJ модели. Наличие емкости приводит к возникновению гистерезиса на ВАХ [69]. I_1 соответствует I_c в данной работе. $I_c(\beta_J)$ это ток возврата, обычно обозначаемый как I_R

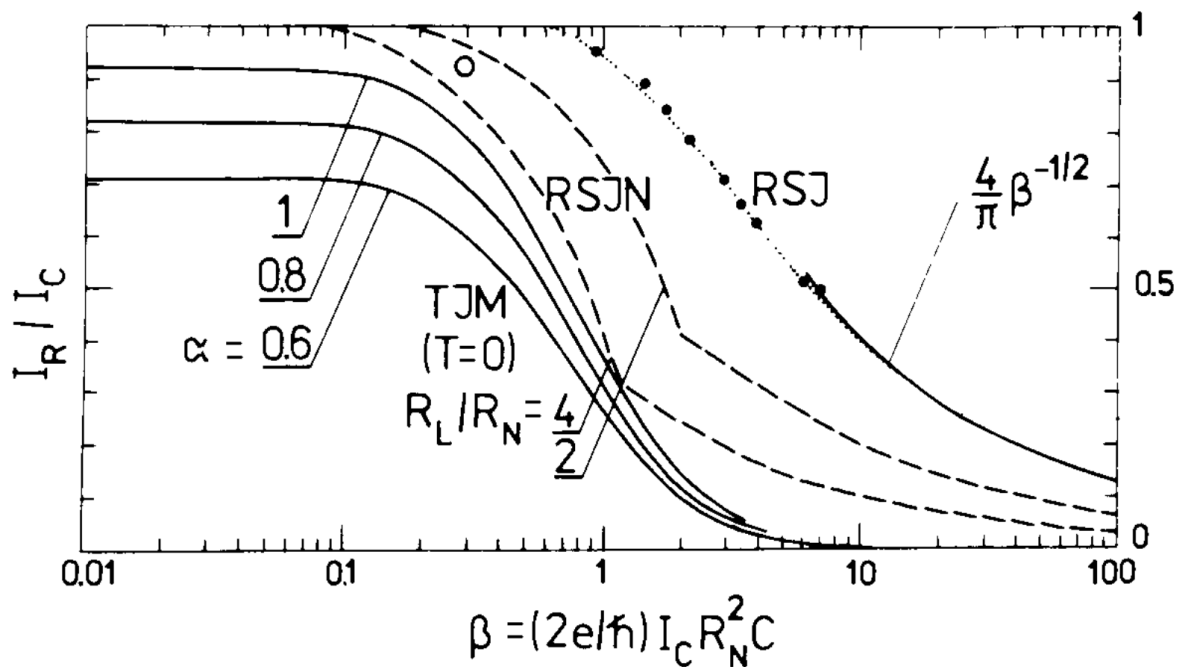


Рисунок 1.10 – Отношение тока возврата I_R к I_c в зависимости от β , рассчитанные в рамках различных моделей. Рисунок из книги [9]

При учете емкости на ВАХ появляется гистерезис (см. Рисунок 1.9). При произвольных параметрах в уравнении (1.36) решение находится численно. Величина тока возврата I_R , а соответственно и степень гистерезиса, сложным образом зависит от параметра Маккамбера (см. Рисунок 1.10), поэтому его необходимо уменьшать ниже 0.5, чтобы устранить гистерезис на ВАХ перехода.

1.2.5 Влияние индуктивности шунта (RLCSJ)

Параметр Маккамбера зависит от трех параметров: I_c , R , C . Для того, чтобы снизить влияние паразитной емкости туннельных СИС-переходов, необходимо уменьшить сопротивление перехода R . Этого можно добиться либо в переходах с высокой прозрачностью барьера, либо при помощи внешнего шунта. Внешний шунт обладает некоторой конечной индуктивностью L_s , которая может внести заметный вклад в динамику перехода. Также на резисторе возникает тепловой шум. Принципиальная схема перехода в данной модели, в которой также учитывается индуктивность шунта, показана на Рисунке 1.11 (а).

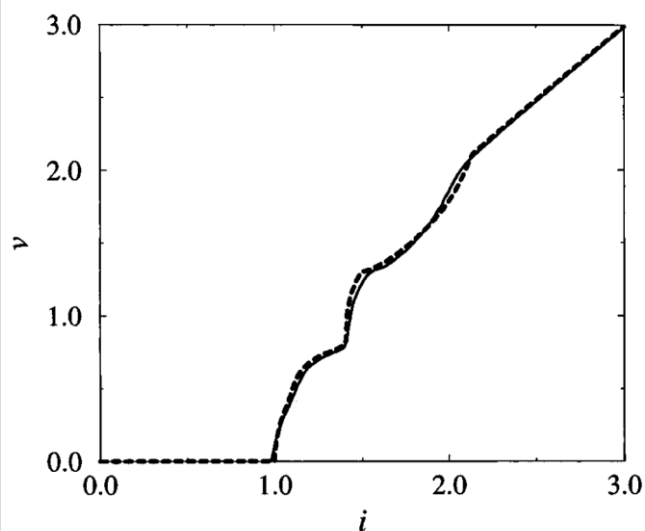
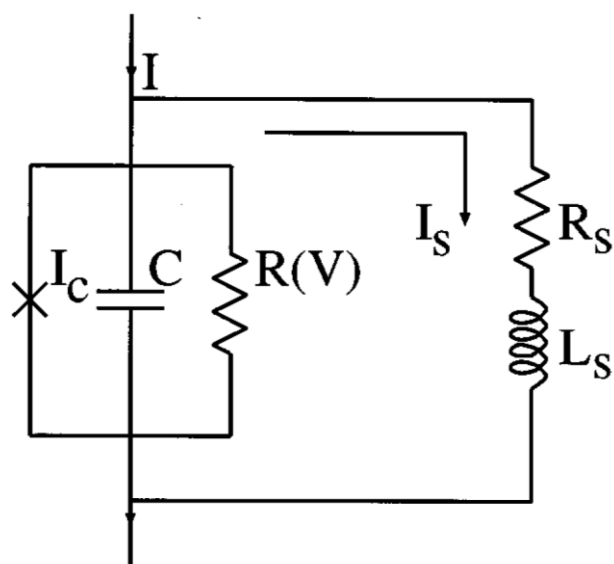


Рисунок 1.11 – (а) Схема джозефсоновского перехода с внешним шунтом, у которого есть конечная индуктивность. (б) ВАХ шунтированного перехода: сплошная кривая – экспериментальные данные, пунктир – аппроксимация в рамках RLCSJ модели. Рисунки из работы [72]

Для учета влияния индуктивности шунта формулу 1.31 необходимо дополнить еще одним слагаемым. С учетом того, что при протекании тока через индуктивный элемент возникает ЭДС индукции, появляется ещё одно уравнение:

$$\beta_C d^2\varphi/d\tau^2 + g d\varphi/d\tau + \sin(\varphi) + i_s = i_{bias} + i_N \quad (1.37)$$

$$d\varphi/d\tau = \beta_L di_s/d\tau + i_s + v_N \quad (1.38)$$

$$\tau = 2eRI_c t/\hbar \quad \beta_C = 2eI_c R_S^2 C/\hbar$$

$$g = R_S/R(V) \quad \beta_L = 2eI_c L/\hbar$$

$$i_s = I_s/I_c \quad v = V/I_c R_S, v_N = V_N/I_c R_S$$

v_N – нормированное флуктуационное напряжение на шунтирующем резисторе. Зависимость нормированного напряжения от времени на контакте с параметрами $\beta_L = 1.37$ и $\beta_C = 0.62$ от времени в точках, соответствующих $i = 1.35, 1.75$ и 2.5 , показана на Рисунке 1.12.

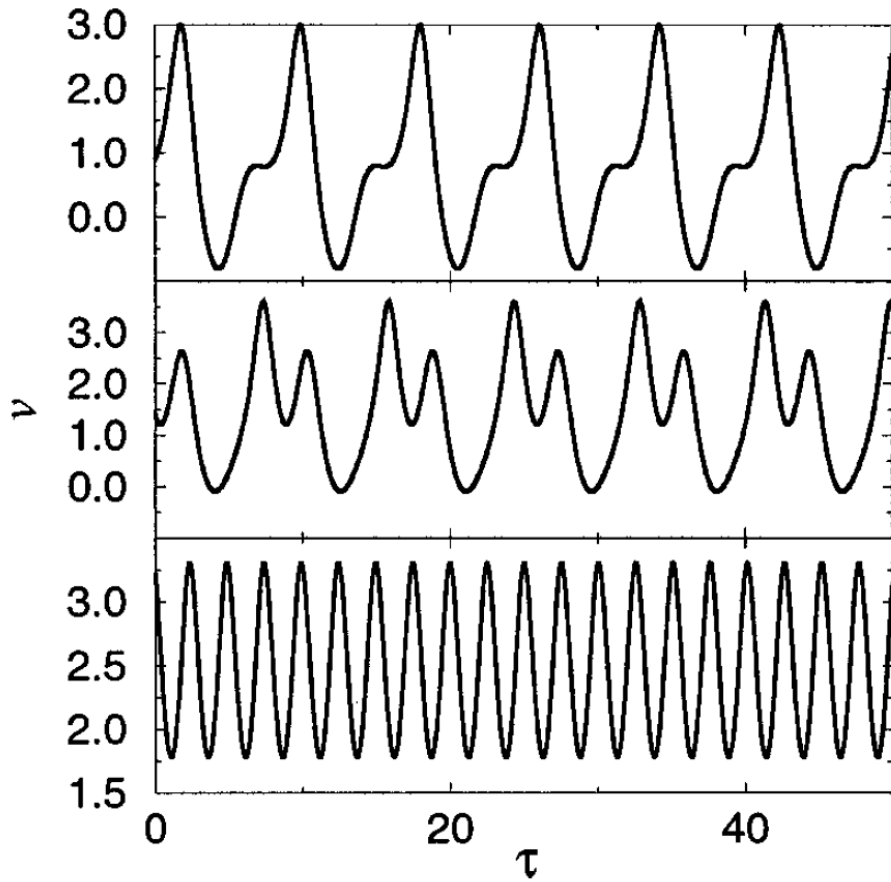


Рисунок 1.12 – Зависимости напряжения на шунтированном контакте в трех точках при $i = 1.35, 1.75$ и 2.5 . Параметры контакта: $\beta_L = 1.37$ и $\beta_C = 0.62$

Из рисунка 1.11 видно, что из-за индуктивности на ВАХ возникает ряд особенностей и ВАХ существенно отличается от рассчитанной в RCSJ модели. Их появление связано с тем, что в спектре генерации присутствует несколько гармоник, помимо основной, рассчитанной по формуле Джозефсона, в чем можно убедиться, применив преобразование Фурье к кривым на Рисунке 1.12.

1.2.6 Шумы в джозефсоновских переходах

Флуктуации тока в джозефсоновских переходах, возникающие вследствие теплового шума на шунтах, а также при туннелировании квазичастиц и куперовских пар через переход, вносят заметный вклад в его динамику. Из-за них на ВАХ при малых напряжениях наблюдается характерное размытие (см. Рисунок 1.13). Также оказывается уширена линия генерации.

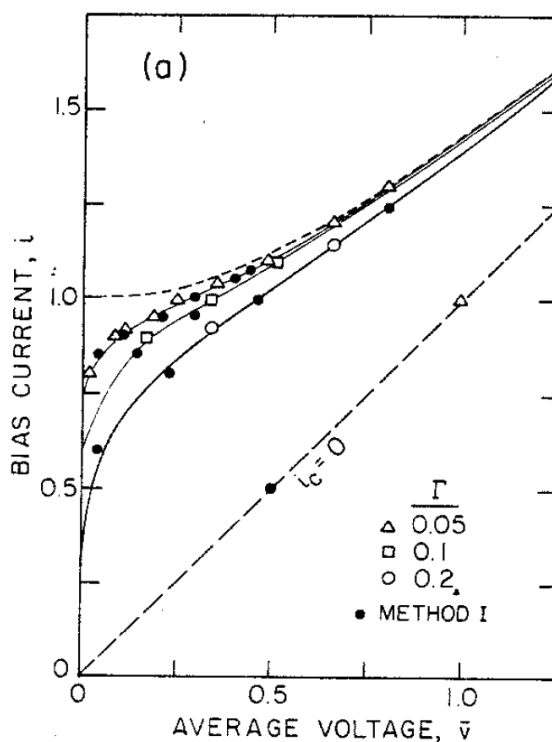


Рисунок 1.13 – ВАХ одиночного перехода в RSJ модели с учетом шумов.

Сплошные кривые из работы [73]; пунктирные – без добавления шума.

Изображение из [74]

В самом простом случае тепловые флуктуации тока и напряжения на шунтирующем резисторе можно учесть при помощи δ -коррелированного шума с гауссовским распределением.

$$\begin{cases} \langle i_N(t + \tau) i_N(t) \rangle = 2g\Gamma\delta(\tau) \\ \langle v_N(t + \tau) v_N(t) \rangle = 2\Gamma\delta(\tau) \end{cases} \quad (1.39)$$

Для начала на каждом шаге генерируется некоторое случайное число, соответствующее значению i_N , с нормальным распределением шириной $2\Gamma/n\Delta t$, где $S_i = 4\Gamma = 16\pi e k_B T / I_c \hbar$ – безразмерная спектральная плотность флуктуаций тока. После этого уравнения (1.36) и (1.37)–(1.38) решаются численно.

1.2.7 Воздействие высокочастотного сигнала на джозефсоновский переход

Воздействие внешнего сигнала определённой частоты f на джозефсоновский переход можно описать, добавив в правой части уравнений (1.36) и (1.37)–(1.38) слагаемое вида $i_1 \sin(2\pi ft)$. При этом на ВАХ характеристике появится серия ступеней (ступени Шапиро) при напряжениях $hf/2e$. На Рисунке 1.14 показана ВАХ при воздействии сигналов частотой 2.96 ГГц (А) и 7.91 ГГц (В).

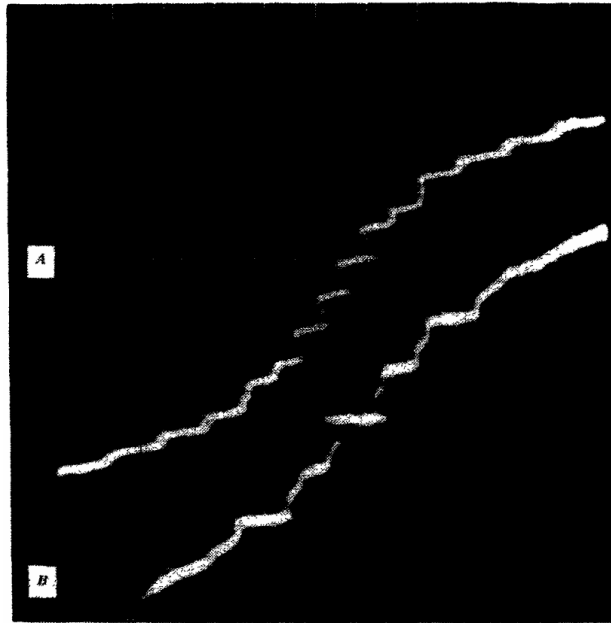


Рисунок 1.14 – ВАХ джозефсоновского перехода при воздействии высокочастотных сигналов на частоте 2.96 ГГц (А) и 7.91 ГГц (В). На осциллограмме по горизонтальной оси показан ток, а по вертикальной – напряжение. [75]

Напряжение на ступенях Шапиро связано с напряжением только через мировые константы: постоянную Планка и заряд электрона. Ступени Шапиро оказываются ярко выражены при воздействии достаточно мощного монохроматического сигнала. Поэтому на основе данного явления реализован стандарт напряжения.

1.3 Туннельные СИС переходы

В предыдущем подразделе рассказывалось про динамику сильно шунтированных (англ., «overdamped») джозефсоновских переходов. К таким можно отнести, SNS-переходы, мостики, и СИС-переходы, либо самошунтированные из-за высокой прозрачности барьера, либо шунтированные внешним резистором. В простейших моделях особенности плотности квазичастичных состояний в сверхпроводниках, образующих переход, не учитывались совсем или учитывались феноменологически. Однако именно самая сильная из известных в природе нелинейность ВАХ туннельных СИС переходов, обусловленная особенностями плотности квазичастичных состояний при энергиях вблизи Δ , обеспечивает возможность создания приемных устройств ТГц диапазона на их основе. В данном подразделе речь пойдет про туннельные СИС-контакты без внешнего или внутреннего шунтирования.

1.3.1 Полупроводниковая модель туннельного перехода

Постоянный ток через туннельный переход нормальный металл–изолятор–нормальный металл I_{NN} при приложении постоянного напряжения V можно описать при помощи выражения:

$$I_{NN}(V) = \frac{1}{eR_{NN}} \int_{-\infty}^{\infty} dE (f(E + eV) - f(E)), \quad (1.40)$$

где R_{NN} – сопротивление контакта, $f(E)$ – функция распределения электронов в металле (функция распределения Ферми).

На Рисунках 1.2 и 1.4 была показана зависимость плотности состояний квазичастиц в сверхпроводящей пленке от их энергии. При энергиях вблизи Δ на плотности состояний имеется ярко выраженный пик. Зонная диаграмма для квазичастиц в туннельном СИС-переходе имеет характерный вид, как показано на Рисунке 1.15.

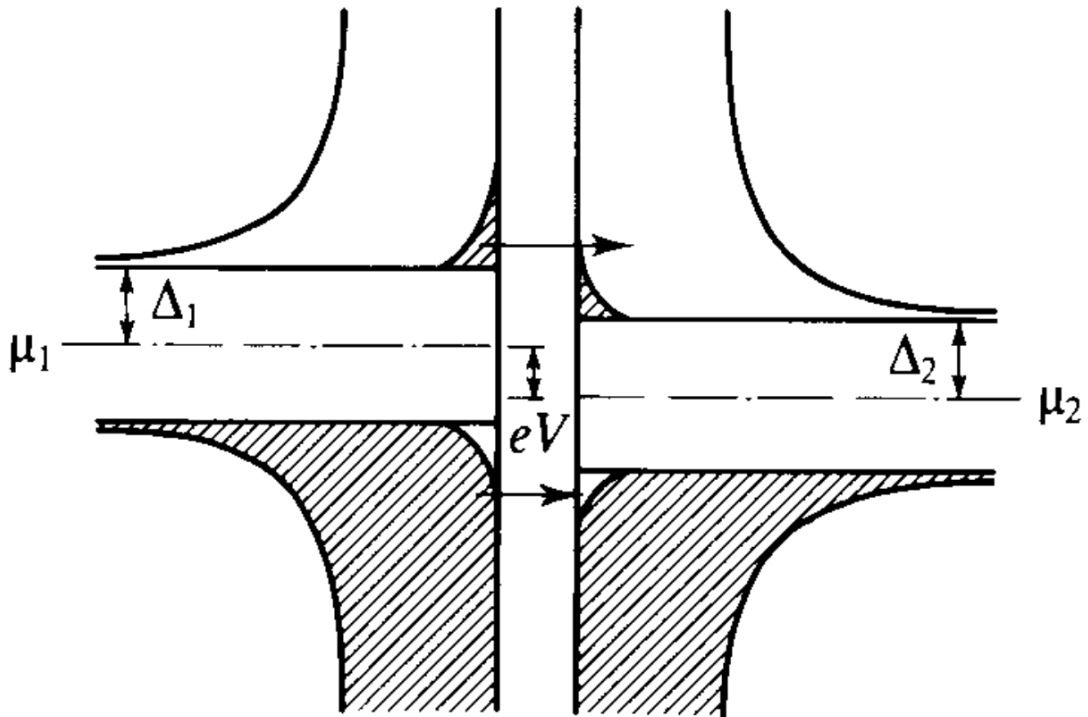


Рисунок 1.15 – Зонная диаграмма СИС-перехода при ненулевой температуре. Сплошными линиями показана плотность квазичастичных состояний в каждом электроде СИС-контакта, заштрихованные области – заполненные состояния.

Рисунок из [54]

Для нахождения квазичастичного тока через туннельный контакт сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник, формулу (1.40) необходимо модифицировать с учетом плотности состояний:

$$I_{SIS}(V) = \frac{1}{eR_n} \int_{-\infty}^{\infty} dE N_1(E + eV) N_2(E) (f(E + eV) - f(E)), \quad (1.41)$$

где $N_1(E)$ и $N_2(E)$ – плотности квазичастичных состояний в первом и втором электродах контакта, соответственно. В качестве $N_1(E)$ и $N_2(E)$ можно взять выражения (1.3), (1.6), (1.7), или рассчитать их, как указано в [30, 31, 62]. ВАХ туннельного СИС-перехода, измеренного на постоянном токе с плотностью состояний из модели БКШ, показана на Рисунке 1.16 (а). Значения по оси абсцисс нормированы на величину щелевого напряжения $V_g = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$, а токов – на величину V_g/R_n . Экспериментально измеренная ВАХ туннельного СИС-перехода показана на Рисунке 1.16 (б).

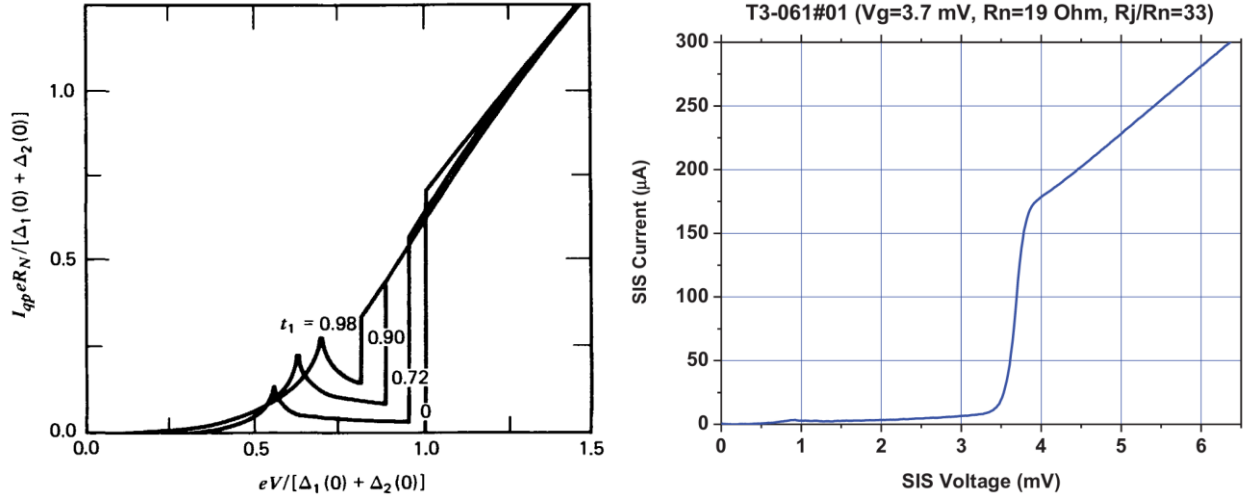


Рисунок 1.16 – Серия ВАХ, рассчитанных по формуле (1.41) при подстановке плотностей состояния из модели БКШ. Числа показывают относительную температуру: T/T_c (а) [69]. Экспериментально измеренная ВАХ СИС-контакта Nb-Al/AlN-NbN (б) [76]

На Рисунке 1.16 (а) пик, смещающийся вправо при увеличении температуры, соответствует значению $|\Delta_2 - \Delta_1|$. На рисунке (б) эта особенность находится при ~ 0.8 мВ; она менее заметна из-за низкой температуры при измерениях ($T/T_c < 0.5$).

1.3.2 Туннельный СИС-контакт под действием ТГц излучения

Воздействие монохроматического терагерцового сигнала на туннельный СИС-переход можно описать в рамках модели, предложенной М. Такером и М. Дж. Фелдманом [11]. Под действием излучения энергии квазичастиц изменяются и повышается вероятность их туннелирования через барьер при напряжениях меньше щелевого. Ток при напряжениях меньше V_g называют током накачки; по его величине можно произвести оценку приходящей мощности.

При воздействии внешнего сигнала с циклической частотой ω на туннельный СИС-переход, на нем возникает переменное напряжение $V_\omega \cos(\omega t)$. Тогда при смещении СИС-перехода в рабочую точку V_0 , полное напряжение на переходе будет определяться выражением:

$$V(t) = V_0 + V_\omega \cos(\omega t) \quad (1.42)$$

Зависимость волновой функции квазичастиц от времени имеет вид $\psi(t) = \psi_0 \exp(-iEt/\hbar)$. В присутствии электромагнитного поля, задаваемого

уравнением (1.42), волновые функции квазичастиц в одном из электродов оказываются промодулированы во времени:

$$\psi(x, t) = \psi(x) \exp\left(-i/\hbar \int^t dt' (E + eV_0 + eV_\omega \cos(\omega t))\right) \quad (1.43)$$

Выражение (1.43) при помощи формулы Якоби-Ангера можно переписать в виде:

$$\psi(x, t) = \psi(x) \exp(-i(E + eV_0)t/\hbar) \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(eV_\omega/\hbar\omega) \exp(-in\omega t) \quad (1.44)$$

Переменная суммирования n имеет смысл количества фотонов, действующих на отдельный электрон, а $J_n(\alpha)$ – функции Бесселя первого рода порядка n – вероятности соответствующих процессов.

Постоянную составляющую токов через туннельный СИС-переход при воздействии внешнего сигнала можно рассчитать по формуле:

$$I_0(V_0, V_\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(eV_\omega/\hbar\omega) I_{DC}(V_0 + n\hbar\omega/e), \quad (1.45)$$

где $I_{DC}(V)$ – ВАХ, измеренная на постоянном токе.

Рассчитать амплитуду переменного тока, с учетом возникающих гармоник, можно по формуле ниже:

$$I_\omega(V_0, V_\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(eV_\omega/\hbar\omega) I_{DC}(V_0 + n\hbar\omega/e) \times \\ \times (J_{n+1}(eV_\omega/\hbar\omega) + J_{n-1}(eV_\omega/\hbar\omega)) \quad (1.46)$$

На Рисунке 1.17 показаны ВАХ туннельного СИС перехода при воздействии сигнала частотой 500 ГГц от интегрального сверхпроводникового генератора и без него. Критический ток подавлен магнитным полем, как описано в разделе 1.2.2. Как видно из рисунка, и как следует из формулы (1.45), на ВАХ появляются характерные ступени тока при напряжениях $V_g \pm nhf/e$. При больших мощностях величина тока накачки выходит на насыщение.

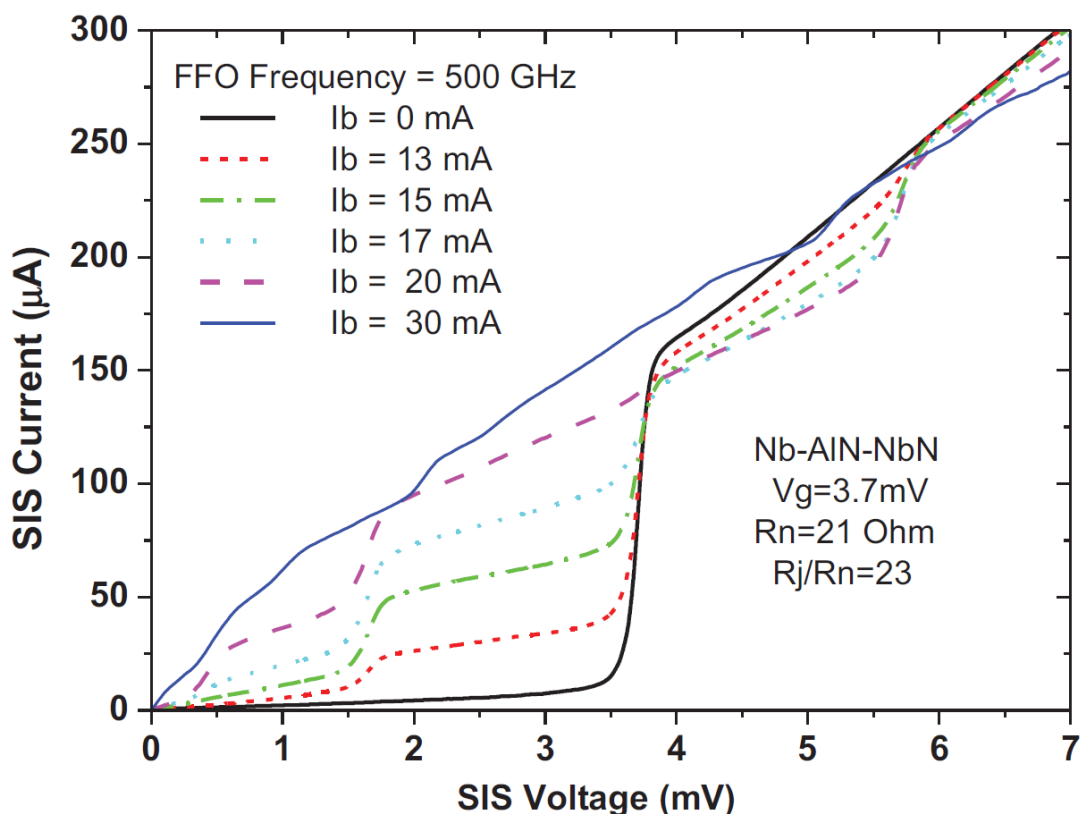


Рисунок 1.17 – ВАХ туннельного СИС перехода при воздействии сигнала на частоте 500 ГГц различной мощности, определяемой током смещения сверхпроводникового генератора, значения которого указаны на рисунке [76]

1.4 Сверхпроводниковые терагерцовые генераторы

В разделе 1.2.1 было показано, что при приложении к джозефсоновскому контакту тока, большего I_c , на нем возникает переменное напряжение, частота которого связана с его средним значением по формуле $f = 2e\langle V \rangle / h$. Таким образом, при среднем значении напряжения 1 мВ, на контакте генерируется сигнал частотой 483.6 ГГц. Причем частота генерации может быть подстроена путем изменения приложенного напряжения. В связи с этим множество работ в литературе посвящены исследованию сверхпроводниковых генераторов на основе эффекта Джозефсона: РДП и массивами малых джозефсоновских переходов. Дальше в этой главе будет приведено краткое описание принципов и особенностей работы генераторов обоих типов.

1.4.1 Распределенный джозефсоновский переход

Рассмотрим джозефсоновский контакт, считая, что все поля в переходе возникают при протекании через него токов. Аналогично (1.27), имеем:

$$\begin{cases} \partial\varphi/\partial x = 2e/\hbar H_y(\lambda_L + \lambda_R + t_i) \\ \partial\varphi/\partial y = -2e/\hbar H_x(\lambda_L + \lambda_R + t_i) \end{cases} \quad (1.47)$$

где компоненты магнитного поля H_x и H_y указывают на его проекцию на соответствующее направление. Плоскость туннельного барьера перпендикулярна оси z . Уравнения (1.47) вместе с уравнением Максвелла $\text{rot}(\mathbf{H}) = 4\pi\mathbf{j}/c + 1/c \partial\mathbf{D}/\partial t$ можно записать в виде:

$$\frac{\hbar c}{8\pi e(\lambda_L + \lambda_R + t_i)} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) = j_c \sin(\varphi) + \frac{\sigma_0 \hbar}{8\pi e t_i} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\varepsilon \hbar}{8\pi e t_i} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \quad (1.48)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость материала туннельного барьера. Три слагаемых в правой части соответствуют джозефсоновскому току, квазичастичному току и току $1/c \partial\mathbf{D}/\partial t$, соответственно. Формулу (1.48) можно переписать:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \frac{1}{\bar{c}^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \beta \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin(\varphi) \quad (1.49)$$

$$\begin{cases} \bar{c} = c/\sqrt{\varepsilon(\lambda_L + \lambda_R + t_i)/t_i} \\ \beta = 4\pi t_i \sigma_0 / \varepsilon \\ \lambda_J^2 = \hbar c^2 / 8\pi e j_c (\lambda_L + \lambda_R + t_i) \end{cases} \quad (1.50)$$

где $\bar{c}$ – скорость света в джозефсоновском переходе; β – параметр затухания; λ_J – джозефсоновская глубина. Уравнение (1.49), называемое уравнение синус-Гордона, описывает в самом простом случае динамику больших джозефсоновских переходов, однако, без учета туннельных амплитуд квазичастичного тока и тока куперовских пар.

В разделе 1.2.2 было описано взаимодействие внешнего поля с джозефсоновским переходом при отсутствии напряжения на контакте. Магнитное поле проникает в контакт в виде вихрей Джозефсона, характерный размер которых в плоскости перехода порядка λ_J , а в перпендикулярном направлении – λ_L . В каждом вихре

Джозефсона содержится один квант магнитного потока $hc/2e$. В дальнейшем будем говорить, что джозефсоновский переход распределенный, если его размер хотя бы в одном направлении больше λ_J , в противном случае – что переход малый (сосредоточенный). На Рисунке 1.18 показано изображение распределенного джозефсоновского перехода с вихрями Джозефсона.

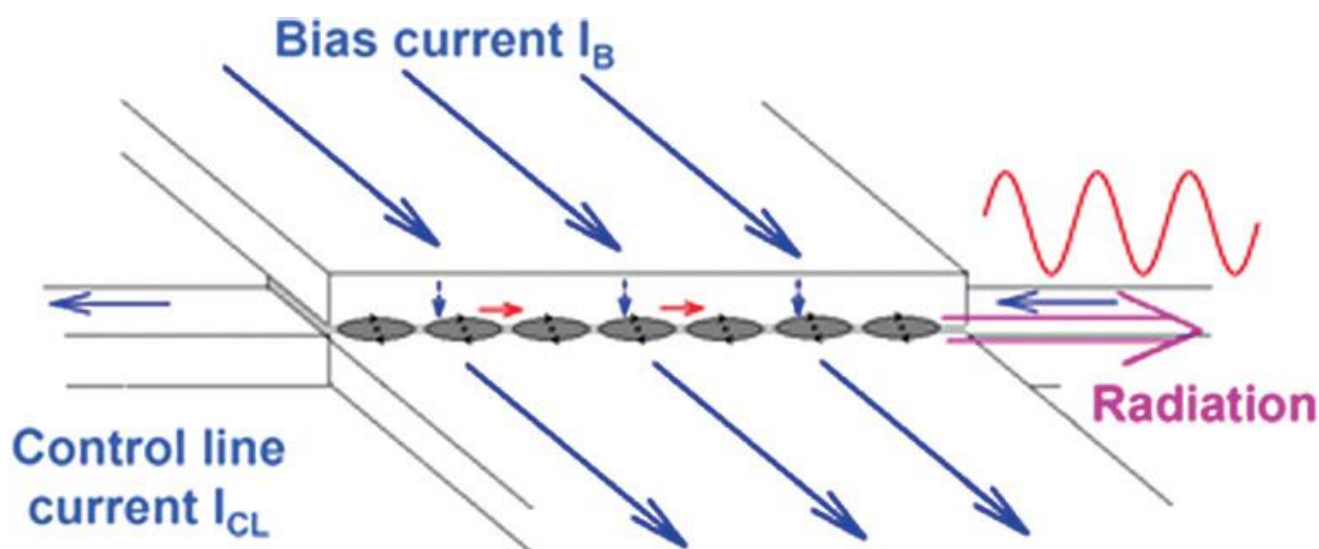


Рисунок 1.18 – Изображение распределенного джозефсоновского перехода. I_B – туннельный ток через переход, I_{CL} – ток, при помощи которого задается магнитное поле [76].

При приложении постоянного тока через распределенный джозефсоновский контакт вихри приходят в движение. Когда вихрь достигает края джозефсоновского перехода, он выходит из области перехода и формируется импульс напряжения. При фиксированных значениях тока через переход и магнитного поля вихри образуют жесткую цепочку, движущуюся в одном направлении. Таким образом, на конце, из которого выходят вихри, возникает монохроматический сигнал.

Динамика вихрей в распределенном джозефсоновском переходе, в общем случае, достаточно сложна. Их поведение зависит не только от туннельного тока и магнитного поля, но и от распределения электромагнитного поля в переходе,

которое, в свою очередь, зависит от генерируемой мощности и степени его согласования с нагрузкой. Точное описание возможно только в микроскопической туннельной модели [77]. Типичная серия ВАХ РДП, измеренных при разных значениях магнитного поля показана на Рисунке 1.19.

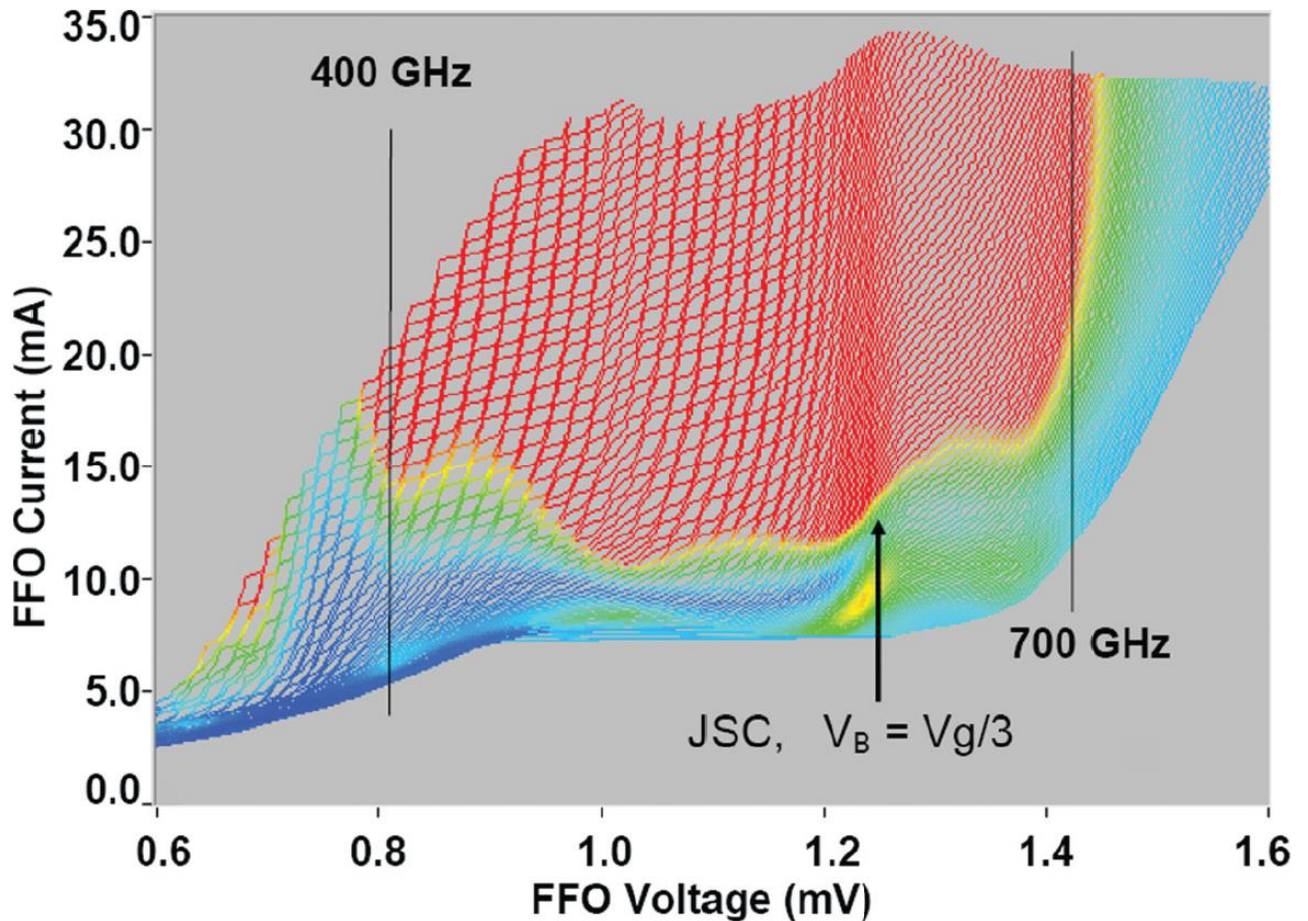


Рисунок 1.19 – Серия ВАХ РДП, измеренных при различных значениях магнитного поля. [76]

При напряжениях, меньших $V_g/3$, РДП работает в резонансном режиме. В данном диапазоне коэффициент затухания излучения сравнительно мал, из-за этого РДП функционирует как резонатор с высокой добротностью, и происходит захват частоты к его модам. На ВАХ это отражается в виде ступеней тока, называемых ступенями Фиске при напряжениях $V_n = n\hbar\bar{c}/2eL$, где n – целое число, L – длина РДП [78]. Цветом показана величина тока накачки, измеренная при помощи согласованного с РДП одиночного туннельного перехода, по которой можно оценить мощность генерации в каждой точке.

При напряжениях, больших $V_g/3$ происходит эффект самонакачки: под воздействием генерируемого переходом излучения повышается вероятность туннелирования квазичастиц через барьер. Это приводит к резкому увеличению потерь в переходе для распространяющего по нему излучения и, как следствие, исчезновению ступеней Фiske [79]. На Рисунке 1.19 при $V_g/3$ видна отчетливая граница между резонансным режимом (ступени Фiske) и режимом вязкого течения вихрей (англ., «flux-flow»). Аналогичная ситуация происходит при $V_g/(2n + 1)$ при взаимодействии квазичастиц с n фотонами.

На основе РДП создан генератор терагерцового излучения с возможностью перестройки частоты в диапазоне от 250 до 750 ГГц. Этот генератор использовался в составе сверхпроводникового интегрального приемника в качестве гетеродина [21]. Для РДП был реализован режим ФАПЧ к внешнему стабильному синтезатору, что позволило получить спектральное качество генерируемого сигнала выше 90 %. Система ФАПЧ для РДП была реализована с использованием одиночного СИС перехода малой площади в качестве гармонического смесителя.

Сверхпроводниковый интегральный приемник использовался при исследованиях состава атмосферы на борту высотного аэростата [16], для спектроскопии газов [80], в биомедицинских исследованиях [17] и в других приложениях.

1.4.2 Массивы сосредоточенных джозефсоновских переходов

В качестве сверхпроводникового генератора терагерцового диапазона используются также массивы из N малых (размер много меньше λ_J) джозефсоновских переходов [20, 43 - 46]. Использование массива при условии синхронизации переходов в нем позволяет добиться выигрыша в мощности по сравнению с одиночным переходом в N раз. Кроме того, если массив согласован с внешней нагрузкой, то ширина линии генерации массива становится меньше в N раз [20, 81] что необходимо для эффективной работы системы фазовой автоматической подстройки частоты. Если же массив не согласован с нагрузкой, то и возрастание мощности, и уменьшение ширины линии генерации увеличиваются пропорционально N^2 [81], однако при этом синхронизация будет возможна только

на выделенных частотах, соответствующих геометрическим резонансам в линии, в которую встроены массивы.

Массивы джозефсоновских переходов, описанные в литературе, представляют собой одномерные и двумерные структуры с различным расположением переходов: (1) через $\lambda/2$ [44], (2) на расстояниях много меньше λ [45, 82], (3) группами, где в каждой группе переходы находятся близко друг к другу, а группы расположены через $\lambda/2$. λ – длина волны электромагнитного излучения [43, 83]. В первом случае, синхронизации можно будет достичь только при условии, что все переходы будут находиться в пучности электромагнитной волны, и спектр генерации окажется ограничен лишь несколькими частотами. При таком расположении была получена мощность около 160 мкВт на частоте 240 ГГц [43]. Этой мощности уже достаточно для излучения в открытое пространство. Во втором и третьем случае ограничения на спектр генерации связаны только с геометрическими размерами массива. Синхронизации оказывается достичь сложнее, однако частоту генерации массивов данного типа можно плавно перестраивать, изменяя величину тока. В работе [45] приводятся результаты исследований массива, состоящего из 9996 переходов Nb/NbSi/Nb; рабочие частоты лежат в диапазоне от 139 до 343 ГГц с возможностью плавной перестройки частоты. Взаимодействие между переходами происходит за счет возбуждения стоячих волн в подложке. В лучших точках была измерена линия генерации шириной менее 1 МГц. Основные параметры и характеристики массивов в работах [43 – 45, 82] приведены в Таблице 1.1.

Во всех работах, кроме [45, 84] выходная мощность измерялась при помощи детектора, расположенного на одном чипе с исследуемым массивом. Измерения ширины линии проведены при помощи гармонического смесителя.

Таблица 1.1. – Параметры генераторов на основе массивов из работ [43 – 45, 83, 84]

работа	Рабочая область, GHz	N	Максимальная мощность, μW	Ширина линии генерации, MHz	Расположение переходов
[43]	240	1968	160	(n.a.)	1D, $l = \lambda/2$, gr.
[44]	566, 625	11	10	8	1D, $l = \lambda/2$
[83]	200–500	20	1,5	10,3	1D, $l = \lambda/2$, gr.
[84]	53–230	10x10	0,2	0,01	2D, $l \ll \lambda$
[45]	139–343	9996	3,0	1,5	1D, $l \ll \lambda$

*gr. обозначает, что переходы в рамках группы находятся на расстояниях много меньше λ друг от друга, а расстояние между группами $\lambda/2$.

1.5 Линии передачи сигналов СВЧ диапазона

В разделах выше были описаны сверхпроводниковые генераторы и детекторы терагерцового диапазона. Для передачи энергии от генератора к детектору используются согласующие структуры, проектирование которых является отдельной важной задачей. В данном подразделе описываются линии передачи СВЧ сигналов, а также методы их проектирования.

1.5.1 Согласование генератора с нагрузкой

В схемах на сосредоточенных элементах размер отдельных элементов много меньше длины волны, поэтому пространственное распределение электромагнитного поля можно не учитывать. Однако, длина волны излучения частотой 300 ГГц составляет 1 мм в вакууме, и в $\sqrt{\varepsilon}$ раз меньше в среде, с диэлектрической проницаемостью ε , что оказывается сравнимо с размером интегральных структур. Поэтому при подключении нагрузки к генератору через отрезок линии передачи необходимо учитывать преобразование ее импеданса [85]:

$$Z_{tr} = Z_0 \frac{Z_l + Z_0 \tanh(\gamma L)}{Z_0 + Z_l \tanh(\gamma L)}, \quad (1.51)$$

где Z_0 , γ – характеристический импеданс и постоянная распространения линии передачи, соответственно, Z_l – импеданс нагрузки.

Коэффициент отражения сигнала (по амплитуде) при подсоединении нагрузки к генератору с импедансом Z_{out} :

$$\Gamma = \frac{Z_{out} - Z_l}{Z_{out} + Z_l}, \quad (1.52)$$

Коэффициент согласования между генератором и нагрузкой можно рассчитать по формуле [85]:

$$C = \frac{4 \operatorname{Re}(Z_{out}) \operatorname{Re}(Z_l)}{|Z_{out} + Z_{load}|^2} \quad (1.53)$$

При этом, если нагрузка соединена с генератором через отрезок линии передачи, то в формулах (1.52) и (1.53) Z_l нужно заменить на Z_{tr} , рассчитанный по формуле (1.51).

1.5.2 Метод ABCD матриц

Модель, описанная в подразделе выше, позволяет рассчитать относительную мощность, передаваемую через схему согласования от генератора к нагрузке, когда потерями в линиях передачи можно пренебречь. Однако, в некоторых случаях потерями в линиях передачи пренебречь нельзя (напр., при рабочих частотах выше сверхпроводниковой щели). Для этого используется метод ABCD-матриц.

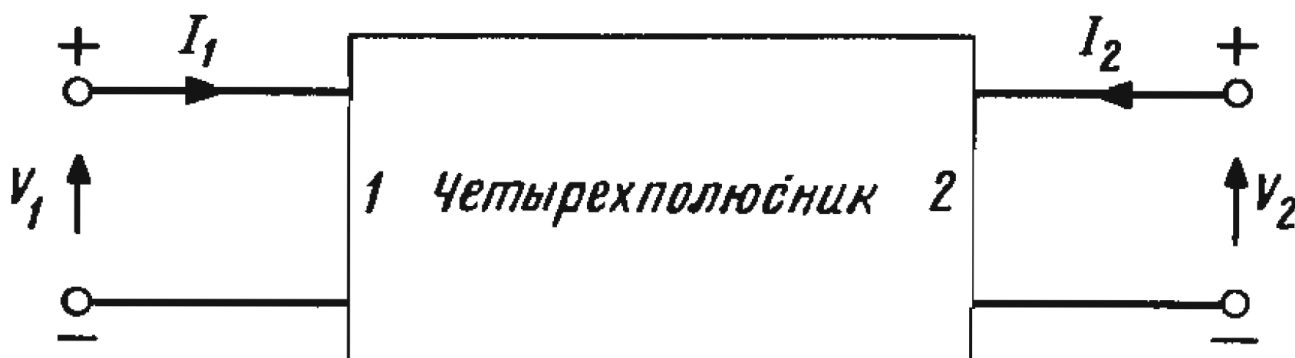


Рисунок 1.20 – Четырехполюсник и схема напряжений и токов на нем [85]

В данном методе генератору и детектору ставятся в соответствие двухполюсники, а элементам цепи между ними – четырехполюсники с соответствующей ABCD-матрицей, связывающей напряжения и токи на их входе и выходе (см. Рисунок 1.20):

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{pmatrix} \quad (1.54)$$

ABCD матрицы для сосредоточенного элемента с импедансом Z , включенного последовательно и параллельно, равны:

$$M_{series} = \begin{pmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad M_{parallel} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1/Z & 1 \end{pmatrix} \quad (1.55)$$

ABCD матрица передающей линии имеет вид:

$$M_{line} = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma L) & Z_0 \sinh(\gamma L) \\ \sinh(\gamma L)/Z_0 & \cosh(\gamma L) \end{pmatrix} \quad (1.56)$$

Конкретные значения характеристического импеданса Z_0 и постоянной распространения γ рассчитываются отдельно (см. разделы ниже).

При соединении нескольких четырехполюсников их матрицы перемножаются в порядке их следования. Таким образом можно найти результирующую ABCD матрицу всей структуры.

Для того, чтобы перейти от ABCD-матрицы к S-параметрам и определению коэффициентов пропускания и отражения рассчитываемых структур, с учетом комплексных импедансов генератора и нагрузки, используются формулы [86]:

$$S_{11} = \frac{AZ_l + B - CZ_{out}^* Z_l - DZ_{out}^*}{AZ_l + B + CZ_{out} Z_l + DZ_{out}} \quad (1.57)$$

$$S_{21} = \frac{2\sqrt{\operatorname{Re}(Z_{out})\operatorname{Re}(Z_l)}}{AZ_l + B + CZ_{out} Z_l + DZ_{out}} \quad (1.58)$$

1.5.3 Линии передачи в планарных интегральных структурах

В данном разделе приведены основные типы линий передачи, используемых в планарных интегральных структурах: копланарная, щелевая и микрополосковая. Приведены формулы для расчета характеристического импеданса и постоянных распространения.

Копланарная линия

Сечение копланарной линии показано на Рисунке 1.21. Она представляет собой центральный сигнальный электрод и два земляных электрода слева и справа от него.

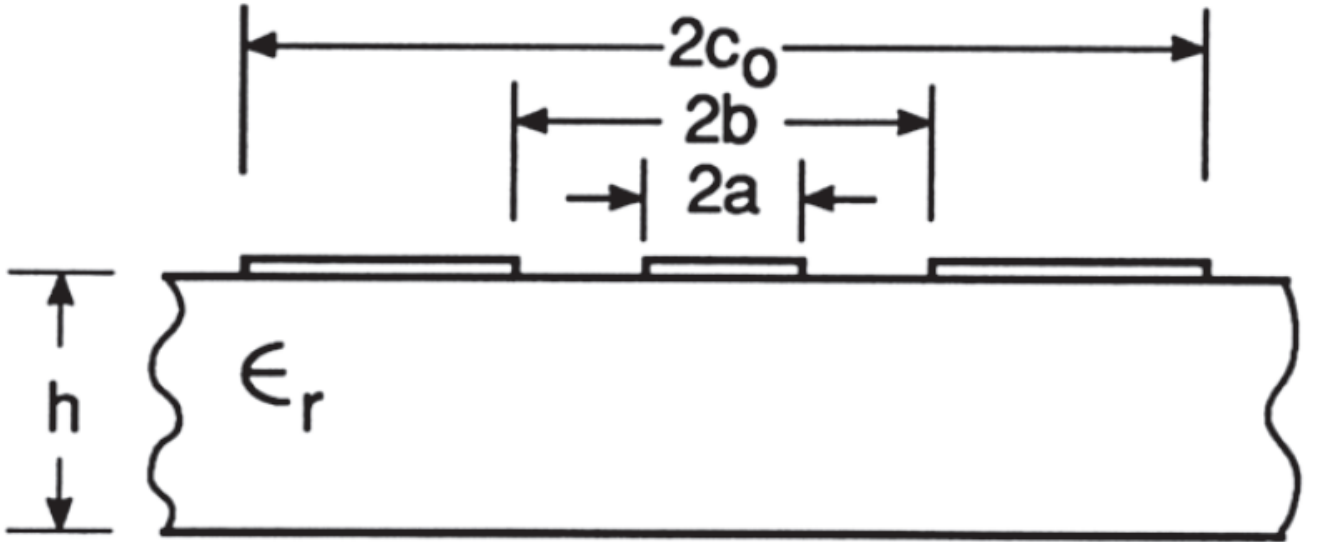


Рисунок 1.21 – Сечение копланарной линии [87]

Характеристический импеданс и постоянную распространения в такой линии можно рассчитать по формулам [87]:

$$k_1 = \frac{a}{b} \sqrt{\frac{1-b^2/c_0^2}{1-a^2/c_0^2}} \quad (1.59)$$

$$k_2 = \frac{\sinh(\pi a/2H)}{\sinh(\pi b/2H)} \sqrt{\frac{1-\sinh^2(\pi b/2H)/\sinh^2(\pi c_0/2H)}{1-\sinh^2(\pi a/2H)/\sinh^2(\pi c_0/2H)}} \quad (1.60)$$

$$\varepsilon_{eff,CPW} = 1 + \frac{\varepsilon-1}{2} \frac{K(k_2)}{K'(k_2)} \frac{K'(k_1)}{K(k_1)} \quad (1.61)$$

$$Z_{0,CPW} = \frac{30\pi}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \frac{K'(k_1)}{K(k_1)} \quad (1.62)$$

$$\gamma_{CPW} = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\epsilon_{eff,CPW}} \quad (1.63)$$

K – полный эллиптический интеграл первого рода, $K'(k) = K(\sqrt{1 - k^2})$; f – частота излучения; c – скорость света в вакууме; ϵ – диэлектрическая проницаемость подложки; H – ее толщина; a, b, c – геометрические размеры (см. Рисунок 1.21).

