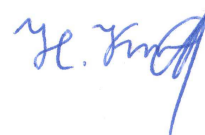


**Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Российской академии наук  
Институт радиотехники и электроники  
им. В.А.Котельникова РАН**

---

На правах рукописи



Кинев Николай Вадимович

**Генерация и прием ТГц излучения с использованием  
сверхпроводниковых интегральных устройств**

(01.04.03 – Радиофизика)

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: д.ф.-м.н., проф. Кошелец В.П.

Москва – 2012

# Оглавление

Список используемых сокращений и обозначений .....	3
<b>Глава 1. Введение</b>	
1.1 Вступление .....	5
1.2 Сверхпроводниковый интегральный приемник .....	9
1.3 Постановка задачи .....	14
<b>Глава 2. Методы экспериментального исследования характеристик генераторов и детекторов ТГц диапазона</b>	
2