Щелевая линия

На Рисунке 1.22 показано поперечное сечение щелевой линии с конечной шириной электродов.

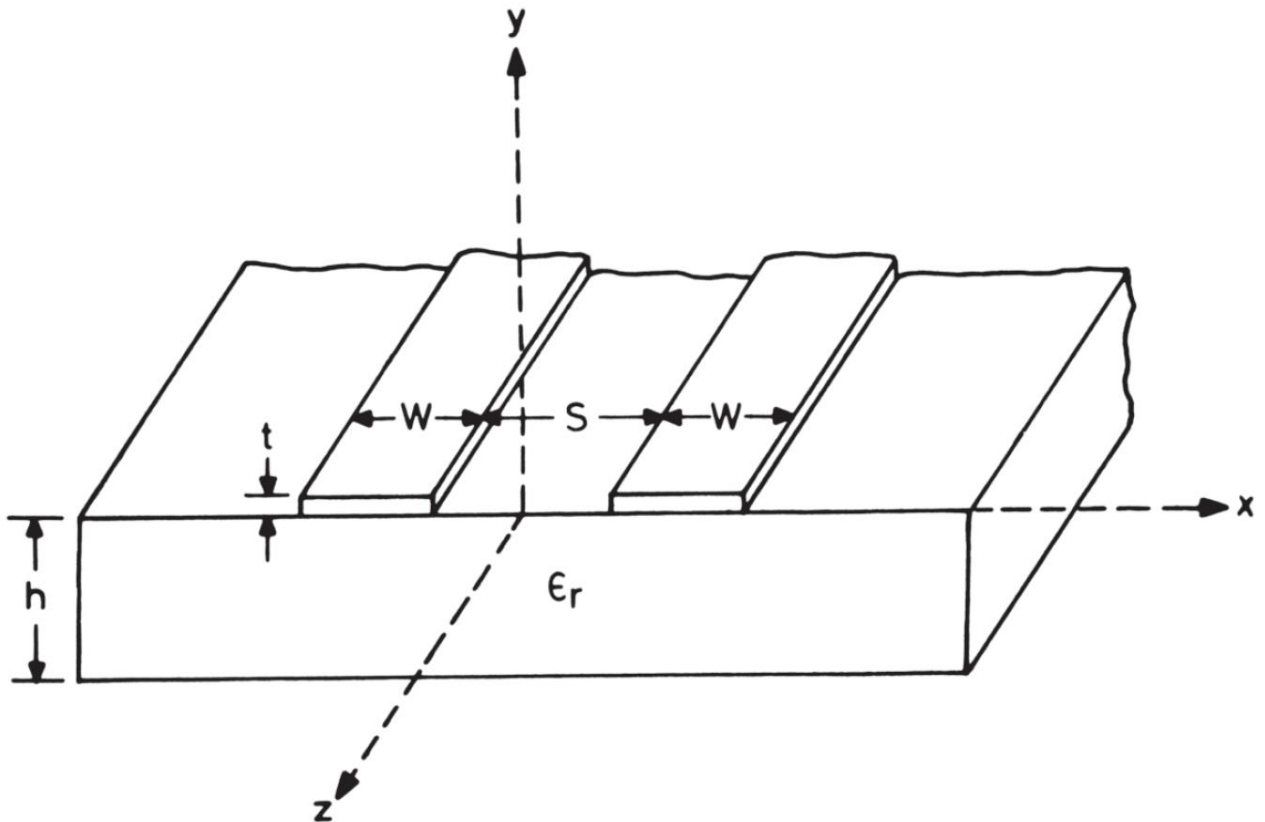


Рисунок 1.22 – Изображение щелевой линии с конечной шириной электродов [87]
Характеристический импеданс и постоянную распространения можно рассчитать по формулам ниже [87]:

$$k_3 = S/(S + 2W) \quad (1.64)$$

$$k_{30} = \tanh\left(\frac{\pi S}{4H}\right) / \tanh\left(\frac{\pi}{4} \frac{2W+S}{H}\right) \quad (1.65)$$

$$\varepsilon_{eff,slot} = 1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \frac{K'(k_{30})}{K(k_{30})} \frac{K(k_3)}{K'(k_3)} \quad (1.66)$$

$$Z_{0,slot} = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_{eff,slot}}} \frac{K(k_3)}{K'(k_3)} \quad (1.67)$$

$$\gamma_{slot} = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\varepsilon_{eff,slot}} \quad (1.68)$$

Геометрические размеры щелевой линии: ширина электродов W и ширина щели S указаны на Рисунке 1.22.

Микрополосковая линия

Изображение микрополосковой линии показано на Рисунке 1.23.

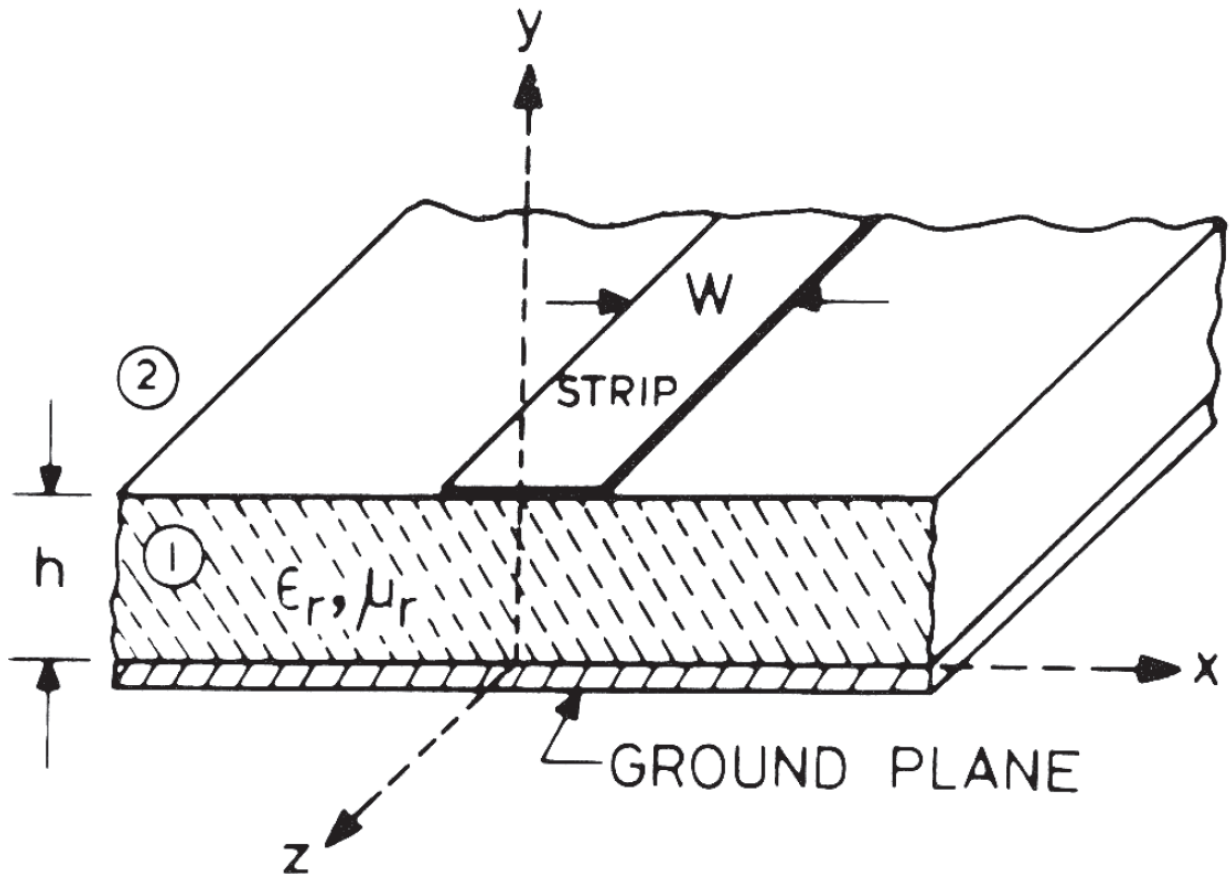


Рисунок 1.23 – Изображение микрополосковой линии [87]

Импеданс достаточно широкой ($W/H > 1$) микрополосковой линии для квази-ТЕМ моды можно рассчитать по формулам [85]:

$$Z_{0,MSL} = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_{eff,MSL}}} \frac{1}{W_{eff}/H + 1.393 + 0.667 \ln(W_{eff}/H + 1.4444)} \quad (1.69)$$

$$\frac{W_{eff}}{H} = \frac{W}{H} + \frac{1.25}{\pi} \frac{d}{H} \left(1 + \ln\left(\frac{2H}{d}\right) \right) \quad (1.70)$$

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon+1}{2} + \frac{\varepsilon-1}{2} \frac{1}{\sqrt{1+12H/W}} - \frac{\varepsilon-1}{4.6} \frac{d/H}{\sqrt{W/H}} \quad (1.71)$$

W – ширина верхнего электрода, d – его толщина, H – ширина слоя диэлектрика, ε – его диэлектрическая проницаемость. Формулы (1.67)–(1.69) являются приближенными, но, тем не менее, широко используются на практике.

Сверхпроводниковая микрополосковая линия

При расчете сверхпроводниковых линий передачи терагерцового диапазона необходимо учитывать, что магнитное поле проникает в них на глубину порядка λ_L . Величина λ_L изменяется в пределах от нескольких десятков до сотен нанометров, в зависимости от материала, температуры и частоты. Поэтому для копланарной и щелевой линии возникающие поправки оказываются несущественными, но в микрополосковых линиях, где толщина слоя изолятора также порядка сотен нанометров, необходимо учитывать эффекты, связанные со сверхпроводящими свойствами материалов электродов: изменение эффективной диэлектрической проницаемости и характеристического импеданса. Самый простой способ – учесть изменение эффективной диэлектрической проницаемости и толщины слоя диэлектрика, аналогично подходу, описанному в разделе 1.4.1 (см. первую формулу в выражении (1.50)). Однако, для того чтобы учесть затухание на частотах выше щелевой частоты и дисперсию фазовой скорости из-за частотной зависимости λ_L , нужно использовать более строгие выражения для Z_0 и γ , как, например, приведенные в работе [34].

1.5.4 Переходы между линиями передачи

На практике часто возникает ситуация, когда генератор и нагрузка имеют импедансы, отличающиеся в несколько раз (или даже на несколько порядков). Если соединить их напрямую, то согласно (1.52)–(1.53), большая часть мощности отразится. Если добавить один согласующий сегмент линии передачи, то передача мощности будет возможна только на отдельных частотах, определяемых геометрическими резонансами в линии.

Для того, чтобы передать мощность в широкой полосе частот, используют трансформаторы импеданса – согласующие структуры на основе чебышевских и баттервортовских полосовых фильтров [85]. Функция пропускания баттервортовского фильтра имеет зависимость от частоты, даваемую формулой:

$$G_n(\omega) = 1/\sqrt{1 + (\omega/\omega_0)^{2n}} \quad (1.72)$$

Для чебышевского фильтра зависимость аналогичная:

$$G_n(\omega) = 1/\sqrt{1 + c_1 C_n^2(\omega/\omega_0)}, \quad (1.73)$$

где c_1 – некоторая константа, C_n – полином Чебышева n -го порядка.

Формулы (1.72) и (1.73) записаны для фильтра нижних частот; для того, чтобы рассчитать фильтр верхних частот частоту ω в формулах выше необходимо заменить на ω' :

$$\omega'/\omega_0 = (\omega^2 - \omega_u \omega_l)/\omega(\omega_u - \omega_l) \quad (1.74)$$

где ω_u и ω_l – верхняя и нижняя частоты в полосе пропускания полосового фильтра, соответственно.

На Рисунке 1.24 показано каскадное соединение нескольких линий с разными импедансами.

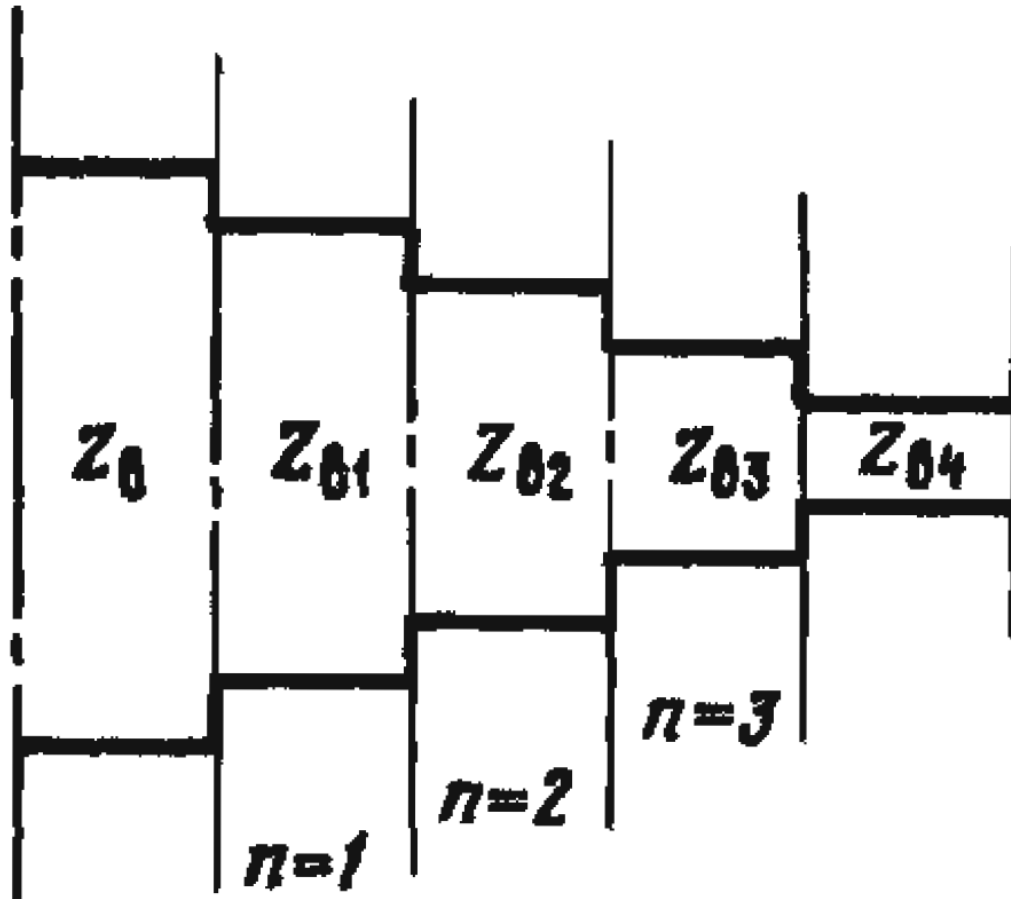


Рисунок 1.24 – Согласующая структура на основе чебышевского полосового фильтра с тремя секциями [85]

Для того, чтобы согласовать импедансы двух крайних линий: Z_0 и Z_4 – необходимо подобрать импедансы линий в центральной части; их значения для трехступенчатого чебышевского трансформатора импеданса можно рассчитать по формулам ниже:

$$V_1^2 + 2R^{1/2}V_1 - 2R^{1/2}/V_1 - R/V_1^2 = 3k^2(R - 1)/(4 - 3k^2) \quad (1.75)$$

$$Z_1 = Z_0 V_1; \quad Z_2 = Z_0 R^{1/2}; \quad Z_3 = Z_0 R/V_1 \quad (1.76)$$

$$k = \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_l - \lambda_u}{\lambda_l + \lambda_u}\right) \quad (1.77)$$

$$R = \begin{cases} Z_4/Z_0, & Z_0 \geq Z_4 \\ Z_0/Z_4, & Z_0 < Z_4 \end{cases} \quad (1.78)$$

При этом длина каждой секции:

$$l = \lambda_u \lambda_l / 2(\lambda_u + \lambda_l), \quad (1.79)$$

где λ_u и λ_l длины волн, соответствующие частотам ω_u и ω_l , соответственно.

Помимо описанных выше ступенчатых переходов, в литературе предлагаются также и плавные переходы. Конструкция фильтра, позволяющего получить наилучшее согласование между двумя линиями при фиксированной длине, описана в [88]. Зависимость характеристического импеданса в каждой точке от пространственной координаты можно найти из уравнения:

$$\ln(Z(x)) = 0.5 \ln(Z_0 Z_4) + \rho_0 (A^2 \phi(2x/l, A) + 1) / \cosh(A) \quad (1.80)$$

$$\rho_0 = 0.5 \ln(Z_4/Z_0) \quad (1.81)$$

$$\phi(z, A) = \int_0^z \frac{I_1(A\sqrt{1-y^2})}{A\sqrt{1-y^2}} dy \quad (1.82)$$

где $I_1(y)$ – модифицированная функция Бесселя первого рода первого порядка, а коэффициент A выбирается из соображений, чтобы добиться приемлемой амплитуды осцилляций коэффициента отражения $\rho_0/\cosh(A)$. Решение (1.80) для плавного соединения линий с характеристическими импедансами 50 Ом и 75 Ом, показано на Рисунке 1.25.

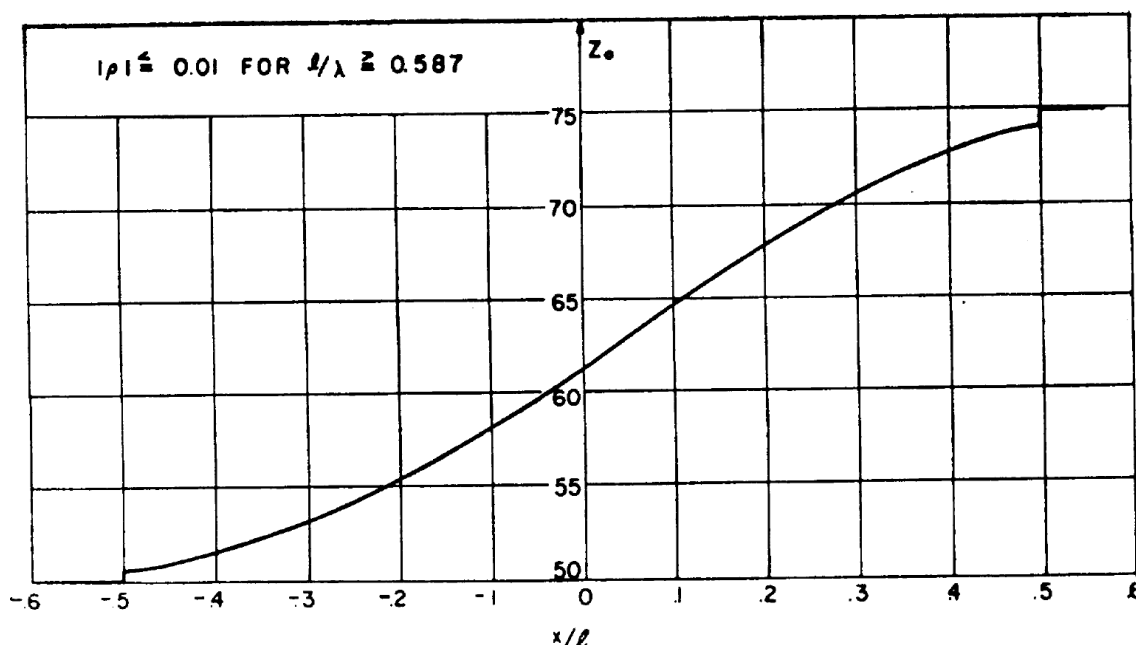


Рисунок 1.25 – Пространственное распределение характеристического импеданса при плавном соединении линий 50 Ом и 75 Ом. Из работы [88]

Выше были рассмотрены переходы между линиями одного типа. Если же необходимо сделать переход между симметричной и несимметричной линией, например, микрополосок – щелевая линия, или копланарная – щелевая, то это нужно сделать через специальный переход, называемый «balun» (от англ. “balanced”–“unbalanced”, симметричная–несимметричная линии). Переходы между линиями разных типов различных конфигураций с малым коэффициентом стоячей волны описаны в [87], [89].

1.6 Расчеты сверхпроводниковых интегральных структур в программах численного трехмерного моделирования

Аналитические формулы для расчет интегральных структур, описанные выше, не всегда позволяют точно описать сложные многокомпонентные системы. Так, в линиях, помимо основной моды могут распространяться и моды более высоких порядков, особенно на больших частотах.

С другой стороны, расчет сверхпроводниковых СВЧ-структур можно также проводить в программах численного трехмерного моделирования, например, Ansys HFSS [90] или CST Microwave Studio [91]. В обеих программах для нахождения СВЧ полей в структуре используется метод конечных элементов (FEM) с адаптивной сеткой: производится серия последовательных разбиений структуры на тетраэдры (или кубы), причем каждое последующее разбиение выполняется в областях с наибольшей ошибкой на основе результатов предыдущего. Решения уравнений Максвелла ищутся в виде полиномов некоторой степени (по умолчанию, первой) при помощи минимизации функционала вида $\iint \varphi \Delta \varphi d^3r$ [92], где φ – электрический потенциал, а интегрирование проводится по всему объему.

Возбуждение и приём сигнала в симуляторах осуществляются с помощью портов. В Ansys HFSS существует несколько видов портов; наиболее часто применяемыми являются волновой и сосредоточенный. Волновой порт представляет собой некоторую плоскость, перпендикулярную моделируемой линии или волноводу. Предполагается, что за портом стоит полубесконечная структура, идентичная сечению линии или волновода. Сначала в программе ищутся собственные моды в

плоскости порта, а после найденное решение становится граничным условием в трехмерной задаче. На Рисунке 1.26 показана постановка волновых портов при моделировании микрополосковой (слева) и копланарной линии (справа).

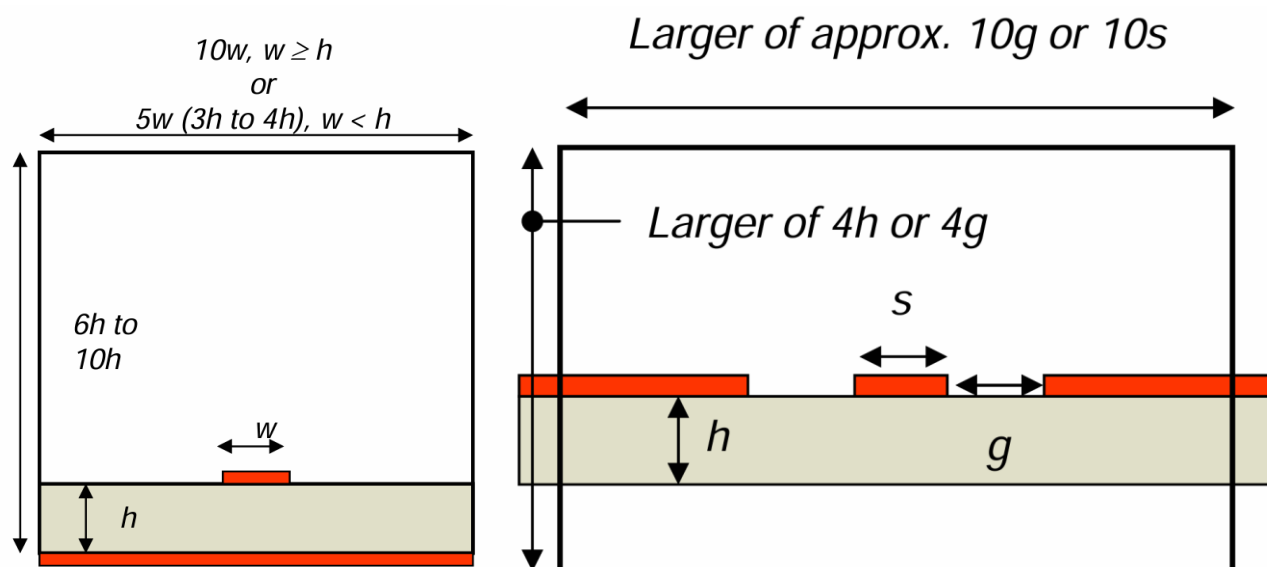


Рисунок 1.26 – Схема установки волнового порта при моделировании микрополосковой линии (а) и копланарной линии (б) [93]. Порт показан черной рамкой

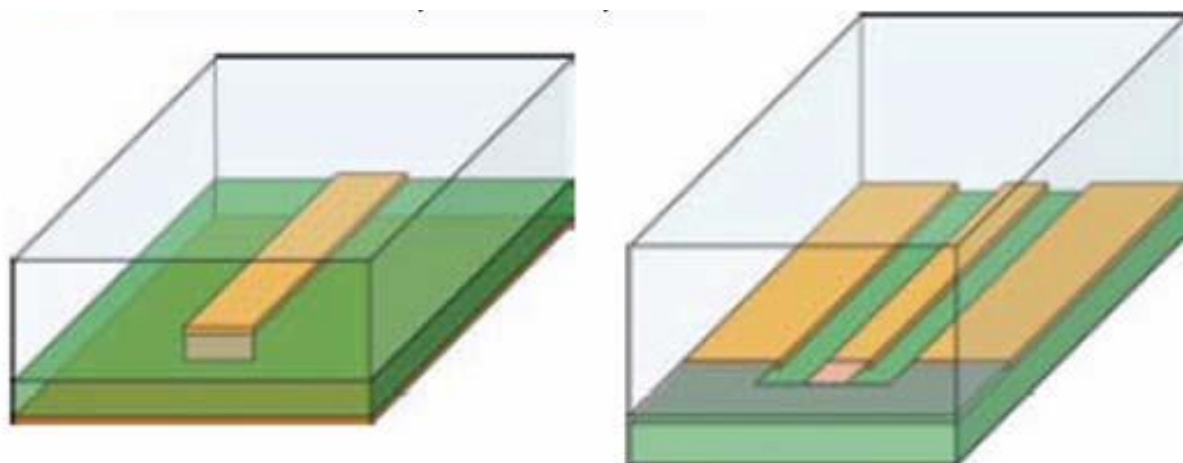


Рисунок 1.27 – Схема установки сосредоточенного порта при моделировании микрополосковой (слева) и копланарной линии (справа) [92]. Порт показан заштрихованным прямоугольником красноватого цвета. На рисунке слева порт касается как верхнего, так и нижнего электродов

Размеры портов на Рисунке Рисунок 1.26 являются условными. Лучше всего провести расчет структуры при нескольких размерах порта и определить минимальный размер, начиная с которого результаты расчетов будут примерно

одинаковыми. Также необходимо принимать во внимание, что размер порта должен быть меньше, чем $\lambda/2$, иначе в плоскости порта возникнут паразитные моды и расчет будет неверным.

В расчете можно использовать и сосредоточенные порты (см. Рисунок 1.27). В данном случае необходимо учитывать, что появляются паразитные емкости и индуктивности, связанные с подключением сосредоточенного порта. также размер порта должен быть много меньше, чем длина волны распространяющегося по линии излучения. Для корректного учета электромагнитного поля около структуры необходимо задать т.н. «Radiation Box» – границы моделируемой области, от которых не происходит отражения излучения. На Рисунке Рисунок 1.27 «Radiation Box» показан прозрачным прямоугольным параллелепипедом. Его размер также можно определить, промоделировав структуру, варьируя параметры Radiation Box.

Проводники можно задать либо при помощи объемных материалов, либо при помощи плоских фигур, на которых заданы граничные условия Шюкина-Леонтовича или аналогичные им, либо при помощи рамки с заданными на каждой ее поверхности граничными условиями (см. Рисунок 1.28 ниже).

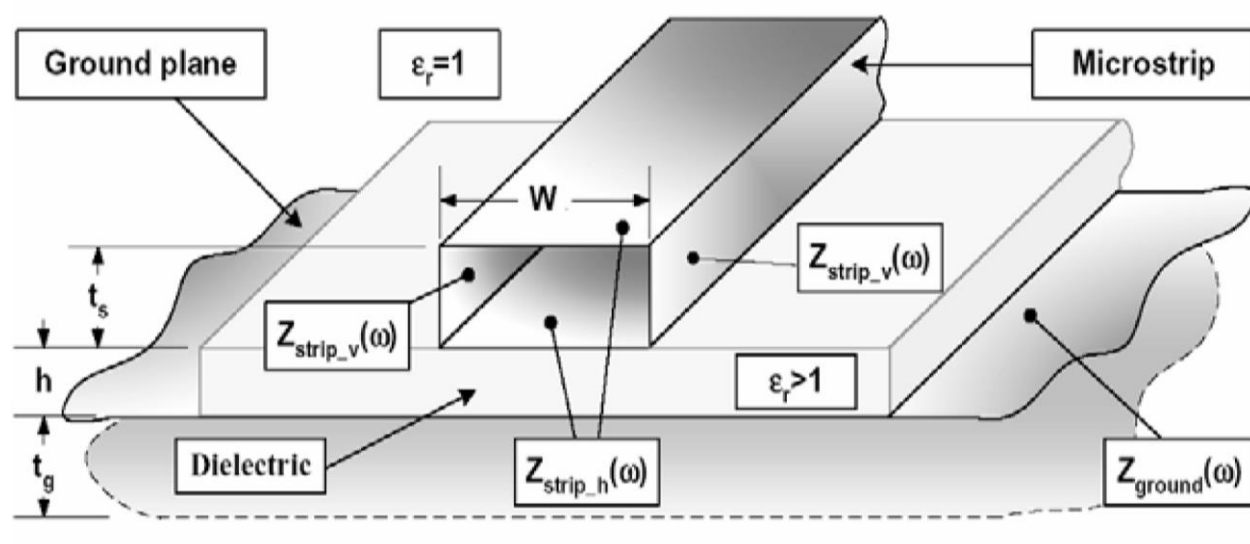


Рисунок 1.28 – Схема задания граничных условий на электродах сверхпроводниковой микрополосковой линии. Рисунок взят из работы [95].

Моделирование структур в 3D-симуляторах позволяет учесть краевые эффекты и распределение полей, а также взаимное влияние элементов друг на друга более точно, чем аналитический расчет. Однако в большинстве коммерческих программ (Ansys HFSS, CST Microwave Studio) отсутствует встроенный модуль, который позволил бы учитывать сверхпроводниковые свойства материалов.

В качестве решения данной проблемы предлагается задание специальных граничных условий на поверхностях объектов, соответствующих сверхпроводящим электродам линии передачи. Как показано в работах [94, 95], при правильной постановке граничных условий, можно добиться хорошего согласия между результатами моделирования и экспериментом, а также расчетами по формулам, приведенным в конце раздела 1.5.3. Для этого необходимо перейти к эффективным величинам поверхностного импеданса на поверхностях, как параллельных плоскости структуры, так и нормальных к ней. Соответствующие выражения для импеданса в плоскости структуры можно рассчитать по формуле [94]:

$$Z_{strip_h}(\omega) = Z_s \left(1 - \frac{i\omega\mu_0 d}{2Z_s} + \sqrt{1 + \left(\frac{i\omega\mu_0 d}{2Z_s} \right)^2} \right), \quad (1.83)$$

где Z_s – импеданс на квадрат поверхности, рассчитанный, например, по формулам (1.8)–(1.10) или (1.10)–(1.16). В формуле (1.83) учитывается взаимная индуктивность верхней и нижней поверхности. На боковых гранях задается импеданс объемного сверхпроводника $Z_{strip_v}(\omega)$ при толщине сверхпроводника много больше лондоновской глубины. Схема задания граничных условий на электродах микрополосковой линии, позволяющих учесть сверхпроводниковые свойства материалов, показана на Рисунке Рисунок 1.28. Часто сверхпроводящие электроды моделируются одной плоскостью с граничными условиями, задаваемыми (1.8)–(1.10) или (1.10)–(1.16), но в таком случае не учитываются эффекты связанные с конечной толщиной электродов, описанные в 1.5.3 формулами (1.70) и (1.71).

1.7 Сверхпроводниковые интегральные структуры и технология их изготовления

На Рисунке Рисунок 1.29 показана фотография одного из образцов сверхпроводникового интегрального приемника [96]. Он представляет собой планарную структуру, в которой на одном чипе расположены двойная щелевая антенна, гетеродин на основе РДП, гармонический смеситель и смеситель, на котором смешиваются сигнал РДП и принимаемый сигнал с антенны. На Рисунке 1.30 показано увеличенное изображение центральной части образца с двойной дипольной приемной антенной.

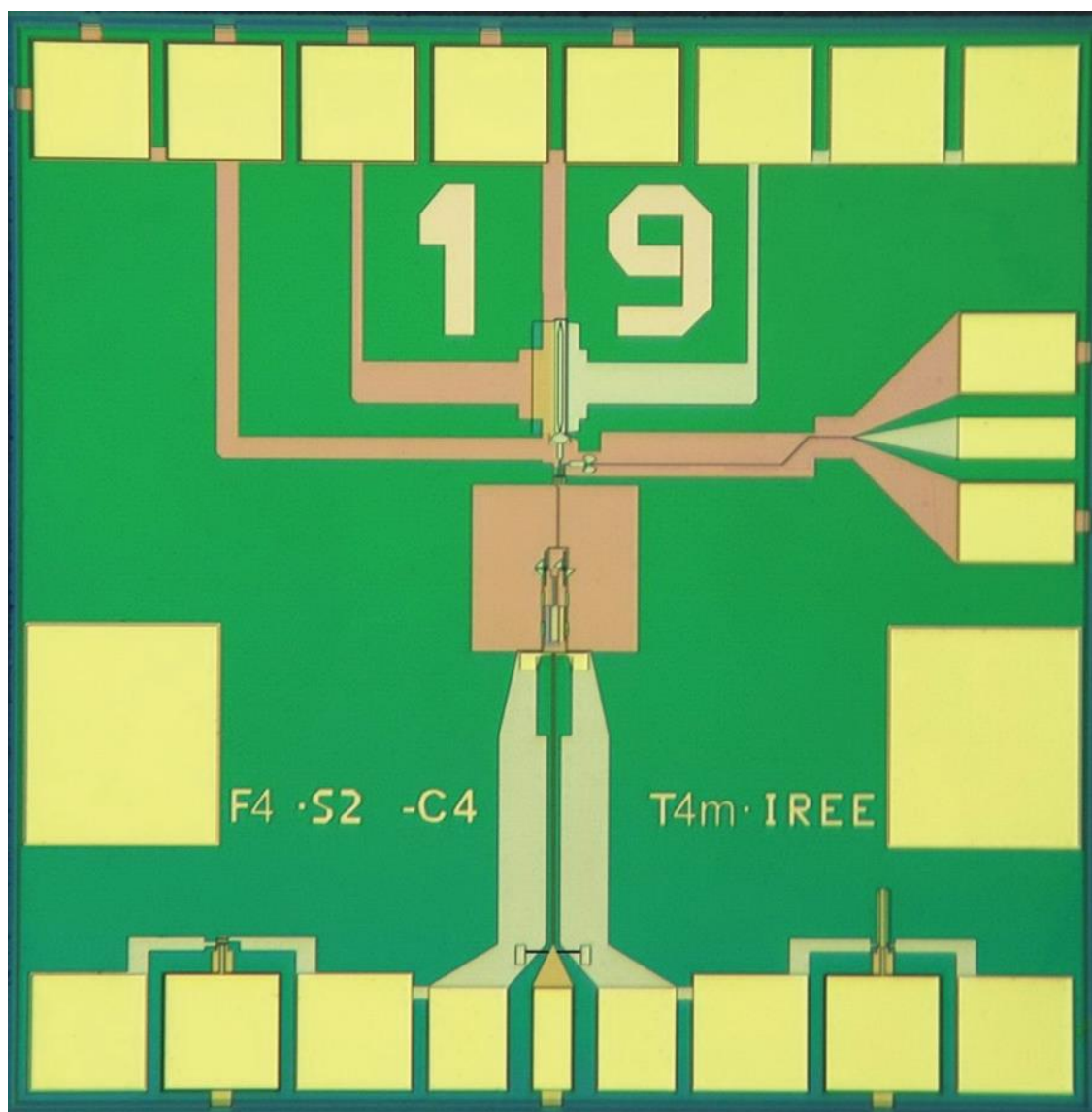


Рисунок 1.29 – Фотография чипа сверхпроводникового интегрального приемника с двойной щелевой антенной. Из работы [76]

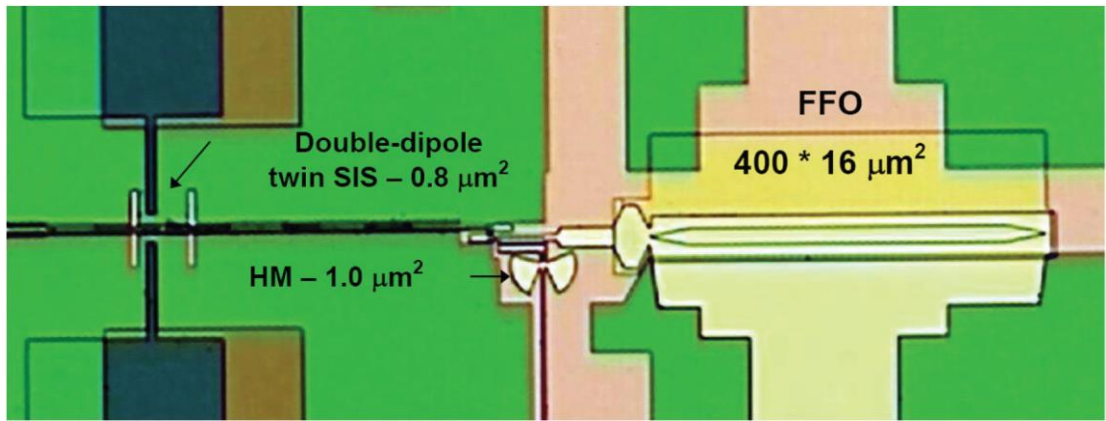


Рисунок 1.30 – Увеличенное изображение центральной части сверхпроводникового интегрального приемника с двойной дипольной антенной [76]

Технологический процесс изготовления сверхпроводниковых интегральных структур с туннельными СИС-переходами включает в себя несколько стадий магнетронного напыления, травления и оптической литографии [97]. Он поэтапно показан на Рисунке 1.31.

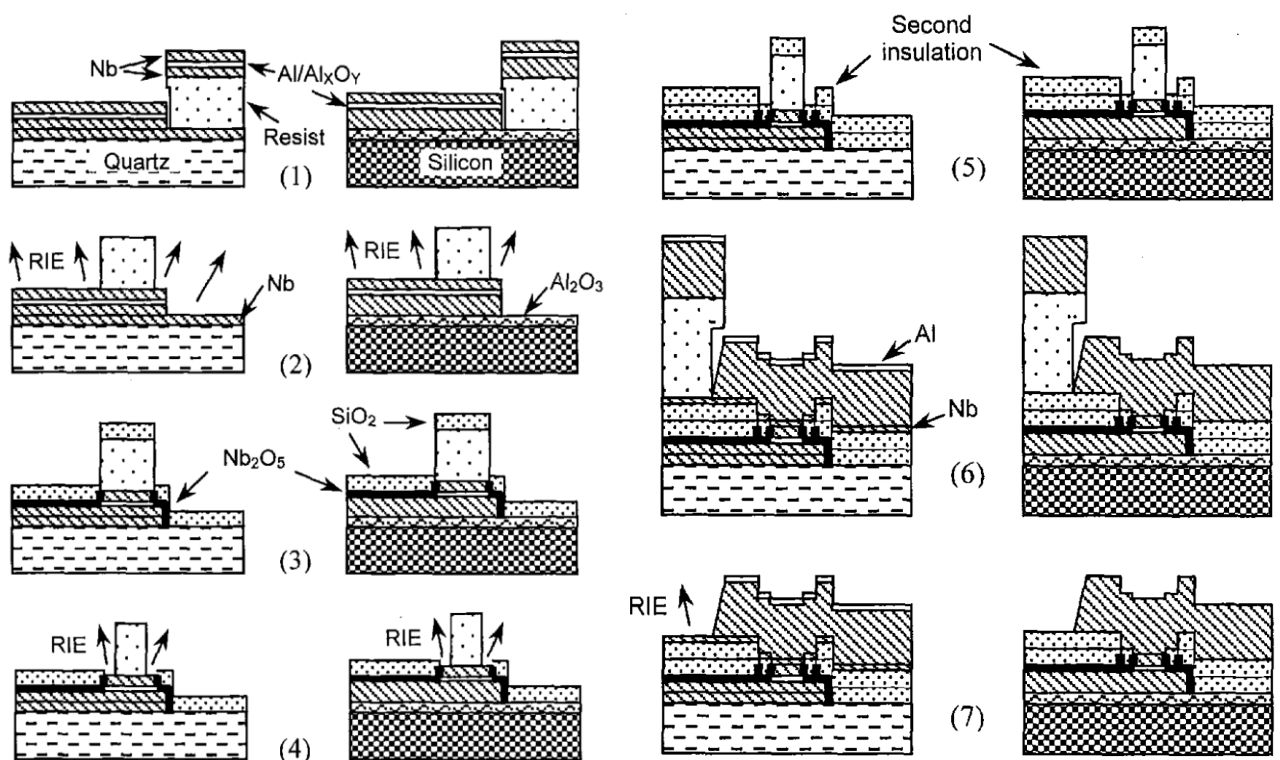


Рисунок 1.31 – Процесс изготовления сверхпроводниковых интегральных структур на кварцевых (слева) и кремниевых (справа) подложках. Из работы [97]

Металлические пленки напыляются при помощи магнетрона в режиме постоянного тока, а диэлектрические – в режиме ВЧ (частота 13.56 МГц). Сначала на кремниевую подложку для защиты поверхности кремния при последующих технологических процедурах напыляется буферный слой Al_2O_3 . На кварцевую подложку напыляется слой ниобия, необходимый при формировании нижнего электрода трехслойной структуры, а также для обеспечения визуального контроля при травлении. Затем для последующего формирования нижнего электрода структуры методом взрывной литографии (англ. «lift-off») наносится резист. После этого поверх вышеуказанных слоев напыляется трехслойная структура с туннельным барьером: напыляется нижний слой ниобия, (толщиной ~ 200 нм), поверх него – алюминий, который позволяет сгладить поверхность ниобия, после чего происходит либо окисление, либо нитридизация алюминия. Таким способом можно получить туннельный барьер толщиной ~ 1 нм. Поверх туннельного барьера после этого напыляется слой Nb или NbN толщиной ~ 100 нм. Далее на поверхность трехслойной структуры наносится резист и при помощи плазмохимического травления формируются туннельные переходы. С целью предотвращения закороток вблизи туннельных переходов поверхность структуры анодируется; при этом на ней образуется слой оксида алюминия и ниобия толщиной до 20 нм. После этого напыляется слой изолятора SiO_2 и методом взрывной литографии формируется верхний электрод.

Пленки ниобия, полученные таким способом ввиду напыления при комнатной температуре, оказываются поликристаллическими с размером гранул порядка 10 нм и неровностью поверхности порядка 2–3 нм. Тем не менее, качества пленок оказывается более чем достаточно для работы на частотах вплоть до щелевой частоты ниобия.

ГЛАВА 2. Исследование сверхпроводящих пленок в ТГц диапазоне

Улучшения характеристик сверхпроводниковых устройств можно добиться, с одной стороны, путем оптимизации структур, изготовленных из известных материалов, либо при помощи использования новых материалов с лучшими характеристиками. Кроме того, для проектирования устройств в последующем необходимо определить основные параметры используемых материалов, такие как щелевая частота, критическая температура, удельная проводимость и другие, в условиях максимально близких к рабочим. В данной главе приводятся результаты исследования сверхпроводящих пленок различными методами; определяются параметры пленок, влияние технологических процессов на их качество, а также обсуждаются модели для описания экспериментов.

2.1 Исследование сверхпроводящих пленок при помощи плоскопараллельного резонатора

2.1.1 Постановка эксперимента

На первом этапе данной работы сверхпроводящие пленки исследовались при помощи плоскопараллельного резонатора, помещенного в медную полость. Идея экспериментальной установки была взята из работы [27]. Данный эксперимент позволяет напрямую измерить лондоновскую глубину сверхпроводящих пленок на частотах порядка нескольких десятков ГГц. Схема полости резонатора и пленок показана на Рисунке 2.1 (а). Две идентичные сверхпроводящие пленки на подложках, разделенные тонкой прослойкой из диэлектрика, помещаются в медную полость, после чего закрывается крышка. В эксперименте использовались прослойки из различных материалов: каптон, майлар, тефлон – разной толщины (от 10 до 100 мкм). Для предотвращения контакта пленок с медными стенками и позиционирования относительно системы возбуждения, они располагались между двумя круглыми эбонитовыми держателями. Снаружи при помощи скобы из бериллиевой бронзы, сохраняющей упругие свойства даже при гелиевых температурах, обеспечивалось плотное прижатие всех элементов друг к другу.

Система возбуждения (и считывания) представляет собой два коротких отрезка микрополосковых линий, присоединённых к подводящим СВЧ кабелям через SMP-разъемы. Общий вид медной полости в собранном состоянии показан на Рисунке 2.1 (б). Вся конструкция располагалась на конце погружного гелиевого зонда, после чего зонд опускался в гелиевый сосуд Дьюара. После этого система подключалась к векторному анализатору цепей Rohde & Schwartz ZNB20, который позволяет проводить измерения на частотах до 20 ГГц и использовать до 4 портов.

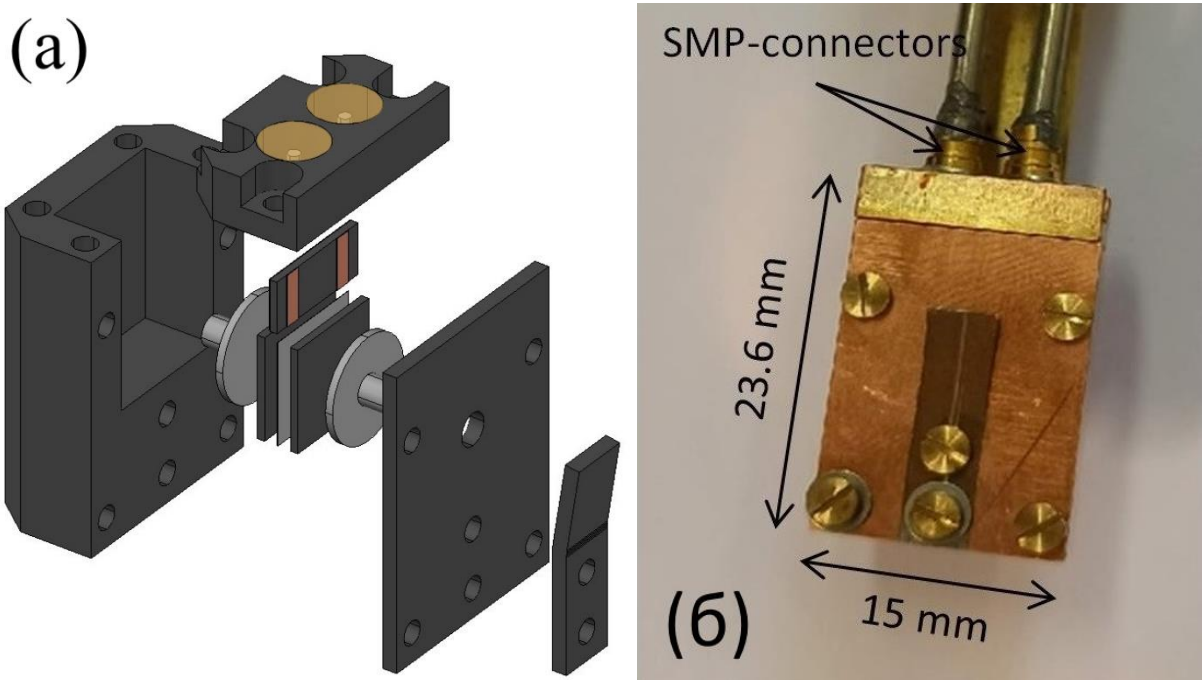


Рисунок 2.1 – Схема сверхпроводящего плоскопараллельного резонатора в медной полости. (а) схема составных частей установки; (б) фотография полости резонатора, подсоединенной к VNA через коаксиальные кабели [А.1]

Стоит отметить, что данная конструкция не является резонатором Фабри-Перо с двумя сверхпроводящими зеркалами: в данном случае электромагнитные волны распространяются параллельно поверхности сверхпроводящих пленок. Резонансные частоты можно найти по формуле:

$$f^2 = \frac{c^2}{4\epsilon} \left(\frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{W^2} + \frac{p^2}{s^2} \right) \quad (2.1)$$

где m , n , p – целые числа, не равные нулю одновременно, L , W – латеральные размеры пленок, s – толщина прослойки диэлектрика. Размеры пленок в данной серии экспериментов: $L = W = 7$ мм, эффективная диэлектрическая проницаемость

для майлара $\varepsilon = 3.1$, что приводит к резонансной частоте около 17 ГГц для моды ($m = 1, n = 1$). Структура поля данной моды, рассчитанные в программе Ansys HFSS, показана на Рисунке 2.2. Цветом показана относительная величина амплитуды электрического поля в структуре. Сверхпроводящие свойства пленок были учтены при помощи метода, описанного в разделе 1.6.

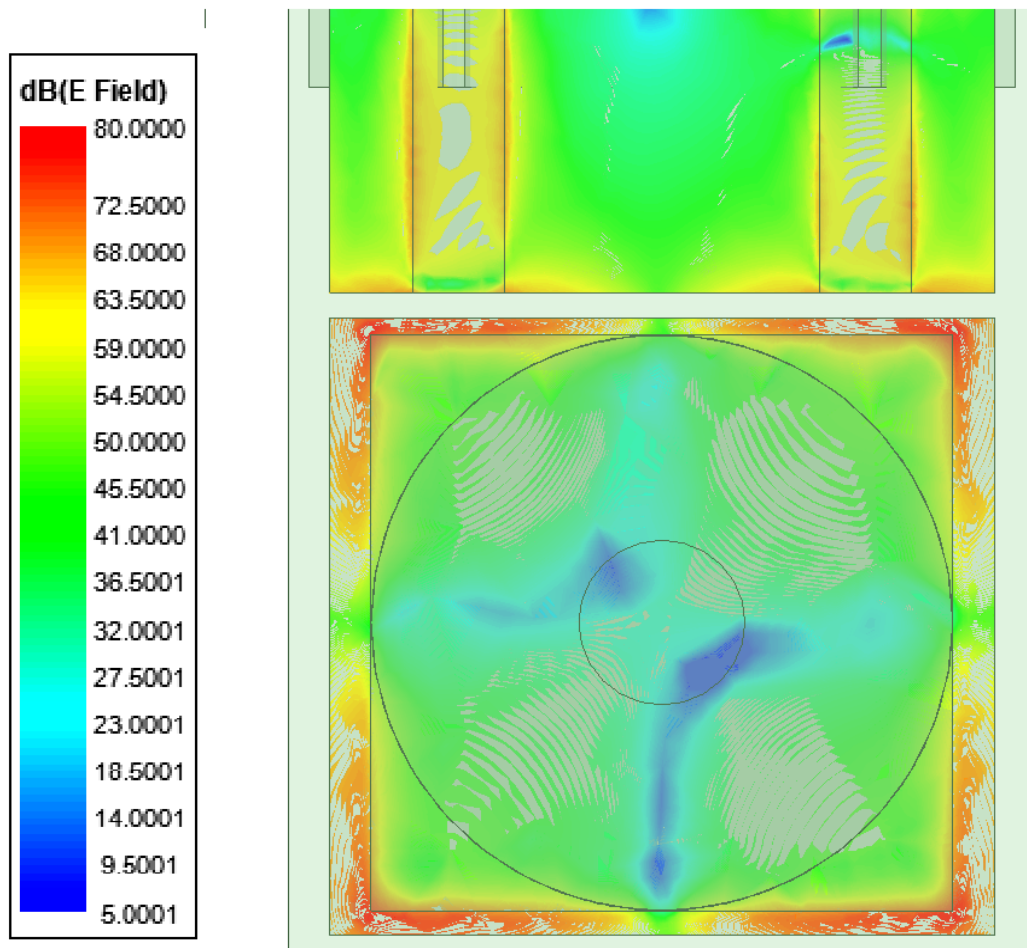


Рисунок 2.2 – Распределение электрического поля моды ($m = 1, n = 1$), рассчитанное в программе Ansys HFSS [A.1]

2.1.2 Результаты и обсуждение

Для отработки методики измерений были изготовлены три пары пленок: Nb, NbN и NbTiN. Все пленки изготавливались при помощи метода магнетронного напыления на постоянном токе при мощности 500 Вт на подложки из высокоомного кремния с подслоем Al_2O_3 при комнатной температуре. Толщина подложек – 535 мкм.

Результаты измерений пленок NbTiN, разделенных прослойкой из майлара, толщиной 100 мкм при различных температурах показаны на Рисунке 2.3. Небольшие осцилляции связаны с тем, что калибровка векторного анализатора с подключенными кабелями проводилась с помощью эталонов при комнатной температуре, а измерения проводились в жидком гелии. Для калибровки использовалась стандартная процедура TOMS: пропускание (transmission), открытый конец (open end), согласованная нагрузка (match load) и закоротка (short end).

С изменением температуры изменяется лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник (см. формулу (1.1)). Из-за этого меняется фазовая скорость распространяющихся в резонаторе волн (формула (1.50)), и как следствие, происходит смещение резонансных пиков. Также происходит уширение пиков и уменьшение пиковой амплитуды из-за увеличения потерь и уменьшения добротности резонатора. Добротность резонатора определяется тремя факторами: потерями в сверхпроводящих пленках, потерями в диэлектрике и потерями на излучение. В ходе проведенной серии экспериментов потери на излучение полностью исключить не удалось, поэтому данные, из которых можно было бы напрямую получить поверхностное сопротивление пленок, не приводятся. Также при высоких температурах наблюдение резонансных пиков в некоторых измерениях оказывалось затруднительным. Тем не менее, относительное смещение резонансных пиков с изменением температуры мало зависит от добротности резонатора и погрешность определения выходных параметров учитывает данный фактор.

Измерения температуры проводились при помощи полупроводникового термометра, плотно прилегающего к медной плотности снаружи. Пики без маркировки на Рисунке 2.3 (а) соответствуют модам медной полости. Их положение не зависит от температуры, что позволяет отличить их от пиков, соответствующих модам резонатора. На Рисунке 2.3 (б) показан пик ($m = 1, n = 1$)

при 6 различных температурах. Аппроксимация экспериментальных данных выполнена при помощи выражения:

$$S_{21}(f) = A_1 + A_2 f + \frac{|S_{max}| + A_3 f}{\sqrt{1 + 4((f - F)/\Delta f)^2}}, \quad (2.2)$$

где A_1 , A_2 , A_3 и $|S_{max}|$ – подгоночные параметры, F – центральная частота, Δf – ширина пика.

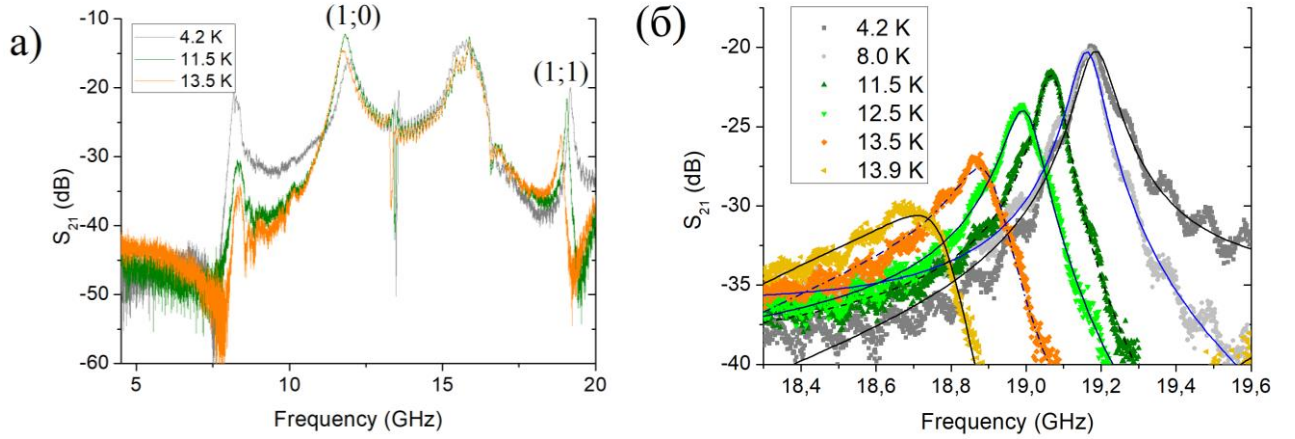


Рисунок 2.3 – Экспериментально измеренные зависимости параметра S_{21} от частоты для пленок NbTiN, разделенных прослойкой майлара толщиной 100 мкм.

(а) Спектр во всем диапазоне; (б) резонансные пики, соответствующий моде ($m = 1$, $n = 1$) при разных температурах. Сплошные кривые – аппроксимация при помощи (2.2) [А.1]

С учетом того, что толщина всех пленок сравнима с лондоновской глубиной проникновения в объемном материале, величину λ_L необходимо заменить на эффективную Λ , пересчитанную аналогично (1.10):

$$\Lambda = \lambda_L \coth(d/\lambda_L) \quad (2.3)$$

Относительное смещение частоты резонансного пика по сравнению со значением при низких температурах тогда можно найти следующим образом:

$$\frac{f_0(T) - f_0(0)}{f_0(0)} = \frac{\sqrt{1 + 2\Lambda(0)/s}}{\sqrt{1 + 2\Lambda(T)/s}} - 1 \quad (2.4)$$

Относительные смещения частот резонансных пиков для пленок NbN и NbTiN, измеренные экспериментально и рассчитанные по формуле (2.4), с параметрами, определёнными с помощью метода наименьших квадратов (МНК), показаны на

Рисунке 2.4. После этого методом простой итерации результаты были пересчитаны для определения λ_L (см. Рисунок 2.5 (а) – для Nb, (б) – для NbN и NbTiN).

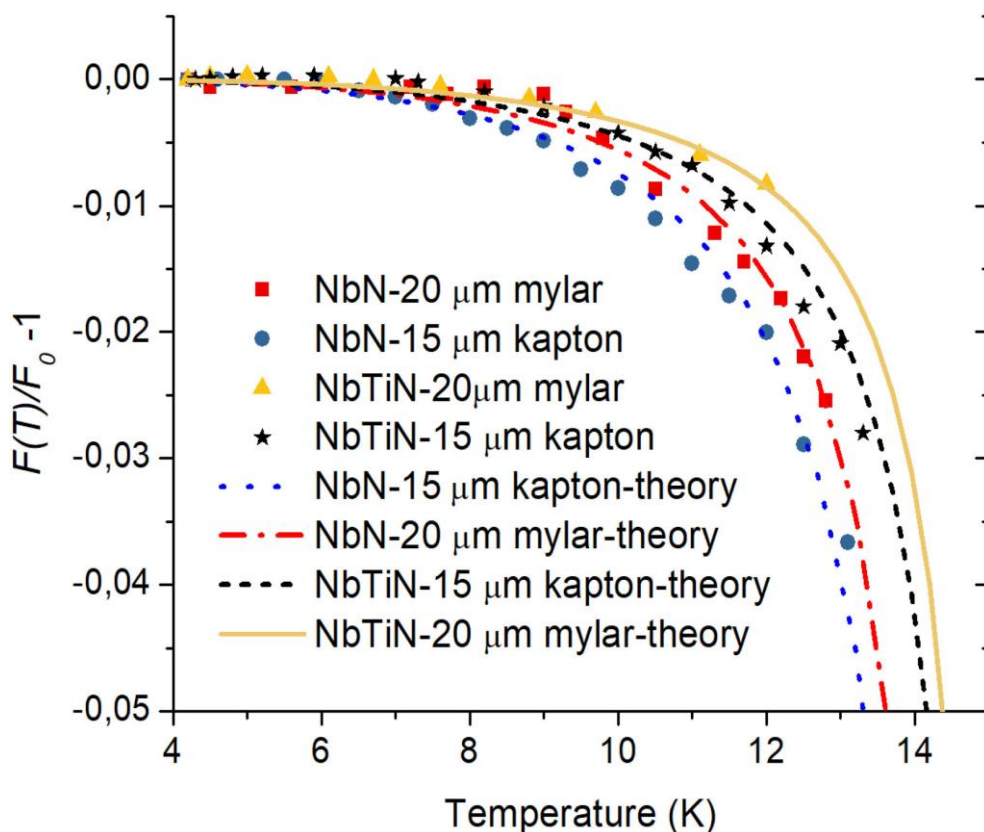


Рисунок 2.4 – Относительное смещение частот резонансных пиков для пленок NbN и NbTiN, разделенных тонкой прослойками из майлара толщиной 20 мкм и каптона толщиной 15 мкм. Сплошные кривые рассчитаны по формуле (2.4). [A.1]

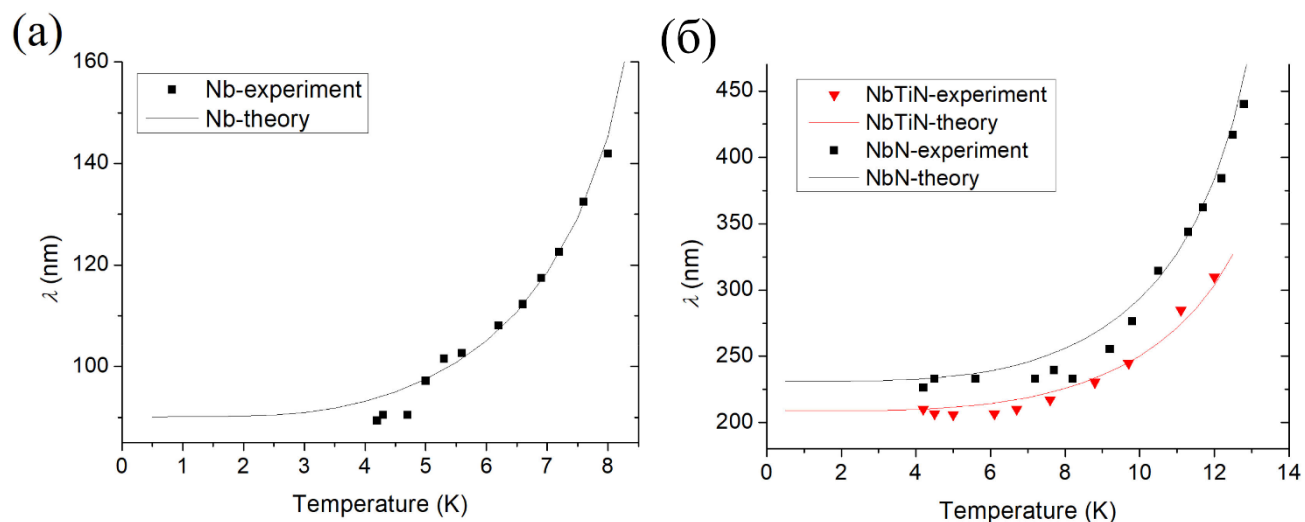


Рисунок 2.5 – Температурные зависимости лондоновской глубины от температуры для Nb (а) и NbN, NbTiN (б). Указанные величины соответствуют λ_L для объемного материала. [A.1]

Из зависимостей λ_L на Рисунке 2.5 были определены параметры пленок $\lambda(0)$ и критическая температура T_c . Удельная проводимость в нормальном состоянии вблизи T_c , коэффициент пропорциональности в формуле (1.4) между Δ и $k_B T_c$, а также параметр Δ_2/Δ из формулы (1.7) были получены путем аппроксимации λ_L от температуры при помощи теории Маттиса-Бардина (1.8)–(1.10), модифицированной с учетом уширения пиков плотности квазичастичных состояний (1.7). Значения параметров приведены в Таблице 2.1:

Таблица 2.1. – Основные параметры сверхпроводящих пленок, определенные в данной части работы

Материал	d (нм)	λ_0 (нм)	T_c (К)	σ_0 (мкОм ⁻¹ м ⁻¹)	Δ_2/Δ (10 ⁻³)	$2\Delta/k_B T_c$
Nb	250±5	90±5	9.5±0.1	13.2±0.9	1.1±1	3.6±0.1
NbTiN	320±5	230±15	14.9±0.3	1.1±0.1	15±5	3.8±0.1
NbN	280±5	270±20	14.8±0.3	0.62±0.04	25±3	3.9±0.1

2.2 Определение параметров сверхпроводящих пленок при помощи дисперсионного Фурье-спектрометра

2.2.1 Постановка эксперимента

Второй эксперимент по определению параметров сверхпроводящих пленок был поставлен совместно с коллегами из АКЦ ФИАН и университетом Гронингена в Нидерландах. В данном эксперименте использовался Фурье-спектрометр на базе интерферометра Майкельсона с одним подвижным зеркалом. На место неподвижного зеркала устанавливался гелиевый криостат с находящейся в нем исследуемой сверхпроводящей пленкой NbTiN на кварце или кремнии (для обеих пленок результаты получились практически одинаковыми, поэтому представлены данные только для одной из них). В качестве терагерцового источника с непрерывным спектром применялся глобар (тепловой источник излучения со спектром, близким к планковскому). Для измерения интенсивности использовался охлаждаемый кремниевый болометр в режиме синхронного детектирования. Для

устранения влияния высокочастотных шумов и засветки использовалось несколько инфракрасных фильтров. Схема установки представлена на Рисунке 2.6.

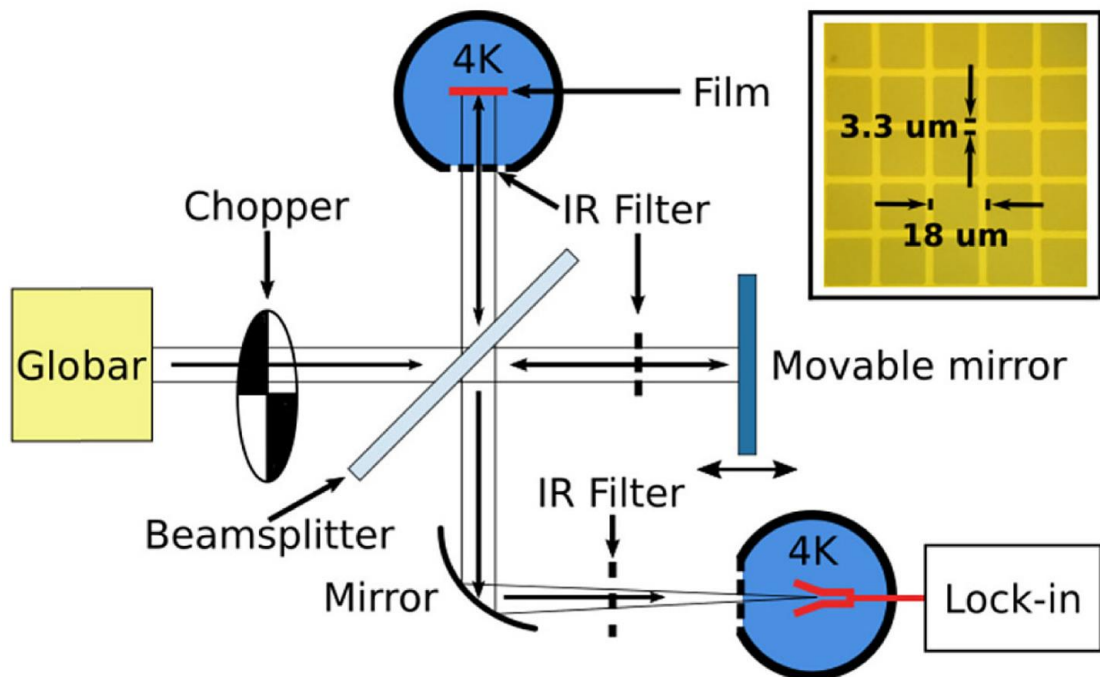


Рисунок 2.6 – Схема дисперсионного Фурье-спектрометра, при помощи которого проводились исследования сверхпроводящих пленок [А.2]

При каждом положении подвижного зеркала, контролируемого при помощи шагового двигателя, проводились измерения интенсивности при температуре 4.6 К – в сверхпроводящем состоянии и при 16 К – в нормальном. Такой режим был выбран с целью устранения возможного влияния элементов оптического тракта и параметров излучателя и детектора. При этом, в эксперименте исследовались как сплошные пленки ниобия и NbTiN, так и в форме сетки (см. вставку на Рисунке 2.6). Однако, изучение особенностей в спектрах отражения и пропускания структур в форме сеток проводилось другими соавторами исследования, поэтому эти результаты здесь излагаться не будут.

2.2.2 Теоретическая модель

Как известно, на границе двух диэлектриков с различными показателями преломления n_1 и n_2 возникает отражение электромагнитных волн, причем коэффициент отражения по амплитуде при нормальном падении волны на границу равен $\Gamma = (n_1 - n_2) / (n_1 + n_2)$, аналогично формуле для импедансов (1.52). Поэтому при

облучении сверхпроводящих пленок на подложках возникает отражение электромагнитных волн от задней грани подложки и внутри нее возникают резонансы, что приводит к изрезанности спектров коэффициентов отражения и пропускания. В данном эксперименте, чтобы уменьшить влияние этого эффекта к подложке с задней стороны были добавлены еще несколько чистых подложек из кремния, так что суммарная толщина была более 2 мм.

Коэффициент отражения по амплитуде r_s и по мощности R_s от сверхпроводящей пленки с поверхностным импедансом Z_s при нормальном падении электромагнитной волны можно рассчитать по формуле:

$$r_s = (Z_s - Z_0)/(Z_s + Z_0); R_s = |r_s|^2 \quad (2.5)$$

где $Z_0 = 120\pi$ Ом – волновое сопротивление вакуума. Аналогичным образом рассчитывается и коэффициент отражения от пленки в нормальном состоянии r_n и R_n . Удельная проводимость в нормальном состоянии с учетом конечного времени свободного пробега τ описывается формулой Друде-Зоммерфельда: $\sigma = \sigma_0/(1 + i\omega\tau)$. Поскольку изготовленные пленки – поликристаллические, то основным фактор, ограничивающий величину τ , – рассеяния на неоднородностях. Скорость квазичастиц равна скорости Ферми, поэтому зависимость τ от температуры и от частоты не учитывалась. В силу малой длины свободного пробега используется формула (1.10) для нормального скин-эффекта. Поверхностный импеданс сверхпроводящей пленки можно рассчитать в рамках моделей Маттиса-Бардина (1.8)–(1.10), Циммерманна, с учетом конечного времени свободного пробега квазичастиц (1.10)–(1.16) или в рамках более сложных моделей, учитывающих уширение плотности квазичастичных состояний при энергиях вблизи Δ .

Экспериментальные результаты и аппроксимация при помощи выражений из модели Циммерманна (1.10)–(1.16) и выражений из работы [30] в формате $(R_s - R_n)/R_n$ показаны на Рисунке 2.7.

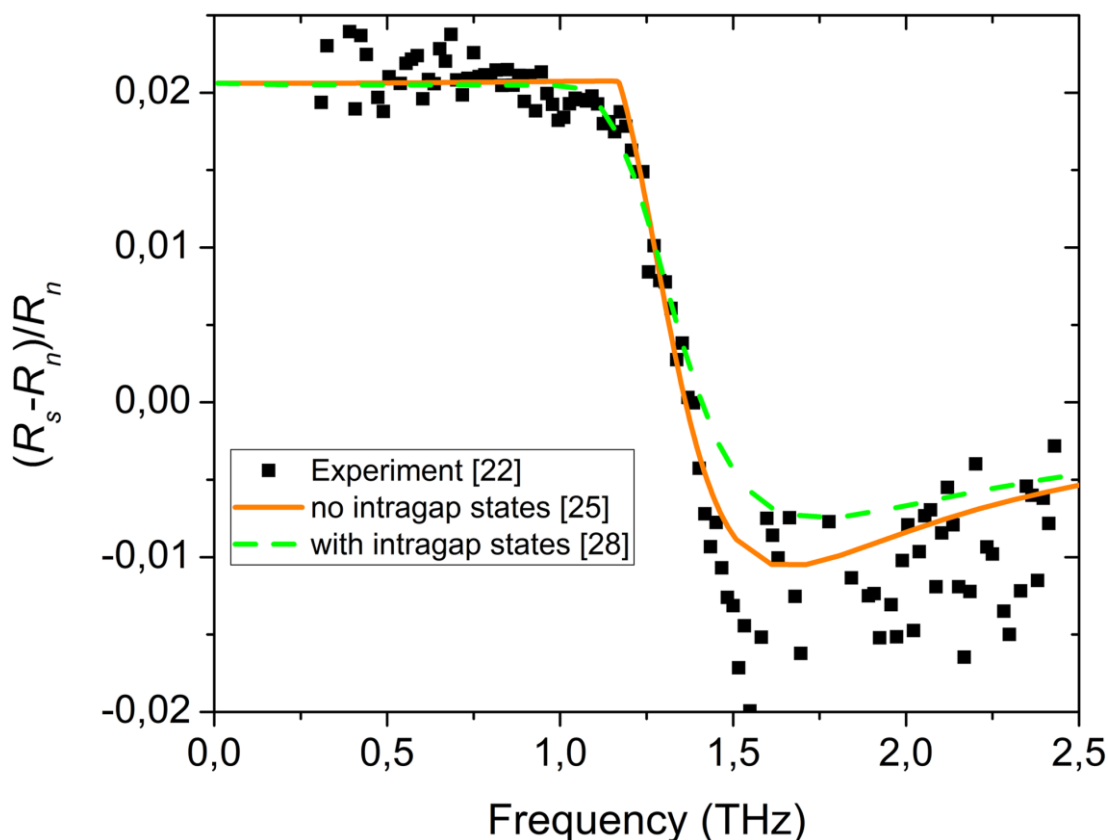


Рисунок 2.7 – Относительная разность коэффициентов отражения по мощности в сверхпроводящем и нормальном состоянии для пленок NbTiN из работы [А.3]

2.2.3 Эффекты сильной связи и уширения пиков плотности квазичастичных состояний

Как видно из Рисунка 2.7, теория, не учитывающая влияние уширения особенности плотности квазичастичных состояний и возникновения внутрищелевых состояний, хорошо описывает экспериментальные результаты практически на всех частотах, однако не позволяет объяснить плавный загиб характеристики вблизи щелевой частоты (см. оранжевую кривую). Параметры, использованные в расчете: $T_c = 14.7$ К, $\Delta_0 = 2.4$ мэВ, $\sigma_0 = 0.8 \cdot 10^6$ (мкОм·м) $^{-1}$, $\tau = \hbar/\gamma = 50$ фс.

В разделе 1.1.4 описываются различные модели, согласно которым в силу различных причин (эффект близости, парамагнитные примеси, эффекты сильной связи и др.) плотность квазичастичных состояний при энергиях вблизи Δ уширяется. Можно показать, что модель, предложенная в работе [30] является частным случаем, описанным в работах [31, 62]. Как можно видеть на Рисунке 1.4, при ненулевом значении параметра Γ в работе [30], помимо уширения пиков, также

происходит уменьшение величины Δ , поэтому при описании экспериментальных данных на Рисунке 2.7, было выбрано значение $\Gamma \approx 0.02 \Delta_0$ и $\Delta_0 = 2.55$ мэВ. Остальные параметры такие же, как и в модели, учитывающей только конечное время свободного пробега.

Коэффициент пропорциональности между определенными значениями Δ_0 и $k_B T_c$ оказывается равным 2.0. Для сверхпроводников с сильной связью, к которым относятся ниобий и его соединения, в литературе приводятся значения 1.8–2.2. В более общем случае связь между Δ_0 и T_c выражается через параметр Элиашберга λ (см. формулу (1.5)) и μ – кулоновский псевдопотенциал [98]. С учетом того, что автору не удалось найти значения этих параметров для NbTiN в литературе, а значения для ниобия, приведённые в различных источниках, отличаются примерно на 10 %, в данной части работы Δ_0 и T_c использовались как два независимых параметра задачи.

2.3 Исследование сверхпроводящих пленок при помощи спектрометра с временным разрешением (TDS)

Если в предыдущем пункте исследование пленок проводилось по измерениям коэффициента отражения от сверхпроводящих пленок, то методика измерений, описываемая в данном разделе, предполагает измерение спектров коэффициента пропускания системы «пленка на подложке». В данном случае излучение проходит через подложку насквозь, и подавить отражения от задней грани подложки не получится. В связи с этим необходимо рассматривать среду, состоящую из нескольких (по крайней мере двух) слоев: сверхпроводящей пленки и диэлектрической подложки.

В общем же случае, поскольку в технологии производства сверхпроводниковых интегральных структур используется буферный слой оксида алюминия для защиты поверхности кремния при последующих технологических процессах (см. раздел 1.7), при обработке экспериментальных результатов нужно учитывать три слоя, а при исследовании влияния эффектов анодизации и слоя алюминия на поверхности пленки – четыре.

2.3.1 Электромагнитные волны в многослойных структурах

Для расчета коэффициентов отражения и пропускания от многослойных систем, включающих в себя слои из нормального металла, сверхпроводника и диэлектрика, был использован матричный подход. Он полностью аналогичен методу ABCD матриц при соединении линий передачи с разными импедансами и постоянными распространения, описанному в разделе 1.5.2; только если ABCD матрицы устанавливают соответствие между токами и напряжениями на входе и выходе секции линии передачи, то матрицы в данном разделе связывают компоненты электрического и магнитного поля распространяющейся по структуре волны. Детально данный метод изложен в книге [99]. Матрица слоя диэлектрика с показателем преломления n и толщиной h для ТЕ-волны имеет вид:

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(k_0 n h \cos(\theta)) & -i/p \sin(k_0 n h \cos(\theta)) \\ -ip \sin(k_0 n h \cos(\theta)) & \cos(k_0 n h \cos(\theta)) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновой вектор волны в вакууме, ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме, θ – угол между $\mathbf{k}$ и нормалью к поверхности, $p = \sqrt{\epsilon/\mu} \cos(\theta)$. Для ТМ-волны p нужно заменить на $q = \sqrt{\mu/\epsilon} \cos(\theta)$. В эксперименте терагерцовое излучение падало по нормали к поверхности, поэтому $\theta = 0$ и результат не зависит от поляризации. При расчете многослойной системы матрицы перемножаются в порядке следования слоев.

Для проводящих и сверхпроводящих слоев матрицы сохраняют вид (2.6), однако показатель преломления становится комплексным. Его можно найти по формуле:

$$\tilde{n} = Z_0 / \sqrt{j\omega\mu_0/\sigma}, \quad (2.7)$$

где Z_0 – волновое сопротивление вакуума, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума, σ – удельная проводимость, которая для нормального металла рассчитывалась по формуле Друде, а для сверхпроводника – так же, как описано в предыдущем подразделе.

Коэффициенты отражения и пропускания всей системы по амплитуде:

$$r = \frac{(m'_{11} + m'_{12}p_N)p_1 - (m'_{21} + m'_{22}p_N)}{(m'_{11} + m'_{12}p_N)p_1 + (m'_{21} + m'_{22}p_N)} \quad (2.8)$$

$$t = \frac{2p_1}{(m'_{11} + m'_{12}p_N)p_1 + (m'_{21} + m'_{22}p_N)} \quad (2.9)$$

По мощности:

$$R = |r|^2, T = |t|^2 p_N / p_1 \quad (2.10)$$

Формулы (2.6)–(2.10) использовались при обработке экспериментальных данных. Для структуры, состоящей из четырех слоев, их можно выписать в виде одной формулы (см. Приложение 1).

2.3.2 Постановка эксперимента

Работы в данной части диссертации были проведены совместно с коллегами из лаборатории терагерцовой спектроскопии МФТИ. Измерения проводились на терагерцовом спектрометре с временным разрешением (англ., “time domain”) TeraView TPS Spectra 3000. ТГц-излучение генерируется и детектируется с помощью полупроводниковых эмиттера и детектора, управление которыми производится при помощи ультракоротких импульсов титан-сапфирового лазера, длительностью менее 1 пс. Спектры коэффициента пропускания, действительной части диэлектрической проницаемости и удельной проводимости для пленки NbTiN показаны на Рисунке 2.8.

Аппроксимация экспериментальных данных на Рисунке 2.8 (а) выполнена при помощи выражений, полученных из формул (2.6)–(2.10). Точность проведенных измерений вблизи целевой частоты не позволяет определить параметр Γ , учитывающий размытие пиков плотности квазичастичных состояний, как в предыдущей главе. Поэтому в данной серии экспериментов для расчета удельной проводимости сверхпроводящих пленок использовалась модель (1.11)–(1.16).

Как уже было отмечено ранее, проводящие материалы можно рассматривать как среды с комплексным показателем преломления. Методика проведения измерений позволяет напрямую из измерений коэффициента отражения рассчитать спектры

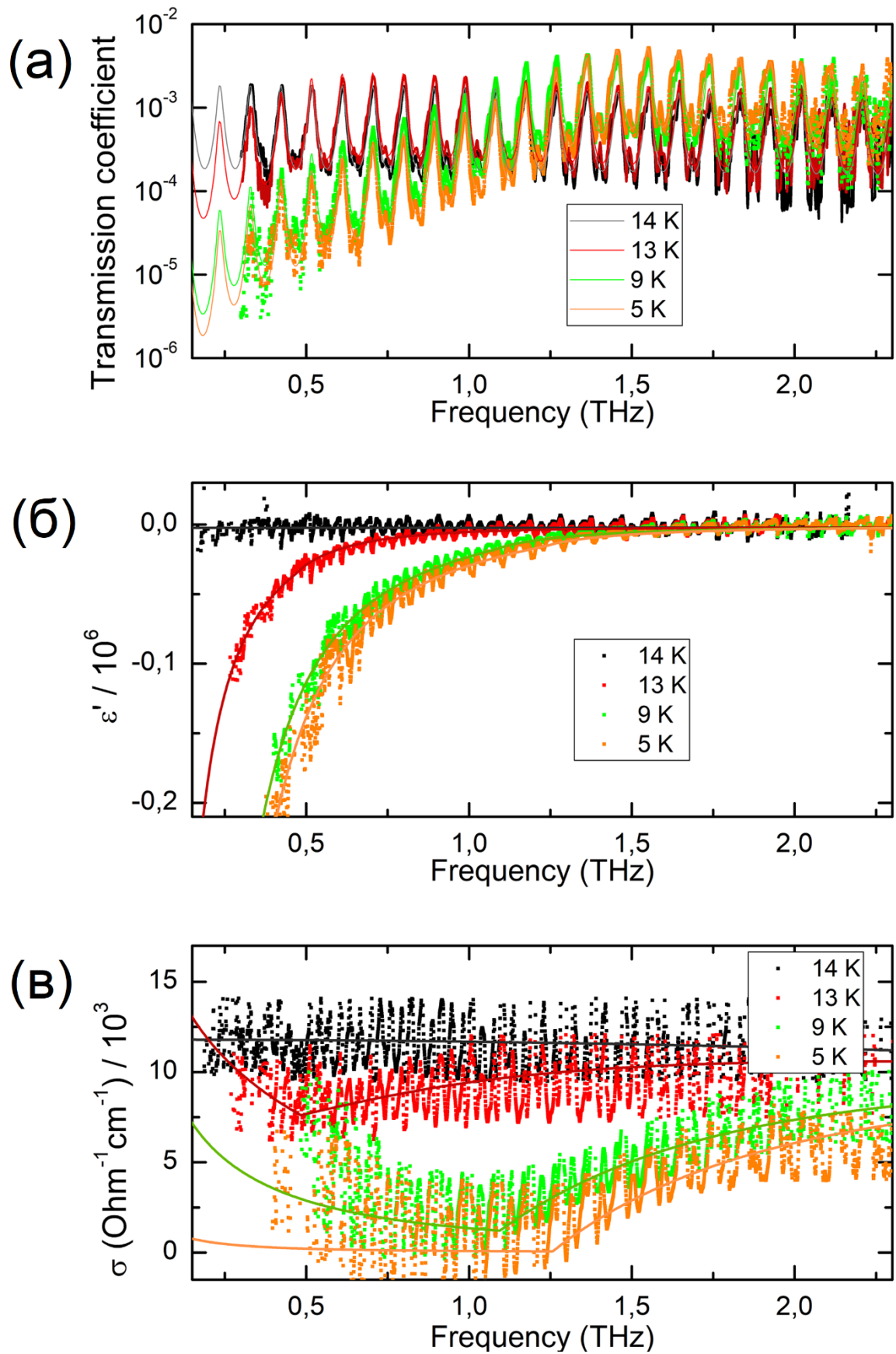


Рисунок 2.8 – Спектры коэффициента пропускания (а), диэлектрической проницаемости (б), и удельной проводимости (в) пленки NbTiN на кремниевой подложке с подслоем Al₂O₃ [А.3]

действительной части диэлектрической проницаемости ε' и удельной проводимости σ_1 . Соответствующие спектры показаны на Рисунке 2.8 (б) и (в). В сверхпроводящем состоянии даже при температурах, достаточно близких к T_c , на малых частотах ε' принимает большие отрицательные значения и заметно отличается от нормального металла, что дает возможность определить T_c с точностью до десятой доли градуса. Сплошные кривые на Рисунке 2.8 (б) представляют собой функции $(\varepsilon' = -(\omega_{pl}/\omega)^2)$, где $\omega_{pl}^2 = \lim_{\omega \rightarrow 0} (\omega \sigma_2 / \varepsilon_0)$. Из значения ω_{pl} можно получить величину лондоновской глубины проникновения: $\lambda_L = c/\omega_{pl}$. Значения λ_L , определенные таким образом, показаны на Рисунке 2.9 (а). Кривая, аппроксимирующая экспериментальные данные, рассчитана по формуле Гортера-Казимира (1.1).

Из Рисунка 2.8 (в) можно определить величину щелевой частоты $\omega_g = 2\Delta$ по характерному значению, начиная с которого действительная часть удельной проводимости возрастает (см. область вблизи 1.2 ТГц). Определенные при нескольких значениях температуры значения 2Δ показаны на Рисунке 2.9 (б). Для аппроксимации экспериментальных данных выбрана зависимость:

$$\Delta(T) = \Delta(0) \tanh(1.74(T_c/T - 1)) \quad (2.11)$$

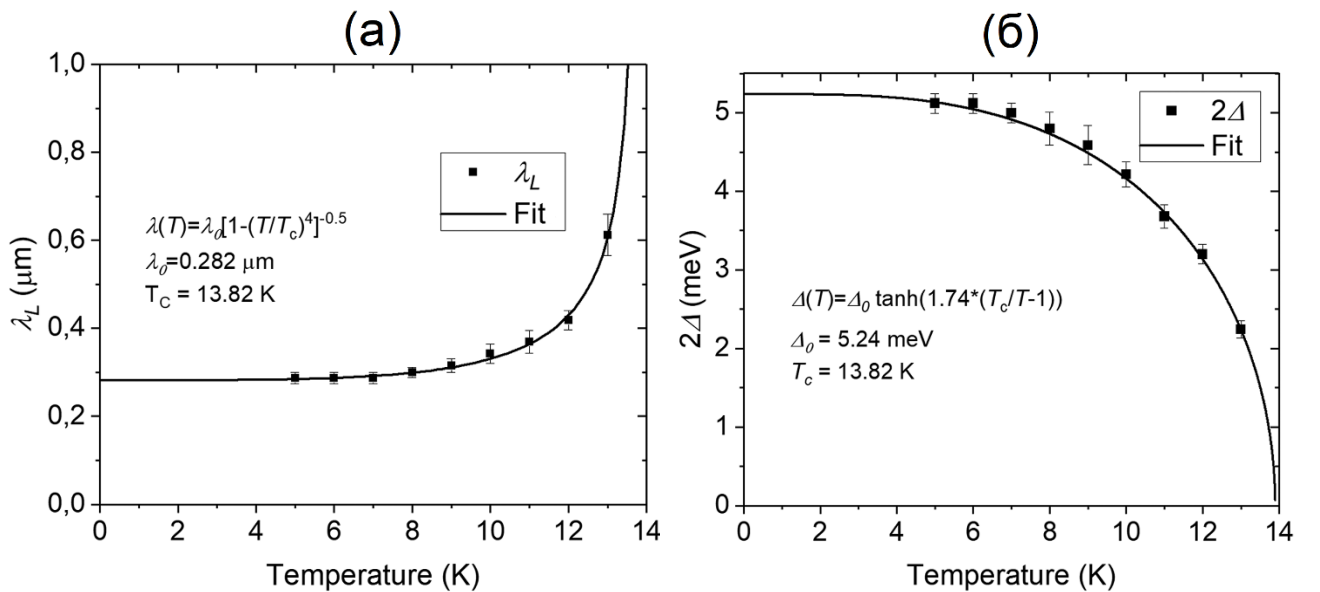


Рисунок 2.9 – Температурные зависимости лондоновской глубины λ_L (а) и 2Δ (б), определенные при помощи TDS [А.3]

Было проведено сравнение результатов, полученных на тестовом образце при помощи TDS спектрометра и плоскопараллельного резонатора. При описании экспериментальных данных, полученных с помощью плоскопараллельного резонатора, в рамках двухжидкостной модели, критическая температура оказывается 13.3 К, а в экспериментах с TDS – 13.1 К, что находится в пределах погрешности проведенных измерений. При этом, на постоянном токе пленка переходит в сверхпроводящее состояние при 14.9 К. Данный эффект может быть обусловлен гранулированной структурой изготовленных пленок: при температурах вблизи T_c в пленке есть как сверхпроводящие, так и нормальные области. Постоянный ток может течь по сверхпроводящим областям по сложной траектории. Однако на высоких частотах вклад в проводимость дают и границы между сверхпроводящими гранулами. Значения λ_L , измеренное в плоскопараллельном резонаторе и определенное по данным TDS, отличаются на 30–40 %: 230 нм и 280 нм, соответственно. Это различие можно объяснить частотной зависимостью λ_L , частоты резонансных мод в плоскопараллельном резонаторе в нашей конфигурации 10–20 ТГц, а значение λ_L , определенное из TDS, соответствует частотам 0.5–1 ТГц.

2.3.3 Исследования пленок NbTiN, изготовленных при вариации давления азота в камере магнетрона, при помощи TDS

Для того, чтобы добиться улучшения характеристик сверхпроводниковых устройств, в частности, создать линии передачи с малыми потерями на частотах выше 1 ТГц, необходимо вырастить пленки и оптимизировать технологию их изготовления на основе данных, полученных при измерениях в терагерцовом диапазоне. Для этой цели была изготовлена серия пленок NbTiN на подложке из высокоомного кремния толщиной 535 мкм с подслоем Al_2O_3 . Напыление проводилось при помощи кластерной установки магнетронного напыления Kurt J. Lesker на постоянном токе при мощности 500 Вт с трехдюймовой мишени NbTi (78:22) чистотой 99.95% в смеси аргона и азота. Начальное давление до напыления было менее 10^{-8} мбар. Парциальное давление аргона было $5.6 \cdot 10^{-3}$ мбар;

давление азота варьировалось от $0.35 \cdot 10^{-3}$ до $0.65 \cdot 10^{-3}$ мбар. Давление азота при изготовлении пленок NbTiN играет ключевую роль, так как от него зависит и состав пленки, и скорость ее роста. Поэтому определить параметры пленок, изготовленных при различных давления азота в камере магнетрона, было первостепенной задачей. Безусловно, на процесс во многом влияют также материал и температура подложки, качество ее поверхности и другие факторы, однако замена материала подложки и повышение температуры потребуют существенного изменения технологического процесса при формировании элементов сверхпроводниковой интегральной структуры и, в частности, последующего формирования туннельных СИС переходов. Поэтому в рамках данной работы напыление проводилось на известный материал при комнатной температуре. Технологические параметры пленок, а также удельная проводимость и критическая температура, измеренные на постоянном токе, приведены в Таблице 3. Для измерений на постоянном токе использовался образец с шириной 200 мкм и длиной 10 мм (50 квадратов).

Таблица 2.2. – Параметры сверхпроводящих пленок в изготовленной серии [А.3]

	#1	#2	#3	#4	#5	#6
N ₂ pressure, 10 ⁻³ мбар	0.65	0.59	0.53	0.47	0.41	0.35
скорость роста, Å/с	10.5	11.85	13.15	14.6	15.6	16.26
<i>d</i> , нм	333	332	328	339	338	325
σ_0 , DC, (мкОм м) ⁻¹	0.79	0.88	0.96	1.02	1.07	1.08
<i>T_c</i> , DC, К	14.9	15.2	15.2	15.3	15.2	14.8

Все образцы, указанные в Таблице 3, также были исследованы при помощи TDS, как описано в разделе выше. Для каждого из 6 образцов была измерена серия спектров при различных температурах. Значения критической температуры, определенные на постоянном токе и при помощи TDS, показаны на Рисунке 2.10 (а) по левой шкале черными и красными маркерами, соответственно; по правой шкале отложены значения $2\Delta_0$. На Рисунке 2.10 (б) изображены значения удельной проводимости в нормальном состоянии для каждой пленки, измеренные на постоянном токе (черные маркеры) и при помощи TDS (красные).

Обсуждение вопроса, почему возникает разница между измеренными на постоянном токе и в TDS-спектрометре значениями критической температуры, было дано в конце предыдущего раздела. Тем не менее, прослеживается корреляция между данными, полученными двумя методами. Однако, при проектировании устройств необходимо подставлять параметры, измеренные в терагерцовом диапазоне, для устранения возможных неточностей между рассчитанными и измеренными характеристиками устройства.

Как можно видеть из Рисунка 2.10 (а), зависимость критической температуры от давления азота в камере магнетрона при напылении имеет характерный максимум около $0.53 \cdot 10^{-3}$ мбар. При этом, удельная проводимость с уменьшением давления азота увеличивается (см. Рисунок 2.10 (б)): пленка становится более металлической. Для работы на частотах, ниже щелевой, и при температурах ниже T_c пленка, изготовленная при 0.53 мбар, является оптимальной.

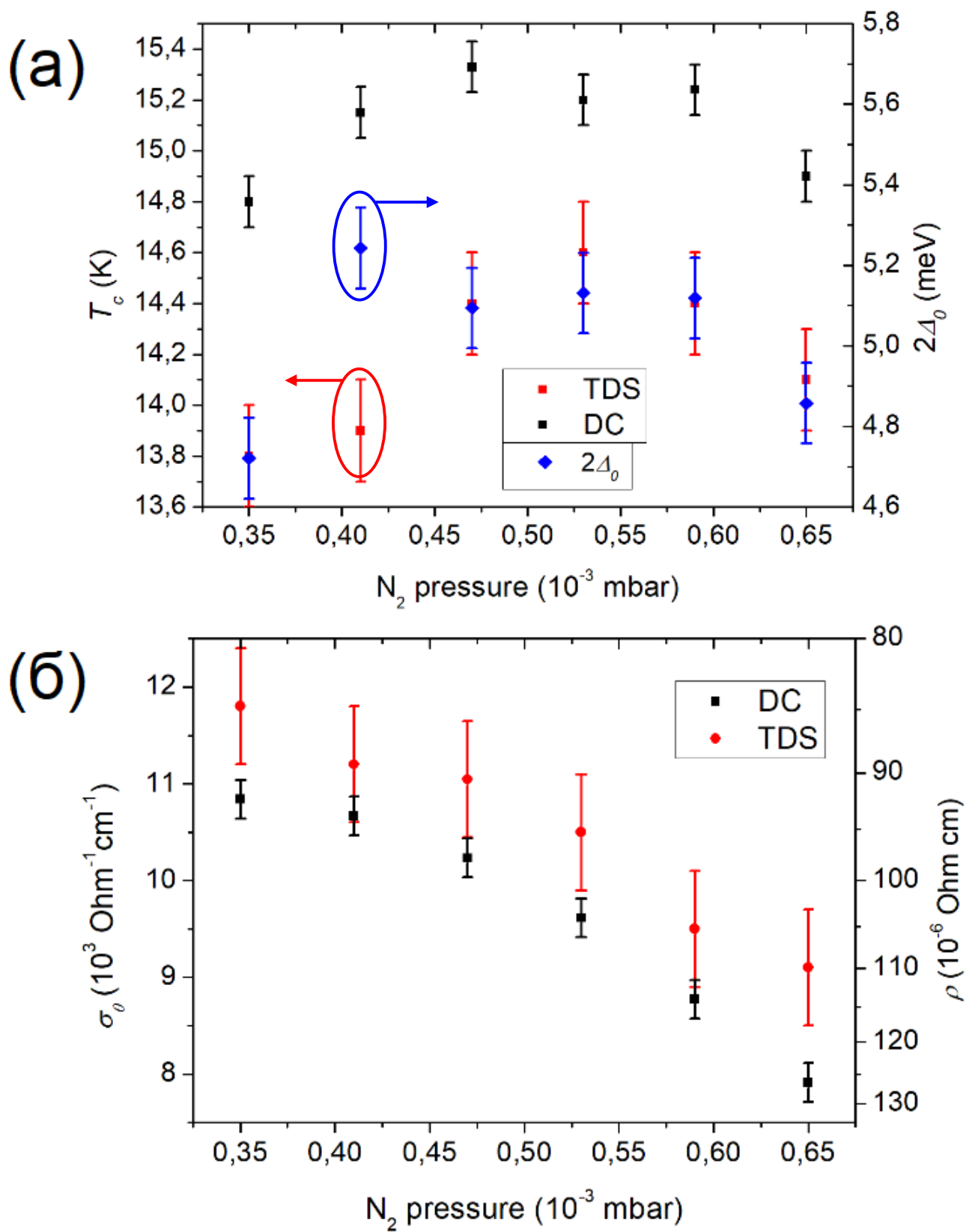


Рисунок 2.10 – (а) Значения критической температуры (левая шкала) и 2Δ (правая) (б) удельная проводимость в нормальном состоянии для исследованных пленок в зависимости от давления азота в камере магнетрона при напылении. [A.3]

2.3.4 Исследование влияния подслоя Al_2O_3 и анодного окисла

При изготовлении сверхпроводниковых интегральных структур с туннельными СИС переходами возникает необходимость формировать дополнительные слои: слой алюминия на поверхности NbTiN – как стоп-слой для формирования туннельных переходов методом травления в CF_4 ; анодный окисел – для предотвращения закороток между верхним и нижним электродом микрополосковой линии вблизи перехода. Для того, чтобы определить степень влияния данных факторов на параметры пленок и учесть возможные поправки при проектировании устройств, была изготовлена серия образцов, показанных на Рисунке 2.11.

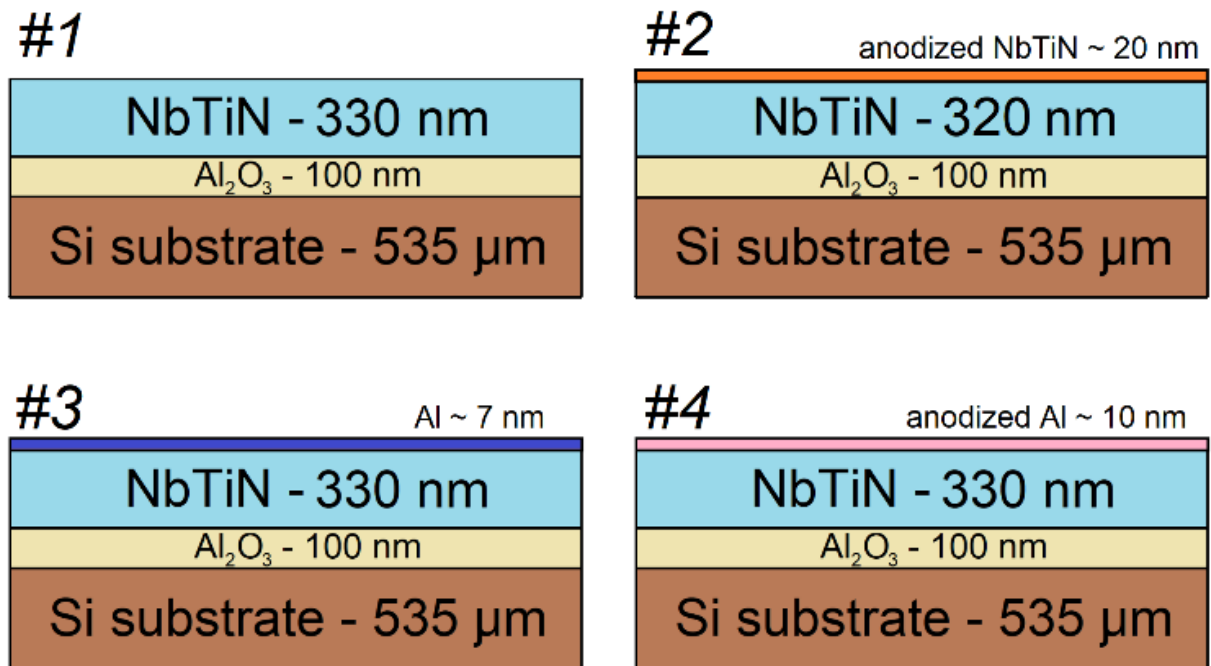


Рисунок 2.11 – Образцы серии для проверки влияния технологических слоев на параметры сверхпроводящих пленок NbTiN [А.4]

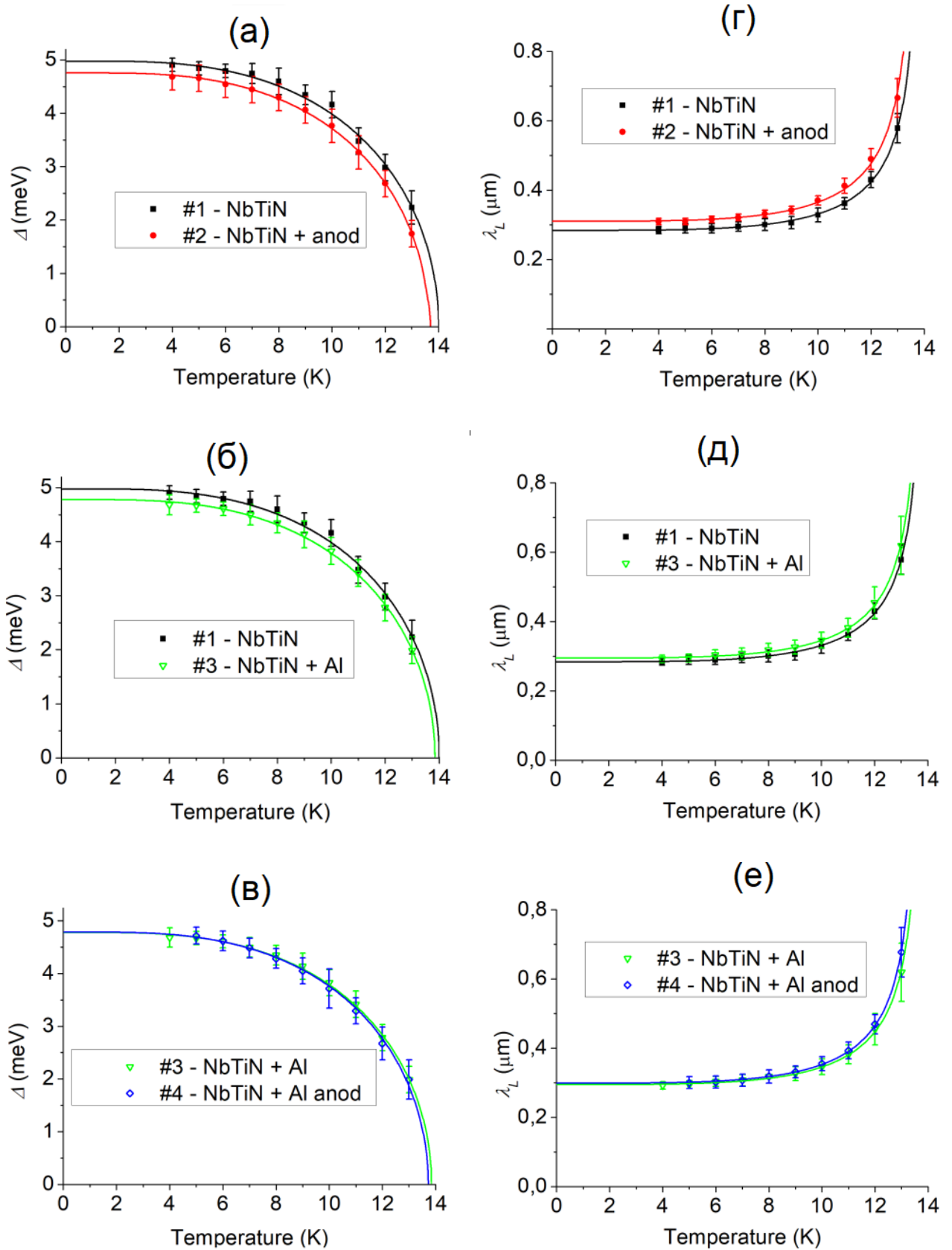


Рисунок 2.12 – Сравнение зависимостей щелевой частоты 2Δ (а), (б), (в) и лондоновской глубины λ_L (г), (д), (е) для исследованных образцов. [А.4]

Результаты измерений, полученные аналогично предыдущему разделу, показаны в Таблице 2.3 и на Рисунке 2.12. Образец #5 – пленка NbTiN, результаты измерений которой были представлены в предыдущем разделе, была изготовлена при давлении азота $0.53 \cdot 10^{-3}$ мбар. Разница между значениями параметров для всех пленок не превышает 10 %, что сравнимо с величиной погрешности. Таким образом, можно сделать вывод, что влияние слоя алюминия и анодного окисла сказывается несущественно.

Таблица 2.3. – Параметры пленок в серии для исследования влияния технологических слоев [А.4]

	d , нм	$\sigma_{0, DC}$, (мкОм м) $^{-1}$	$T_{c, DC}$, К	$\sigma_{0, DC}$, (мкОм м) $^{-1}$	$T_{c, TDS}$, К	$2\Delta_0$, мэВ	λ_0 , нм
#1	330	1.03	15.1	1.09	13.9	5.0	283
#2	340	n.a.	n.a.	1.00	13.7	4.7	310
#3	340	n.a.	n.a.	1.07	13.8	4.8	295
#4	340	n.a.	n.a.	1.01	13.7	4.8	300
#5 [20]	338	1.07	15.2	1.12	13.8	5.2	282

На Рисунке 2.12 показано попарное сравнение температурных зависимостей 2Δ и λ_L для исследованных пленок. Небольшие различия можно объяснить ухудшением сверхпроводящих свойств пленки вблизи ее поверхности из-за появления дефектов при указанных технологических процессах и эффекта близости. Различия между значениями удельной проводимости и критической температуры, измеренными на постоянном токе и при помощи TDS обсуждались в предыдущем подразделе

2.4 Выводы по главе

- Проведен сравнительный анализ результатов измерений, полученных различными способами: на постоянном токе, при помощи плоскопараллельного резонатора, дисперсионного Фурье-спектрометра и спектрометра с временным разрешением. В силу поликристаллической структуры пленок, их параметры, измеренные на постоянном токе, отличаются от измеренных в СВЧ и терагерцовом диапазоне. Другим фактором, обуславливающим расхождение результатов, является зависимость параметров от частоты.
- Проведен анализ теоретических моделей для описания высокочастотных свойств сверхпроводящих пленок с учетом конечного времени свободного пробега квазичастиц и уширения плотности квазичастичных состояний. Определены основные параметры пленок для использования в расчетах интегральных структур.
- Исследована серия пленок NbTiN, при изготовлении которых варьировалось парциальное давление азота в камере магнетрона. На примере данной серии показано отличие между параметрами, измеренными на постоянном токе и в терагерцовом диапазоне.
- Установлено, что влияние дополнительных слоев, необходимых при формировании сверхпроводниковых интегральных структур с туннельными СИС переходами, на параметры пленок незначительно.

Основные результаты опубликованы в работах: [A.1 – A.4]

ГЛАВА 3. Методы расчета сверхпроводниковых интегральных структур

В данной главе описаны методы проектирования сверхпроводниковых структур, включающих в себя сверхпроводниковый генератор терагерцового излучения, детектор на основе одиночного туннельного СИС перехода и согласующую структуру между ними. В главе обсуждаются два метода: (1) полуаналитический расчет с использованием ABCD матриц, выражений для характеристических импедансов и постоянных распространения линий передачи и (2) расчет структур методом конечных элементов. С использованием этих методов были рассчитаны согласующие структуры в схемах со сверхпроводниковыми генераторами и детекторами, а также различные дизайны согласованных нагрузок для подавления ступеней Фiske в РДП.

3.1 Описание экспериментальных образцов

Изображение одного из экспериментальных образцов, полученное в оптическом микроскопе показано на Рисунке 3.1.

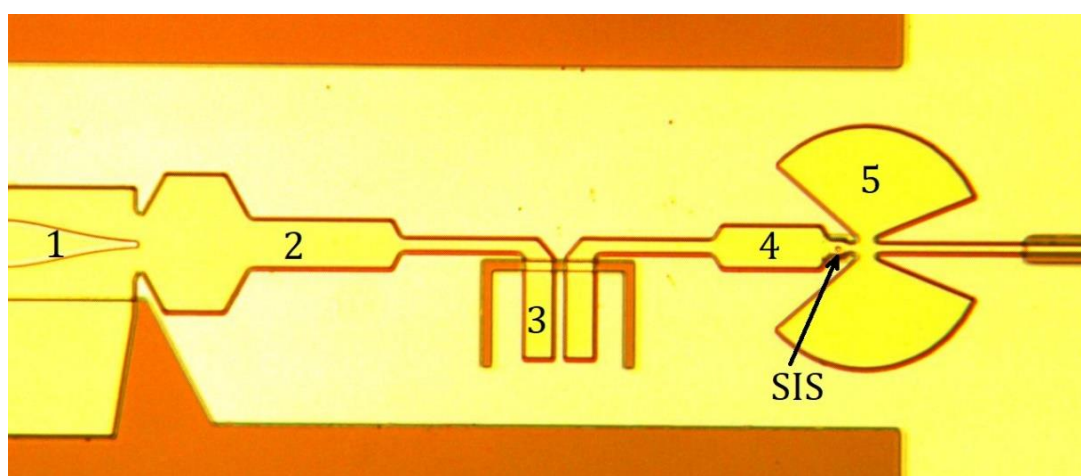


Рисунок 3.1 – Изображение согласующей структуры между генератором на основе РДП и СИС детектором [А.5]

Образец представляет собой чип, на котором расположены генератор ТГц излучения на основе РДП (1), туннельный СИС переход малой площади (SIS), который в данной серии экспериментов выполняет роль детектора излучения, а в спектральных измерениях используется в качестве гармонического смесителя. Как уже отмечалось во введении, туннельный СИС-переход обладает большой

паразитной емкостью, которую необходимо компенсировать для обеспечения согласования между генератором и детектором в широкой полосе. Для этой цели используется индуктивность короткого отрезка микрополосковой линии, подсоединенного к СИС переходу и подключенного к базовому электроду через радиальный замыкатель (5).

Для обеспечения независимого подключения питания РДП и детектора, между ними присутствует разрыв по постоянному току (3), выполненный в виде двойного перехода с микрополосковой линии на щелевую. Такая конфигурация позволяет получить широкополосное согласование на высоких частотах с небольшими потерями на излучение. Цифрами (2) и (4) показаны чебышевские трансформаторы импеданса (см. раздел 1.5.4).

Отметим, что ранее расчет подобных структур выполнялся в работе [100], однако в той модели не учитывалась частотная дисперсия эффективной диэлектрической проницаемости и потери на частотах выше щелевой частоты в сверхпроводящих линиях передачи.

3.2 Постановка эксперимента

Исследуемые экспериментальные образцы в данной части работы помещались в держатель с прижимными контактами, затем держатель крепился к концу погружного гелиевого зонда и поверх него устанавливался сверхпроводящий экран. После этого система опускалась в гелиевый сосуд Дьюара.

Механизм генерации излучения РДП в терагерцовом диапазоне был кратко разобран в разделе 1.4.1. Для каждого образца проводилась серия измерений ВАХ РДП при различных значениях магнитного поля, величина которого подстраивалась при помощи тока в управляющей линии I_{CL} (см. Рисунок 1.19). В каждой точке на ВАХ РДП также измерялось значение тока накачки СИС детектора при напряжении на нем немного меньше V_g , по величине которого оценивалась мощность генерируемого сигнала (см. раздел 1.3.2). После строилась зависимость тока накачки детектора от частоты генератора, рассчитанной из напряжения на нем

по формуле Джозефсона (1.18), и определялось максимальное значение тока на каждой частоте. Экспериментальные данные, показанные маркерами на рисунках в разделе 3.5, были получены именно таким способом.

3.3 Расчеты сверхпроводниковых согласующих структур

3.3.1 Полуаналитический расчет структур

В расчетах данным методом каждому элементу на Рисунке 3.1 ставилась в соответствие ABCD матрица (1.55)–(1.56). Плавные переходы в элементах структуры (2) и (4), а также радиальный замыкатель описывались как каскад микрополосковых линий с линейно увеличивающейся или уменьшающейся с каждым шагом шириной. Постоянные распространения и характеристические импедансы микрополосковых линий были рассчитаны по формулам из [34].

При достаточно высоком уровне приходящего сигнала СИС переход (SIS на Рисунке 3.1) можно с хорошей точностью представить в виде параллельно соединенных емкости C и нормального сопротивления R_n . Однако при учете растекания токов в электродах вблизи СИС перехода появляется дополнительная индуктивность, которую можно оценить по формуле:

$$L_{spread} = 4\pi \left(\lambda_B \coth \left(\frac{d_B}{\lambda_B} \right) + \lambda_H \coth \left(\frac{d_H}{\lambda_H} \right) + \frac{H}{2} \right) \ln \left(\frac{r_{внеш}}{r_{СИС}} \right), \quad (3.1)$$

где λ_B , λ_H и d_B , d_H – глубины проникновения магнитного поля и толщины верхнего и нижнего электродов, соответственно; H – толщина слоя изолятора; $r_{СИС} = \sqrt{S_{СИС}/\pi}$ – радиус СИС-перехода, $S_{СИС}$ – его площадь; $r_{внеш} \approx 3$ мкм – характерное расстояние, на котором происходит заметное искривление линий тока. Таким образом, полный импеданс СИС перехода в данной модели на частоте ω :

$$Z_{SIS}(\omega) = j\omega L_{spread} + (1/R_n + j\omega C)^{-1}. \quad (3.2)$$

РДП в данной модели был задан как генератор с сопротивлением 0.3 Ом.

3.3.2 Моделирование структур в программе Ansys HFSS

Описанный выше метод позволяет быстро оптимизировать сверхпроводниковые структуры с необходимыми характеристиками. Однако в данном методе имеется

существенное ограничение, связанное с предположением, что в линиях распространяются только квази-ТЕМ моды [85]. Для согласования разрыва по постоянному току (сотни Ом) с РДП (0.3 Ом) и детектором (десятые доли Ома из-за наличия емкости) требуются многоступенчатые трансформаторы импеданса, ширина которых варьируется от 4 мкм до 60 мкм. Из-за этого на границах двух линий разной ширины волновой фронт существенно отличается от плоского. Есть различные модели, в которых данные эффекты учитываются введением дополнительных индуктивностей и емкостей, однако в большинстве схем в данной работе длина таких участков, где происходит искривление волнового фронта, много меньше длины микрополосков, на которых волновой фронт плоский, и экспериментальные характеристики мало отличаются от расчетных.

При электромагнитном моделировании структур можно строго учесть эффекты, связанные с неоднородностями в структурах (повороты, стык двух линий разного импеданса, переход с копланарной линии на микрополосковую и др.). Кроме того, автоматически учитывается возможность возникновения поперечных резонансов в широких линиях.

Моделирование структур проводилось в программе Ansys HFSS. Сверхпроводящие свойства электродов линий передачи были учтены, как описано в разделе 1.6. Для того, чтобы учесть конечный размер перехода при расчете приходящей на него мощности и установить порт непосредственно на переходе, он был задан как показано на Рисунке 3.2 (а). Эквивалентная схема показана на Рисунке 3.2 (б). Сосредоточенный порт с импедансом $R_{\text{порт}} \ll R_n$ представлен в виде прямоугольника. Снизу он касается нижнего электрода микрополосковой линии, а сверху – цилиндра из идеального проводника (ИП). Размеры цилиндра не сказываются на результатах расчета. Вокруг идеального проводника расположено плоское кольцо, с внешним радиусом $r_{\text{СИС}}$ и внутренним, равным радиусу цилиндра $r_{\text{и}}$. На кольце заданы граничные условия, так что его импеданс равен импедансу $Z_{\text{СИС}}$ параллельно соединенных емкости СИС-перехода и R_n . В пересчете на квадрат поверхности граничному условию соответствует выражение:

$$Z_{\square} = 2\pi Z_{\text{СИС}} / \ln(r_{\text{СИС}}/r_{\text{И}}) \quad (3.3)$$

Для перехода от мощности, регистрируемой портом, к полной мощности, приходящей на СИС-переход, необходимо пересчитать рассчитанные в HFSS значения по формуле:

$$S_{21}^{\text{СИС}} = S_{21}^{\text{порт}} + 10 \log \left(1 + \frac{\text{Re}(Z_{\text{СИС}})}{R_{\text{порт}}} \right), \quad (3.4)$$

где $R_{\text{порт}}$ – сопротивление порта, которое во всех симуляциях было выбрано равным 1 мОм – много меньше $\text{Re}(Z_{\text{СИС}})$.

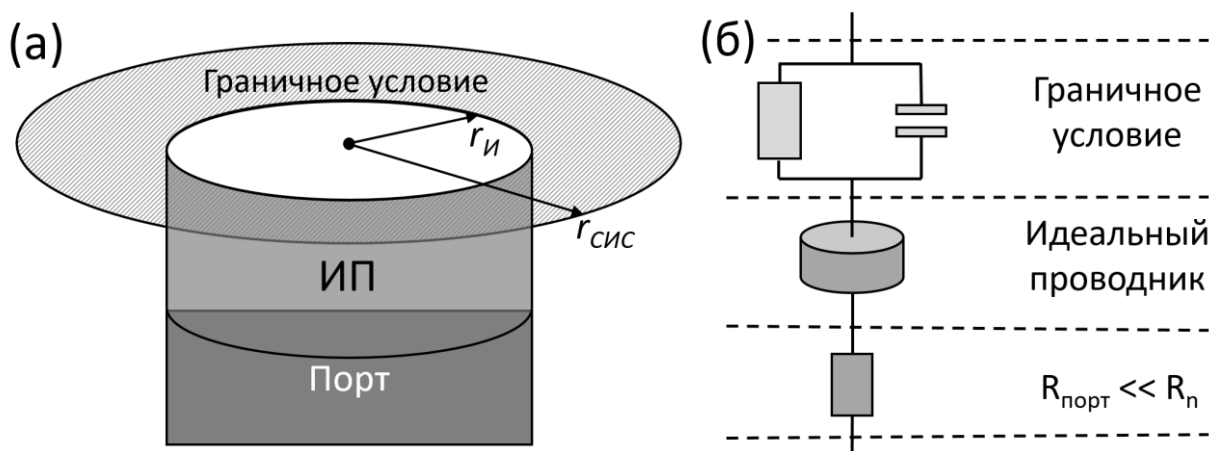


Рисунок 3.2 – (а) Схема задания СИС перехода при моделировании в программе Ansys HFSS; (б) эквивалентная схема, соответствующая рисунку (а) [А.5]

3.3.3 Сравнение расчетов и эксперимента

Моделирование в программе Ansys HFSS требует существенно больше времени, чем полуаналитический расчет: несколько часов, по сравнению с несколькими секундами. Поэтому расчет структур и оптимизация размеров проводились с помощью полуаналитической модели, а после результаты расчета верифицировались в HFSS. Стоит отметить, что на реальных образцах присутствует некоторый разброс параметров туннельных переходов, и они могут несколько отличаться от закладываемых в расчете. При сравнении экспериментальных данных с расчетами площади переходов были подкорректированы с учетом измеренных значений R_n . Методика определения плотности туннельного тока через барьер и уходов размеров туннельных переходов при травлении обсуждается, например, в работах [101].

В общей сложности было исследовано более 20 образцов с различной топологией и геометрическими размерами СИС-переходов (площадь от 0.5 до 2.5 мкм²) и плотностью туннельного тока (от 5 до 20 кА/см²). На Рисунке 3.3 (а)–(f) показаны результаты полуаналитического расчета и моделирования в Ansys HFSS (значения в дБ отложены по левой оси) вместе с данными эксперимента (значения тока накачки – по правой оси в логарифмическом масштабе).

Из рисунков можно видеть, что для большинства образцов положение особенностей на частотной зависимости S_{21} совпадает с особенностями на измеренных зависимостях тока накачки от частоты РДП. Иногда расчетные характеристики оказываются немного (10-20 ГГц) смещены относительно измеренных, что можно объяснить расхождением между теоретической и экспериментальной зависимостями лондоновской глубины от частоты. Также не все особенности на S_{21} присутствуют в эксперименте, что для некоторых образцов связано с насыщением детектора (см. раздел 1.3.2). В силу того, что РДП генерирует не только основную, но и кратные гармоники [102], на частотах ниже 350 ГГц возникает отклик на гармоники, а не на основной сигнал, и результаты расчетов отличаются от эксперимента. Поскольку вопрос генерации гармоник здесь не обсуждается, данные на рисунках ниже представлены от 350 ГГц. Наконец, сам РДП является сложной нелинейной системой, динамика которой зависит от многих факторов, в том числе, и от степени согласования его с нагрузкой, которые в расчетах не учитывались. Поэтому на основе представленных ниже данных можно говорить о качественном соответствии между расчетами и экспериментом.

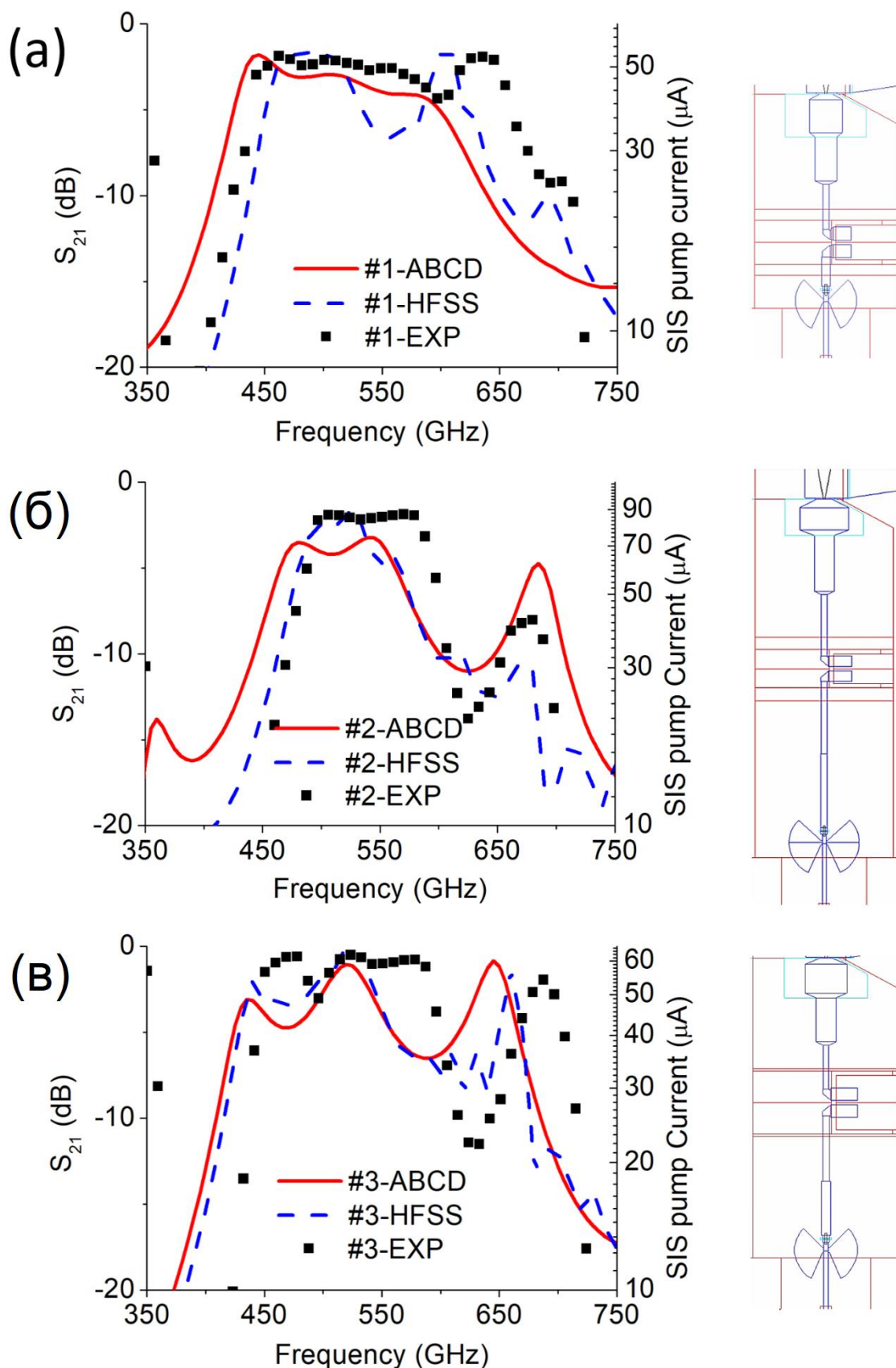
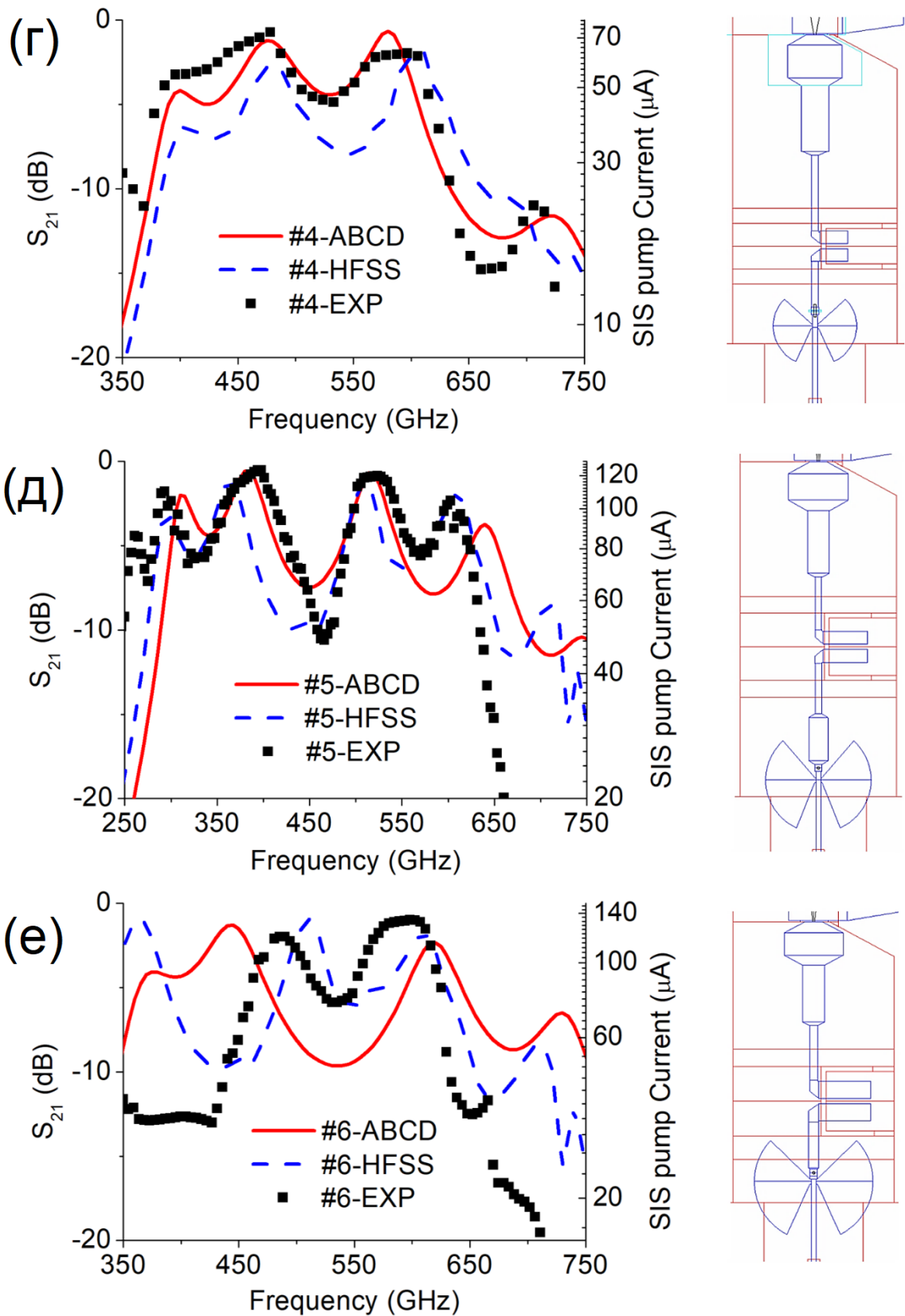


Рисунок 3.3 – Сравнение результатов моделирования сверхпроводниковых структур и экспериментальных данных. Значения параметра S_{21} , рассчитанные в полуаналитической модели (красная сплошная кривая) и в Ansys HFSS →



← (синий пунктир) отложены по левой оси; экспериментальные данные (черные квадраты) показаны по правой оси. Справа от каждого графика приведены чертежи соответствующих структур [A.5]

Отличие рассчитанных в полуаналитической модели значений S_{21} от эксперимента и расчета в Ansys HFSS для образца #6 (см. Рисунок 3.3 (е)), связано с искривлением формы волнового фронта вблизи СИС-перехода. Структура электрического поля показана на Рисунке 3.4.

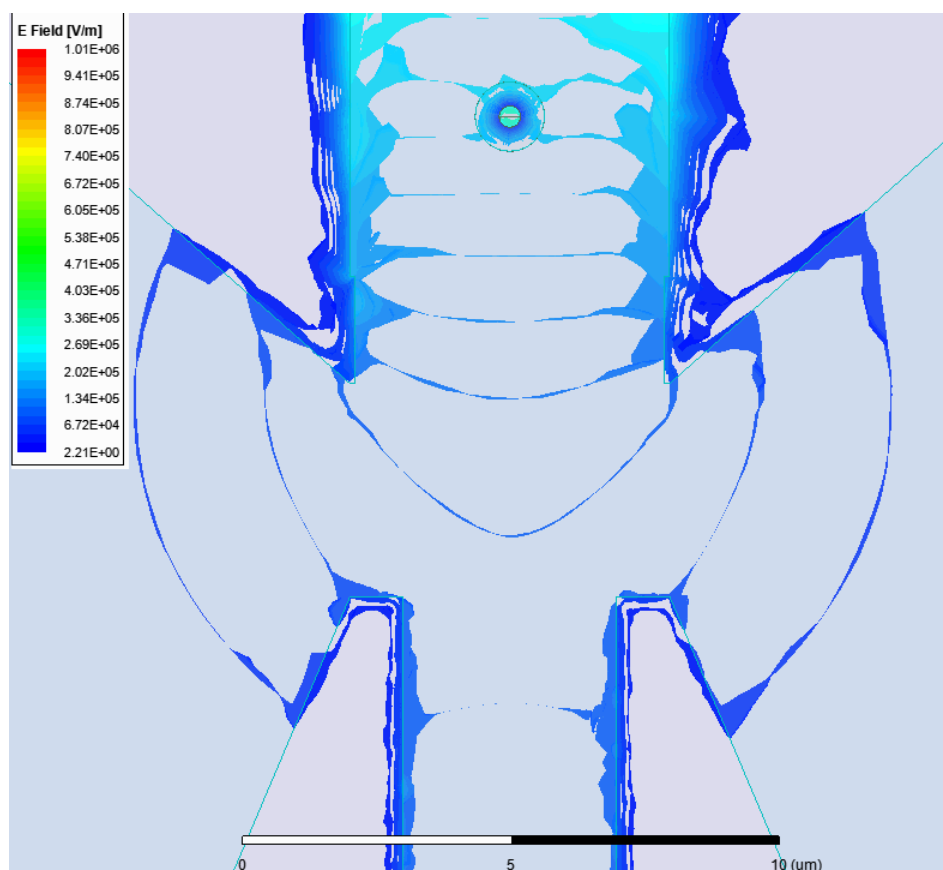


Рисунок 3.4 – Распределение амплитуды электрического поля вблизи перехода от СИС-детектора к радиальному замыкателю на частоте 500 ГГц, рассчитанное в Ansys HFSS. Волновой фронт оказывается сильно искривлен [А.5]

3.4 Расчеты согласованной нагрузки для подавления ступеней Фиске

Как уже было отмечено в разделе 1.4.1 при описании принципов работы РДП, есть два режима его работы: резонансный и режим вязкого течения вихрей. В резонансном режиме постоянная затухания для распространяющихся по РДП электромагнитных волн малы, поэтому в силу большого коэффициента отражения волн от концов РДП, возникают стоячие волны и на ВАХ образуются ступени Фиске (см. Рисунок 1.19).

На ступенях Фиске дифференциальное сопротивление мало, следовательно, ширина линии излучения РДП также будет достаточно мала. Однако в пространстве между ступенями бывает тяжело найти рабочие точки с достаточно узкой линией. Кроме того, подстройка при помощи магнитного поля требует некоторого времени, а после каждого термоциклирования необходимо ее повторное проведение в течение нескольких минут. В связи с этим возникает задача обеспечения возможности непрерывной перестройки частоты генерации РДП.

Для решения данной задачи было предложено добавить слои нормального металла вдоль РДП и на его неизлучающий конец. Все дизайны показаны схематически на Рисунке 3.5. В модели предполагалось, что и верхний, и нижний сверхпроводящий электрод изготовлены из ниобия. В качестве нормального металла, как и в экспериментальных образцах, использовался молибден. Толщины каждого слоя показаны на рисунке.

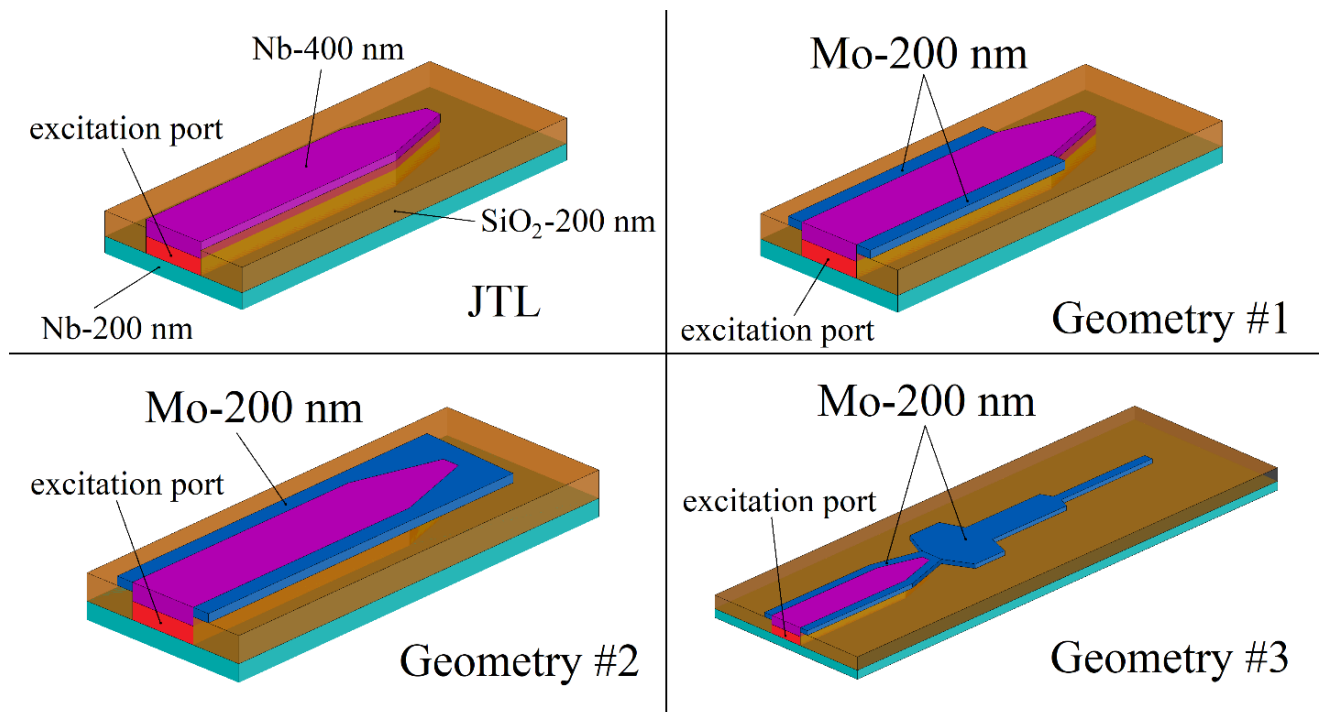


Рисунок 3.5 – Схематическое изображение неизлучающего конца РДП с дополнительными слоями нормального металла вдоль РДП и на его неизлучающем конце [А.6]

Такое решение основано на том, что электромагнитное поле частично выходит из области туннельного барьера в область вблизи перехода, а увеличение постоянной затухания для волн, распространяющихся по РДП, будет препятствовать возникновению стоячих волн. Добавление согласованной нагрузки на неизлучающем конце также позволит снизить коэффициент отражения. Однако, при этом необходимо следить за тем, чтобы уровень выходной мощности оставался на достаточном уровне (для работы смесителя в интегральном приемнике необходимо, чтобы излучение гетеродина вызывало ток накачки порядка 25 % от скачка тока на щелевом напряжении).

Экспериментальные исследования проводились М.Е. Парамоновым и подробно изложены в его диссертационной работе на соискание степени кандидата физико-математических наук [103]. Ниже представлены результаты расчетов, выполненные лично автором.

Моделирование проводилось в программе Ansys HFSS. Сверхпроводящие свойства материалов верхнего и нижнего электрода были учтены так же, как и в предыдущем подразделе. Из-за возникающих краевых эффектов на конце РДП, моделировалась только его часть от середины до неизлучающего конца, и порт был установлен, как показано на Рисунке 3.5 красным прямоугольником. Из-за сильной зависимости характеристического импеданса РДП от частоты, обусловленной как краевыми эффектами, так и частотной зависимостью лондоновской глубины, более удобным оказалось поставить импеданс порта $R_{port} = 100 \text{ Ом} \gg Z_{FFO} \approx 0.3 \text{ Ом}$, а после пересчитать полученные результаты.

На Рисунке 3.6 показана зависимость S_{11} от частоты для геометрий JTL, #1, #2. Амплитуда S_{11} принимает значения, близкие к 1 из-за отражения между портом и линией, в силу большой разницы между R_{port} и Z_{FFO} . Амплитуда изменения S_{11} оказывается существенно меньше при добавлении слоев нормального металла.

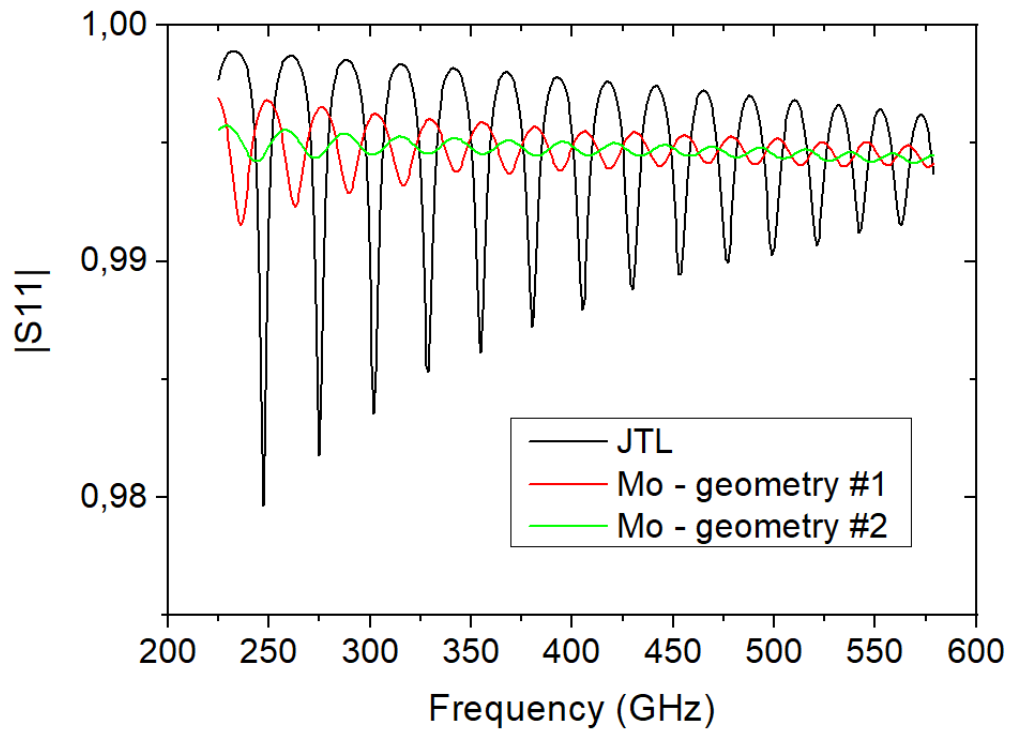


Рисунок 3.6 – Значения параметра S_{11} для геометрий JTL, #1, #2 рассчитанные в Ansys HFSS [A.6]

Для того, чтобы исключить введенную в модели величину сопротивления порта R_{port} можно воспользоваться процедурой пересчета по формулам ниже. Пусть A_1 – амплитуда испущенной волны, а B_1 – амплитуда волны, прошедшей от места испускания, отразившейся от неизлучающего конца и вернувшейся обратно. Коэффициент S_{11} для порта на Рисунке 3.5 можно найти по формуле:

$$S_{11} = \Gamma_1 \exp(i\pi) + t_1^2 (\Gamma_2 \exp(-2\kappa l + 2i\beta l) + \Gamma_1 \Gamma_2^2 \exp(-4\kappa l + 4i\beta l) + \dots), \quad (3.5)$$

где первое слагаемое соответствует отражению волны в месте стыка порта и линии, а следующие слагаемые учитывают распространение волны по РДП до неизлучающего конца, ее отражение и распространение обратно. $\Gamma_{1,2}$ – коэффициенты отражения волны на границе порта и линии и от неизлучающего конца, соответственно; t_1 – коэффициент прохождения волны через границу порт–линия; $t_1^2 = 1 - \Gamma_1^2$. После преобразования (3.5), получим:

$$S_{11} = \Gamma_1 \exp(i\pi) + (1 - \Gamma_1^2) \Gamma_2 \exp(-2\kappa l + 2i\beta l) / (1 - \Gamma_1 \Gamma_2 \exp(-2\kappa l + 2i\beta l)), \quad (3.6)$$

После взятия модуля от выражения (3.6), можно описать графики на Рисунке 3.6. Относительная глубина осцилляций $|S_{11}|$ практически полностью (с ошибкой менее 15 % для геометрии #0 и менее 2 % для всех остальных) определяется величиной $\Gamma_{2\text{exp}}(-2\kappa l)$, которая есть не что иное, как B_1/A_1 . Соответствующие кривые для всех 4 геометрий показаны на Рисунке 3.7.

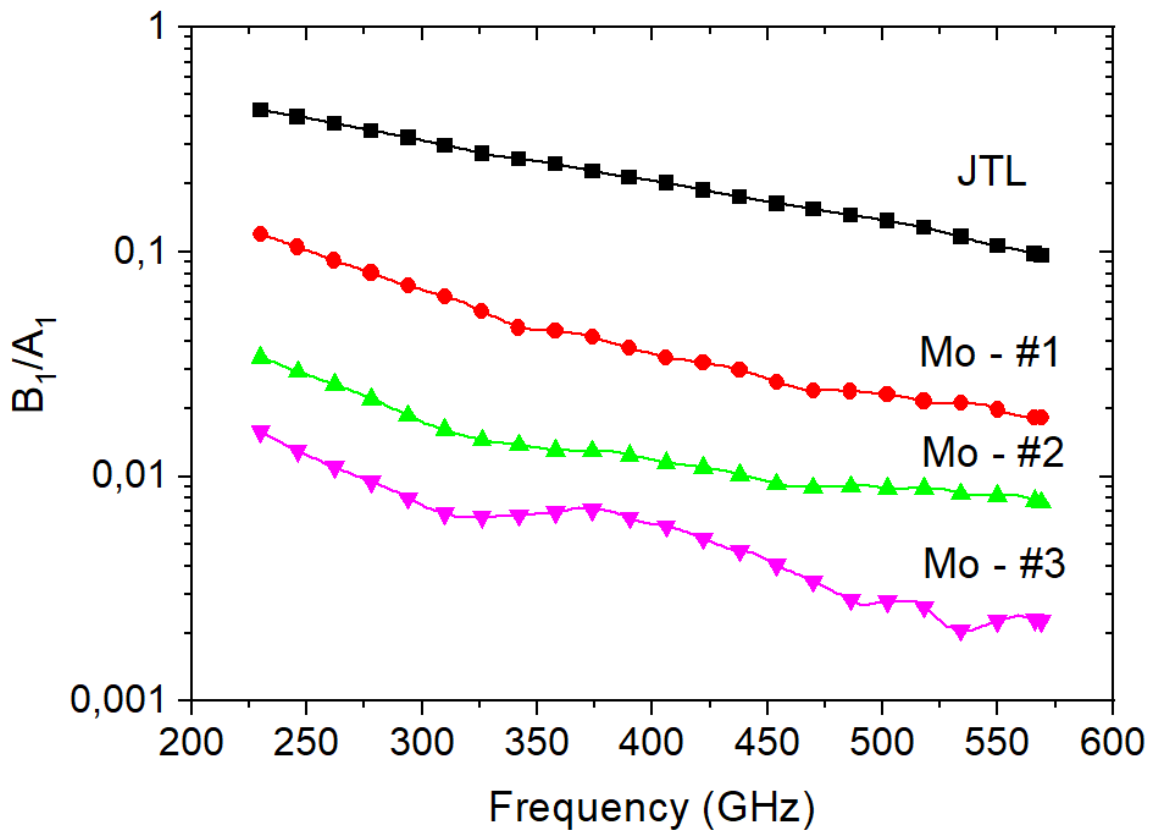


Рисунок 3.7 – Относительная амплитуда волны после распространения по линии и отражения от конца B_1 , нормированная на начальную амплитуду A_1 для моделируемых структур [А.6]

Из Рисунка 3.7 можно видеть, что добавление слоя нормального металла по краям вдоль РДП (#1) позволяет уменьшить относительную амплитуду волны B_1 почти в три раза по сравнению с РДП в традиционном исполнении, а если нормальный металл полностью покрывает неизлучающий конец РДП (#2), то B_1 становится меньше почти на порядок. Чебышевский трансформатор из нормального металла на неизлучающем конце РДП (#3) позволяет добиться дальнейшего уменьшения ещё почти в 2 раза.

Данные результаты хорошо согласуются с экспериментальными измерениями. На серии ВАХ РДП в традиционном исполнении ступени Фиске отчетливо видны; для структуры со слоем нормального металла вдоль РДП ступени Фиске все ещё присутствуют, но оказываются немного размыты; для образца со слоем металла, покрывающим и края РДП и неизлучающий конец на ВАХ ступени почти не наблюдаются. Небольшие осцилляции заметны только на зависимости дифференциального сопротивления от приложенного напряжения.

3.5 Выводы по главе

- Отработаны два метода моделирования сверхпроводниковых интегральных структур, включающих в себя микрополосковые и щелевые линии со сверхпроводящими электродами, туннельные СИС переходы и другие элементы. Предложен способ задания СИС перехода при моделировании в программе Ansys HFSS. Результаты расчетов обоими способами качественно соответствуют друг другу и экспериментальным данным. С использованием реализованных программ удалось спроектировать три серии новых образцов, результаты измерений которых опубликованы в работах [104, 105]; некоторые из них будут представлены в главе 5 [А.13].
- Описаны результаты расчетов РДП с элементами для подавления ступеней Фиске путем добавления слоя нормального металла вдоль РДП и на его неизлучающий конец. Проведен расчет топологии РДП с согласованной нагрузкой на неизлучающем конце, который позволит добиться дальнейшего уменьшения амплитуды отраженных от неизлучающего конца РДП волн ещё в несколько раз.

Результаты опубликованы в работах [А.5, А.6]

ГЛАВА 4. Нагрев СИС перехода ТГц сигналом

В данной главе рассматривается взаимодействие туннельного СИС перехода с электромагнитным излучением, частотой порядка и выше 1 ТГц. Ранее в экспериментах, проведенных, как совместно с коллегами из лаборатории, так и другими авторами в литературе, было обнаружено, что при работе на частотах выше щелевой частоты материала электродов происходит значительное уменьшение щелевого напряжения (на несколько десятых долей мВ). Данный эффект необходимо учитывать при проектировании сверхпроводниковых приемников на соответствующий частотный диапазон. Ниже обсуждаются различные модели, учитывающие как уменьшение сверхпроводниковой щели из-за наличия избыточных неравновесных квазичастиц, так и перегрев самого перехода с учетом нескольких механизмов генерации и оттока тепла. Рассматриваются образцы как в жидком гелии, так и в вакуумном криостате, где теплоотвод происходит через подложку. Проводится сравнение теоретических результатов с экспериментальными.

4.1 Постановка задачи

Эксперименты, в которых были обнаружены и исследовались процессы перегрева туннельных СИС переходов при воздействии терагерцового сигнала проводились в нескольких работах по данной теме [39 - 41, 106- 109]. В них было обнаружено, что при воздействии электромагнитного сигнала щелевое напряжение уменьшалось; в некоторых случаях наблюдался S-образный загиб вольтамперной характеристики. В работах исследовались туннельные переходы в различных схемах, а также предлагались различные объяснения и модели, а также способы уменьшения влияния этого эффекта на характеристики приемных структур. Во всех указанных выше работах тепловой баланс и распределение температуры находятся при помощи уравнения Фурье:

$$-\kappa \nabla T = q \tag{4.1}$$

где κ – коэффициент теплопроводности, T – температура, q – плотность потока тепла.

Как уже упоминалось ранее, для создания устройств с рабочими частотами выше 700 ГГц необходимо использовать сверхпроводниковые материалы с более высокой, чем у ниобия, щелевой частотой. С другой стороны, поскольку коэффициент теплопроводности сверхпроводящих материалов экспоненциально убывает с понижением температуры, в некоторых работах предлагалось изготавливать структуру со сверхпроводящей микрополосковой линией и делать небольшую область из нормального металла вблизи перехода. Альтернативным решением является изготовление одного электрода микрополосковой линии из сверхпроводника, а другого – из нормального металла [108].

Для исследования микрополосковых линий NbTiN–SiO₂–Al на частотах около 1 ТГц, а также для наблюдения описанных выше тепловых эффектов, коллегами автора диссертации из ИРЭ им. В. А. Котельникова и АКЦ ФИАН были изготовлены экспериментальные образцы; схема одного из них показана на Рисунке 4.1.

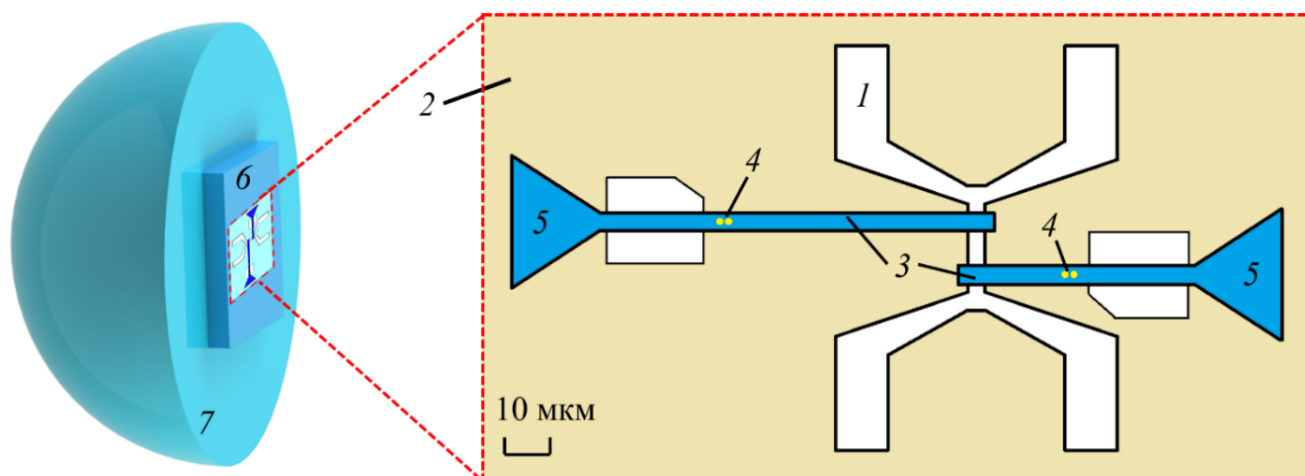


Рисунок 4.1 – Схема экспериментального образца для исследования сверхпроводниковых интегральных структур при воздействии сигнала частотой около 1 ТГц. Обозначения см. в тексте. [А.7]

Образец представляет собой сверхпроводниковую интегральную структуру, изготовленную на подложке из высокоомного кремния (6) с подслоем Al₂O₃, которая во время проведения эксперимента приклеивалась к кремниевой линзе (7). Туннельные СИС переходы Nb–Al/AlN–NbN (4) встроены в микрополосковую

линию NbTiN–SiO₂–Al (см. Рисунок 4.2). Для отстройки емкости переходов используется схема с двумя переходами (т.н. «twin»-структура); также в схеме согласования есть фильтры низких частот (5), уменьшающие отток мощности в линии подключения по постоянному току. Верхние алюминиевые электроды обозначены цифрой (3), а нижний из NbTiN – цифрой (2). Длина микрополосковой линии справа $\lambda/4$, а слева – $3\lambda/4$. Цифрой (1) обозначена щелевая антенна. Детали технологического процесса можно найти в работе [110].

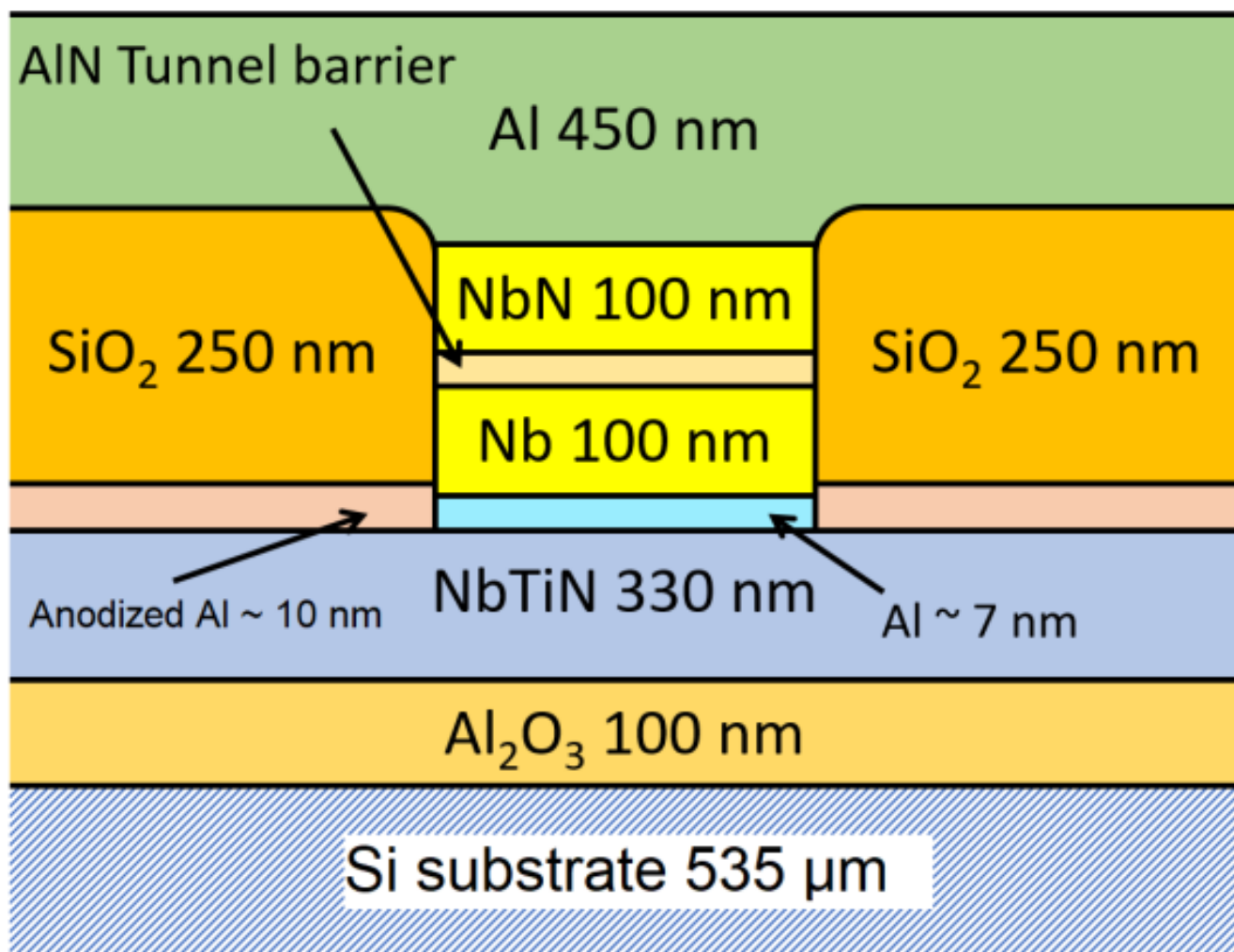


Рисунок 4.2 – Схематическое изображение слоев сверхпроводниковой интегральной структуры вблизи туннельного перехода Nb–Al/AlN–NbN, включенного в микрополосковую линию NbTiN–SiO₂–Al. [А.4]

Эксперимент проводился совместно с коллегами автора: Киневым Н.В. и Котовой Н.Н. Измерения проходили в вакуумном гелиевом криостате; на образец подавался сигнал от ЛОВ на частотах от 0.9 до 1 ТГц и смотрелся отклик СИС

переходов. Более детально методика проведения измерений описана в диссертации Н.В. Кинева на соискание степени доктора физико-математических наук.

ВАХ СИС переходов в короткой секции при воздействии сигнала ЛОВ (сплошные цветные кривые) и автономная ВАХ (сплошная черная кривая) показаны на Рисунке 4.3. На вставке показана область вблизи щелевого напряжения; видно понижение щелевого напряжения, которое становится меньше при увеличении мощности сигнала ЛОВ. Черным пунктиром показаны теоретические ВАХ, построенные по формуле (1.45). Для учета уменьшения щелевого напряжения при воздействии сигнала ЛОВ в качестве $I_{DC}(V)$ использовалась автономная кривая, измеренная при более высокой температуре. По аппроксимации экспериментальных кривых теоретическими определялась амплитуда напряжения терагерцового сигнала V_ω , которая входит в (1.45). Мощность рассчитывалась из величины V_ω , по формуле $V_\omega^2/2R_n$, где R_n нормальное сопротивление «twin»-структуры. Значения мощности ТГц сигнала, воздействующей на детектор, для каждой из накачанных кривых приведены на Рисунке 4.3. Мощность, обусловленная протеканием постоянного тока через переходы, рассчитывалась как произведение щелевого напряжения V_g на половину скачка тока при данном напряжении.

Отсутствие нагрева перехода за счет разогрева подложки приходящим излучением было подтверждено проведением дополнительных измерений в таких конфигурациях, где излучение воздействовало только на переходы в одной секции, и на ВАХ наблюдались все эффекты, как и на Рисунке 4.3; при этом накачки переходов во второй секции почти не происходило и величина их щелевого напряжения не менялась.

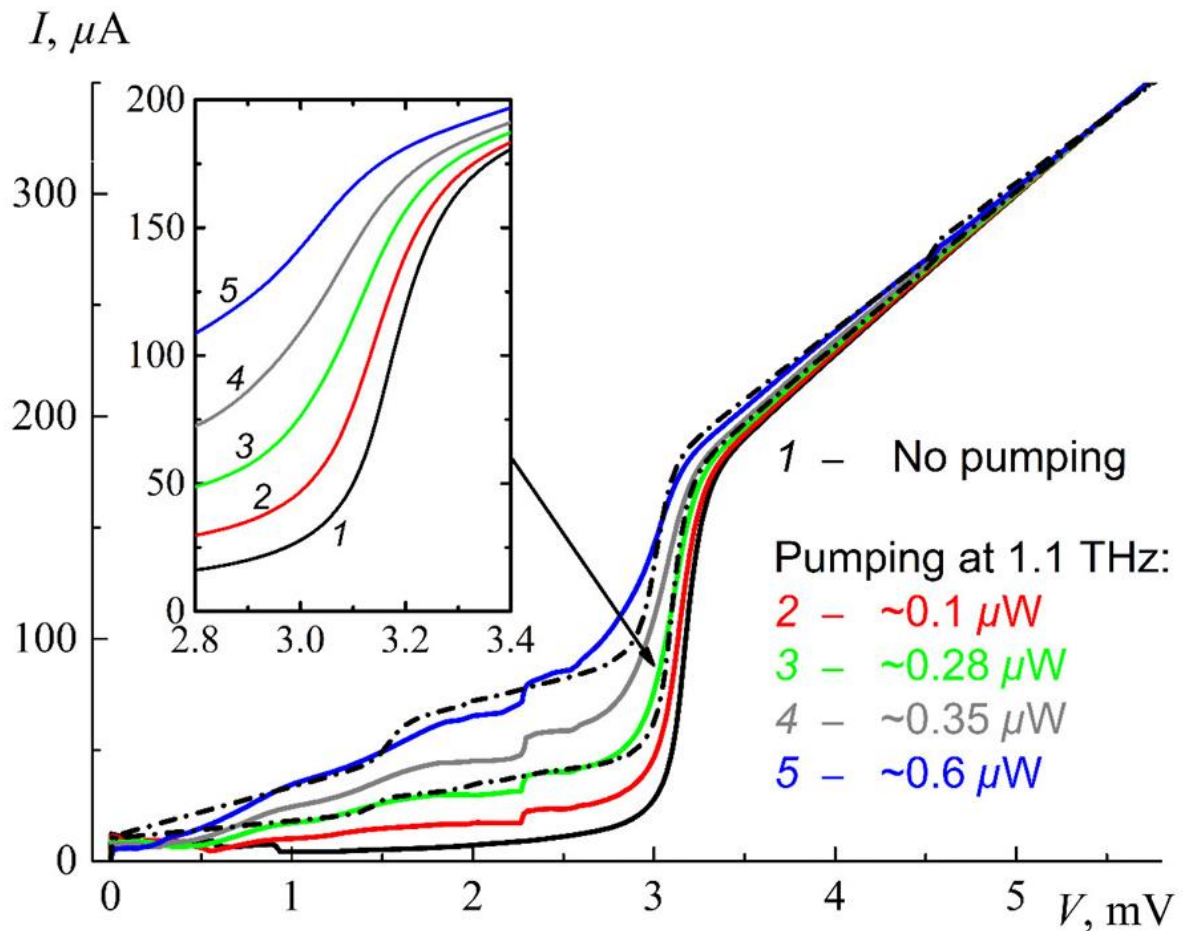


Рисунок 4.3 – ВАХ СИС переходов в короткой секции при воздействии излучения ЛОВ (цветные кривые) и без него (черная сплошная). Критический ток частично подавлен при помощи магнитного поля. Пунктиром показаны теоретические ВАХ, построенные по формуле (1.45) для синей и зеленой кривых. Значения мощности определены из аппроксимации экспериментальных ВАХ теоретическими. На вставке показана область вблизи щелевого напряжения, на которой отчетливо заметно уменьшение щелевого напряжения при воздействии сигнала ЛОВ [А.8]

4.2 Подавление щели за счет наличия неравновесных квазичастиц и фононов

Существует несколько механизмов, объясняющих изменение энергетической щели Δ в сверхпроводнике. Помимо уменьшения Δ из-за нагрева СИС-перехода мощностью, которая выделяющейся при протекании постоянного и переменного тока, рассматриваемой в большинстве работ по данной теме, уменьшение V_g может быть также вызвано изменением функции распределения квазичастиц $f_e(E, T)$, которая входит в неявное уравнение для определения щели $\Delta(T)$:

$$(N(0)V_{BCS})^{-1} = \int_{\Delta(T)}^{\infty} dE (1 - 2f_e(E, T)) / \sqrt{E^2 - \Delta(T)^2}, \quad (4.2)$$

где $N(0)$ – плотность квазичастичных состояний на поверхности Ферми в единице объема, V_{BCS} – потенциал спаривания в модели БКШ, $f_e(E, T)$ – неравновесная функция распределения квазичастиц при воздействии внешнего возмущения.

Задача нахождения функции распределения квазичастиц $f_e(E, T)$ в сверхпроводящих пленках под воздействием терагерцового излучения решалась в работах [111, 112] с помощью кинетического уравнения. Однако, во всех этих работах рассматривались отдельные сверхпроводящие пленки, а не туннельные переходы. Несколько проще подход, описанный в работе [113], где генерация избыточных квазичастиц и их последующая рекомбинация приводят к повышению эффективной температуры фононной подсистемы, локальному перегреву сверхпроводника и понижению сверхпроводниковой щели. В качестве первой итерации было решено использовать этот более простой подход.

В основе данной модели лежат скоростные уравнения Ротварфа-Тейлора [113], описывающие эволюцию во времени числа квазичастиц и фононов с энергией $\hbar\Omega > 2\Delta^{\text{Nb}}$:

$$\begin{cases} dN/dt = I_0/V + 2N_{\omega}/\tau_B - RN^2 \\ dN_{\omega}/dt = RN^2/2 - N_{\omega}/\tau_B - (N_{\omega} - N_{\omega T})/\tau_{esc} \end{cases} \quad (4.3)$$

которые в стационарном случае можно привести к виду:

$$\begin{cases} N_{\omega}/N_{\omega T} = 1 + I_0\tau_{esc}/2N_{\omega T} \\ (N/N_T)^2 = 1 + (1 + \tau_{esc}/\tau_B) I_0\tau_R/N_T \end{cases} \quad (4.4)$$

где N – концентрация квазичастиц, N_{ω} – концентрация неравновесных фононов с энергиями $\hbar\Omega > 2\Delta$, N_T и $N_{\omega T}$ – концентрация квазичастиц и фононов с энергиями $\hbar\Omega > 2\Delta$ в состоянии термодинамического равновесия при температуре T , соответственно, I_0 – скорость генерации квазичастиц, V – объем ниобиевого электрода, τ_B – время жизни высокоэнергичных фононов до разрыва куперовской пары, R – коэффициент рекомбинации ($\tau_R = 1/(N_TR)$ – время рекомбинации квазичастиц), τ_{esc} – время выхода фонона из ниобия. Времена τ_B и τ_R рассчитаны по

формулам из работы [114] в приближении, что элиашберговская функция $\alpha^2 F(\Omega)$ имеет параболическую зависимость. Время выхода высокоэнергичных фононов τ_{esc} определяется временем диффузии, которое для рассматриваемых образцов составляет около 50 пс.

Из-за разной величины сверхпроводниковой щели у Nb, NbN и NbTiN часть неравновесных квазичастиц, возбужденных в ниобии, оказывается в потенциальной «ловушке», вызванной наличием андреевского отражения на границе сверхпроводников, и их избыточная энергия может покинуть систему только за счет фононов, образующихся после их рекомбинации.

Концентрации равновесных квазичастиц и фононов при температуре T , а также скорость генерации квазичастиц за счет разрыва пар высокоэнергичными фотонами, могут быть найдены по формулам ниже:

$$N_T = N(0) \sqrt{2\pi k_B T \Delta(T)} \exp(-\Delta(T)/k_B T), \quad (4.5)$$

$$N_{\omega T} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^3 \left(\frac{2}{c_t^3} + \frac{1}{c_l^3} \right) \int_{2\Delta(T)/k_B T}^{\Theta_D/T} \frac{x^2 dx}{\exp(x)-1}, \quad (4.6)$$

$$I_0 = 2 \times 0.8 P / hf, \quad (4.7)$$

где c_l и c_t – скорости продольных и поперечных фононных мод, соответственно, k_B – постоянная Больцмана, f – частота излучения. В условиях задачи $N_T \sim 0,24 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$, $N_{\omega T} \sim 1,5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$, $I_0/V \sim 0,2 \cdot 10^{35} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Числовой коэффициент в третьем уравнении происходит из предположения, что при поглощении каждого терагерцового фотона появляется 2 квазичастицы, а вероятность такого процесса при рассматриваемых мощности и частоте сигнала, примерно равна 0.8. При мощности сигнала $P = 0.6 \text{ мкВт}$, имеем: $(N_{\omega}/N_{\omega T} - 1) \sim 0.14$, или $(1 - \Delta^*/\Delta(T)) \sim 0.03$, где Δ^* – энергетическая щель в неравновесном состоянии. Таким образом, изменение эффективной температуры, согласно рассматриваемой модели, составляет примерно 0.5 К, а изменение щелевого напряжения $\sim 0.04 \text{ мВ}$ и в системе присутствует перегрев перехода относительно линии передачи. В статье [А.7] была допущена арифметическая ошибка, в результате чего значение данного фактора оказалось недооценено.

Полученные оценки изменения эффективной температуры и сдвига щели меньше наблюдаемых в эксперименте примерно в 2 и 5 раз, соответственно. Расхождение может быть вызвано тем, что имеются дополнительные механизмы и эффекты, в частности, не учитывается релаксация энергии квазичастиц из-за рассеяния с испусканием неравновесных фононов. Кроме того, в скоростных уравнениях неявно предполагается, что все неравновесные квазичастицы остаются в ловушке, в то время как части неравновесных квазичастиц энергии достаточно, чтобы покинуть переход и выйти в прилегающие электроды линий передачи.

Рассматриваемая модель носит оценочный характер; основной результат данной части работы состоит в том, что температура туннельных СИС переходов может заметно отличаться от температуры электродов.

4.3 Комплексная модель нагрева СИС перехода в линии NbTiN-Al

Ниже изложена модель, в которой дано возможное объяснение наблюдаемому в эксперименте уменьшению щелевого напряжения туннельных СИС переходов при воздействии ТГц электромагнитного излучения. В модели находится распределение температуры по алюминиевому электроду с учетом того, что поток фононов, при помощи которых происходит отвод тепла от переходов в подложку, оказывается ограничен из-за рассогласования акустических импедансов на границах разных слоев. Также учитывается как мощность постоянного, так и переменного тока, а также влияние нагрева высокочастотными токами электродов микрополосковой линии и локализация места тепловыделения из-за конечных времен релаксации энергии неравновесных квазичастиц путем рассеяния с испусканием неравновесных фононов и рекомбинации квазичастиц.

4.3.1 Учет рассогласования акустических импедансов

Сверхпроводниковая интегральная структура состоит из нескольких слоев сверхпроводника, нормального металла и диэлектриков. Коэффициент теплопроводности алюминия, как минимум, на два порядка больше, чем у остальных материалов (как диэлектриков, так и сверхпроводников). Если образец помещен в жидкий гелий, то верхний слой (в рассматриваемом случае – алюминий) находится в прямом контакте с жидким гелием и отток тепла будет определяться сопротивлением Капицы [39]. Однако, если образец помещен в вакуумный криостат, то отток тепла будет осуществляться через подложку. Структура слоев структуры показана на Рисунке 4.4. В пространстве от x_0 до x_1 и от x_3 до x_4 в нижнем электроде из NbTiN вытравлены окна. В области от x_3 до x_4 находится щелевая антенна, а область от x_0 до x_1 – часть согласующей структуры между щелевой антенной и СИС-переходами. На данных участках между алюминиевым электродом и подложкой находится 2 слоя: буферный слой Al_2O_3 и изолятор микрополосковой линии – SiO_2 . На всех остальных, кроме них, имеется также слой NbTiN.

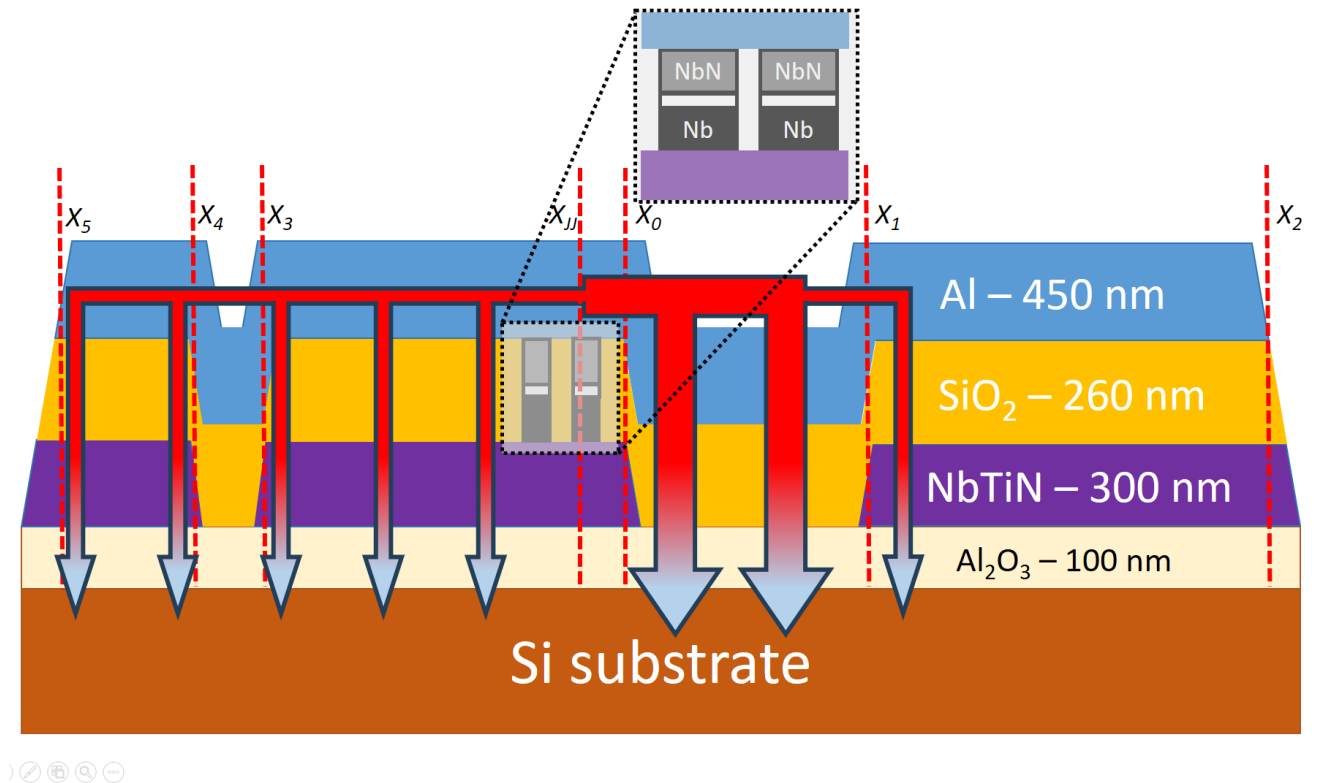


Рисунок 4.4 – Схематичное изображение структуры слоев исследуемого образца. Стрелками обозначены потоки тепла; их толщина качественно показывает величину потока на каждом участке [A.8]

Акустические импедансы каждого слоя отличаются в силу того, что у разных материалов отличаются скорости звука и плотность. Из-за этого коэффициент отражения фононов от границ двух сред оказывается достаточно большим. Коэффициент прохождения фононов при распространении от алюминиевого электрода к подложке можно рассчитать по формулам из работы [114]. Кроме того, фононы имеют конечную скорость распространения в каждой среде, а также может происходить их рассеяние на дефектах. Таким образом, характерное время выхода фонона τ_{esc} из алюминиевой плёнки в подложку можно оценить по следующей формуле:

$$\tau_{esc} = \left\{ \left[\tau_{e-ph}^{Al} \frac{2-\eta_{Al-SiO_2}}{\eta_{Al-SiO_2}} + \tau_{SiO_2} \right] \frac{2-\eta_{SiO_2-Al_2O_3}}{\eta_{SiO_2-Al_2O_3}} + \tau_{Al_2O_3} \right\} \frac{2-\eta_{Al_2O_3-Si}}{\eta_{Al_2O_3-Si}} \quad (4.8)$$

Здесь η_{A-B} – коэффициент прохождения фонона через границу сред A и B , усреднённый по углам и поляризациям, а также по продольным и поперечным акустическим модам. Коэффициенты прохождения из среды A в B и из B в A ,

вообще говоря, имеют различные значения из-за возможности полного внутреннего отражения. Характерные времена прохождения фононами каждого слоя τ_{SiO_2} и $\tau_{Al_2O_3}$ рассчитаны в диффузном приближении, так как толщины пленок много больше длин свободного пробега фононов в соответствующих средах. В Таблице 4.1 представлены коэффициенты прохождения через границы различных слоёв.

Таблица 4.1. – Усредненные по поляризациям, углам падения и модам (поперечным и продольным) коэффициенты прохождения через границы различных сред. [А.8]

Граница материалов	$\langle \eta \rangle$
Al – SiO ₂	0,625
SiO ₂ – Al ₂ O ₃	0,3
Al ₂ O ₃ – Si	0,88
SiO ₂ – NbTiN	0,8
NbTiN – Al ₂ O ₃	0,11
SiO ₂ – Al	0,94
Al ₂ O ₃ – SiO ₂	0,78
NbTiN – SiO ₂	0,29

Коэффициент прохождения через границу NbTiN – Al₂O₃ при переходе из NbTiN оказывается мал, а, следовательно, время выхода фонона через окно в NbTiN будет, как следует из расчета по формуле (4.8), примерно в 10 раз меньше. Однако даже в этом случае эффективное время выхода фонона будет почти на порядок больше, чем τ_{e-ph}^{Al} .

Таким образом, весь алюминиевый электрод можно разбить на участки с разным коэффициентом теплоотвода. Величина потока тепла на каждом участке показана на Рисунке 4.4 стрелками разной толщины.

4.3.2 Расчёт стационарного распределения температуры в алюминиевом электроде

Стационарное распределение температуры по алюминиевому электроду при воздействии терагерцового сигнала можно найти из решения уравнения Фурье. В данном случае оно записывается в следующем виде:

$$-\kappa(T) \frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{C_v^e(T)}{\tau_{esc}(T)} (T - T_b) = \frac{j_\omega^2}{\sigma_{Al}} \quad (4.9)$$

где $\kappa(T)$ и $C_v^e(T)$ – зависящие от температуры коэффициент теплопроводности алюминиевого электрода, который был рассчитан по формуле Видемана-Франца, и теплоемкость единицы его объема, соответственно; T_b – температура подложки; j_ω – плотность ВЧ тока, полученная из аппроксимации ВАХ выражениями из модели Такера–Фелдмана [11]. Удельная проводимость σ_{Al} определялась по измерениям сопротивления плёнки алюминия при гелиевой температуре в погружном зонде, проведенным отдельно. Выражение справа от знака равенства в формуле (4.9) подразумевает выделение тепла в электроде линии передачи за счет нагрева высокочастотными токами.

Высокая теплопроводность алюминия обусловлена электронной подсистемой, а теплоотвод осуществляется путем ухода неравновесных фононов в подложку. Процесс передачи энергии от электронной подсистемы к фононной определяется характерным временем электрон-фононного взаимодействия τ_{e-ph}^{Al} , которое можно рассчитать, как в работе [115]. При низких температурах преобладают поперечные фононы [116], так что время электрон-фононного взаимодействия можно считать обратно пропорциональным третьей степени температуры. Стоит отметить, что в эксперименте наблюдаются степенные зависимости τ_{e-ph}^{Al} от $\sim 1/T^2$ до $\sim 1/T^5$ [41, 115, 117]. В данной модели была выбрана зависимость $\tau_{e-ph}^{Al} \sim 1/T^3$, при этом степень температуры от 2 до 5 мало влияет на результаты вычислений. Значения $\tau_{esc}(T)$ рассчитаны по формуле (4.8).

Граничные условия в точках x_0 , x_1 , x_3 и x_4 представляют собой условия непрерывности температур и тепловых потоков слева и справа от границ, а в точках

x_2 и x_5 – отсутствие теплового потока через эти границы. Физически в точке x_2 алюминиевый электрод переходит в ниобиевый, в котором коэффициент теплопроводности существенно меньше, а точка x_5 – физический конец алюминиевого электрода. Тогда граничные условия можно записать:

$$\begin{cases} T(x_i - 0) = T(x_i + 0) \\ dT/dx|_{x_i-0} = dT/dx|_{x_i+0} \\ dT/dx|_{x_j} = 0 \end{cases} \quad (4.10)$$

где i обозначает индексы 0, 1, 3 и 4, а j – 2 и 5. В силу того, что характерная длина, на которой устанавливается распределение температуры, составляет примерно $9 \mu\text{m}$ для области, где есть окно в слое NbTiN, и более $20 \mu\text{m}$ в других областях, а также ввиду отсутствия видимой разницы в щелевом напряжении между двумя туннельными переходами на их ВАХ, в данной задаче два перехода заменены на один источник тепла в точке x_{JJ} (см. Рисунок 4.4). Максимальная разница температуры в поперечном направлении в расчетах составила менее 1 %, что существенно превышает точность модели, поэтому рассматривается одномерная задача.

Полная мощность P , выделяемая в переходе, складывается из мощности протекающего постоянного тока и мощности, выделяющейся при воздействии терагерцового сигнала. Граничные условия в точке x_{JJ} , где расположены переходы, можно записать в виде:

$$\begin{cases} T(x_{JJ} - 0) = T(x_{JJ} + 0) \\ P / (\kappa(T(x_{JJ})) W_{Al} d_{Al}) = dT/dx|_{x_{JJ}-0} - dT/dx|_{x_{JJ}+0} \end{cases} \quad (4.11)$$

где $W_{Al} = 4 \text{ мкм}$, $d_{Al} = 450 \text{ нм}$ – ширина и толщина алюминиевого перехода, соответственно. Граничные условия (4.11) имеют смысл непрерывности температуры и сохранения потока тепла, приходящего от СИС контактов и расходящегося от них по линии направо и налево.

Уравнение (4.9) с граничными условиями (4.10)–(4.11) не имеет аналитических решений, представимых в элементарных функциях. Поэтому решение было

найденно численно при помощи метода конечных разностей. Алгоритм решения краевых задач для нелинейных уравнений методом конечных разностей подробно описан в [118]. Распределение температуры в короткой секции при мощности накачки $0.6 \mu\text{W}$ (кривая 5 на Рисунке 4.3) показано на Рисунке 4.5.

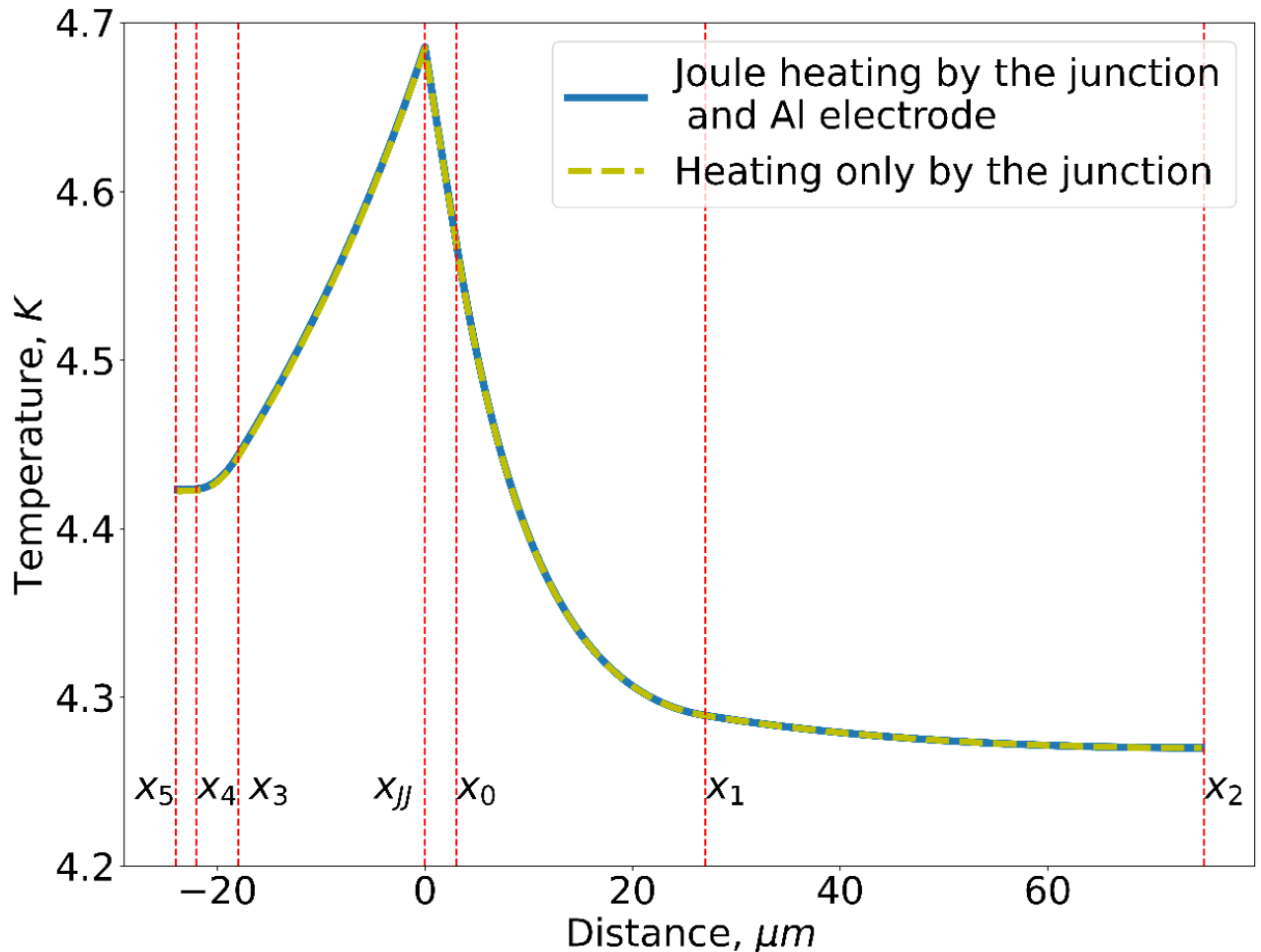


Рисунок 4.5 – Пространственное распределение температуры по алюминиевому электроду. Обозначения координат соответствуют Рисунку 4.4. Пунктирной кривой показан случай, когда туннельный контакт является единственным источником тепла в системе; сплошной кривой показан случай дополнительного небольшого нагрева в алюминиевом электроде за счет протекающего по нему высокочастотного тока. [А.8]

Было получено решение уравнения (4.9) с нулевой правой частью (пунктирная зеленая кривая на Рисунке 4.5) и j_{ω} , определённым по величине накачки СИС-переходов (синяя сплошная кривая). Результат сравнения показывает, что нагрева алюминиевого электрода за счет протекающих по нему ВЧ-токов оказывается несущественным.

В рамках модели (4.9)–(4.11) без учета перегрева переходов относительно алюминиевого электрода получается температура около 4.7 К. При этом, величина температуры, определенная по сдвигу щелевого напряжения, оказывается 5.8 К. Данное расхождение нельзя объяснить неточностью эксперимента или определения параметров модели. Также в рамках модели (4.9)–(4.11) не учитывается, что температура СИС переходов каким-то образом зависит от частоты сигнала. При этом в эксперименте при воздействии сигнала частотой до 700 ГГц сдвиг щелевого напряжения СИС переходов существенно меньше. Разделы ниже посвящены описанию физических причин, обуславливающих наблюдаемые эффекты.

4.3.3 Времена релаксации энергии неравновесных квазичастиц

При туннелировании квазичастиц под воздействием фотона (англ. «photon-assisted tunneling») частотой ($f \sim 1.1$ ТГц, $E \sim 4.4$ мэВ) образуются сильно неравновесные квазичастицы с энергиями ~ 5.5 мэВ, время жизни которых до рассеяния с испусканием фонона τ_s существенно меньше, чем для квазичастиц с энергией порядка Δ_{Nb} [64] (1.2 мэВ). Характерная зависимость времени рассеяния квазичастиц от их энергии показана на Рисунке 4.6. Кроме того, возможны процессы релаксации энергии неравновесных квазичастиц, при которых две квазичастицы рекомбинируют с испусканием фонона, однако при энергиях много больше Δ_{Nb} характерное время таких процессов τ_R оказывается почти на порядок больше, чем τ_s [64]. Также оказывается, что рассеяние происходит, в основном, с испусканием высокоэнергичных фононов с энергией порядка энергии фотона, так что, при однократном акте рассеяния, квазичастица передает одному фонону практически всю свою энергию.

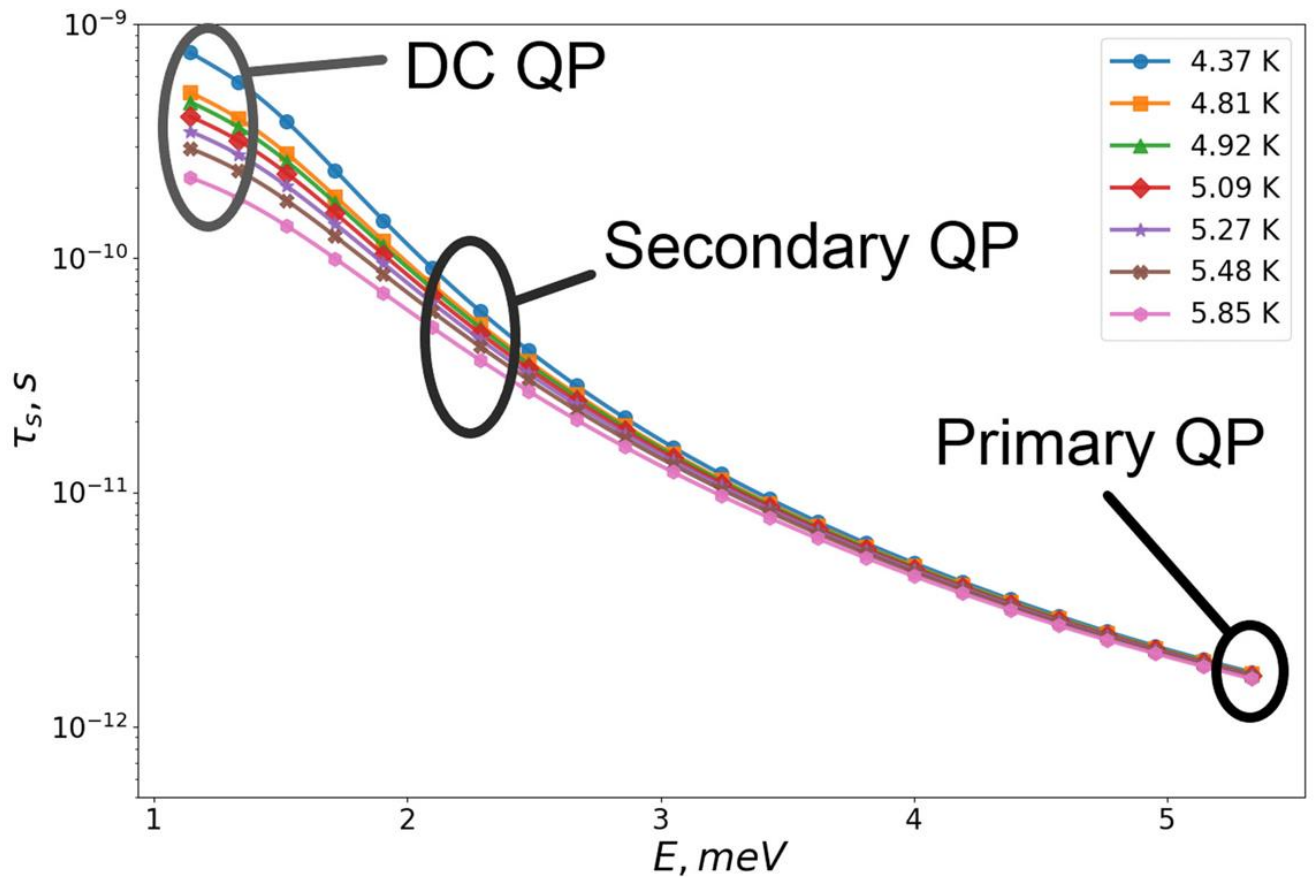


Рисунок 4.6 – Зависимость времени рассеяния неравновесной квазичастицы с испусканием фонона от ее энергии при нескольких значениях температуры.

Обозначение «Primary QP» соответствует квазичастицам, образующимся в результате туннелирования под воздействием фотона; «Secondary QP» – вторичные квазичастицы, образующиеся после разрыва куперовской пары неравновесными высокоэнергичными фононами, испущенными после рассеяния первичных квазичастиц; «DC QP» – квазичастицы, образующиеся при протекании постоянного тока при приложенном напряжении около V_g . [A.8]

Время жизни фонона с энергией $hf \approx 4.4$ meV при температурах эксперимента до разрыва куперовской пары $\tau_{PB} \approx 10^{-11}$ s много меньше как времени рассеяния на квазичастицах, так и времени выхода фонона из области туннельного контакта (оба времени по порядку величины $\sim 10^{-9}$ s). Поэтому, спустя характерное время τ_{PB} , фонон поглощается в электроде туннельного контакта и образуется две квазичастицы с энергиями $hf/2 \approx 2.2$ мэВ. Таким образом в ниобии оказывается три группы квазичастиц: (1) первичные, возникшие при поглощении ТГц излучения, (2) вторичные, получившиеся после поглощения высокоэнергичных фононов, образовавшихся после рассеяния первичных квазичастиц, и (3) появившиеся при

протекании постоянного тока. Все три группы и их времена жизни показаны на Рисунке 4.6: (1) Primary, (2) Secondary и (3) DC.

Более строгий подход подразумевает решение кинетического уравнения и нахождение неравновесных функций распределения как в электродах туннельного контакта, так и в электродах линии. Данная задача является предметом дальнейших исследований.

4.3.4 Учет перегрева перехода относительно электродов линии

Описанные механизмы релаксации и их характерные времена приводят к тому, что релаксация энергии части неравновесных квазичастиц происходит непосредственно в одном из электродов СИС перехода, в то время как релаксация энергии квазичастиц с малой энергией происходит в электродах линии передачи. Данный эффект может приводить к сильному перегреву перехода относительно электродов линии. Качественно этот эффект можно учесть, записав выражение равенства потока тепла через границу СИС переходов и линии передачи:

$$\alpha(T_{JJ})P = \frac{C_{JJ}}{\tau_{Nb}^{e-ph}}(T_{JJ} - T_{Al}(x_{JJ})), \quad (4.12)$$

где $\alpha(T_{JJ})$ – доля мощности P , выделяющаяся непосредственно в туннельном контакте при температуре контакта T_{JJ} ; C_{JJ} – теплоемкость джозефсоновского контакта, которая определяется, в основном ниобиевым электродом; τ_{Nb}^{e-ph} – характерное среднее время электрон-фононного взаимодействия в ниобии; T_{JJ} – температура туннельного контакта; $T_{Al}(x_{JJ})$ – температура алюминиевого электрода в точке x_{JJ} . Оказывается, что основная доля выделяемой мощности, тем не менее, приходится на алюминиевый электрод.

Вероятность того, что при движении частицы на длине L не произойдет ни одного акта рассеяния, при длине свободного пробега l_{mfp} , экспоненциально убывает с увеличением L . Учитывая, что в среднем, в направлении алюминиевого электрода движется одна четвертая часть квазичастиц, коэффициент $\alpha(T)$ в формуле (4.12) можно оценить по формуле:

$$\alpha(T) \approx 1 - \exp\left(-\frac{4d_{Nb}}{l_{mfp}}\right) = 1 - \exp\left(-\frac{4d_{Nb}}{\tau_{eff}(E,T) v_F \sqrt{1-\Delta(T)^2/E^2}}\right) \quad (4.13)$$

где d_{Nb} – толщина электрода из Nb в туннельном контакте; v_F – скорость Ферми; $E \approx \Delta(T) + hf$ – энергия неравновесной квазичастицы; $\tau_{eff}(E, T)$ – зависящее от энергии неравновесной квазичастицы эффективное время релаксации ее энергии при температуре T . Величина $\tau_{eff}(E, T)$ связана с τ_s , τ_R и τ_{PB} , однако вывод точного соотношения выходит за рамки данной модели.

4.3.5 Сравнение модели и эксперимента

На Рисунке 4.7 бирюзовой кривой с доверительным интервалом показаны рассчитанные значения температуры алюминиевого электрода линии передачи в точке x_{JJ} , соответствующей месту расположения СИС переходов, (см. Рисунок 4.5) в зависимости от полной выделяющейся на переходах мощности P . Крестами желтого цвета показаны экспериментальные значения полной мощности P и температуры T_{JJ} , определенные по ВАХ СИС переходов, как описано в конце раздела 4.1. Если учесть «перегрев» ($T_{JJ} \neq T_{Al}(x_{JJ})$) туннельных контактов относительно алюминиевого электрода линии передачи (в модели (4.9)–(4.11) предполагается $T_{JJ} = T_{Al}(x_{JJ})$) и ввести зависящий от температуры коэффициент $\alpha(T)$ в формуле (4.12), то удастся подстроить численную модель таким образом, что рассчитанные значения температуры СИС перехода T_{JJ} при любой мощности накачки оказываются близки к экспериментальным (см. желтую кривую на Рисунке 4.7). Точка при минимальной мощности 0.3 мкВт соответствует нагреву только за счет протекания постоянного тока, поэтому результаты эксперимента и обеих моделей совпадают.

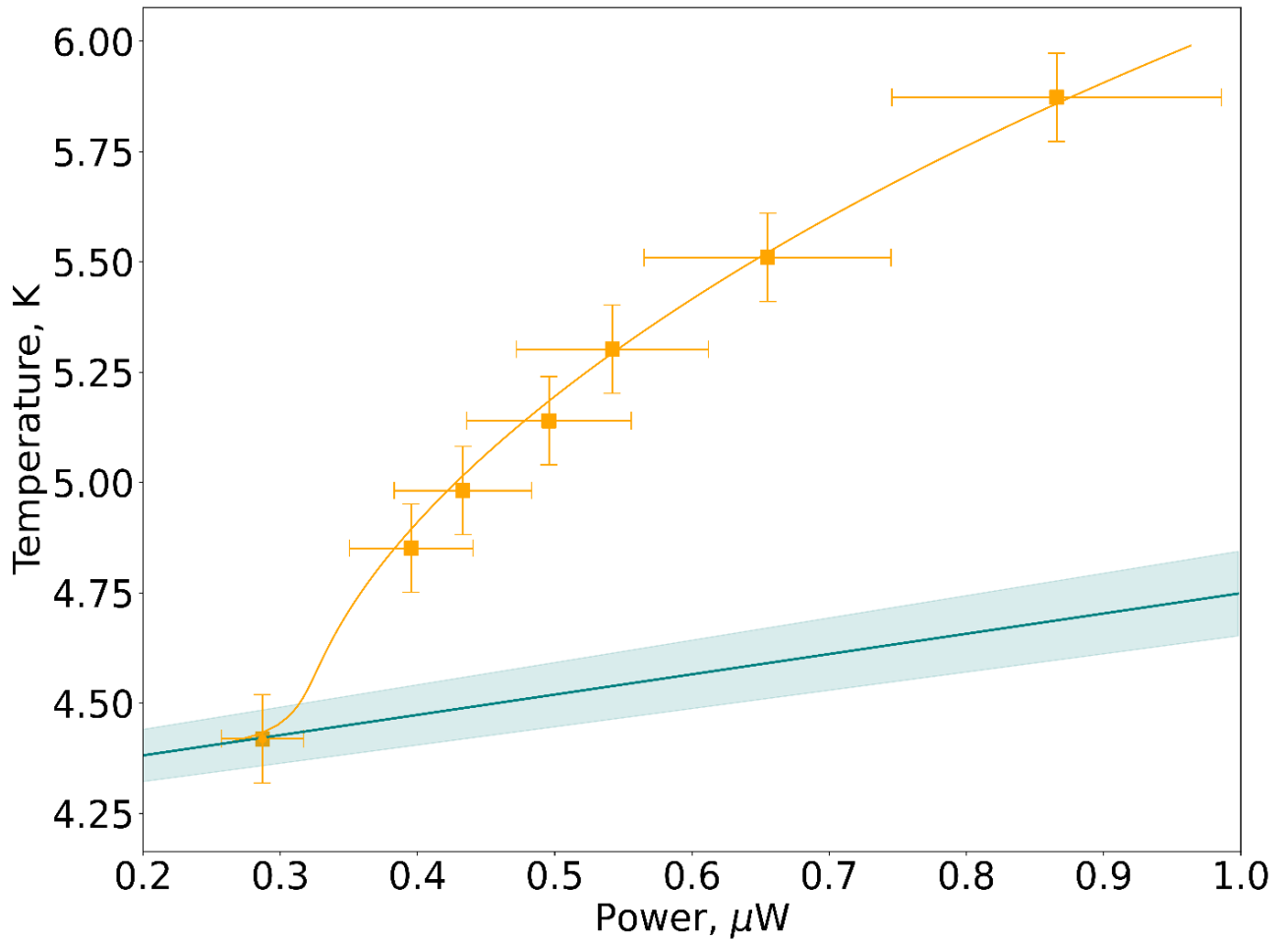


Рисунок 4.7 – Зависимость температуры СИС перехода, определенной из экспериментальных измерений величины V_g , (квадраты с крестами погрешности) от полной мощности P , величина которой равна сумме мощностей постоянного тока и ТГц сигнала, полученной из аппроксимации ВАХ с накачкой формулами модели Такера-Фелдмана. Желтая кривая – результат расчета по численной модели (4.9)–(4.13), бирюзовая кривая с доверительным интервалом рассчитана по формулам (4.9)–(4.11). [A.8]

С другой стороны, коэффициент $\alpha(T)$ связан с эффективным временем релаксации энергии неравновесных квазичастиц $\tau_{\text{eff}}(E, T)$, как показано в формуле (4.13). Значения $\tau_{\text{eff}}(E, T)$ в формуле (4.13), при которых получается наилучшее соответствие между экспериментальными и теоретическими значениями на Рисунке 4.7 представлены на Рисунке 4.8. По порядку величины вычисленные значения совпадают с временем жизни τ_s неравновесных квазичастиц с энергией $\hbar f/2 \approx 2.2 \text{ meV}$ (см. область “Secondary QP” на Рисунке 4.6). В дальнейшем

планируется решение системы кинетических уравнений для электронной и фононной подсистем, как в туннельных контактах, так и в электродах микрополосковой линии для получения более точных результатов.

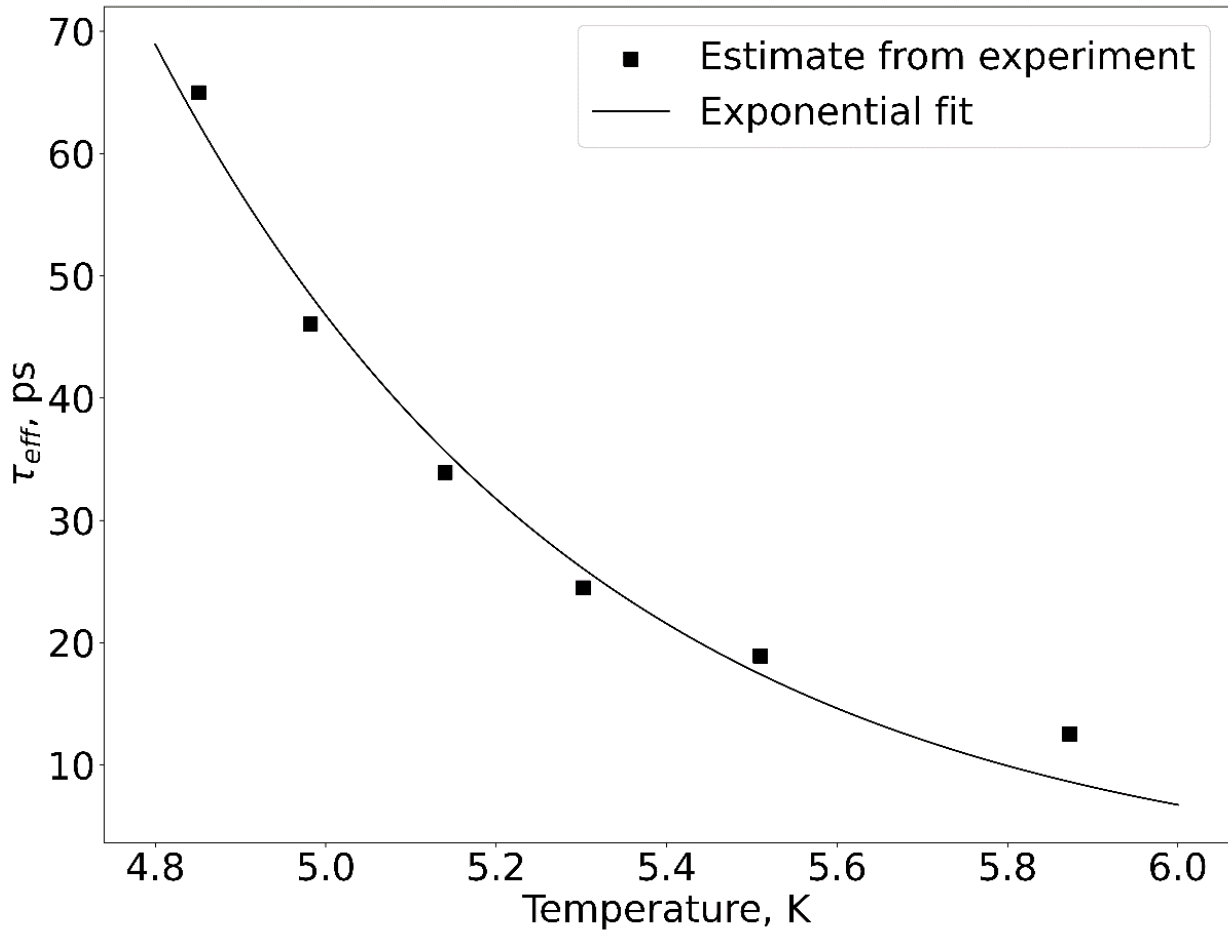


Рисунок 4.8 – Зависимость эффективного времени релаксации энергии неравновесных квазичастиц $\tau_{eff}(E, T)$: численный расчёт (квадраты) и экспоненциальная аппроксимация (сплошная линия). Времена релаксации, соответствующие энергиям вторичных квазичастиц (см. “Secondary QP” Рисунке 4.6), лежат в интервале от 30 до 80 пс, что качественно согласуется с определенным $\tau_{eff}(E, T)$ [A.8]

4.4 Выводы по главе

- Разработана комплексная численная модель, позволяющая описать тепловые процессы в сверхпроводниковых интегральных структурах, включающих в себя туннельные СИС переходы Nb-Al/AlN-NbN , встроенные в микрополосковую линию $\text{NbTiN-SiO}_2\text{-Al}$, при воздействии ТГц сигнала произвольной мощности на частоте больше щелевой частоты ниобия. В модели учтено, как влияние нескольких слоев на скорость отвода тепла неравновесными фононами из-за рассогласования акустических импедансов слоев, так и нелинейные зависимости от температуры параметров задачи: коэффициентов теплопроводности, теплоемкости материалов, времени ухода фононов в подложку и др.
- В предположении о локальном перегреве туннельных переходов относительно линии передачи за счет возбуждения сильно неравновесных квазичастиц с коротким временем релаксации при воздействии квантов ТГц излучения удалось объяснить наблюдаемое в эксперименте уменьшение щелевого напряжения.

Результаты опубликованы в работах [А.7, А.8].

ГЛАВА 5. Сверхпроводниковые генераторы на основе массивов джозефсоновских переходов

В данной главе изложены результаты исследований сверхпроводникового терагерцового генератора на основе массивов джозефсоновских переходов. Описано влияние различных параметров: количества переходов, их площади, плотности туннельного тока и наличия согласованной нагрузки на неизлучающем конце – на характеристики генераторов. Приведены результаты измерений линии генерации и их сравнения с теоретическими моделями; показана схема реализации режима ФАПЧ к внешнему стабильному синтезатору.

5.1 Описание экспериментальных образцов

В данном разделе приводится описание экспериментальных образцов. Всего были спроектированы две серии с различными топологиями; в первой серии было 6 различных дизайнов образцов, а во второй – 4, отличающиеся количеством переходов, их площадью и топологией схемы согласования с детектором. В каждой серии было несколько подсерий с различными значениями плотности туннельного тока переходов. Суммарно было изготовлено более 10 серий образцов, причем в каждой серии было по 4 одинаковых образца для подтверждения воспроизводимости технологии. Таким образом, результаты данной главы основаны на измерениях и анализе более 200 экспериментальных образцов.

Каждый туннельный СИС переход в массиве шунтирован тонкопленочным резистором из нормального металла (в данном случае использовался молибден толщиной около 100 нм). При помощи толщины молибдена подбиралось сопротивление шунта для подстройки величины параметра Маккамбера β (см. раздел 1.2.4) в сериях с различной плотностью туннельного тока переходов. Для обеспечения безгистрезисного хода ВАХ необходимо уменьшить β , как минимум до 0.5. Практически во всех образцах значение β было на уровне 0.3–0.4. Изображение шунтированных переходов показано на Рисунке 5.1. СИС переходы показаны цифрой «1»; шунтирующие тонкопленочные резисторы – цифрой «2»; цифра «3» – точки соединения верхнего электрода с нижним.

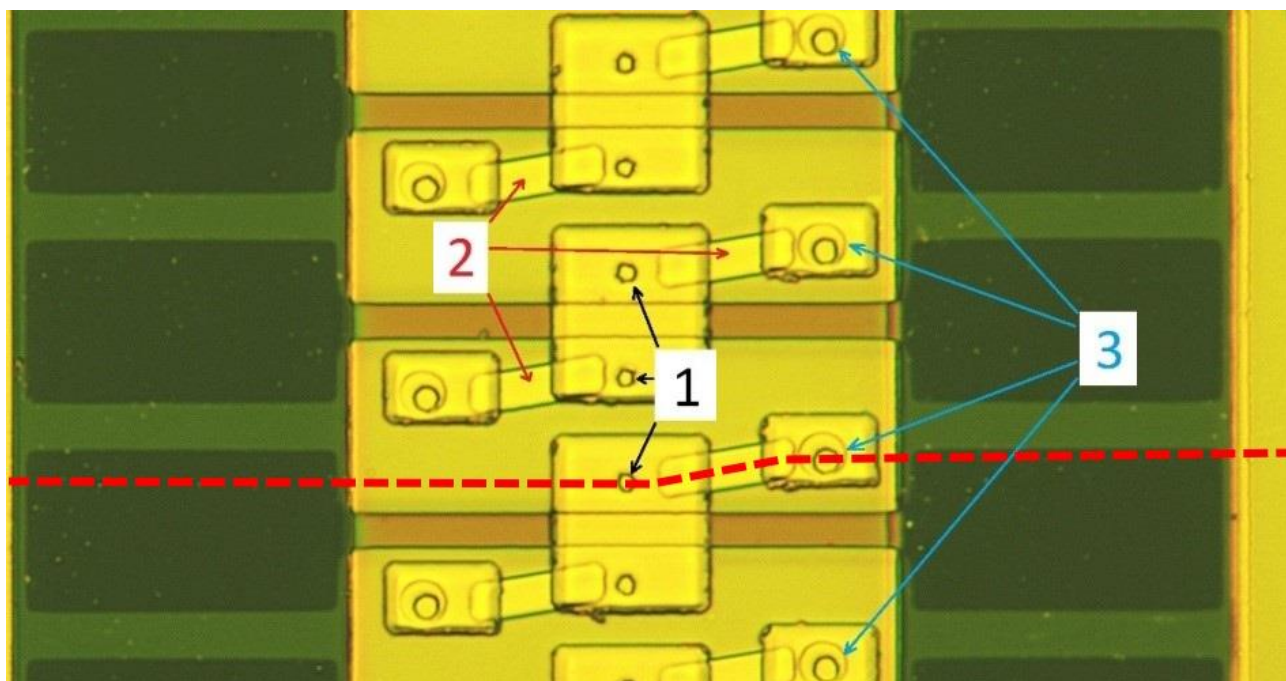


Рисунок 5.1 – Увеличенное изображение СИС переходов в массиве. 1 – СИС переходы, 2 – шунтирующие резисторы, 3 – точки соединения верхнего электрода с нижним. Пунктирная кривая – линия сечения, показанная на Рисунке 5.2 [А.11]

Технология изготовления данных схем практически не отличается от описанной во Введении в разделе 1.7 для образцов с генератором на основе РДП на кремниевых подложках и подслоем Al_2O_3 , за небольшим исключением. Во-первых, после проведения анодизации нижнего слоя структуры для предотвращения закороток в областях вблизи СИС переходов необходимо удалить металл между центральным и базовыми электродами копланарной линии. Для этого используется плазмохимическое травление в среде CF_4 , после которого остаются характерные следы (см. характерные паттерны в областях светло-зеленого цвета на Рисунке 5.1). Во-вторых, добавляется стадия формирования шунтов методом взрывной литографии. В остальном все стадии из раздела 1.7 остаются без изменений.

Структура слоев в сечении, показанном на Рисунке 5.1 красным пунктиром, изображена схематически на Рисунке 5.2. Образцы с плотностью туннельного тока до 7 кА/см^2 были изготовлены по технологии $\text{Nb-Al/AlO}_x\text{-Nb}$, а выше – по технологии Nb-Al/AlN-NbN . Остальные материалы оставались одинаковыми для всех образцов.

- Nb (350 nm)
 - Mo (100 nm)
 - SiO₂ (250 nm)
- Nb or NbN (100 nm)
 - AlO_x or AlN barrier (~ 1 nm)
 - Nb (200 nm)
- Si substrate (535 μm)
 - Al₂O₃ buffer layer (100 nm)

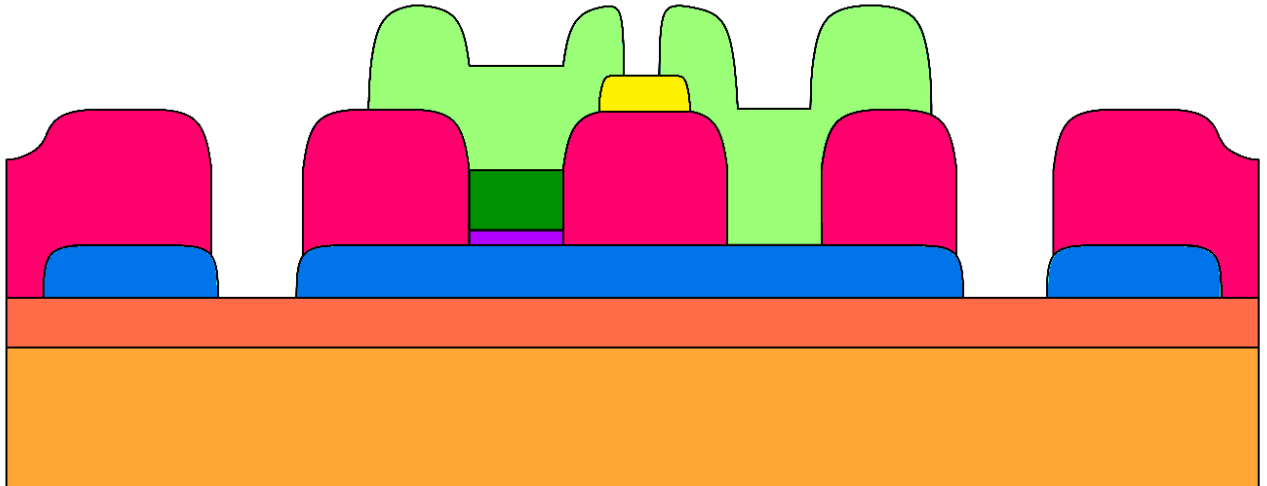


Рисунок 5.2 – Структура слоев сверхпроводниковой структуры с массивами ДП в сечении, показанном на Рисунке 5.1 красным пунктиром [А.13]

Массив представляет собой N последовательно соединенных шунтированных переходов, показанных на Рисунке 5.1, и встроенных в центральный электрод копланарной линии с характеристическим импедансом ~ 60 Ом. Изображения нескольких образцов различных дизайнов показаны на Рисунке 5.3 (а)-(г). Данная топология, насколько известно автору исследования и его коллегам, предложена в литературе впервые. Выбор данной топологии позволяет добиться синхронизации переходов в широкой полосе частот за счет распространяющихся по копланарной линии электромагнитных волн.

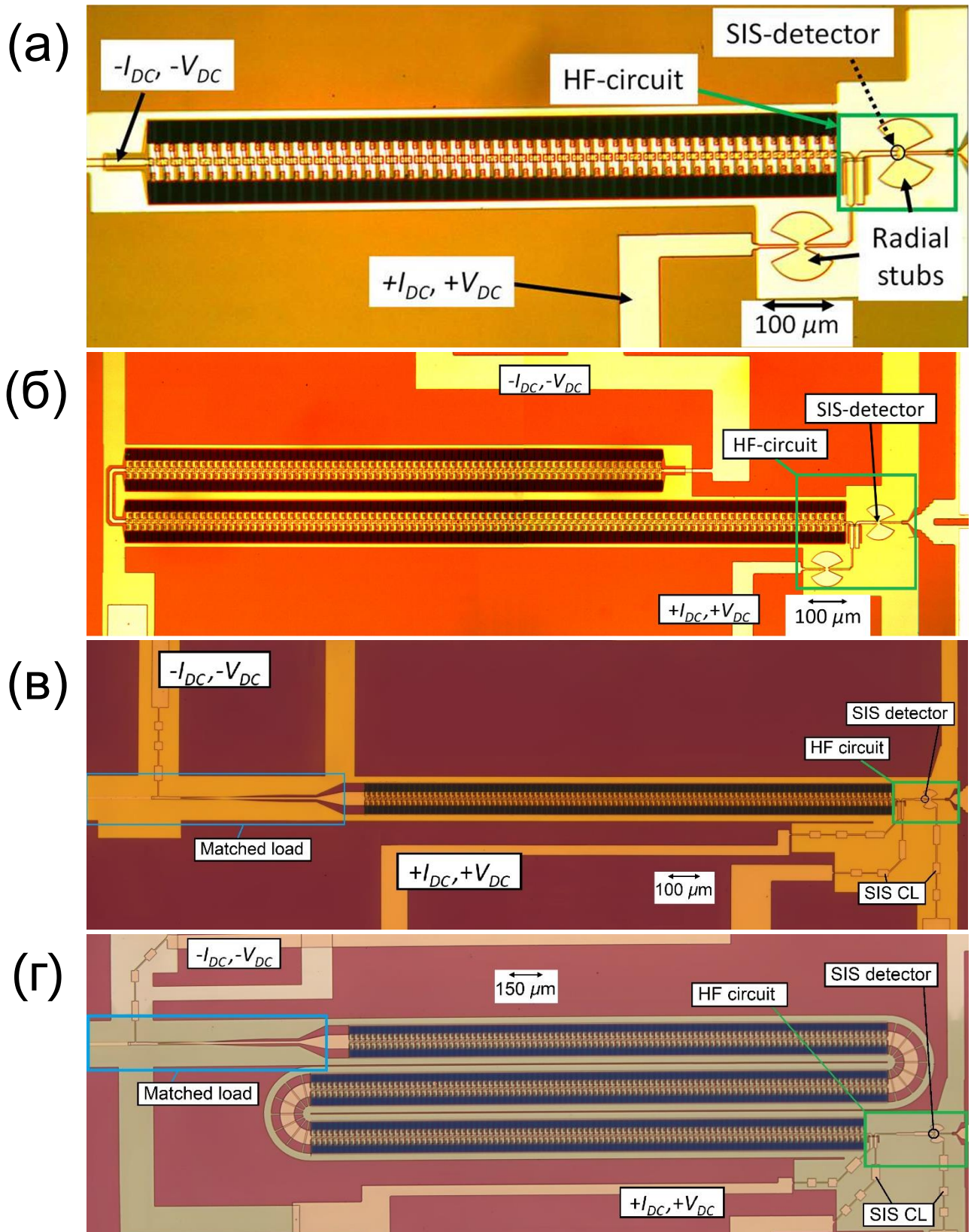


Рисунок 5.3 – Фотографии исследуемых образцов массивов ДП в оптическом микроскопе. (а) и (б) – первые дизайны со 100 и 350 переходами; (в), (г) – новые дизайны массивов с 200 и 600 переходами с согласованной нагрузкой и новыми схемами согласования. (см. пояснения в тексте) [А.9 – А.14]

В первой серии дизайнов было несколько образцов с различными площадями ($S = 2.8 \text{ мкм}^2$ и 4.2 мкм^2) и различным количеством переходов ($N = 100, 200, 350$). Во второй серии были образцы с переходами одинаковой площади ($S = 2.8 \text{ мкм}^2$) и количеством переходов ($N = 200$ и 600). Топологии чипов показаны Рисунке 5.3. С учетом необходимости размещения на чипе других элементов, кроме массива, в один ряд помещается примерно 200 переходов. Поэтому переходы расположены в два и три ряда в образцах с $N = 350$ и 600 , соответственно (см. рисунки (б) и (г)). Линии подключения массива по постоянному току обозначены как $\pm I_{DC}$, $\pm V_{DC}$.

Для оценки мощности сигнала, генерируемого массивом, используется одиночный СИС переход (SIS detector), аналогично схемам, описанным в Главе 3. Кроме того, этот СИС переход выполняет роль гармонического смесителя при проведении спектральных измерений.

Схемы согласования между массивом и СИС переходом были спроектированы при помощи программ, описанных в Главе 3. В отличие от схем с генератором на основе РДП, в данных схемах не нужен трансформатор импеданса между массивом и разрывом по постоянному току. Схемы согласования выделены зелеными прямоугольниками и подписаны (HF circuits) на всех рисунках.

В новых дизайнах также присутствует согласованная нагрузка на противоположном конце массива (Matched load). Две линии в правом нижнем углу на рисунках (в) и (г) (SIS CL) были добавлены для подавления критического тока СИС перехода магнитным полем, которое возникает при протекании по ним постоянного тока. В ТГц диапазоне влияние данных элементов на характеристики схемы согласования незначительно, однако от них пришлось отказаться из-за возникающих особенностей в тракте ПЧ при проведении спектральных измерений.

5.2 Одиночные переходы

Во Введении, в разделе 1.2, были рассмотрены модели для описания динамики одиночного джозефсоновского перехода. Как уже было отмечено, для корректного описания переходов с внешним шунтированием необходимо учитывать геометрическую индуктивность шунта. Для исследования динамики одиночных переходов в каждой серии были образцы, в которых было по одному шунтированному переходу.

Измеренная экспериментально ВАХ одного шунтированного перехода показана на Рисунке 5.4 серыми маркерами. Поверх нее розовым пунктиром показана ВАХ, рассчитанная по формулам (1.37)–(1.38) RLCSJ модели.

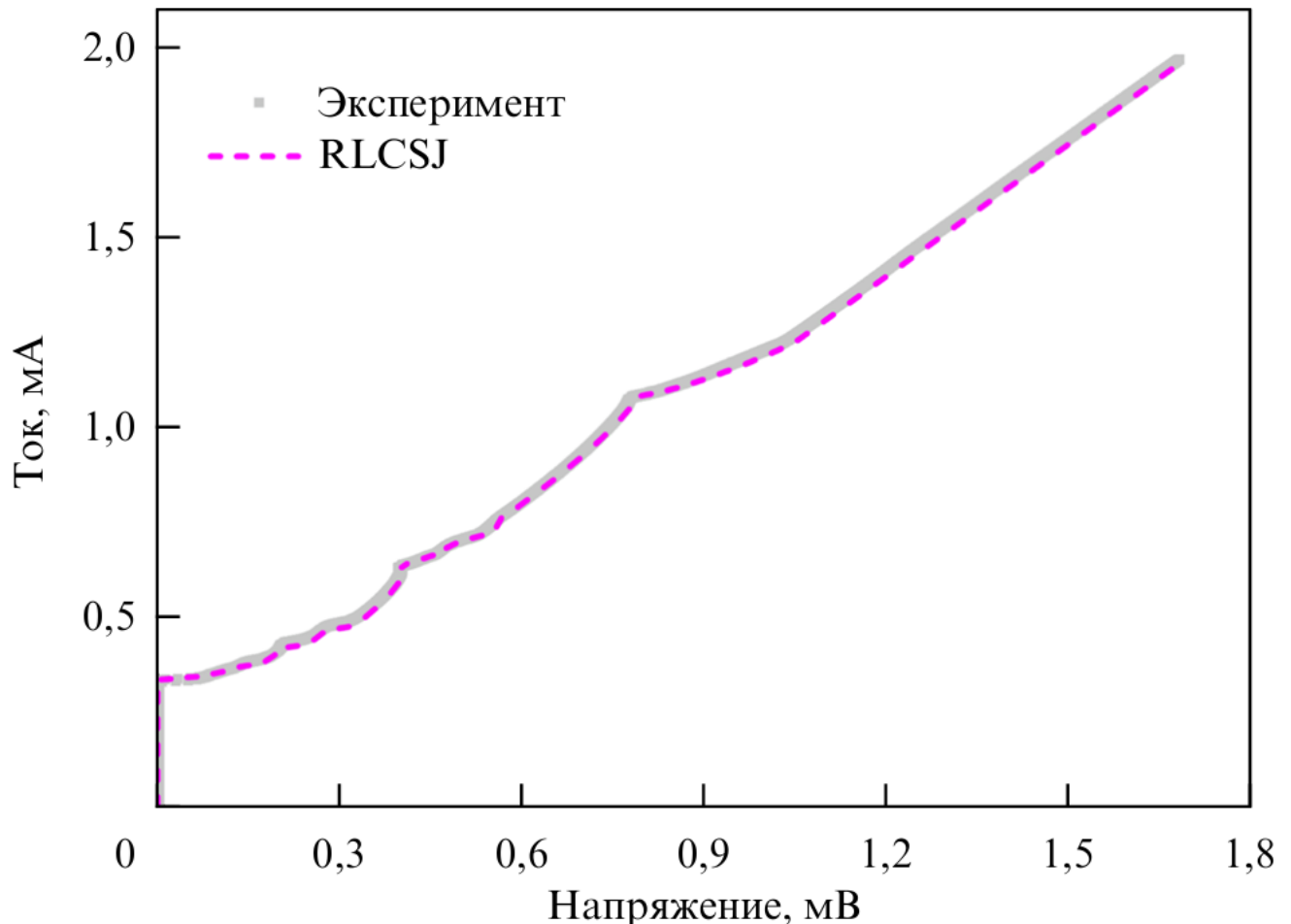


Рисунок 5.4 – Экспериментальная (серые маркеры) и теоретическая (пунктирная кривая) ВАХ одиночного СИС перехода [А.12]

Параметры перехода в расчете: $R_{sh} = 0.87 \text{ Ом}$, $L_{sh} = 1.75 \text{ пГн}$, $C = 338 \text{ фФ}$, $I_c = 0.333 \text{ мА}$. Все особенности на экспериментальной ВАХ с очень хорошей точностью воспроизводятся в рамках RLCSJ модели. Возникновение наблюдаемых особенностей связано с генерацией кратных гармоник и субгармоник джозефсоновской частоты [72]. При правильном соотношении между параметрами перехода (R_{sh} , L_{sh} , C), большую часть особенностей можно существенно уменьшить или сдвинуть в область напряжений вне рабочего диапазона устройства.

5.3 Измерения массивов на постоянном токе

В данном разделе приведены результаты измерений массивов на постоянном токе. Техника проведения измерений практически не отличается от описанной в Главе 3 для исследования характеристик генераторов на основе РДП. Основное отличие – в данных сериях измерений управление динамикой массива осуществляется при помощи только тока смещения I_{bias} . Поскольку переходы соединены последовательно, то измеряемое напряжение в рабочих точках оказывается в диапазоне 0.1 – 1 В.

Оценка мощности сигнала массива проводилась по величине тока накачки, возникающего при воздействии сигнала массива на СИС детектор (см. раздел 1.3.2). Проверка выполнения соотношения Джозефсона проводилась по измерениям положений квазичастичных ступеней и ступеней Шапиро.

Автономная ВАХ СИС детектора и ВАХ при воздействии излучения от массива из 600 переходов площадью 2.8 мкм^2 на нескольких частотах показаны на Рисунке 5.5. Уровень приходящей к детектору мощности на некоторых частотах позволяет перевести его в режим насыщения, так что величина тока накачки практически равна величине скачка тока на щели. При этом для работы интегрального приемника достаточно, чтобы приходящий от гетеродина сигнал вызывал ток накачки более, чем 25 % от I_g . К каждой экспериментальной ВАХ выполнена аппроксимация по формуле (1.45) из модели Такера-Фелдмана (пунктирные и штрихпунктирные линии).

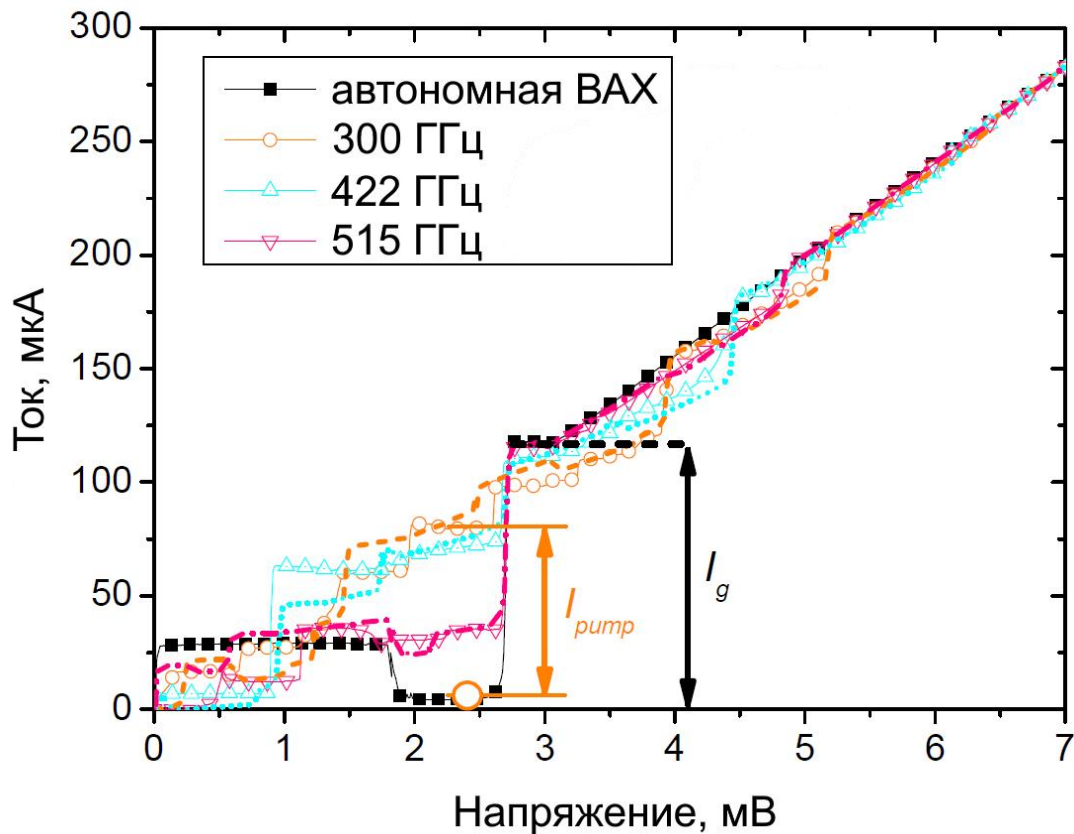


Рисунок 5.5 – ВАХ СИС детектора расположенного на одном чипе с массивом при воздействии сигнала массива на частотах 300 ГГц, 422 ГГц и 515 ГГц (показаны маркерами) и аппроксимация каждой кривой выражениями из модели Такера-Фелдмана (1.45). Автономная кривая показана квадратными маркерами черного цвета [А.13]

ВАХ массива из 600 переходов показана на Рисунке 5.6. Цветом обозначены значения тока накачки СИС детектора, нормированные на величину I_g (~ 120 мкА для данного образца), при соответствующих значениях тока и напряжения на массиве. На вставке показано увеличенное изображение ВАХ. Из-за неполного подавления стоячих волн на ВАХ возникают периодические по напряжению ступени. Тем не менее, изрезанность выходной характеристики мощности оказывается меньше 1.5 дБ во всей рабочей полосе данного образца, ограниченной только схемой согласования.

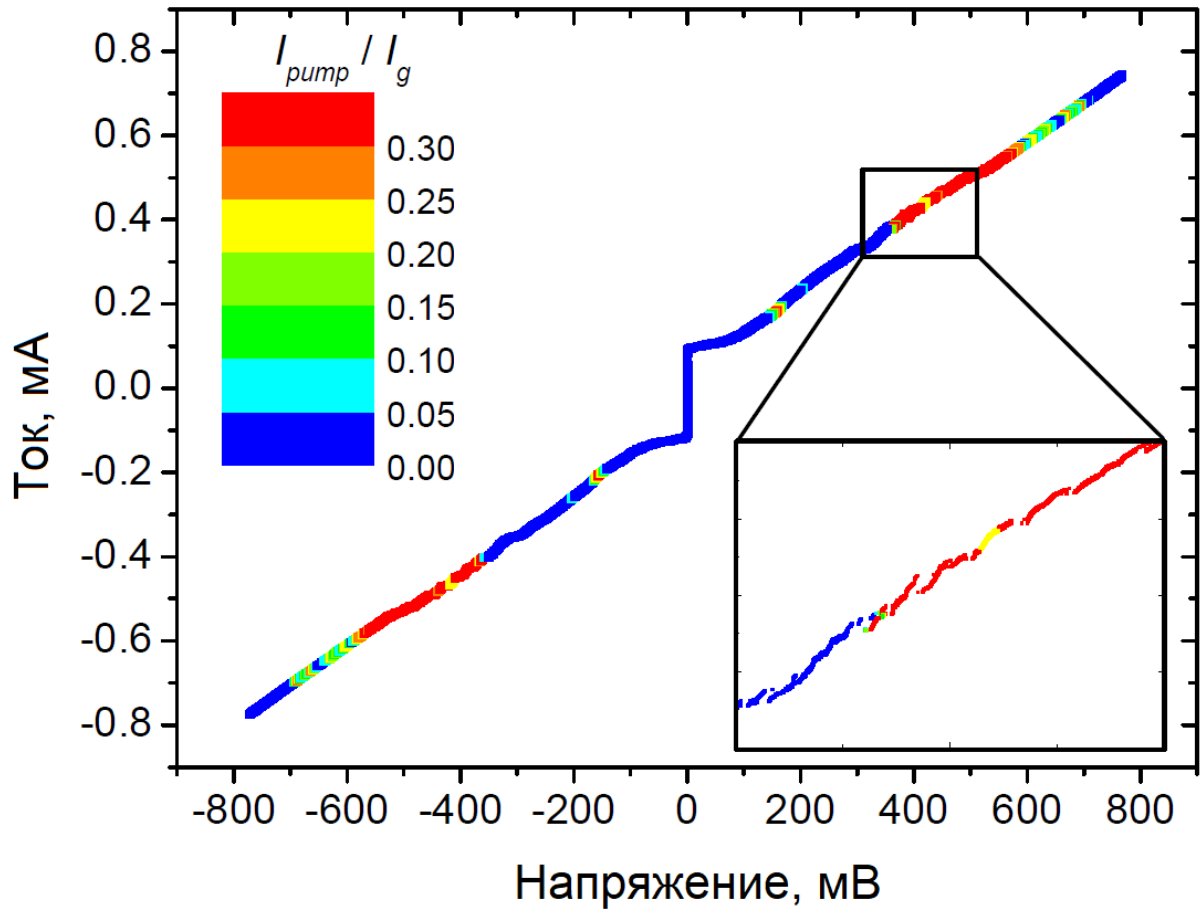
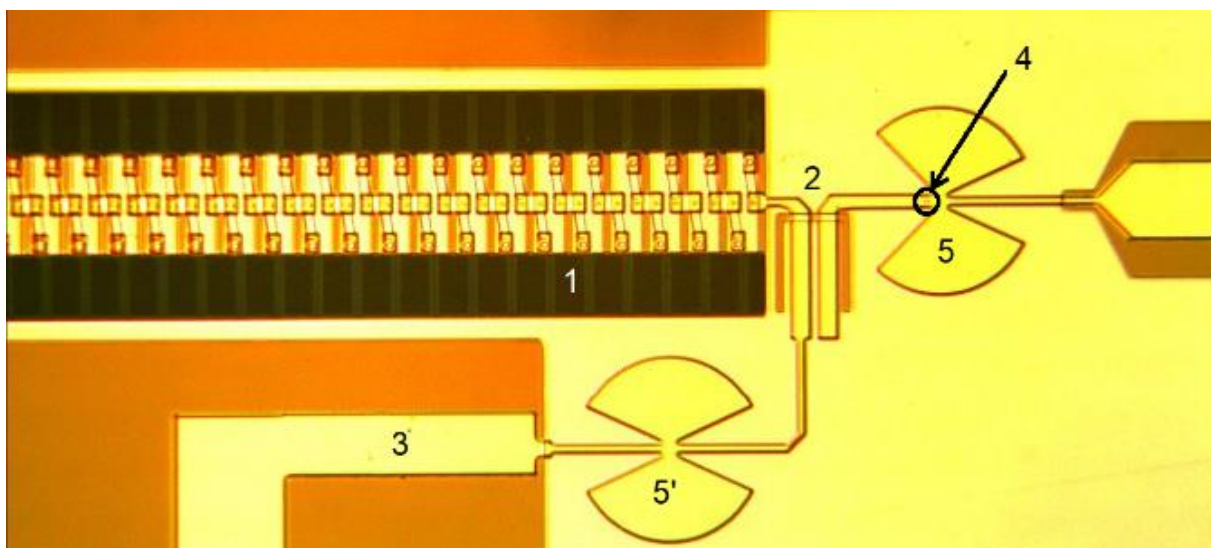


Рисунок 5.6 – ВАХ массива из 600 переходов площадью 2.8 мкм^2 плотностью туннельного тока 7 кА/см^2 . Цветом показана величина тока накачки I_{pump} в соответствующих точках. На вставке показано увеличенное изображение массива от 300 до 500 мВ. [А.13]

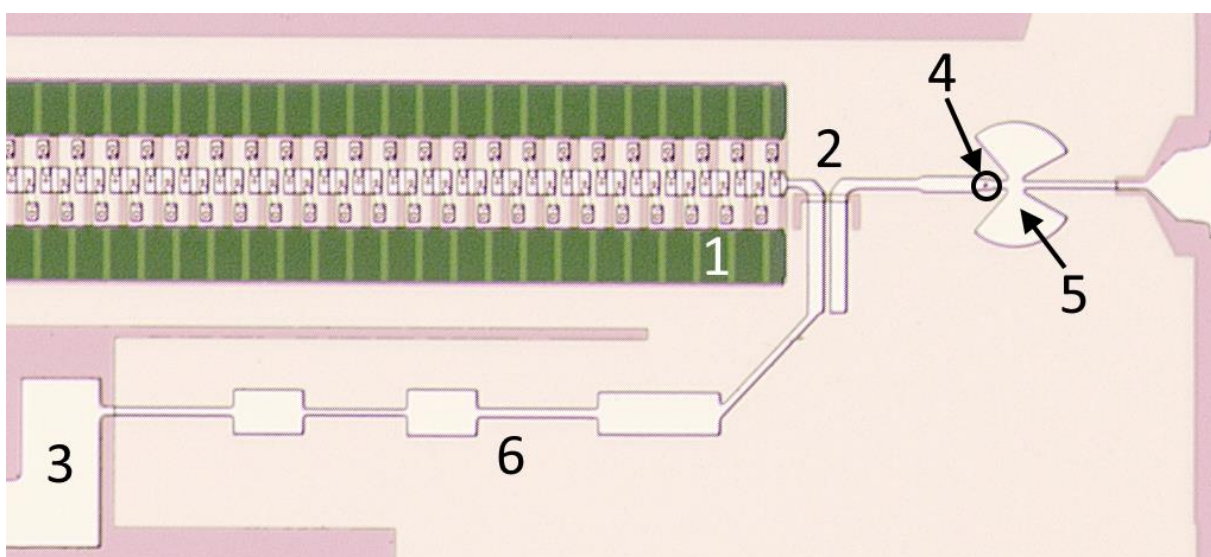
5.3.1 Разные схемы согласования с гармоническим смесителем

На Рисунке 5.7 (а) показана схема согласования между массивом и СИС переходом, которая была одинаковой во всех образцах из первой серии. Цифрами обозначены 1 – массив; 2 – разрыв по постоянному току, необходимый для независимого питания массива и СИС перехода; 3 – линия подключения массива по постоянному току; 4 – СИС переход; 5 и 5' – радиальные замыкатели. Схема во многом аналогична описанным в Главе 3. Для того, чтобы предотвратить утечку электромагнитного сигнала от массива в линию подключения по постоянному току (3), в первых дизайнах использовались отрезки микрополосковых линий с радиальными замыкателями (см. 5' на Рисунке 5.7 (а)).

(a)



(б)



(в)

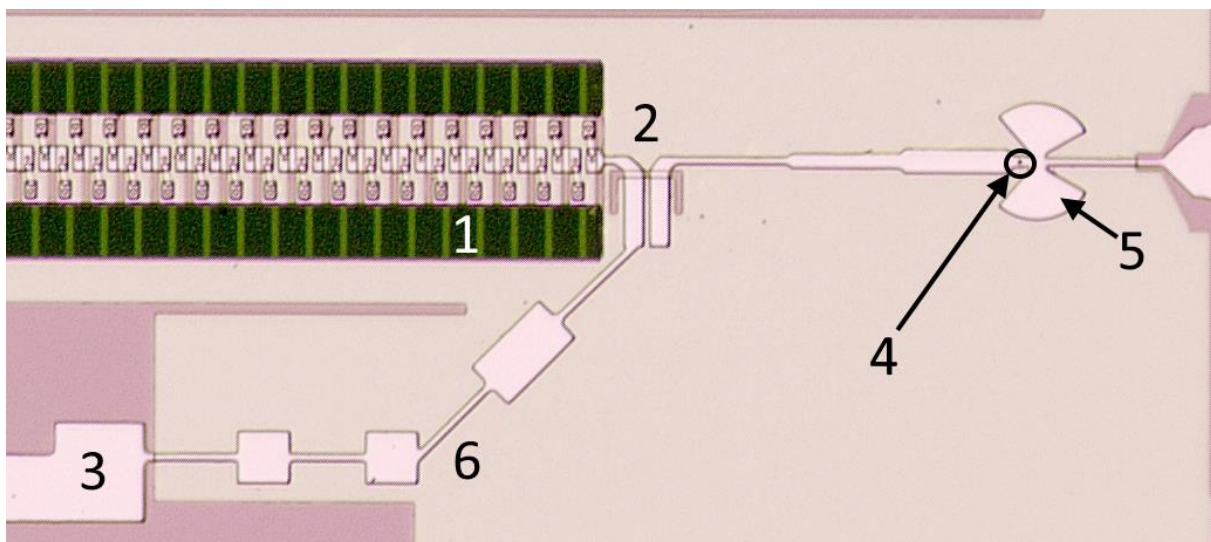


Рисунок 5.7 – Изображения согласующих структур между массивом и СИС детектором в первой серии образцов (а) и во второй на два диапазона: 300–550 ГГц (б) и 500–700 ГГц (в). [А.9 – А.14]

Рассчитанные характеристики схемы согласования приведены на Рисунке 5.8 (а). В узкой полосе частот вблизи 500 ГГц наблюдается провал из-за утечки мощности в линию подключения по постоянному току.

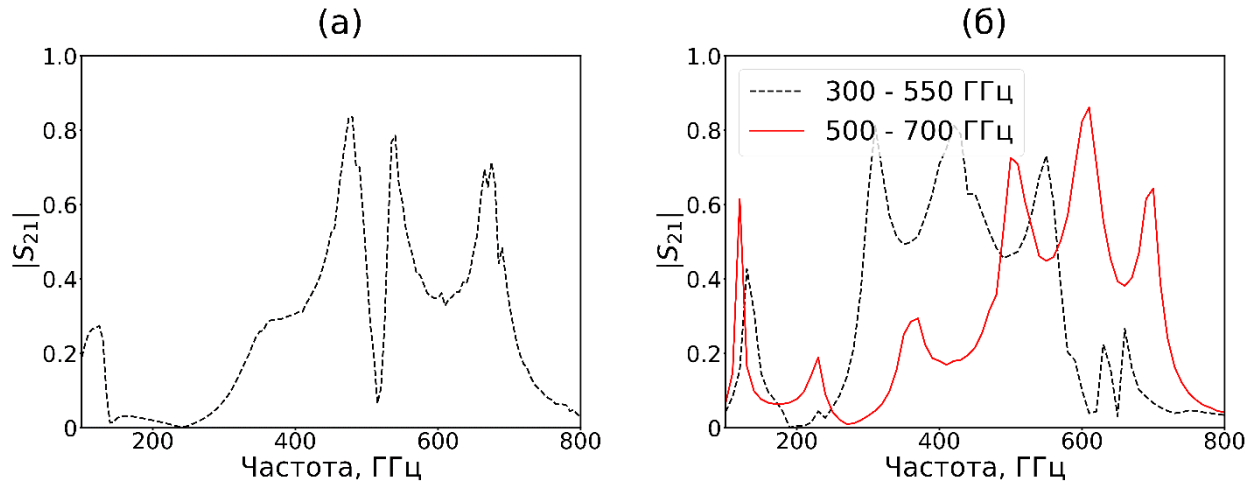


Рисунок 5.8 – Рассчитанные в программе Ansys HFSS значения параметра S_{21} для схем согласования между массивом и СИС детектором в зависимости от частоты: (а) старые дизайны, (б) – новые дизайны на диапазон 300–550 ГГц (черный пунктир) и 500–700 ГГц (красная сплошная кривая) [А.12, А.13]

Во второй серии были спроектированы два новых дизайна согласующих структур: 300–550 ГГц и 500–700 ГГц (топологии показаны на Рисунке 5.7 (б) и (в), соответственно). Кроме того, для устранения утечки в линию подключения по постоянному току вместо отрезка микрополосковой линии с радиальным замыкателем использовались семиступенчатые фильтры низких частот с чебышевской характеристикой (см. элемент «б»; остальные элементы аналогично Рисунку 5.7 (а)). Рассчитанные характеристики параметра S_{21} для новых дизайнов показаны на Рисунке 5.8 (б).

5.3.2 Влияние количества переходов

На Рисунке 5.9 показаны зависимости тока накачки СИС детектора от частоты генерации массивов, состоящих из 100, 200 и 350 переходов. Площадь переходов, составляющих массив – 2.8 мкм^2 , плотность туннельного тока – 5 кА/см^2 . Значения частоты получены по формуле Джозефсона в расчете на один переход массива:

$$f = 2eV/hN \quad (5.1)$$

По правой оси отложены значения параметра S_{21} в зависимости от частоты, рассчитанные в Ansys HFSS; методика подробно описана во Введении и Главе 3.

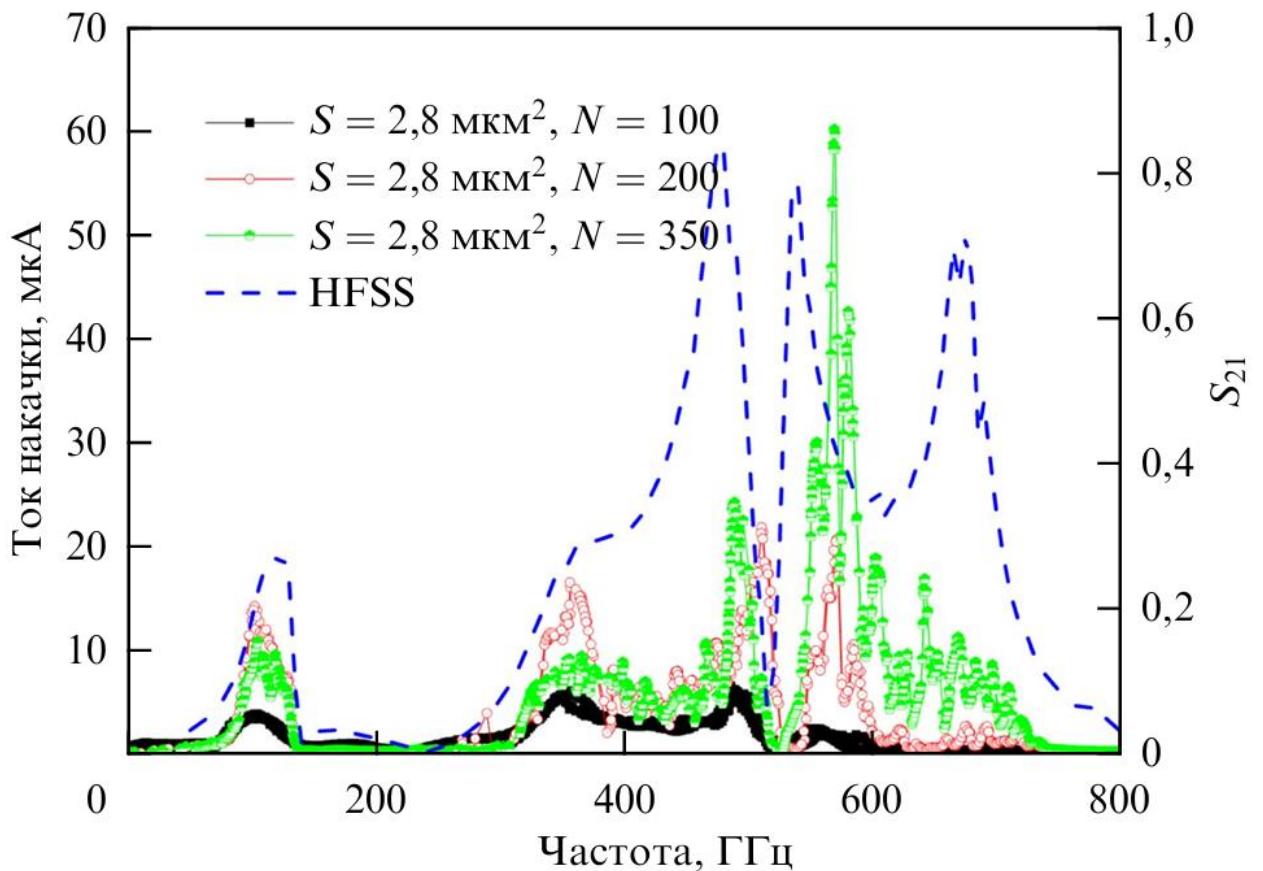


Рисунок 5.9 – Частотные зависимости тока накачки детектора от частоты генерации массивов, включающих в себя 100, 200 и 350 переходов площадью 2.8 мкм^2 и плотностью туннельного тока 5 кА/см^2 (значения по левой оси). Синим пунктиром показаны значения параметра S_{21} схемы согласования между массивом и СИС детектором, рассчитанные в Ansys HFSS (правая ось) [А.12]

С увеличением количества переходов N , увеличивается мощность, регистрируемая детектором, однако точный характер зависимости установить тяжело: на частотах выше 500 ГГц массив из 100 переходов практически не работает, в то время как для массива из 350 переходов наблюдается максимум тока накачки детектора. Пик на частоте около 100 ГГц соответствует джозефсоновской генерации, что было проверено по положению ступеней Шапиро и квазичастичных ступеней. Неравномерность частотной зависимости тока накачки для данных образцов может быть связана с возникновением стоячих волн и внутренним захватом частоты.

На Рисунке 5.10 показан аналогичный график, но для подсерии с большей плотностью туннельного тока – 13 кА/см^2 . В данном случае рабочий диапазон оказывается ограничен из-за неполной синхронизации переходов в массиве. Зависимость регистрируемой мощности также возрастает с увеличением числа переходов в массиве быстрее, чем N , в диапазоне 550–700 ГГц.

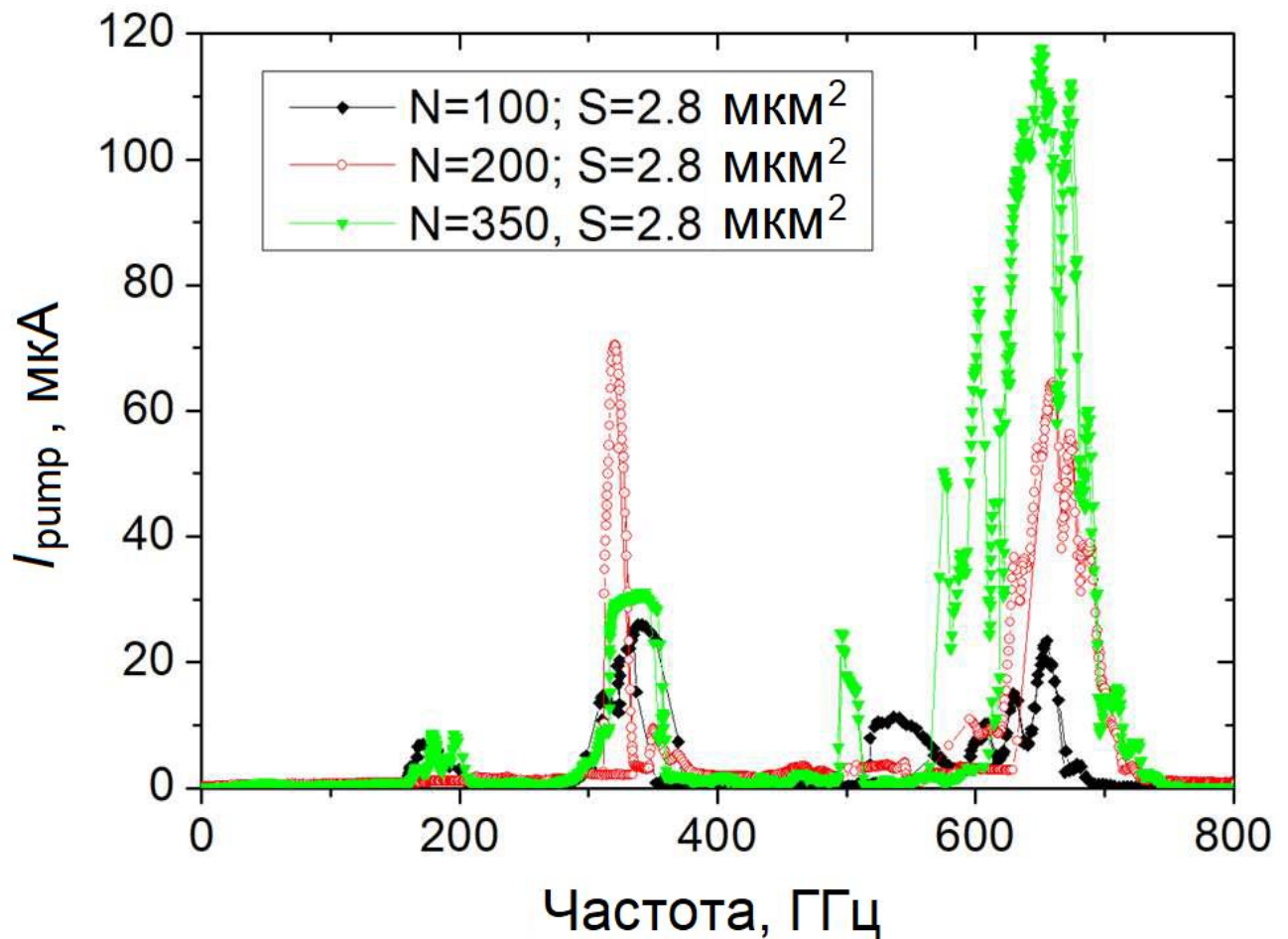


Рисунок 5.10 Частотные зависимости тока накачки детектора от частоты генерации массивов, включающих в себя 100, 200 и 350 переходов площадью 2.8 мкм^2 и плотностью туннельного тока 13 кА/см^2 [А.14]

Также в образцах с большей плотностью туннельного тока, как и ожидается, генерируемая мощность оказывается больше. Более детальное сравнение образцов с разной плотностью туннельного тока проведено ниже, в разделе 5.3.4.

5.3.3 Влияние площади

На Рисунке 5.11 приведены частотные зависимости тока накачки для образцов из 350 переходов с площадями 2.8 мкм^2 и 4.2 мкм^2 . Шунтирующие сопротивления были выбраны так, что параметр Маккамебра β_C для каждого перехода в обоих дизайнах образцов оказывался практически одинаковым ~ 0.35 .

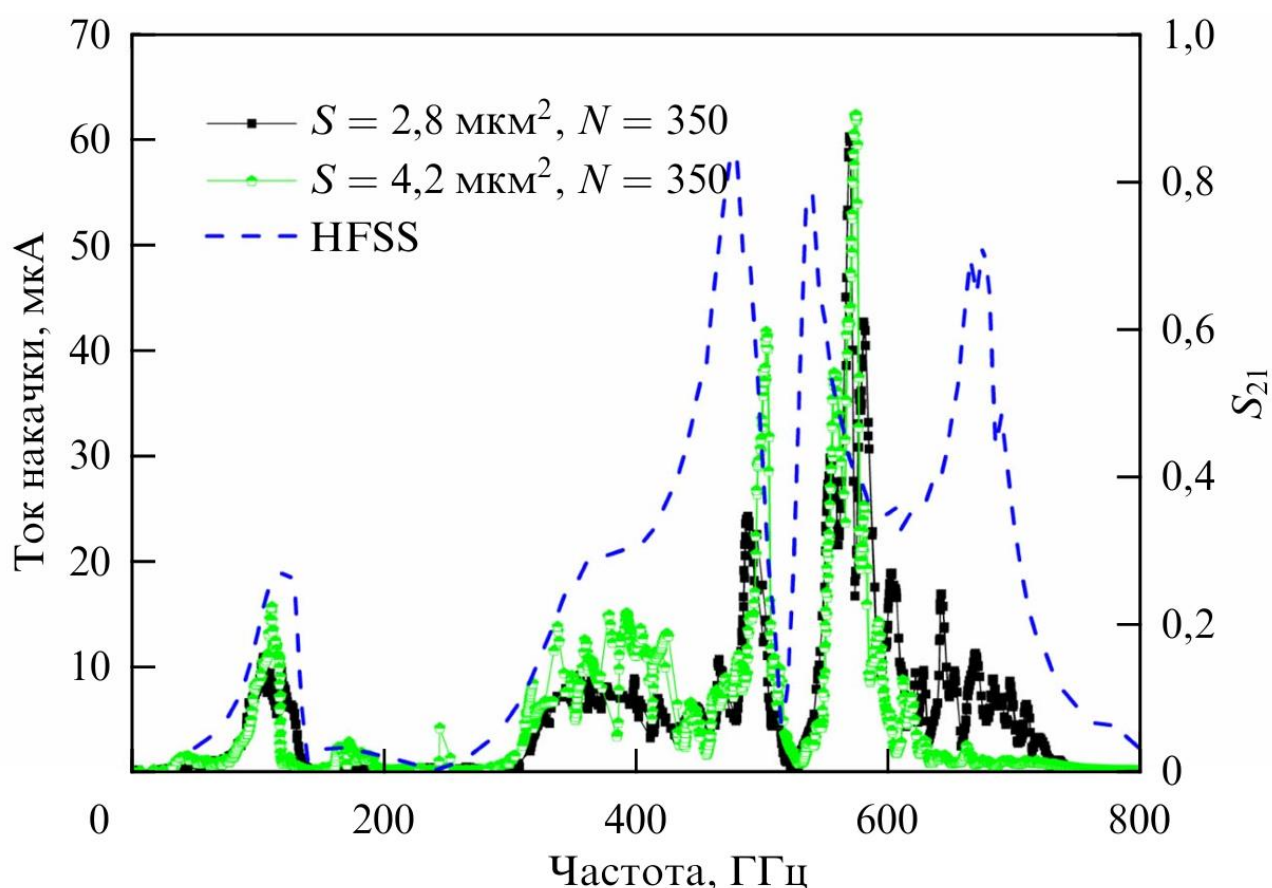


Рисунок 5.11 – Зависимость тока накачки СИС детектора от частоты генерации массивов из 350 переходов площадью 2.8 мкм^2 и 4.2 мкм^2 (по левой оси). Плотность туннельного тока 5 кА/см^2 . Расчет параметра S_{21} согласующей структуры между массивом и детектором (синий пунктир, значения – по правой оси) [А.12]

Можно видеть, что в среднем возникающий на детекторе ток накачки оказывается больше для образцов с переходами большей площади, однако пиковое значение оказывается практически одинаковым. При этом, у массивов с переходами площадью 4.2 мкм^2 максимальная частота генерации оказывается лишь немного больше 600 ГГц, что может быть обусловлено более сильным влиянием емкости на высоких частотах.

В переходах с плотностью туннельного тока 13 кА/см^2 ситуация несколько другая (см. Рисунок 5.12). В данном случае ток накачки СИС детектора оказывается больше в образцах с площадью переходов 2.8 мкм^2 , что, скорее всего, обусловлено неполной синхронизацией переходов в массиве с переходами площадью 4.2 мкм^2 . Полоса рабочих частот также оказывается почти в два раза более узкой для массивов с переходами площадью 4.2 мкм^2 .

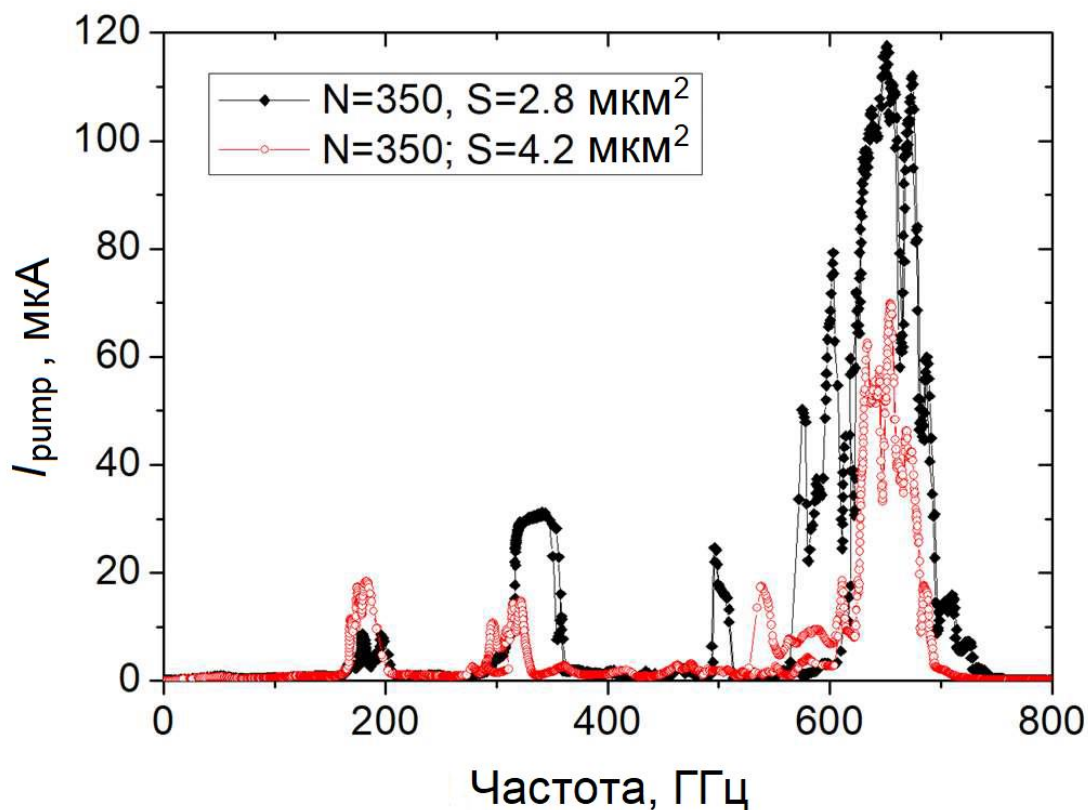


Рисунок 5.12 Зависимость тока накачки СИС детектора от частоты генерации массивов из 350 переходов площадью 2.8 мкм^2 и 4.2 мкм^2 (по левой оси). Плотность туннельного тока 13 кА/см^2 . [А.14]

5.3.4 Влияние плотности туннельного тока

На Рисунке 5.13 показаны частотные зависимости тока накачки для образцов массивов с 350 переходами площадью 2.8 мкм^2 и тремя различными плотностями туннельного тока: 5, 13 и 20 кА/см^2 . Значения тока накачки детектора нормированы на величину скачка тока на щели I_g . В серии с плотностью туннельного тока 20 кА/см^2 параметр Маккамбера оказался примерно равным 2.3, из-за чего наблюдается заметный гистерезис. Пунктирными кривыми показаны рассчитанные

параметры S_{21} схем согласования. Различия между расчетными характеристиками обусловлены разной плотностью туннельного тока СИС детектора и различными соотношениями между его нормальным сопротивлением и емкостью.

С повышением плотности туннельного тока максимальная рабочая частота массива увеличивается; также увеличивается и относительная мощность на высоких частотах, однако генерация происходит только в ограниченной полосе. Кроме того, в некоторых образцах даже при наличии сигнала на детекторе было обнаружено расхождение между значением частоты, рассчитанной из напряжения на массиве по формуле (5.1) и частотой генерации, определённой по положению ступеней Шапиро на ВАХ детектора, что в некоторых случаях может быть связано с внутренним захватом частоты, а в других – с генерацией субгармоник при неоптимальном наборе параметров одиночных переходов [72].

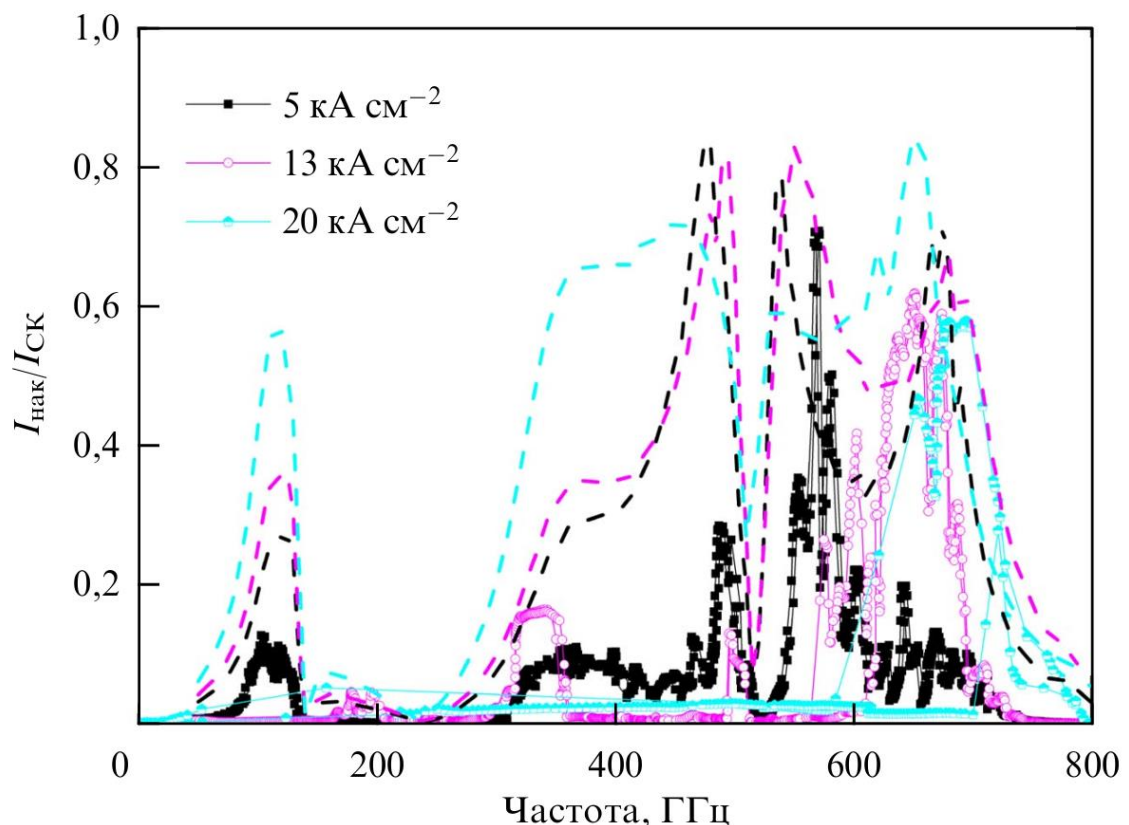


Рисунок 5.13 – Нормированные на величину I_g значения тока накачки для образцов с 350 переходами площадью 2.8 мкм^2 и различными плотностями туннельного тока. Пунктиром показаны рассчитанные для данных серий параметры S_{21} схем согласования массивов с детекторами [А.12]

5.3.5 Влияние согласованной нагрузки

Как уже было отмечено ранее, в первой серии дизайнов было обнаружено, что соотношение Джозефсона в расчете на один переход выполняется не для всех образцов, в частности, из-за внутреннего захвата частоты, при котором с изменением напряжения не происходит изменения частоты, или она увеличивается непропорционально напряжению и скачками. Для решения данной проблемы было предложено добавить на неизлучающий конец согласованную нагрузку в виде плавного перехода с копланарной линии на микрополосковую из нормального металла, в которой волна затухает и отражение от заднего конца оказывается достаточно мало. Увеличенное изображение нагрузки на одном из образцов показано на Рисунке 5.14.

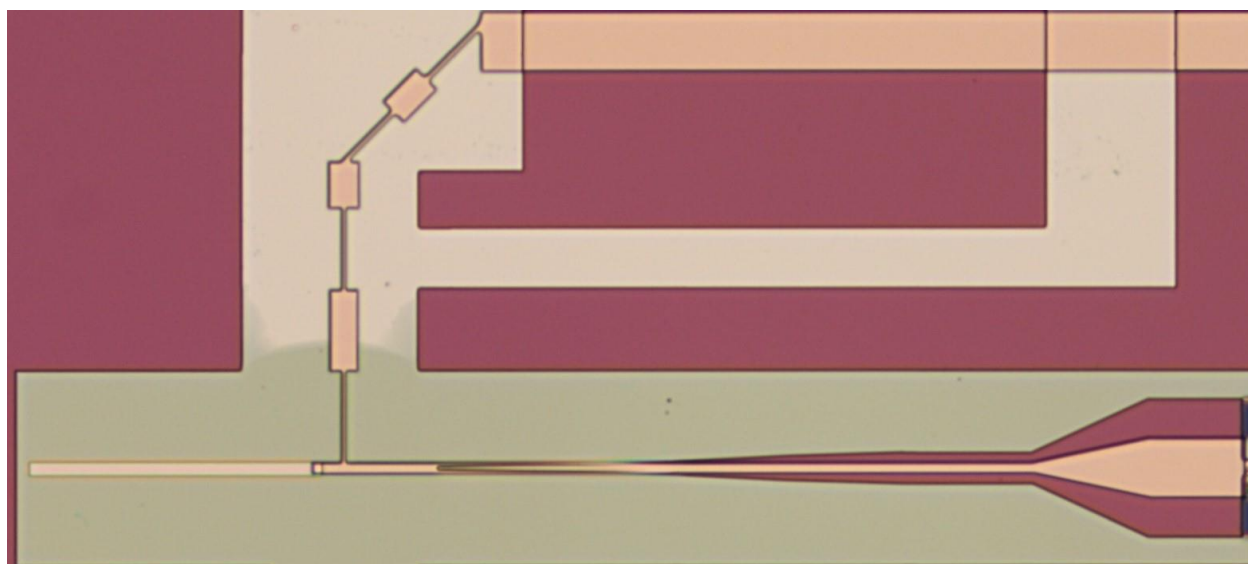


Рисунок 5.14 – Увеличенное изображение согласованной нагрузки на конце массива в оптическом микроскопе. Сверху подходит линия подключения по постоянному току, выполненная в виде фильтра нижних частот с чебышевской характеристикой [А.11]

Копланарная линия, в центральный электрод которой встроен массив плавно переходит в микрополосковую, так что пространственная зависимость характеристического импеданса имеет вид профиля Клопфштейна (см. Введение, раздел 1.5.4). Оптимизация данной структуры проводилась в программе Ansys HFSS.

Рассчитанная характеристика параметра S_{11} для спроектированной согласованной нагрузки показана на Рисунке 5.15. На частотах от 300 до 700 ГГц S_{11} проходит по уровню меньше -7 дБ, что позволяет уменьшить амплитуду отраженной волны более, чем в 4 раза.

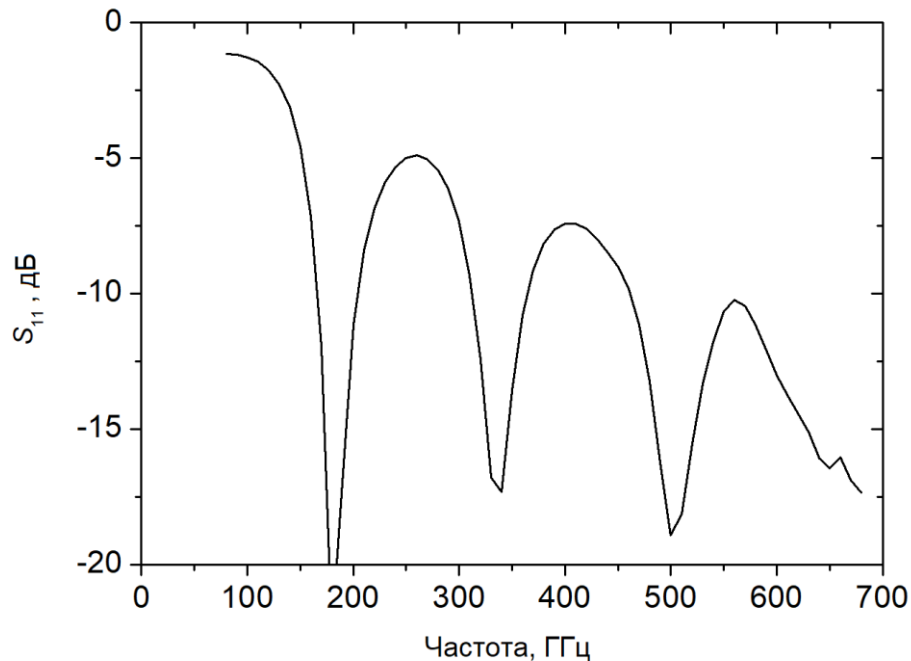


Рисунок 5.15 – Частотная зависимость коэффициента S_{11} при отражении волны от конца массива с согласованной нагрузкой, рассчитанная в Ansys HFSS. [A.11]

Для сравнения на Рисунке 5.16 приведены частотные зависимости тока накачки для массива в новой топологии с согласованной нагрузкой (а) и в старой, без нее (б). В обоих массивах по 200 переходов площадью 2.8 мкм^2 и плотностью туннельного тока $\sim 5 \text{ кА/см}^2$. Синими маркерами показаны экспериментальные значения тока накачки (по левой шкале); красным пунктиром показаны рассчитанные в Ansys HFSS характеристики схем согласования. Характеристика схемы согласования на Рисунке 5.15 (а) соответствует структуре на Рисунке 5.7 (б). При добавлении нагрузки максимальное значение тока накачки детектора оказывается почти в 3 раза больше, чем без нее. Кроме того, рабочий диапазон при добавлении нагрузки оказывается ограничен характеристикой пропускания схемы согласования. Некоторая изрезанность зависимости по-прежнему сохраняется, однако относительный перепад в уровне накачки не превышает 1.5 дБ.

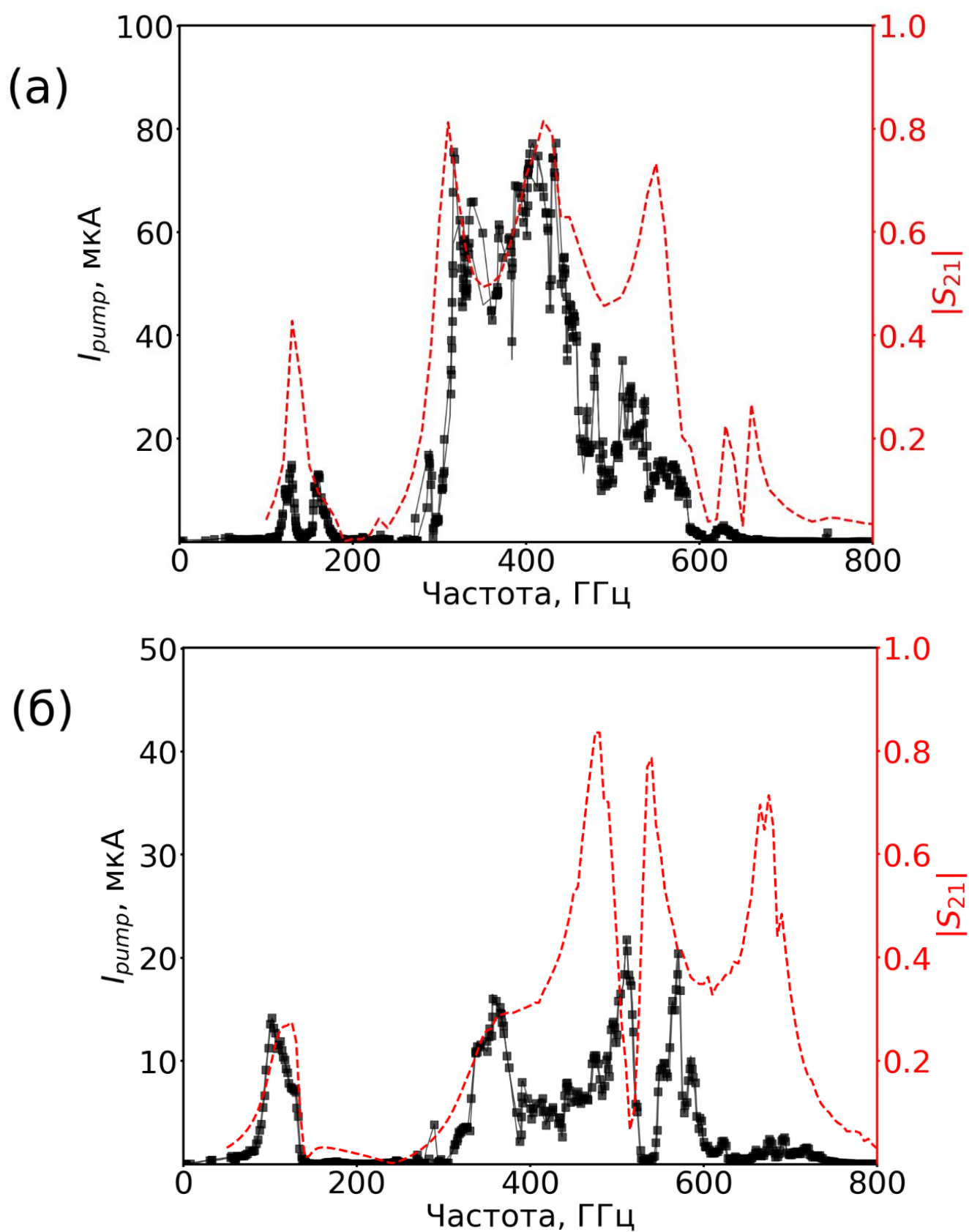


Рисунок 5.16 – Зависимость накачки от частоты для массива с согласованной нагрузкой (а) и без нее (б). Красным пунктиром показаны расчетные характеристики схем согласования [А.11]

5.3.6 Затухание в копланарной линии

Во всех образцах с малой плотностью туннельного тока (5 кА/см^2) мощность генерации становится существенно меньше с увеличением частоты ещё до подхода к щелевой частоте ниобия. Коэффициент затухания для волны, распространяющейся по линии, складывается из трех составляющих: потерь в электродах, потерь в диэлектрике и потерь на излучение. Если в микрополосковых линиях потери на излучение и поглощение в диэлектрике малы по сравнению с потерями в электродах на частотах выше щелевой, то для копланарной и щелевой линий доминируют потери на излучение. Расчеты параметра S_{21} сверхпроводниковых копланарных линий длиной 2 мм (длина одного ряда массива) показаны на Рисунке 5.17.

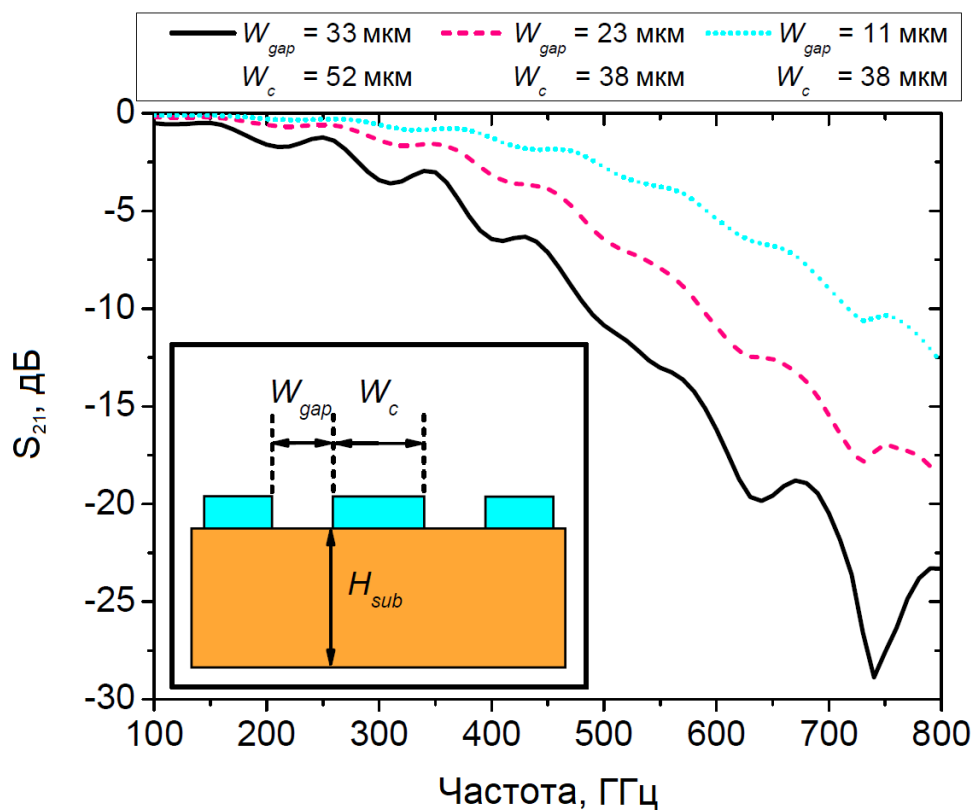


Рисунок 5.17 – Расчеты копланарных линий с различными размерами W_{gap} и W_c (обозначения показаны на вставке и соответствуют введенным в разделе 1.5.3) [А.13]

Черной кривой показаны результаты расчета для копланарной линии, с теми же параметрами, что и у линии, в которую встроен массив. На частотах выше 400 ГГц начинается резкий спад характеристики и на частоте 700 ГГц затухание достигает

значения более 10 дБ/мм. При уменьшении расстояния между центральным и базовыми электродами (W_{gap}) потери уменьшаются. Изменение W_c при фиксированном W_{gap} практически не влияет на затухание в линии.

На Рисунке 5.18 (а) и (б) показаны результаты измерений тока накачки в зависимости от частоты массива для образцов из 600 переходов площадью 2.8 мкм² и плотностью туннельного тока 5 кА/см² со схемами согласования 300–550 ГГц и 500–700 ГГц. Значения тока накачки нормированы на величину скачка тока на щели: $I_g \approx 160$ мкА для низкочастотной схемы согласования и $I_g \approx 90$ мкА для высокочастотной. Кривой голубого цвета показан коэффициент S_{21} передаваемой по копланарной линии мощности (см. черную кривую на Рисунке 5.17).

На частотах до 500 ГГц из-за затухания в копланарных линиях наблюдаются расхождения между измеренными значениями тока накачки и характеристиками схемы согласования, что можно объяснить увеличением коэффициента затухания в копланарной линии. Уменьшение расстояния между центральным и базовыми электродами, возможно, позволит решить данную проблему. В образцах с высокочастотной схемой согласования рабочий диапазон оказывается ограничен ещё и щелевой частотой ниобия, из которого изготовлены согласующие структуры.

Тем не менее, в образцах с большей плотностью туннельного тока максимальная рабочая частота оказывается выше щелевой частоты ниобия (см. Рисунок 5.19). Мощность излучения также больше из-за более высокой плотности туннельного тока.

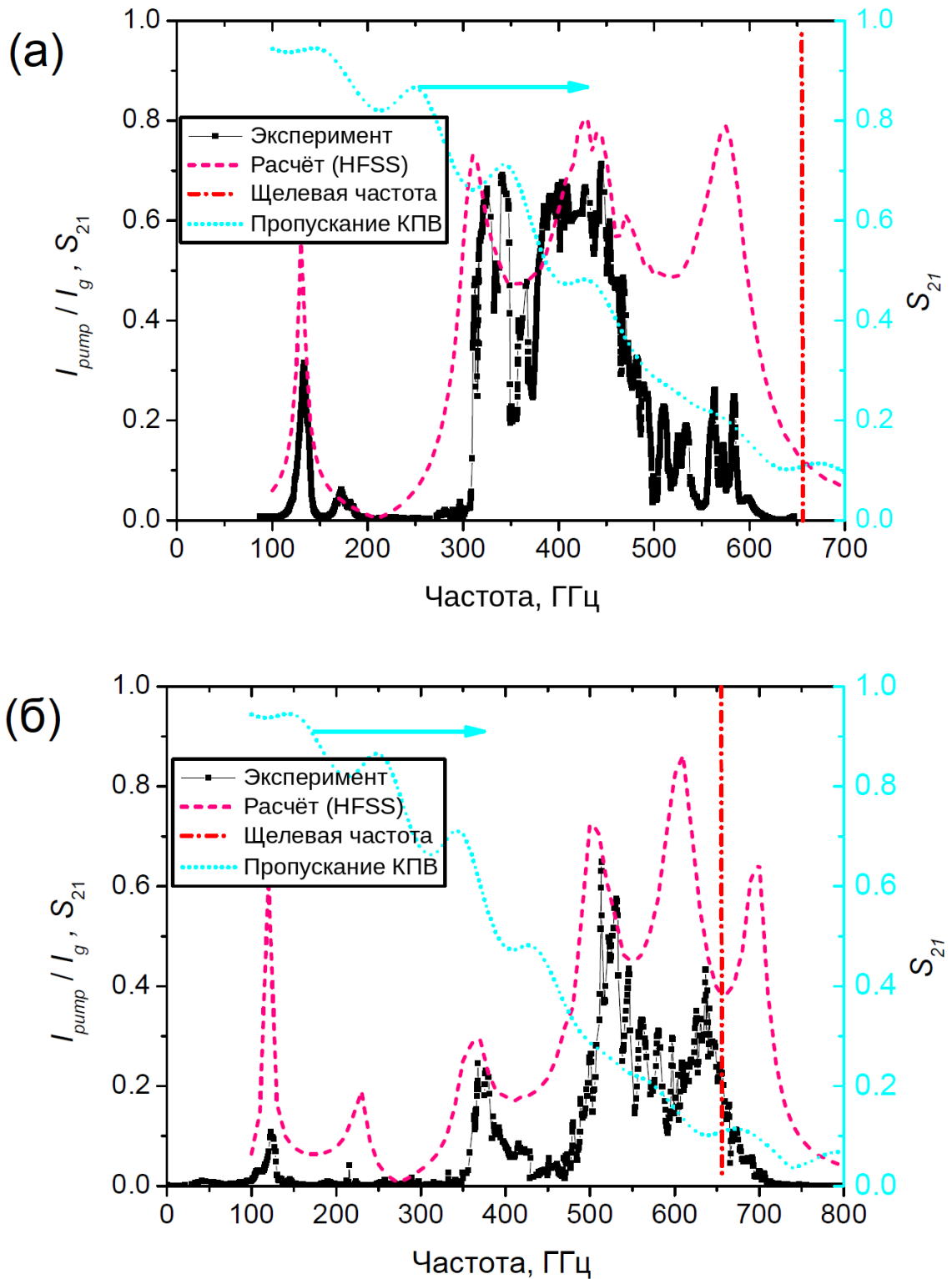


Рисунок 5.18 – Частотные зависимости тока накачки (черные квадраты) и параметра S_{21} схем согласования (пунктирная розовая кривая). (а) Конструкция для диапазонов 300-550 ГГц и (б) 500-700 ГГц. Голубой кривой (значения по правой оси) показаны значения коэффициента пропускания копланарной линии, в которую встроены массивы. Красной вертикальной линией показан щелевая частота ниобия в данной серии. [А.13]

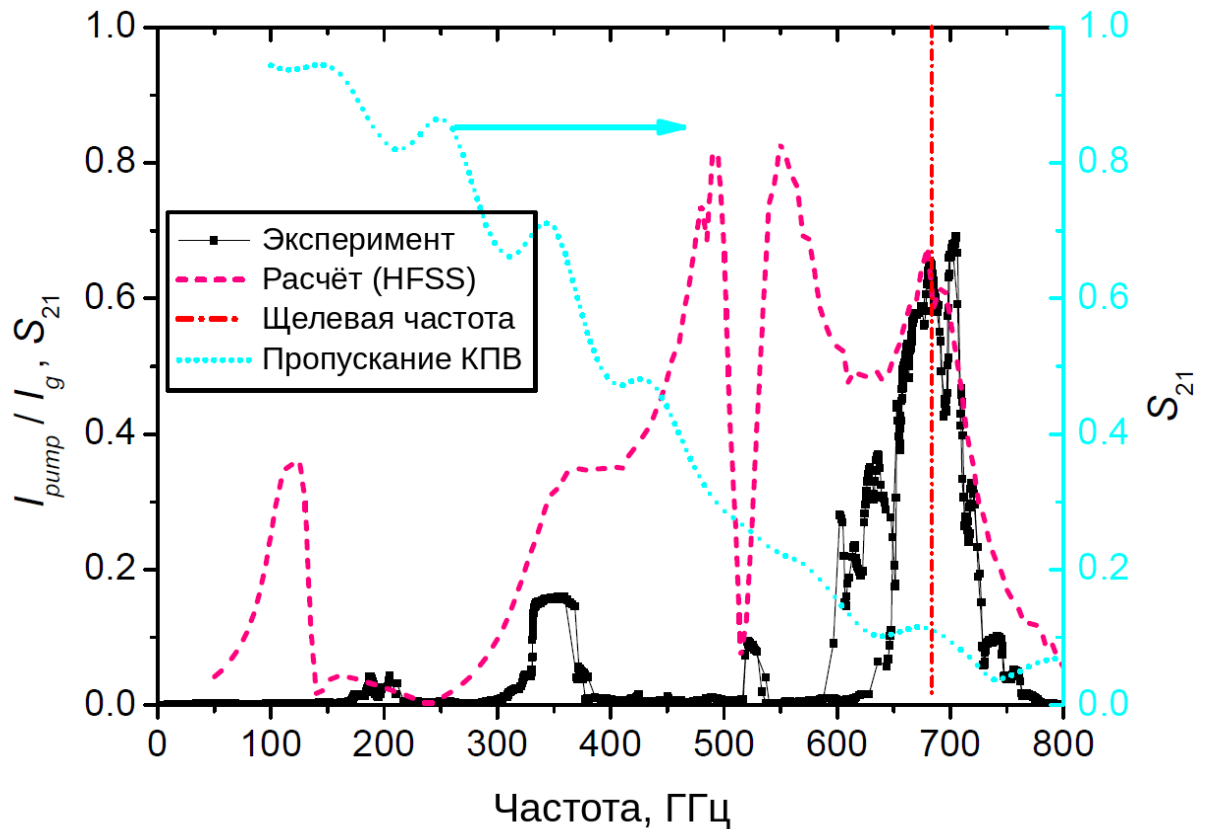


Рисунок 5.19 – Частотные зависимости тока накачки (черные квадраты) и параметра S_{21} схем согласования (пунктирная розовая кривая). Образец из первой серии без согласованной нагрузки и со старым дизайном схемы согласования. Ток накачки есть даже на частотах выше щелевой. [А.13]

Таким образом для создания генераторов на основе массивов с более высокими рабочими частотами можно, во-первых, изменить топологию копланарной линии, в которую встроен массив, чтобы уменьшить потери, связанные с излучением полей в открытое пространство около линии (путем уменьшения расстояния между центральным электродом и базовыми), и, во-вторых, использовать переходы с более высокой плотностью туннельного тока. Однако, во втором случае необходим правильный набор параметров, чтобы обеспечить возможность генерации монохроматического излучения, связанного с напряжением на массиве формулой Джозефсона, во всем диапазоне, и при этом реализовать плавную перестройку частоты.

5.4 Спектральные измерения и ФАПЧ

В предыдущем разделе были представлены результаты измерений массивов на постоянном токе в гелиевом сосуде Дьюара. Массивы в предложенной топологии позволяют добиться мощности вплоть до 0.6 мкВт, которой достаточно для «on-chip» применений. Для использования массивов в качестве гетеродина в составе сверхпроводникового интегрального приёмника необходимо, помимо этого, также обеспечить и высокое спектральное качество излучения (выше 90 %). В данном разделе речь пойдет об отдельной серии экспериментов, связанных с исследованием спектральных свойств излучения массива в вакуумном гелиевом криостате и реализацией системы ФАПЧ массивов к внешнему стабильному источнику.

5.4.1 Методика проведения спектральных измерений

Исследования спектров проводились при помощи метода гармонического смещения сигналов [119]. Суть данного метода заключается в том, что известный сигнал от опорного источника (например, коммерчески доступный синтезатор с рабочей частотой до 20 ГГц) подается на нелинейный элемент (гармонический смеситель), на котором возникают кратные гармоники данного сигнала. В описываемой ниже серии экспериментов в качестве гармонического смесителя используется одиночный СИС переход, который выполняет роль детектора излучения при измерениях на постоянном токе. На гармонический смеситель также подается исследуемый сигнал от массива; он смешивается с гармониками высокого порядка от опорного генератора, и на выходе образуется сигнал на разностной частоте, порядка нескольких гигагерц, который можно исследовать при помощи коммерчески доступных спектроанализаторов.

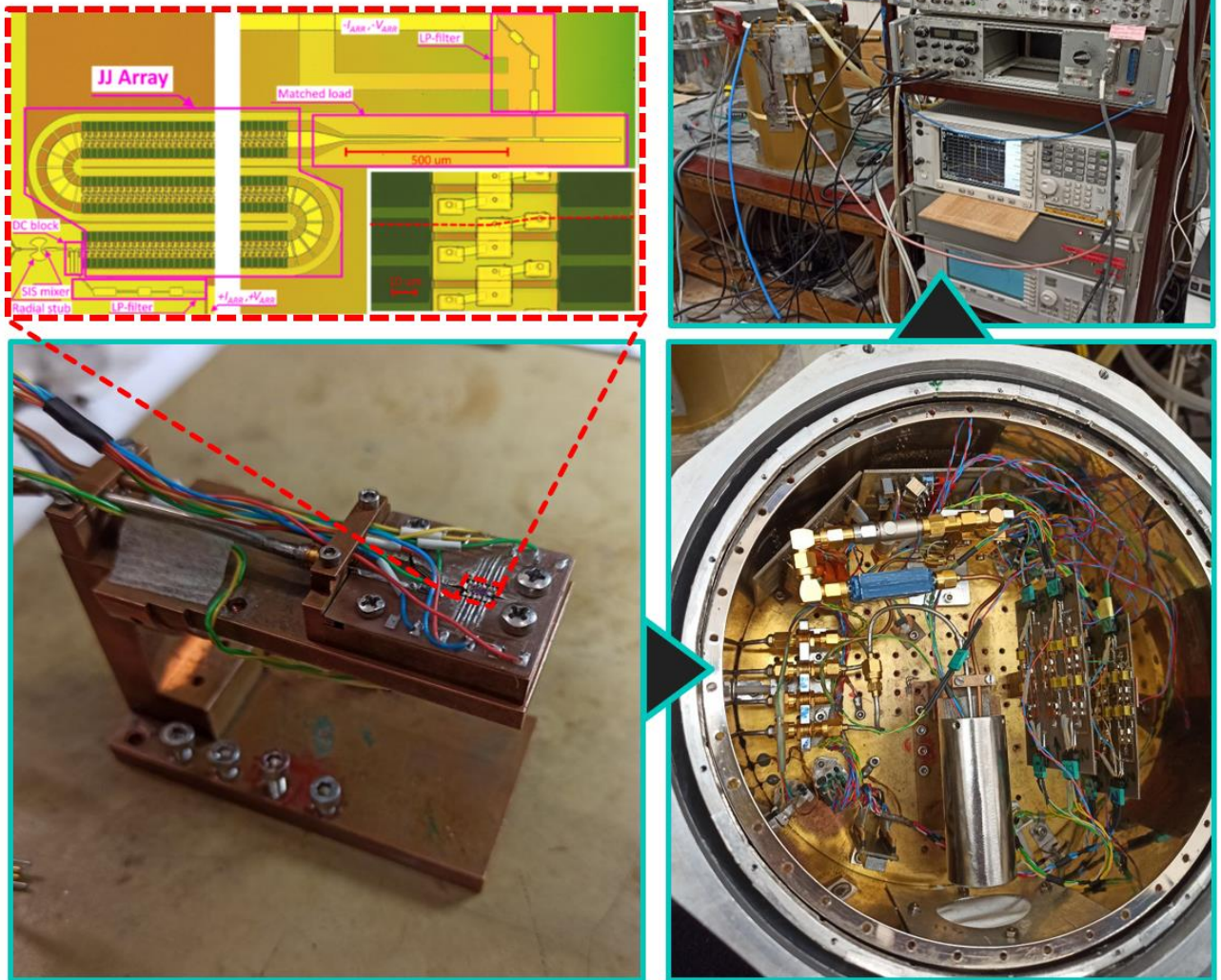


Рисунок 5.20 – Схема установки образца в головку и общий вид измерительной системы при спектральных измерениях. Образец (картинка слева сверху) устанавливается на держатель (слева снизу), который помещается в вакуумный криостат (справа снизу). Общий вид системы во время работы (справа сверху). [A.13], [103]

Исследуемый образец с массивом устанавливается в измерительную головку и помещается в гелиевый криостат (см. Рисунок 5.20). Электрический контакт по постоянному току между контактными площадками образца и подводящими электродами в держателе обеспечивается при помощи серебряной пасты. Для закрепления образца и улучшения теплообмена между кремниевой подложкой, на которой изготовлен образец и медной поверхностью держателя добавляется

восковая прослойка. Для равномерного растекания воска по всей площади соприкосновения, а также для активации серебряной пасты образец помещался в печь при температуре 50 °С и отжигался в течение 15 минут.

Измерительная система в спектральных исследованиях массивов показана на Рисунке 5.20. Сигнал, полученный при смешении излучения массива с высокими гармониками синтезатора, имеет частоту порядка 1 ГГц. Он подается сначала на холодный, а затем на теплый усилители, после чего одна часть сигнала выводится на экран спектроанализатора, а другая подается на фазовый детектор, управляющий напряжением на массиве. При включенной системе ФАПЧ сигнал ошибки от фазового детектора подается на массив через резистор сопротивлением 50 Ом, который находится рядом с чипом в криостате. Фазовый детектор подстраивает ток смещения через массив таким образом, чтобы нивелировать отличие по частоте и фазе между сигналом на разностной частоте и опорным, частотой 400 МГц. За счет этого происходит внешняя фазовая синхронизация при условии, что ширина линии генерации не превышает 15 МГц. Данное значение предельной ширины линии, при которой возможна работа системы ФАПЧ, определяется временем задержки в петле фазовой синхронизации. Эта же схема используется в спектральных исследованиях генератора на основе РДП. Используемая методика позволяет проводить измерения спектра излучения генератора и обеспечивать режим ФАПЧ даже при небольшом уровне мощности сигнала, достигающего до гармонического смесителя

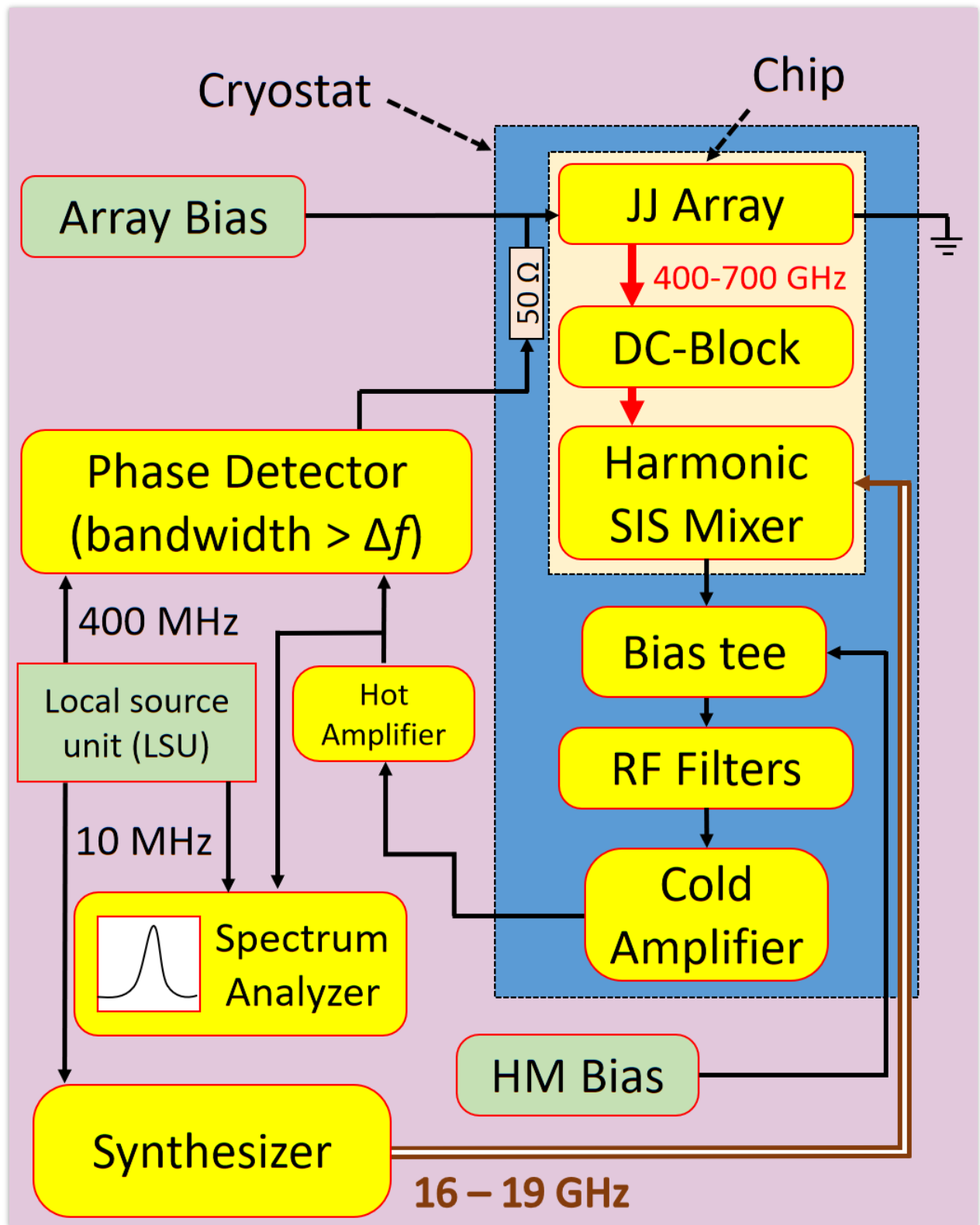


Рисунок 5.21 – Схема эксперимента для измерения линии генерации массивов при помощи метода гармонического смешения и реализации режима ФАПЧ [А.10]

5.4.2 Измерения ширины линии и реализация режима ФАПЧ

На Рисунках 5.22, 5.23 и 5.24 показаны спектры излучения массивов на промежуточной частоте с разным количеством переходов и различной плотностью туннельного тока (см. подписи под соответствующими графиками). Пунктиром показаны спектры генерации массивов в автономном режиме, сплошной красной кривой – при работающей системе ФАПЧ. Каждый представленный спектр получен при 100 усреднениях; измерения автономных спектров проведены в режиме частотной стабилизации. Амплитуда сигнала на промежуточной частоте зависит также от мощности синтезатора, номера гармоники, с которой происходит смещение и напряжения на гармоническом смесителе. Кривые ниже получены при оптимальных значениях данных параметров. Ширина линии в лучшей точке для массива из 200 переходов ~ 2 МГц, для 350 ~ 0.9 МГц и для 600 – 0.36 МГц.

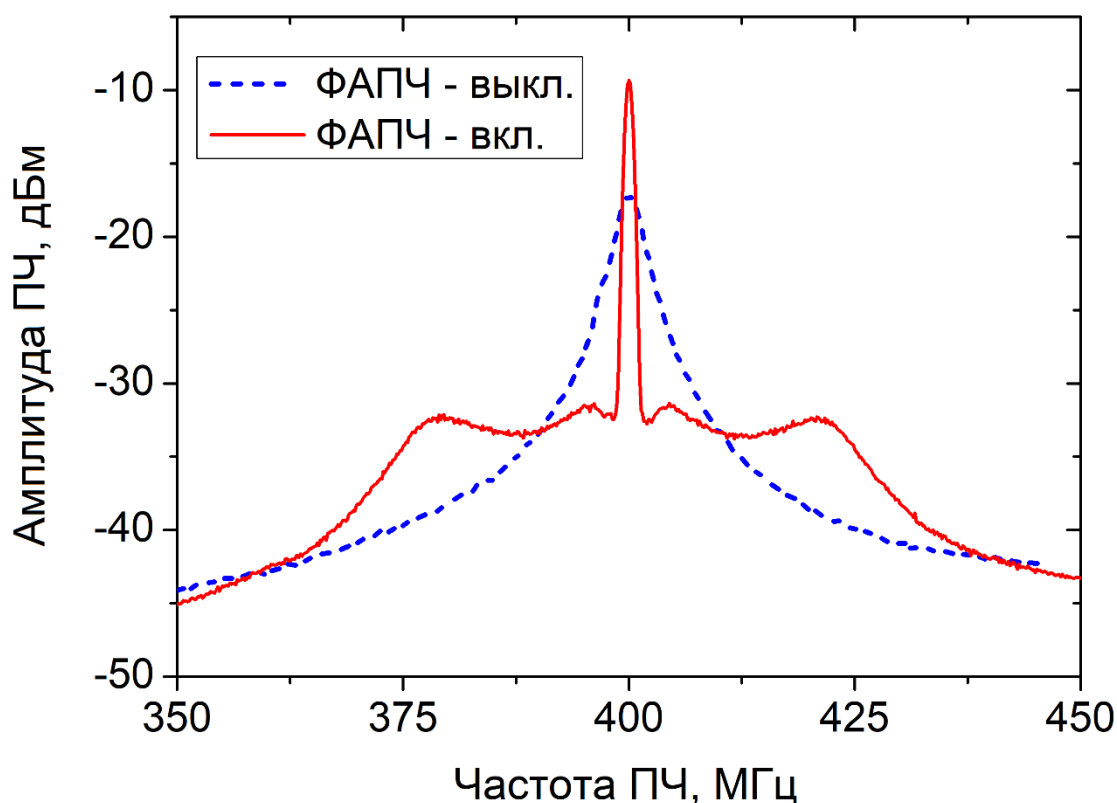


Рисунок 5.22 – 200 переходов; плотность туннельного тока – 5 кА/см^2 ; частота – 488 ГГц; Ширина автономной линии генерации – 3.2 МГц, отношение сигнал/шум 27 дБ. спектральное качество в режиме ФАПЧ – 80 %. [А.11]

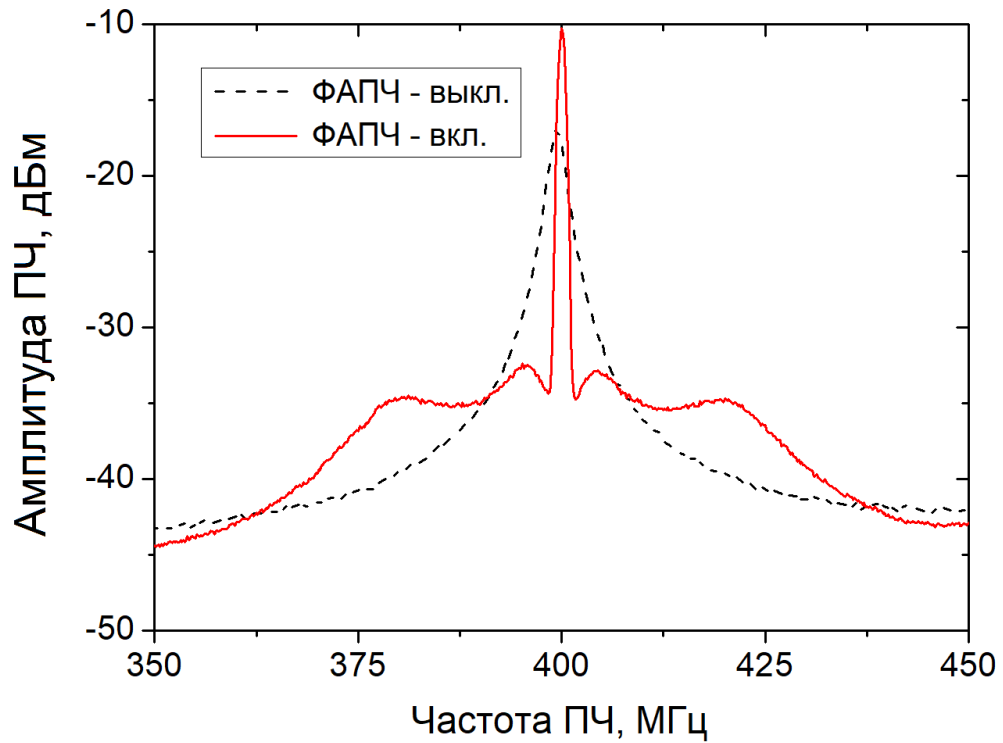


Рисунок 5.23 – 350 переходов, плотность туннельного тока – 13 кА/см^2 , частота – 681 ГГц. Ширина линии автономной линии генерации 2.2 МГц, отношение сигнал/шум 27 дБ. Спектральное качество в режиме ФАПЧ – 85 %. [А.10]

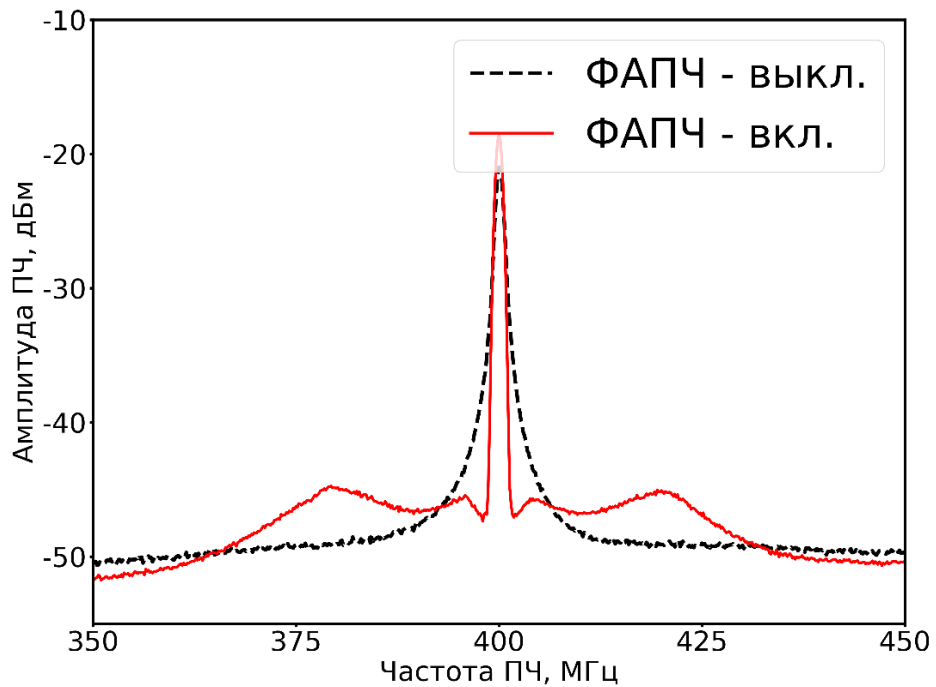


Рисунок 5.24 – 600 переходов, плотность туннельного тока 5 кА/см^2 , частота 522 ГГц. Ширина линии автономной линии генерации 0.5 МГц, отношение сигнал/шум 30 дБ. Спектральное качество в режиме ФАПЧ – 92 %. [А.13]

Насколько известно автору работы, генерация массива джозефсоновских переходов в режиме ФАПЧ к стабильному внешнему синтезатору была реализована впервые. На данный момент, помимо публикаций автора ФАПЧ массивов к внешнему стабильному синтезатору удалось добиться только в работе [46] с использованием аналогичных подходов и методик.

На Рисунке 5.25 показан участок ВАХ массива при включенной системе ФАПЧ и без нее. Ширина области синхронизации по току примерно равна 0.4 мА, что почти на три порядка больше, чем флуктуации тока в рабочей точке. Данные свидетельствуют о высокой эффективности работы системы ФАПЧ. Ступенька справа возникает из-за синхронизации излучения в другой рабочей точке массива со следующей гармоникой. Величина второй ступеньки несколько меньше из-за того, что напряжение на СИС смесителе и мощность сигнала синтезатора были оптимизированы под основную гармонику.

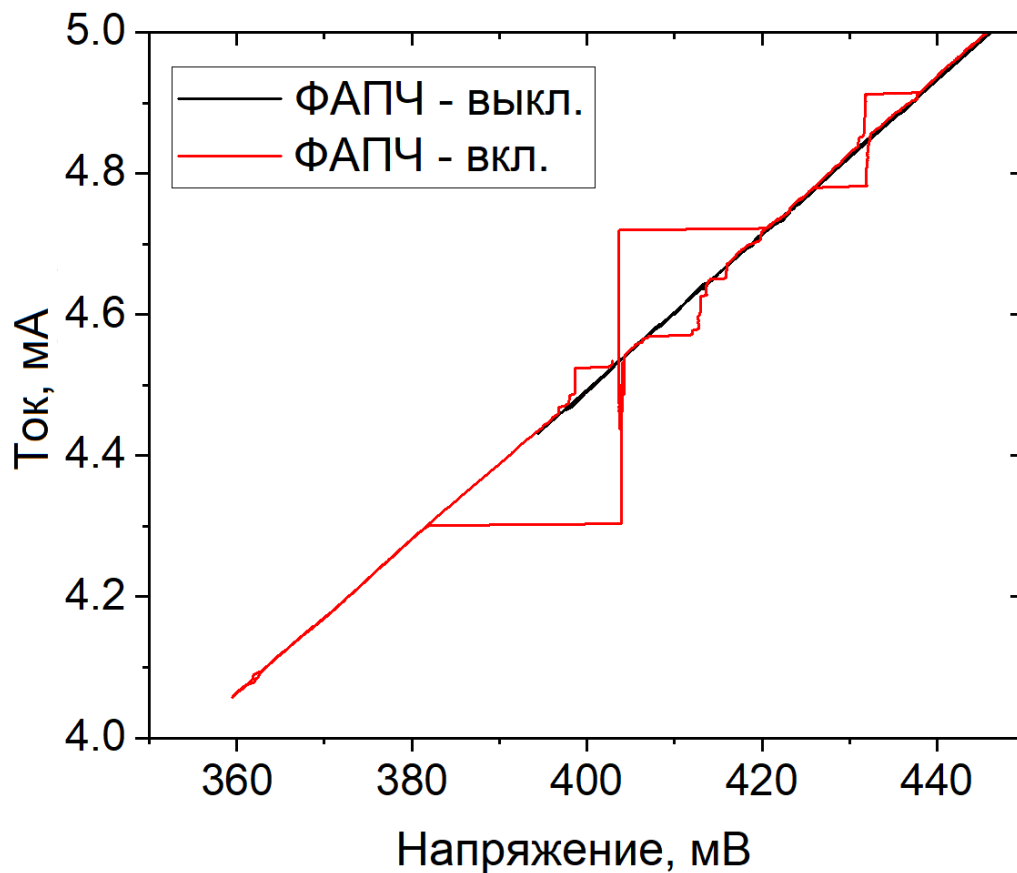


Рисунок 5.25 – Участок ВАХ массива 350 переходов в режиме ФАПЧ (красная кривая) и в автономном режиме (черная) [А.10]

5.4.3 Сравнение ширины линии генерации с теоретическими моделями

Для сравнения экспериментальных значений ширины линии с теоретическими, полученными из дифференциального сопротивления, были проведены измерения спектров излучения массива на промежуточных частотах в диапазоне от 660 ГГц (480 мВ) до 690 ГГц (500 мВ) с интервалом примерно 0.25 мВ.

Процедура измерений включает в себя несколько этапов. Сначала выбиралась рабочая точка массива с заданными значениями тока смещения и напряжения на массиве. Далее частота синтезатора подбиралась таким образом, чтобы при смешении излучения массива с гармоникой синтезатора (в данном эксперименте измерения проводились на 32-й гармонике) сигнал ПЧ был приблизительно 400 МГц. После этого проверялся номер гармоники: при изменении частоты синтезатора на 10 МГц фиксировалось изменение частоты сигнала ПЧ, так что если k – номер гармоники, то смещение частоты ПЧ происходит на $10k$ МГц. Если частота массива больше гармоники частоты синтезатора (верхняя полоса), то повышение частоты синтезатора приведет к уменьшению частоты сигнала ПЧ. В противном случае (нижняя полоса), при увеличении частоты синтезатора линия на ПЧ сместится вправо. После того, как частота ПЧ устанавливалась на 400 МГц, подбиралась мощность сигнала синтезатора и рабочая точка гармонического смесителя, обеспечивающие наилучшие условия для наблюдения линии. Эти параметры подбирались в начале эксперимента и оставались неизменными при последующих измерениях.

Система частотной стабилизации настроена таким образом, чтобы удерживать линию генерации вблизи разностной частоты около 400 МГц. Система частотной стабилизации с полосой регулирования 10 кГц практически не меняет форму линии и ее ширину. После изменения тока смещения через массив при переходе в новую рабочую точку, частота синтезатора снова подбиралась, чтобы установить сигнал ПЧ на 400 МГц. При подстройке частоты синтезатора добивались того, чтобы включение частотной стабилизации не смещало рабочую точку. После этого запускалась система частотной стабилизации сигнала, и проводилось усреднение

по 100 измерениям. Затем система частотной стабилизации выключалась, массив переводился в новую рабочую точку, и процедура повторялась с начала.

В каждой точке проводились измерения постоянного тока и напряжения на массиве, частоты синтезатора, а также записывался спектр на разностной частоте. Спектр генерации джозефсоновских генераторов имеет лоренцевскую форму. Поэтому каждый спектр на ПЧ при обработке был аппроксимирован функцией ниже, из которой были получены положение центра и ширина линии генерации:

$$A = A_0 / \left((f - f_{0,IF})^2 + (\delta f)^2 \right) \quad (5.2)$$

где $f_{0,IF}$ – положение центра генерации на разностной частоте, δf – ширина линии, A_0 – амплитуда пика сигнала ПЧ.

Зависимость ширины линии генерации квадратичная по дифференциальному сопротивлению R_d . Из-за относительно малых изменений напряжения использовались при расчете R_d использовались не значения, измеренные вольтметром, а пересчитанные по формуле Джозефсона из измерений частоты на спектроанализаторе. Коэффициент пропорциональности между шириной линии и R_d в случае одного перехода можно определить по формуле из модели Роговина-Скалапино [120]:

$$\delta f = \left(\frac{4\pi e}{h} \right)^2 R_d^2 S_I(0) \quad (5.3)$$

где $S_I(0)$ – спектральная плотность шума на нулевой частоте, в которую входят: шум туннельных СИС переходов в массиве $S_{I,2}(0)$, низкочастотный шум, действующий на массив, $S_{I,1}(0)$ и тепловой шум на шунтирующих резисторах $S_{I,0}(0)$. Полная спектральная плотность шума в формуле (5.3) получится в результате сложения всех составляющих.

$$\begin{aligned} S_{I,2}(0) &= \frac{e}{2\pi} \left(I_{qp} \coth \left(\frac{eV_0}{2k_B T} \right) + 2I_p \coth \left(\frac{eV_0}{k_B T} \right) \right) \\ S_{I,0}(0) &= \frac{e}{2\pi} I_{sh} \left(\frac{R_N}{R_d} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.4)$$

где I_{qp} и I_p – квазичастичный ток и ток куперовских пар, соответственно; V_0 – напряжение на переходе в рабочей точке, T – температура в эксперименте, R_N – активное сопротивление шунтов. Квазичастичный ток в туннельном переходе при напряжениях до щелевого достаточно мал: отношение дифференциального сопротивления к нормальному более 20. Поэтому в рамках производимых оценок мы положили I_{qp} много меньшим I_p , который равен критическому току по порядку величины. В вычислениях по формуле (5.3) R_d было подставлено в расчете на один переход. Сравнение полученных экспериментально значений ширины линии генерации с расчетными показано на Рисунке 5.25.

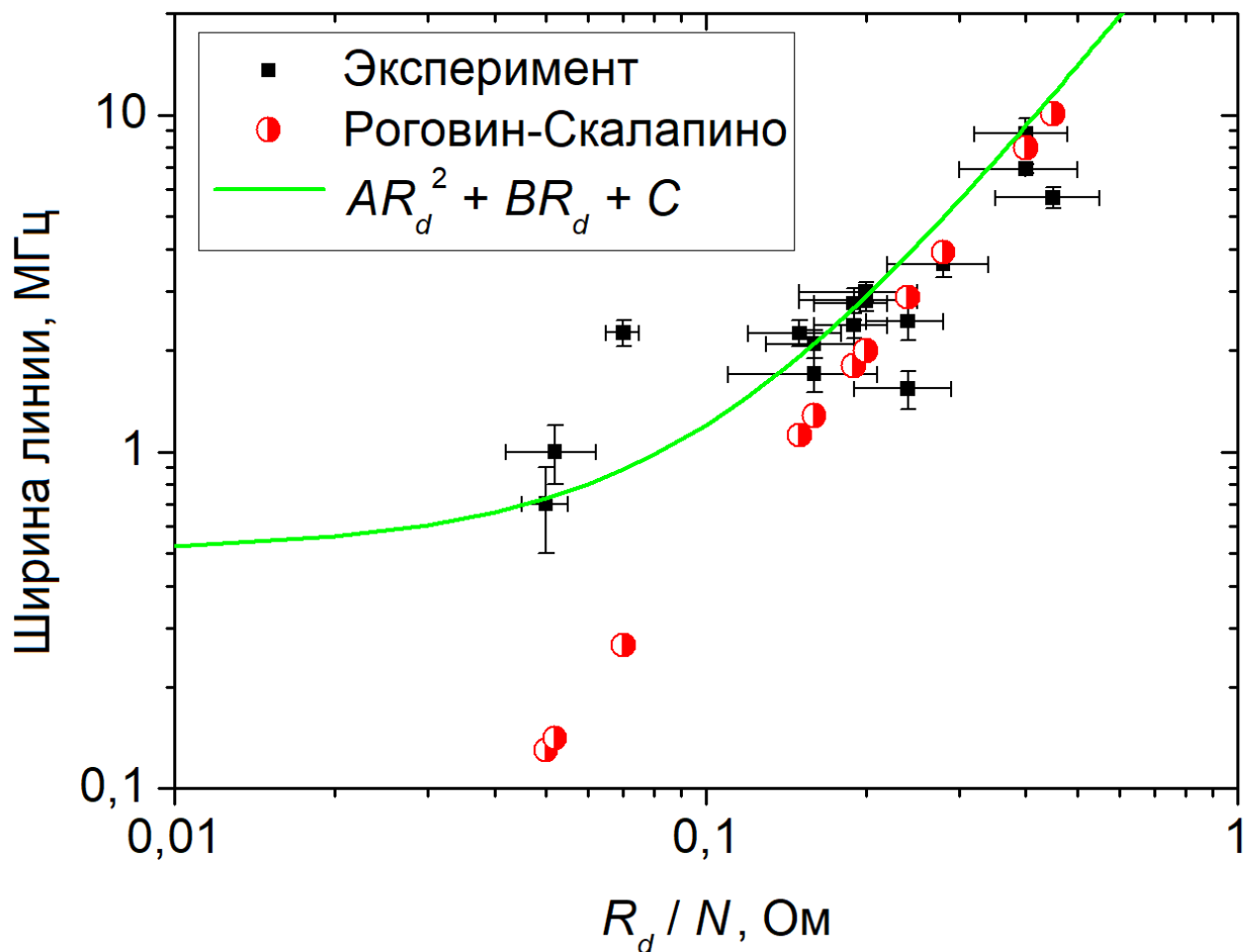


Рисунок 5.26 – Зависимость ширины линии генерации от дифференциального сопротивления в расчете на один переход; измерения проводились в нескольких рабочих точках при различных напряжениях на массиве. Параметры зеленой кривой $A = 50$, $B = 2$, $C = 0.5$ [A.10]

Черными маркерами на Рисунке 5.25 с планками погрешностей показаны экспериментальные значения ширины линии, а красными точками – рассчитанные теоретически при подстановке $S_I(0) = S_{I,2}(0)$ в формулу (5.3). Экспериментальные и теоретические значения совпадают в пределах погрешностей эксперимента при значениях R_d больших 0.1 Ом.

При меньших значениях дифференциального сопротивления наблюдается расхождение, связанное с вкладом тепловых и низкочастотных шумов, присутствующих в системе. Качественно можно учесть вклад тепловых шумов введя дополнительное слагаемое, не зависящее от R_d [121]. Наличие низкочастотных флуктуаций, которые не удается подавить системой частотной стабилизации, приводит к появлению слагаемого, линейного по R_d . Функция вида: $y(R_d) = A R_d^2 + B R_d + C$, показана на Рисунке 5.25 зеленой кривой, где A , B и C – некоторые размерные параметры.

5.4.4 Внутренний захват частоты

Для проверки связи между частотой генерации и напряжением на массиве по формуле Джозефсона (5.1) были проведены измерения, описанные ниже. Для этого частота, определенная по спектроанализатору, переводилась в напряжение по формуле:

$$V_s = \frac{h}{2e} (k f_{synth} - f_{0,IF}) \quad (5.5)$$

Знак «-» перед промежуточной частотой $f_{0,IF}$ обусловлен работой в нижней полосе (LSB).

Следует отметить, что подключение системы ФАПЧ добавляет параллельно с массивом сопротивление около 100 Ом. При этом сопротивление самого массива из 350 переходов примерно 400 Ом. Из-за этого ВАХ отличается от измерений, проведенных на постоянном токе в погружном криогенном зонде. При расчете R_d это параллельное сопротивление учитывалось, однако на ВАХ имеется и ряд других особенностей.

Участок ВАХ массива, измеренной на постоянном токе (черные точки), а также ВАХ, восстановленная из спектральных измерений (красные), показаны на Рисунке 5.27. ВАХ, измеренные двумя способами, заметно отличаются.

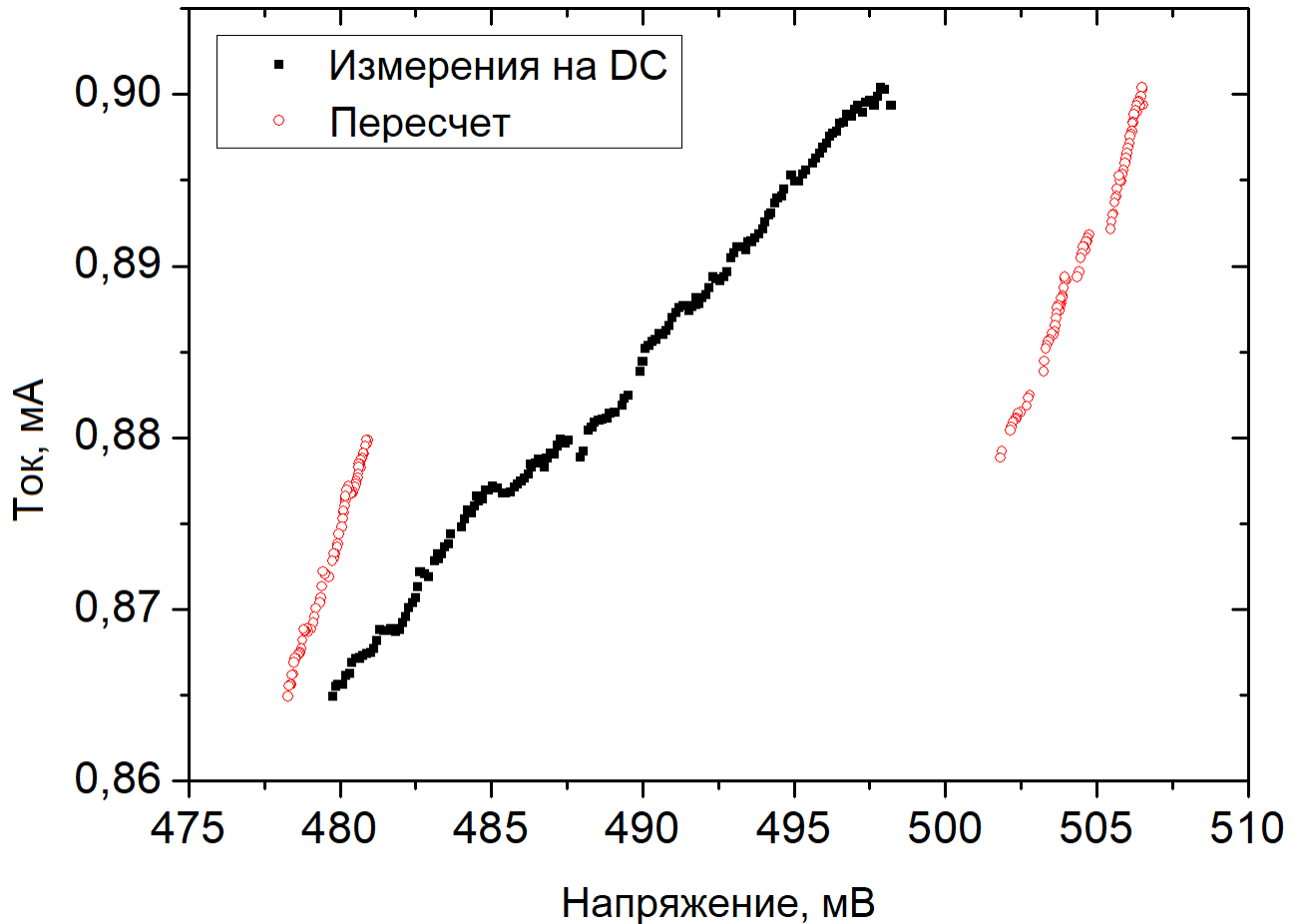


Рисунок 5.27 – Участок ВАХ массива, измеренный на постоянном токе (черные маркеры) и восстановленный из измерений спектра по формуле Джозефсона в расчете на $N=350$ переходов (красные). Виден внутренний захват частоты генерации, связанный с перескоком на соседнюю моду копланарной линии длиной 2 мм. [A.10]

В ходе измерений и номер гармоники, и рабочая полоса (sideband) оставались неизменными, что проверялось по смещению пика на ПЧ при изменении частоты синтезатора. Скорее всего, расхождение связано с внутренним захватом частоты генерации массива, в случаях, когда частота генерации достаточно близка к частоте резонансной моды в копланарной линии [87].

Расстояние между резонансными модами копланарной линии можно рассчитать по формуле:

$$\Delta f = v/2L \sim \frac{c}{2L} \sqrt{\frac{2}{\varepsilon+1}}, \quad (5.6)$$

где v – скорость распространения волны в копланарной линии, c – скорость света в вакууме, L – длина участка, на котором образуются стоячие волны, $\varepsilon = 11.7$ – диэлектрическая проницаемость кремниевой подложки, на которой изготовлен образец.

Расстояние между участками ВАХ, восстановленными по формуле Джозефсона, как можно видеть из Рис. 7, составляет примерно 19 мВ, что соответствует частоте 27 ГГц. Расчет по формуле (3) при длине копланарной линии $L = 2$ мм, оказывается равен 30 ГГц, что, с учетом дисперсии диэлектрической проницаемости в копланарной линии [87] совпадает с измеренным значением. Следует отметить, что массив из 350 переходов состоит из двух секций: 200 и 150 переходов, длиной, 2 мм и 1.5 мм, соответственно, разделенных поворотом на 180 градусов (см. Рисунок 5.3 (б)). Участок схемы с гармоническим смесителем подсоединен к секции с 200 переходами, и резонансные частоты в исследуемом диапазоне измерений определяются длиной данной секции.

Также на восстановленной ВАХ были обнаружены четыре дополнительных участка, между которыми обнаруживается скачок по частоте, и генерация не может быть измерена. Кроме того, ширина линии генерации на этих участках увеличивается от середины к краям. Причина возникновения данной «тонкой структуры» является предметом дальнейших исследований.

Тем не менее, описанные генераторы на основе массивов ДП имеют рабочую полосу от 300 до 700 ГГц и перестраиваемы в широком диапазоне. Кроме того, в рабочих точках реализована работа массива в режиме ФАПЧ к внешнему источнику, при котором спектральное качество превышает 90 %. Данного значения и генерируемой мощности достаточно для использования исследованных массивов в качестве гетеродина в составе СИП.

5.5 Выводы по главе

- Предложена новая топология массивов джозефсоновских переходов, встроенных в центральный электрод копланарной линии. Для образцов в данной топологии удалось реализовать генерацию сигнала в диапазоне от 300 до 700 ГГц с возможностью плавной перестройки частоты. Исследовано влияние на характеристики массивов числа переходов в массиве, их площади, плотности туннельного тока, наличия согласованной нагрузки на противоположном от детектора конце и геометрических параметров копланарной линии. Проведены экспериментальные исследования, анализ и обработка результатов для более чем 200 различных образцов. Максимальная мощность, зарегистрированная при помощи детектора на основе СИС перехода, расположенного на одном чипе с массивом, составила 0.6 мВт.
- Проведены спектральные исследования нескольких образцов при помощи метода гармонического смещения. Измерены спектральные характеристики излучения массивов. В лучших точках ширина линии генерации массива из 600 переходов составила менее 0.5 МГц при соотношении сигнал/шум более 30 дБ. Проведено сравнение между экспериментальными и теоретическими значениями ширины линии генерации, которые хорошо согласуются друг с другом. Обнаружен захват частоты генерации к модам копланарной линии.
- Впервые для массивов джозефсоновских переходов реализован режим ФАПЧ к внешнему стабильному источнику. Спектральное качество в режиме ФАПЧ – более 90 % в лучших точках, что уже достаточно для использования массивов в качестве гетеродина в составе сверхпроводникового интегрального приемника.

Материалы, лежащие в основе данной главы, опубликованы в работах: [А.9 – А.14].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы

1. Проведены исследования электродинамических параметров сверхпроводящих пленок из соединений ниобия различными методами: при помощи плоскопараллельного резонатора, дисперсионного Фурье-спектрометра и спектрометра с временным разрешением. Проведено сравнение различных моделей для описания свойств сверхпроводящих пленок в ТГц диапазоне. Найдены оптимальные условия изготовления сверхпроводящих пленок NbTiN на основе их исследований при помощи ТГц спектрометра с временным разрешением и определены параметры, которые впоследствии были использованы при проектировании сверхпроводниковых интегральных структур. На примере данной серии измерений показаны различия между параметрами, определёнными в ТГц измерениях и на постоянном токе. Установлено, что слой анодного окисла на поверхности NbTiN, необходимый при формировании переходов, практически не влияет на параметры пленки.
2. Исследованы два метода (полуаналитический и численный) расчета сверхпроводниковых интегральных структур, включающих в себя микрополосковые, щелевые и копланарные линии, переходы между ними и туннельные СИС переходы. Результаты моделирования обоими методами качественно согласуются как друг с другом, так и с экспериментальными данными. При помощи рассмотренных моделей разработаны новые топологии сверхпроводниковых интегральных структур, в том числе схемы согласованных нагрузок на неизлучающем конце РДП и массивов, а также согласующих структур ТГц диапазона.
3. Разработана теоретическая модель, позволяющая описать явление уменьшения щелевого напряжения туннельных СИС переходов Nb–Al/AlN–NbN, встроенных в микрополосковую линию NbTiN–SiO₂–Al, при воздействии сигнала на частотах около 1 ТГц. В предложенной модели главной причиной уменьшения щелевого напряжения является перегрев перехода относительно электродов линии передачи,

обусловленный коротким временем жизни неравновесных квазичастиц, возникающих при их туннелировании через барьер под действием высокоэнергичных терагерцовых фотонов. В модели также учтены температурные зависимости параметров материалов и увеличение эффективного времени выхода фононов в подложку, связанное с отражениями на границах слоев с разными акустическими импедансами.

4. Создан перестраиваемый сверхпроводниковый терагерцовый генератор на основе массива джозефсоновских переходов, встроенного в центральный электрод копланарной линии. Автономная ширина линии генерации для массива из 600 переходов составила 0.36 МГц. Впервые для массива джозефсоновских переходов реализован режим ФАПЧ к внешнему стабильному источнику; спектральное качество в лучших точках более 90 %. Выходной мощности массивов до 0.6 мкВт в предложенной топологии и спектрального качества в режиме ФАПЧ достаточно для использования таких массивов в качестве гетеродина в составе сверхпроводникового интегрального приемника.

Список сокращений и условных обозначений

БКШ – теория сверхпроводимости Бардина–Купера–Шриффера

ВАХ – вольт-амперная характеристика

ВЧ – высокие частоты

ЛОВ – лампа обратной волны

КПВ – копланарный волновод

ПЧ – промежуточная частота

РДП – распределенный джозефсоновский переход

СВЧ – сверхвысокие частоты

СИП – сверхпроводниковый интегральный приемник

СИС – сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник

ТГц – терагерц

ФАПЧ – фазовая автоподстройка частоты

DC (direct current) – постоянный ток

RCSJ (Resistively and capacitively shunted junction) – модель джозефсоновского перехода, шунтированного емкостью

RLCSJ – модель джозефсоновского перехода, шунтированного емкостью и индуктивностью

RSJ (Resistively shunted junction) – модель шунтированного джозефсоновского перехода

TDS (Time-domain spectroscopy) – спектроскопия с временным разрешением

VNA (Vector network analyzer) – векторный анализатор цепей

Список работ автора

- A.1 Khan, F. Characterization of the parameters of superconducting NbN and NbTiN films using parallel plate resonator / F. Khan, A. V. Khudchenko, A. M. Chekushkin, V. P. Koshelets // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2022. – Vol. 32, No. 4. – P. 1–5. – DOI: 10.1109/TASC.2022.3148687.
- A.2 Lap, B. N. R. Characterization of superconducting NbTiN films using a dispersive Fourier transform spectrometer / B. N. R. Lap, A. Khudchenko, R. Hesper, K. I. Rudakov, P. Dmitriev, F. Khan, V. P. Koshelets, A. M. Baryshev // Applied Physics Letters. – 2021. – Vol. 119, No. 15. – DOI: 10.1063/5.0066371.
- A.3 Khan, F. V. Characterization of microwave properties of superconducting NbTiN films using TDS / F. V. Khan, E. S. Zhukova, B. P. Gorshunov, L. S. Kadyrov, A. M. Chekushkin, A. V. Khudchenko, V. P. Koshelets // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2023. – Vol. 13, No. 6. – P. 627–632. – DOI: 10.1109/TTHZ.2023.3321252.
- A.4 Zhukova, E. S. Impact of the buffer layers and anodization on properties of NbTiN films for THz receivers / E. S. Zhukova, B. P. Gorshunov, L. S. Kadyrov, K. V. Zhivetev, A. V. Terentiev, A. M. Chekushkin, F. Khan, A. V. Khudchenko, N. V. Kinev, V. P. Koshelets // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2024. – Vol. 34, No. 3. – P. 1–5. – DOI: 10.1109/TASC.2024.3353139.
- A.5 Khan, F. V. Comparison of methods for calculation of superconducting integrated structures using semi-analytical calculation and 3D numerical simulation / F. V. Khan, A. A. Atepalikhin, L. V. Filippenko, V. P. Koshelets // Journal of Communications Technology and Electronics. – 2023. – Vol. 68, No. 9. – P. 983–988. – DOI: 10.1134/S1064226923090115.
- A.6 Paramonov, M. E. Superconducting sub-terahertz oscillator with continuous frequency tuning / M. E. Paramonov, L. V. Filippenko, F. V. Khan, O. S. Kiselev, V. P. Koshelets // Applied Sciences. – 2022. – Vol. 12, No. 17. – P. 8904. – DOI: 10.3390/app12178904.

- A.7 Кинев, Н. В. Нагрев смесителя сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник под воздействием внешнего терагерцового излучения / Н. В. Кинев, Ф. В. Хан, А. М. Чекушкин, В. П. Кошелец // Известия вузов. Радиофизика. – 2025. – Т. 68, № 9. – С. 808–823. – DOI: 10.52452/00213462_2025_68_09_808.
- A.8 Кинев, Н. В. Тепловые эффекты в СИС-переходах и линиях передачи под воздействием THz-излучения / Н. В. Кинев, Ф. В. Хан, Н. Н. Котова, А. М. Чекушкин, В. П. Кошелец // Журнал технической физики. – 2026. – Т. 96, № 9. – С. 1773–1781. – DOI: 10.61011/JTF.2026.09.63495.206-26.
- A.9 Хан, Ф. В. Сверхпроводниковые генераторы субтерагерцового диапазона: история и новые разработки / Ф. В. Хан, Л. В. Филиппенко, А. Б. Ермаков, Н. В. Кинев, В. П. Кошелец // Журнал технической физики. – 2025. – Т. 95, № 9. – С. 1656–1664. – DOI: 10.61011/JTF.2025.09.61225.72-25.
- A.10 Хан, Ф. В. Спектр генерации массива джозефсоновских переходов в копланарной линии / Ф. В. Хан, Л. В. Филиппенко, М. Ю. Фоминский, А. Б. Ермаков, А. П. Орлов, В. П. Кошелец // Журнал технической физики. – 2025. – Т. 95, № 9. – С. 1665–1672. – DOI: 10.61011/JTF.2025.09.61226.87-25.
- A.11 Хан, Ф. В. Сверхпроводниковые генераторы субтерагерцового диапазона частот на основе массивов джозефсоновских переходов / Ф. В. Хан, Л. В. Филиппенко, А. Б. Ермаков, Н. В. Кинев, В. П. Кошелец // Известия вузов. Радиофизика. – 2025. – Т. 68, № 9. – С. 723–732. – DOI: 10.52452/00213462_2025_68_09_723.
- A.12 Хан, Ф. В. Сверхпроводниковые генераторы терагерцового диапазона / Ф. В. Хан, Л. В. Филиппенко, А. Б. Ермаков, М. Е. Парамонов, М. Ю. Фоминский, Н. В. Кинев, В. П. Кошелец, С. А. Никитов // Успехи физических наук. – 2025. – Т. 195, № 6. – С. 621–634. – DOI: 10.3367/UFNr.2024.12.039864.
- A.13 Khan, F. V. Terahertz-range on-chip local oscillator based on Josephson junction arrays for superconducting quantum-limited receivers / F. V. Khan, L. V. Filippenko, A. B. Ermakov, M. Y. Fominsky, V. P. Koshelets // Beilstein Journal of Nanotechnology. – 2025. – Vol. 16, No. 1. – P. 2296–2305. – DOI: 10.3762/bjnano.16.158.

A.14 Khan, F. Study of the Sub-Terahertz Oscillator based on Shunted Josephson Junction Array / F. Khan, L. Filippenko, A. Ermakov, V. Koshelets //2024 IEEE 9th All-Russian Microwave Conference (RMC). – IEEE, 2024. – P. 192-195. DOI: 10.1109/RMC62880.2024.10845908

Благодарности

Хвала Аллаху, Господу миров, сотворившему небеса и землю и установившему законы для всякой вещи, которые изучает современная наука, и к изучению которых автор диссертации тоже приложил усилия. После благодарю своих родителей за воспитание и поддержку на протяжении всех лет учебы; которые переживали за меня и радовались моим успехам больше меня. Выражаю искреннюю благодарность и признательность своему научному руководителю, Валерию Павловичу Кошельцу за интересные задачи, которые он передо мной поставил, и возможность их решения; за множество знаний и навыков, которые он мне передал, и интерес к экспериментальной физике, который он мне привил. Отдельное спасибо коллективу лаборатории № 234: Филиппенко Л. В., Чекушкину А. М., Фоминскому М. Ю., Маркиной М. А., Дмитриеву П. Н. – технологам, которые изготовили экспериментальные образцы, исследованные в данной работе; Ермакову А. Б., Парамонову М. Е., Киневу Н. В., Атеплахину А. А., Котовой Н.Н., Козулину Р. К. – за помощь при проведении экспериментальных исследований; Худченко А. В., Тарасову М. А., Юсупову Р. А. – за плодотворные дискуссии и советы. Также выражаю благодарность коллективам лаборатории терагерцовой спектроскопии МФТИ, лаборатории терагерцовых приборов и технологий АКЦ ФИАН и кафедре общей физики МФТИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Krantz, P. A quantum engineer's guide to superconducting qubits / P. Krantz, M. Kjaergaard, F. Yan, T. P. Orlando, S. Gustavsson, W. D. Oliver // *Applied Physics Reviews*. – 2019. – Vol. 6, No. 2. – P. 021318. – DOI: 10.1063/1.5089550.
2. Natarajan, C. M. Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications / C. M. Natarajan, M. G. Tanner, R. H. Hadfield // *Superconductor Science and Technology*. – 2012. – Vol. 25, No. 6. – P. 063001. – DOI: 10.1088/0953-2048/25/6/063001.
3. Schegolev, A. E. Superconducting neural networks: from an idea to fundamentals and, further, to application / A. E. Schegolev, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, A. L. Gudkov, M. V. Tereshonok // *Nanobiotechnology Reports*. – 2021. – Vol. 16, No. 6. – P. 811–820. – DOI: 10.1134/S2635167621060227.
4. Aumentado, J. Superconducting parametric amplifiers: the state of the art in Josephson parametric amplifiers / J. Aumentado // *IEEE Microwave Magazine*. – 2020. – Vol. 21, No. 8. – P. 45–59. – DOI: 10.1109/MMM.2020.2993476.
5. Atacama Large Millimeter Array (ALMA) [Электронный ресурс]. – 2021. – URL: <https://www.almaobservatory.org/en/> (дата обращения: 30.09.2026).
6. Atacama Pathfinder Experiment (APEX) [Электронный ресурс]. – 2003. – URL: <https://www.apex-telescope.org/ns/> (дата обращения: 30.09.2026).
7. Herschel Space Observatory [Электронный ресурс]. – 2014. – URL: <https://www.herschel.caltech.edu/> (дата обращения: 30.09.2026).
8. Космическая обсерватория Миллиметрон [Электронный ресурс]. – 2014. – URL: <https://millimetron.ru/> (дата обращения: 30.09.2026).
9. Likharev, K. K. Dynamics of Josephson Junctions and Circuits / K. K. Likharev. – London : Routledge, 2022. – 640 p. – ISBN 978-2-88124-042-3.
10. Khudchenko, A. V. High-gap Nb-AlN-NbN SIS junctions for frequency band 790–950 GHz / A. V. Khudchenko, A. M. Baryshev, K. I. Rudakov // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. – 2015. – Vol. 6, No. 1. – P. 127–132. – DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2504783.

11. Tucker, J. R. Quantum detection at millimeter wavelengths / J. R. Tucker, M. J. Feldman // *Reviews of Modern Physics*. – 1985. – Vol. 57, No. 4. – P. 1055. – DOI: 10.1103/RevModPhys.57.1055.
12. Shimonishi, T. Survival of molecular complexity under recent supernova feedback: detection of hot cores in RX J1713.7–3946 / T. Shimonishi, H. Sano, K. Furuya, Y. Oya // *The Astrophysical Journal*. – 2026. – Vol. 1005, No. 2. – P. 142. – DOI: 10.3847/1538-4357/ae6fba.
13. Shi, S. C. Terahertz and far-infrared windows opened at Dome A in Antarctica / S. C. Shi, S. Paine, Q. J. Yao et al. // *Nature Astronomy*. – 2016. – Vol. 1, No. 1. – P. 0001. – DOI: 10.1038/s41550-016-0001.
14. Event Horizon Telescope (EHT) [Электронный ресурс]. – 2026. – URL: <https://eventhorizontelescope.org/science> (дата обращения: 30.09.2026)
15. Event Horizon Telescope Collaboration. First M87 event horizon telescope results. VI. The shadow and mass of the central black hole / Event Horizon Telescope Collaboration, K. Akiyama, A. Alberdi et al. // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2019. – Vol. 875, No. 1. – P. L6. – DOI: 10.3847/2041-8213/ab1141.
16. Koshelets, V. P. Superconducting integrated receiver for TELIS / V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. B. Ermakov et al. // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. – 2005. – Vol. 15, No. 2. – P. 960–963. – DOI: 10.1109/TASC.2005.849591.
17. Baksheeva, K. A. The sub-THz emission of the human body under physiological stress / K. A. Baksheeva, R. V. Ozhegov, G. N. Goltsman et al. // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. – 2021. – Vol. 11, No. 4. – P. 381–388. – DOI: 10.1109/TTHZ.2021.3066099.
18. Ozhegov, R. V. Terahertz imaging system based on superconducting integrated receiver / R. V. Ozhegov, K. N. Gorshkov, K. V. Smirnov, G. N. Gol'tsman, L. V. Filippenko, V. P. Koshelets // 2nd International Conference "Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications" (TERA-2012), Moscow, June 20–22, 2012 : abstract book. – Moscow, 2012. – P. 20–22.
19. Kinev, N. V. Flux-flow Josephson oscillator as the broadband tunable terahertz source to open space / N. V. Kinev, K. I. Rudakov, L. V. Filippenko, A. M. Baryshev, V.

- P. Koshelets // *Journal of Applied Physics*. – 2019. – Vol. 125, No. 15. – DOI: 10.1063/1.5070143.
20. Darula, M. Millimetre and sub-mm wavelength radiation sources based on discrete Josephson junction arrays / M. Darula, T. Doderer, S. Beuven // *Superconductor Science and Technology*. – 1999. – Vol. 12, No. 1. – P. R1–R25. – DOI: 10.1088/0953-2048/12/1/001.
21. Koshelets, V. P. Integrated superconducting receivers / V. P. Koshelets, S. V. Shitov // *Superconductor Science and Technology*. – 2000. – Vol. 13, No. 5. – P. R53–R69. – DOI: 10.1088/0953-2048/13/5/201.
22. Klenov, N. V. Flux qubit interaction with rapid single-flux quantum logic circuits: control and readout / N. V. Klenov, A. V. Kuznetsov, I. I. Soloviev et al. // *Low Temperature Physics*. – 2017. – Vol. 43, No. 7. – P. 789–798. – DOI: 10.1063/1.4995627.
23. Mazin, B. A. Microwave kinetic inductance detectors: the first decade / B. A. Mazin // *AIP Conference Proceedings*. – New York : American Institute of Physics, 2009. – Vol. 1185, No. 1. – P. 135–142. – DOI: 10.1063/1.3292300.
24. Ranadive, A. Kerr reversal in Josephson meta-material and traveling wave parametric amplification / A. Ranadive, M. Esposito, L. Planat et al. // *Nature Communications*. – 2022. – Vol. 13, No. 1. – P. 1737. – DOI: 10.1038/s41467-022-29375-5.
25. Shibata, H. Review of superconducting nanostrip photon detectors using various superconductors / H. Shibata // *IEICE Transactions on Electronics*. – 2021. – Vol. 104, No. 9. – P. 429–434. DOI: 10.1587/transele.2020SUI0001
26. Westig, M. P. Improved Nb SIS devices for heterodyne mixers between 700 GHz and 1.3 THz with NbTiN transmission lines using a normal metal energy relaxation layer / M. P. Westig, S. Selig, K. Jacobs et al. // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – Vol. 114, No. 12. – DOI: 10.1063/1.4822167.
27. Taber, R. C. A parallel plate resonator technique for microwave loss measurements on superconductors / R. C. Taber // *Review of Scientific Instruments*. – 1990. – Vol. 61, No. 8. – P. 2200–2206. – DOI: 10.1063/1.1141389.

28. Bera, A. Review of recent progress on THz spectroscopy of quantum materials: superconductors, magnetic and topological materials / A. Bera, S. Bera, S. Kalimuddin et al. // *The European Physical Journal Special Topics*. – 2021. – Vol. 230, No. 23. – P. 4113–4139. – DOI: 10.1140/epjs/s11734-021-00216-8.
29. Gorshunov, B. Terahertz BWO-spectroscopy / B. Gorshunov, A. Volkov, I. Spektor et al. // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. – 2005. – Vol. 26, No. 9. – P. 1217–1240. – DOI: 10.1007/s10762-005-7656-x.
30. Nam, S. B. Theory of electromagnetic properties of superconducting and normal systems. I / S. B. Nam // *Physical Review*. – 1967. – Vol. 156, No. 2. – P. 470. – DOI: 10.1103/PhysRev.156.470.
31. Zhao, S. Exploring the performance of thin-film superconducting multilayers as kinetic inductance detectors for low-frequency detection / S. Zhao et al. // *Superconductor Science and Technology*. – 2018. – Vol. 31, No. 1. – P. 015007. – DOI: 10.1088/1361-6668/aa94b7.
32. Zimmermann, W. Optical conductivity of BCS superconductors with arbitrary purity / W. Zimmermann, E. H. Brandt, M. Bauer et al. // *Physica C: Superconductivity*. – 1991. – Vol. 183, No. 1–3. – P. 99–104. – DOI: 10.1016/0921-4534(91)90771-P.
33. Noguchi, T. RF conductivity and surface impedance of a superconductor taking into account the complex superconducting gap energy / T. Noguchi, M. Naruse, Y. Sekimoto // *Physics Procedia*. – 2012. – Vol. 36. – P. 318–323. – DOI: 10.1016/j.phpro.2012.06.166.
34. Yassin, G. Electromagnetic models for superconducting millimetre-wave and sub-millimetre-wave microstrip transmission lines / G. Yassin, S. Withington // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1995. – Vol. 28, No. 9. – P. 1983–1991. – DOI: 10.1088/0022-3727/28/9/028.
35. Kautz, R. L. Picosecond pulses on superconducting striplines / R. L. Kautz // *Journal of Applied Physics*. – 1978. – Vol. 49, No. 1. – P. 308–314. – DOI: 10.1063/1.324387.

36. Combes, F. Molecular gas in distant galaxies from ALMA studies / F. Combes // The Astronomy and Astrophysics Review. – 2018. – Vol. 26, No. 1. – P. 5. – DOI: 10.1007/s00159-018-0110-4.
37. Uzawa, Y. Development and testing of Band 10 receivers for the ALMA project / Y. Uzawa, Y. Fujii, A. Gonzalez et al. // Physica C: Superconductivity. – 2013. – Vol. 494. – P. 189–194. – DOI: 10.1016/j.physc.2013.04.008.
38. Jackson, B. D. Low-noise 0.8–0.96- and 0.96–1.12-THz superconductor-insulator-superconductor mixers for the Herschel Space Observatory / B. D. Jackson, G. de Lange, T. Zijlstra et al. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2006. – Vol. 54, No. 2. – P. 547–558. – DOI: 10.1109/TMTT.2005.862717.
39. Dieleman, P. Direct current heating in superconductor–insulator–superconductor tunnel devices for THz mixing applications / P. Dieleman, T. M. Klapwijk, S. Kovtonyuk, H. van De Stadt // Applied Physics Letters. – 1996. – Vol. 69, No. 3. – P. 418–420. – DOI: 10.1063/1.118080.
40. Tan, B. Measurement of electron-phonon interaction time of niobium using heating effect in SIS tunnel junction / B. Tan, G. Yassin, P. Kittara, J. Leech // 20th International Symposium on Space Terahertz Technology : proceedings. – Charlottesville : National Radio Astronomy Observatory, 2009. – P. 275–277. – URL: <https://ora.ox.ac.uk/objects/uuid:4f4010cd-65f9-4425-b00f-ac15e1617f60> (дата обращения: 30.09.2026)
41. Shan, W. Self-heating in SIS Mixers: Experimental Evidence and Theoretical Modeling / Shan W., Ezaki S. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2026. – Vol. 36. – No. 5. – P. 1-10. DOI: 10.1109/TASC.2026.3666524
42. Атепалихин, А.А. Передача субТГц сигнала по ниобиевой интегральной согласующей структуре на частотах, значительно превышающих целевую частоту ниобия / А.А. Атепалихин, Ф.В. Хан, Л.В. Филиппенко, В.П. Кошелец // Радиотехника и Электроника. – 2026. – Т. 71. – № 9. – С. 1050–1064. – DOI: 10.7868/S3034590126090107

43. Booi, P. A. A. High power generation with distributed Josephson-junction arrays / P. A. A. Booi, S. P. Benz // *Applied Physics Letters*. – 1996. – Vol. 68, No. 26. – P. 3799–3801. – DOI: 10.1063/1.116621.
44. Kawakami, A. Properties of Josephson array oscillators at the submillimeter wave region / A. Kawakami, Y. Uzawa, Z. Wang // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. – 1999. – Vol. 9, No. 2. – P. 4554–4557. – DOI: 10.1109/77.784039.
45. Galin, M. A. Synchronization of large Josephson-junction arrays by traveling electromagnetic waves / M. A. Galin, E. A. Borodianskyi, V. V. Kurin et al. // *Physical Review Applied*. – 2018. – Vol. 9, No. 5. – P. 054032. – DOI: 10.1103/PhysRevApplied.9.054032.
46. Galin, M. Features of the spectrum of a niobium Josephson junction array measured with the use of high-Tc Josephson mixer / M. Galin, A. El'kina, M. Levichev, D. Masterov, A. Parafin, L. Revin // *2024 IEEE 9th All-Russian Microwave Conference (RMC)*. – IEEE, 2024. – P. 200–204. – DOI: 10.1109/RMC62880.2024.10846890.
47. Шмидт, В. В. Введение в физику сверхпроводников / В. В. Шмидт. – М. : Наука, 1982. – 238 с.
48. Bardeen, J. Theory of superconductivity / J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer // *Physical Review*. – 1957. – Vol. 108, No. 5. – P. 1175. – DOI: 10.1103/PhysRev.108.1175.
49. Bednorz, J. G. Perovskite-type oxides — The new approach to high-Tc superconductivity / J. G. Bednorz, K. A. Müller // *Reviews of Modern Physics*. – 1988. – Vol. 60, No. 3. – P. 585. – DOI: 10.1103/RevModPhys.60.585.
50. Pickard, C. J. Superconducting hydrides under pressure / C. J. Pickard, I. Errea, M. I. Erements // *Annual Review of Condensed Matter Physics*. – 2020. – Vol. 11, No. 1. – P. 57–76. – DOI: 10.1146/annurev-conmatphys-031218-013413.
51. Гинзбург, В. Л. К теории сверхпроводимости / В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1950. – Т. 20, № 12. – С. 1064–1082. – DOI: 10.1007/978-3-540-68008-6_4.

52. Essmann, U. The direct observation of individual flux lines in type II superconductors / U. Essmann, H. Träuble // *Physics Letters A*. – 1967. – Vol. 24, No. 10. – P. 526–527. – DOI: 10.1016/0375-9601(67)90819-5.
53. Kapitza, P. Viscosity of liquid helium below the λ -point / P. Kapitza // *Nature*. – 1938. – Vol. 141. – P. 74. – DOI: 10.1038/141074a0.
54. Tinkham, M. Introduction to superconductivity / M. Tinkham. – 2nd ed. – New York : McGraw-Hill, 1996. – 472 p. – ISBN 0-07-064878-6.
55. Боголюбов, Н. Н. Новый метод в теории сверхпроводимости / Н. Н. Боголюбов, В. В. Толкачев, Д. В. Ширков. – М. : Наука, 1958. – 288 с.
56. Migdal, A. B. Interaction between electrons and lattice vibrations in a normal metal / A. B. Migdal // *Soviet Physics JETP*. – 1958. – Vol. 7, No. 6. – P. 996–1001.
57. Eliashberg, G. M. Interactions between electrons and lattice vibrations in a superconductor / G. M. Eliashberg // *Soviet Physics JETP*. – 1960. – Vol. 11, No. 3. – P. 696–702.
58. Jones, R. O. Density functional theory: its origins, rise to prominence, and future / R. O. Jones // *Reviews of Modern Physics*. – 2015. – Vol. 87, No. 3. – P. 897–923. – DOI: 10.1103/RevModPhys.87.897.
59. Горьков, Л. П. Об энергетическом спектре сверхпроводников / Л. П. Горьков // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1958. – Т. 34, № 3. – С. 735.
60. Eilenberger, G. Transformation of Gorkov's equation for type II superconductors into transport-like equations / G. Eilenberger // *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*. – 1968. – Vol. 214. – P. 195–213. – DOI: 10.1007/BF01379803.
61. Usadel, K. D. Generalized diffusion equation for superconducting alloys / K. D. Usadel // *Physical Review Letters*. – 1970. – Vol. 25, No. 8. – P. 507. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.25.507.
62. Golubov, A. A. Theoretical investigation of Josephson tunnel junctions with spatially inhomogeneous superconducting electrodes / A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov // *Journal of Low Temperature Physics*. – 1988. – Vol. 70, No. 1. – P. 83–130. – DOI: 10.1007/BF00683247.

63. Dynes, R. C. Direct measurement of quasiparticle-lifetime broadening in a strong-coupled superconductor / R. C. Dynes, V. Narayanamurti, J. P. Garno // *Physical Review Letters*. – 1978. – Vol. 41, No. 21. – P. 1509. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.41.1509. [
64. Kaplan, S. B. Quasiparticle and phonon lifetimes in superconductors / S. B. Kaplan, C. C. Chi, D. N. Langenberg et al. // *Physical Review B*. – 1976. – Vol. 14, No. 11. – P. 4854. – DOI: 10.1103/PhysRevB.14.4854.
65. Mattis, D. C. Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals / D. C. Mattis, J. Bardeen // *Physical Review*. – 1958. – Vol. 111, No. 2. – P. 412. – DOI: 10.1103/PhysRev.111.412.
66. Giaever, I. Energy gap in superconductors measured by electron tunneling / I. Giaever // *Physical Review Letters*. – 1960. – Vol. 5, No. 4. – P. 147. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.5.147.
67. Josephson, B. D. Possible new effects in superconductive tunnelling / B. D. Josephson // *Physics Letters*. – 1962. – Vol. 1, No. 7. – P. 251–253. – DOI: 10.1016/0031-9163(62)91369-0.
68. Anderson, P. W. Probable observation of the Josephson superconducting tunneling effect / P. W. Anderson, J. M. Rowell // *Physical Review Letters*. – 1963. – Vol. 10, No. 6. – P. 230. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.10.230.
69. Barone, A. Physics and applications of the Josephson effect / A. Barone, G. Paterno. – New York : John Wiley & Sons, 1982. – 551 p.
70. Odintsov, A. Specific problems of numerical analysis of the Josephson junction circuits / A. Odintsov, V. Semenov, A. Zorin // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 1987. – Vol. 23, No. 2. – P. 763–766. DOI: 10.1109/TMAG.1987.1064907
71. McCumber, D. E. Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of superconductor weak-link junctions / D. E. McCumber // *Journal of Applied Physics*. – 1968. – Vol. 39, No. 7. – P. 3113–3118. – DOI: 10.1063/1.1656743.
72. Cawthorne, A. B. Complex dynamics of resistively and inductively shunted Josephson junctions / A. B. Cawthorne, C. B. Whan, C. J. Lobb // *Journal of Applied Physics*. – 1998. – Vol. 84, No. 2. – P. 1126–1132. – DOI: 10.1063/1.368113.

73. Ambegaokar, V. Voltage due to thermal noise in the dc Josephson effect / V. Ambegaokar, B. I. Halperin // *Physical Review Letters*. – 1969. – Vol. 22, No. 25. – P. 1364. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.22.1364.
74. Tesche, C. D. dc SQUID: noise and optimization / C. D. Tesche, J. Clarke // *Journal of Low Temperature Physics*. – 1977. – Vol. 29, No. 3. – P. 301–331. – DOI: 10.1007/BF00655097.
75. Shapiro, S. Josephson currents in superconducting tunneling: the effect of microwaves and other observations / S. Shapiro // *Physical Review Letters*. – 1963. – Vol. 11, No. 2. – P. 80–82. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.11.80.
76. Dmitriev, P. N. Applications in superconducting SIS mixers and oscillators: toward integrated receivers / P. N. Dmitriev, L. V. Filippenko, V. P. Koshelets // *Josephson Junctions: History, Devices, and Applications* / E. Wolf, G. Arnold, M. Gurvitch, J. Zasadzinski, eds. – 2017. – P. 185–244. – DOI: 10.1201/9781315364520-7.
77. Gulevich, D. R. Josephson flux-flow oscillator: the microscopic tunneling approach / D. R. Gulevich, V. P. Koshelets, F. V. Kusmartsev // *Physical Review B*. – 2017. – Vol. 96, No. 2. – P. 024515. – DOI: 10.1103/PhysRevB.96.024515.
78. Fiske, M. D. Temperature and magnetic field dependences of the Josephson tunneling current / M. D. Fiske // *Reviews of Modern Physics*. – 1964. – Vol. 36, No. 1. – P. 221–222. – DOI: 10.1103/RevModPhys.36.221.
79. Koshelets, V. P. Self-pumping effects and radiation linewidth of Josephson flux-flow oscillators / V. P. Koshelets et al. // *Physical Review B*. – 1997. – Vol. 56, No. 9. – P. 5572. – DOI: 10.1103/PhysRevB.56.5572.
80. Kinev, N. V. Terahertz spectroscopy of gas absorption using the superconducting flux-flow oscillator as an active source and the superconducting integrated receiver / N. V. Kinev et al. // *Sensors*. – 2020. – Vol. 20, No. 24. – P. 7267. – DOI: 10.3390/s20247267.
81. Jain, Mutual phase-locking in Josephson junction arrays / A.K. Jain, K. K. Likharev, J. E. Lukens, J. E. Sauvageau // *Physics Reports*. – 1984. – Vol. 109. – No. 6. – P. 309. – DOI: 10.1016/0370-1573(84)90002-4

82. Barbara, P. Stimulated emission and amplification in Josephson junction arrays / P. Barbara, A. B. Cawthorne, S. V. Shitov, C. J. Lobb // *Physical review letters*. – 1999. – Vol. 82. – No. 9. – P. 1963. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.1963
83. Bi, B. Distributed Josephson junction arrays as local oscillators / B. Bi, S. Han, J. E. Lukens, K. Wan // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. – 1993. – Vol. 3, No. 1. – P. 2303–2306. – DOI: 10.1109/77.233544.
84. Booi, P. A. A. Emission linewidth measurements of two-dimensional array Josephson oscillators / P. A. A. Booi, S. P. Benz // *Applied Physics Letters*. – 1994. – Vol. 64, No. 16. – P. 2163–2165. – DOI: 10.1063/1.111984.
85. Фуско, В. СВЧ цепи: анализ и автоматизированное проектирование / В. Фуско ; пер. с англ. А. А. Вольман, А. Д. Муравцов ; под ред. В. И. Вольмана. – М. : Радио и связь, 1990. – 288 с. – ISBN 5-256-00663-0.
86. Frickey, D. A. Conversions between S, Z, Y, H, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances / D. A. Frickey // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1994. – Vol. 42, No. 2. – P. 205–211. – DOI: 10.1109/22.275248.
87. Garg, R. Microstrip lines and slotlines / R. Garg, I. Bahl, M. Bozzi. – 3rd ed. – Norwood, MA : Artech House, 2013. – 594 p. – ISBN 978-1-60807-535-5.
88. Klopfenstein, R. W. A transmission line taper of improved design / R. W. Klopfenstein // *Proceedings of the IRE*. – 1956. – Vol. 44, No. 1. – P. 31–35. – DOI: 10.1109/JRPROC.1956.274847.
89. Baik, J. W. UWB bandpass filter using microstrip-to-CPW transition with broadband balun / J. W. Baik, T. H. Lee, Y. S. Kim // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. – 2007. – Vol. 17, No. 12. – P. 846–848. – DOI: 10.1109/LMWC.2007.910480.
90. Ansys Portal [Электронный ресурс]. – URL: <https://portal.ansys.com/> (дата обращения: 30.09.2026).
91. CST Microwave Studio [Электронный ресурс]. – URL: <https://www.3ds.com/products/simulia/cst-studio-suite> (дата обращения: 30.09.2026).

92. Банков, С. Е. Проектирование СВЧ устройств и антенн с Ansoft HFSS / С. Е. Банков, А. А. Курушин. – М., 2009. – 736 с.
93. HFSS: Wave Port vs. Lumped Port [Электронный ресурс]. – URL: <http://tech.mweda.com/download/hwrf/hfss/wave%20port%20vs%20lumped%20port.pdf> (дата обращения: 30.09.2026).
94. Kerr A. R. Surface impedance of superconductors and normal conductors in EM simulators // Kerr A. R. MMA Memo. – 1999. – № 245. – С. 1–17. – URL: <http://www.mma.nrao.edu/memos/html-memos/mma245/memo245.pdf%22> (дата обращения: 29.09.2026).
95. Belitsky, V. Superconducting microstrip line model studies at millimetre and sub-millimetre waves / V. Belitsky, C. Risacher, M. Pantaleev, V. Vassilev // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 2006. – Vol. 27, No. 6. – P. 809–834. – DOI: 10.1007/s10762-006-9116-5.
96. Koshelets, V. P. Integrated superconducting receivers / V. P. Koshelets, S. V. Shitov // Superconductor Science and Technology. – 2000. – Vol. 13, No. 5. – P. R53–R69. – DOI: 10.1088/0953-2048/13/5/201.
97. Filippenko, L. V. Submillimeter superconducting integrated receivers: fabrication and yield / L. V. Filippenko et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2001. – Vol. 11, No. 1. – P. 816–819. – DOI: 10.1109/77.919469.
98. McMillan, W. L. Transition temperature of strong-coupled superconductors / W. L. McMillan // Physical Review. – 1968. – Vol. 167, No. 2. – P. 331. – DOI: 10.1103/PhysRev.167.331.
99. Born, M. Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light / M. Born, E. Wolf. – 7th expanded ed. – Cambridge : Cambridge University Press, 1999. – 952 p. – ISBN 0-521-64222-1.
100. Шитов, С. В. Интегральные устройства на сверхпроводниковых туннельных переходах для приёмников миллиметровых и субмиллиметровых волн : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.01 / Шитов Сергей Витальевич ; Ин-т радиотехники и электроники РАН. – Москва, 2003. – 428 с.

101. Zhang, X. Fabrication of high-critical current density Nb/Al-AlN/Nb junctions with an AlN barrier deposited by DC magnetron reactive sputtering / X. Zhang, X. Wu, L. Ying et al. // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. – 2024. – Vol. 616. – P. 1354432. – DOI: 10.1016/j.physc.2023.1354432.
102. Kinev, N. V. Direct experimental observation of harmonics of Josephson generation in the flux-flow oscillator / N. V. Kinev et al. // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. – 2022. – Vol. 32, No. 4. – P. 1–6. – DOI: 10.1109/TASC.2022.3143483.
103. Парамонов, М. Е. Оптимизация сверхпроводниковых туннельных элементов и определение их параметров : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 1.3.4 / Парамонов Максим Евгеньевич ; Ин-т радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН. – Москва, 2025. – 129 с. – URL: <https://cplire.ru> (дата обращения: 30.09.2026).
104. Khan, F. V. Design of superconducting integrated matching circuits / F. V. Khan, A. A. Atepalikhin, L. V. Filippenko, V. P. Koshelets // *Journal of Communications Technology and Electronics*. – 2023. – Vol. 68, No. 10. – P. 1219–1222. – DOI: 10.1134/S1064226923100066.
105. Атепалихин, А. А. Подавление ступеней Фiske в распределенном джозефсоновском переходе / А. А. Атепалихин, Ф. В. Хан, Л. В. Филиппенко, В. П. Кошелец // *Физика твердого тела*. – 2025. – Т. 67, № 7. – С. 1247–1253. – DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61181.21НН-25.
106. Khudchenko, A. High-gap Nb-AlN-NbN SIS junctions for frequency band 790–950 GHz / A. Khudchenko, A. M. Baryshev, K. I. Rudakov et al. // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. – 2015. – Vol. 6, No. 1. – P. 127–132. – DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2504783.
107. Traini, A. The influence of LO power heating of the tunnel junction on the performance of THz SIS mixers / A. Traini, B. K. Tan, J. D. Garrett et al. // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. – 2020. – Vol. 10, No. 6. – P. 721–730. – DOI: 10.1109/TTHZ.2020.3028028.

108. Jackson, B. D. NbTiN/SiO₂/Al tuning circuits for low-noise 1 THz SIS mixers / B. D. Jackson, N. N. Iosad, G. De Lange et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2001. – Vol. 11, No. 1. – P. 653–656. – DOI: 10.1109/77.919429.
109. Jackson, B. D. Niobium titanium nitride-based superconductor-insulator-superconductor mixers for low-noise terahertz receivers / B. D. Jackson, G. de Lange, T. Zijlstra, M. Kroug, T. M. Klapwijk, J. A. Stern // Journal of Applied Physics. – 2005. – Vol. 97, No. 11. – DOI: 10.1063/1.1927281.
110. Чекушкин, А. М. Исследование тонких пленок для изготовления туннельных переходов Nb/AlN/NbN и линий передачи NbTiN-SiO₂-Al / А. М. Чекушкин, Л. В. Филиппенко, В. В. Кашин, М. Ю. Фоминский, В. П. Кошелец // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2021. – Т. 13, № 4. – С. 419–426. – DOI: 10.17725/rensit.2021.13.419.
111. Девятков, И. А. Исследование неравновесности электронной подсистемы в низкотемпературных детекторах микроволнового излучения / И. А. Девятков, М. Ю. Куприянов // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2004. – Т. 80, № 10. – С. 752–757. – DOI: 10.1134/1.1857272.
112. Chang, J. J. Kinetic-equation approach to nonequilibrium superconductivity / J. J. Chang, D. J. Scalapino // Physical Review B. – 1977. – Vol. 15, No. 5. – P. 2651. – DOI: 10.1103/PhysRevB.15.2651.
113. Rothwarf, A. Measurement of recombination lifetimes in superconductors / A. Rothwarf, B. N. Taylor // Physical Review Letters. – 1967. – Vol. 19, No. 1. – P. 27. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.19.27.
114. Kaplan, S. B. Acoustic matching of superconducting films to substrates / S. B. Kaplan // Journal of Low Temperature Physics. – 1979. – Vol. 37, No. 3. – P. 343–365. – DOI: 10.1007/BF00119193.
115. Sergeev, A. Electron-phonon interaction in disordered conductors: static and vibrating scattering potentials / A. Sergeev, V. Mitin // Physical Review B. – 2000. – Vol. 61, No. 9. – P. 6041–6047. – DOI: 10.1103/PhysRevB.61.6041.
116. Киттель, Ч. Введение в физику твёрдого тела / Ч. Киттель ; пер. с англ. под ред. А. А. Гусева. – 4-е изд. – М. : Наука, 1978. – 792 с.

117. Ptitsina, N. G. Electron-phonon interaction in disordered metal films: the resistivity and electron dephasing rate / N. G. Ptitsina, G. M. Chulkova, K. S. Il'in et al. // *Physical Review B*. – 1997. – Vol. 56, No. 16. – P. 10089–10096. – DOI: 10.1103/PhysRevB.56.10089.
118. Atkinson K. Numerical solution of ordinary differential equations / K. Atkinson, W. Han, D. Stewart. — Hoboken : John Wiley & Sons, Inc., 2009. — 252 p. — ISBN 978-0-470-04294-6.
119. Kalashnikov, K. V. Investigation of the harmonic mixer and low-frequency converter regimes in a superconducting tunnel junction / K. V. Kalashnikov, A. A. Artanov, G. de Lange, V. P. Koshelets // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. – 2018. – Vol. 28, No. 4. – P. 1–5. – DOI: 10.1109/TASC.2018.2803043.
120. Dahm, A. J. Linewidth of the radiation emitted by a Josephson junction / A. J. Dahm, A. Denenstien, D. N. Langenberg et al. // *Physical Review Letters*. – 1969. – Vol. 22, No. 26. – P. 1416. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.22.1416.
121. Koch, R. H. Quantum-noise theory for the resistively shunted Josephson junction / R. H. Koch, D. J. Van Harlingen, J. Clarke // *Physical Review Letters*. – 1980. – Vol. 45, No. 26. – P. 2132. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.45.2132.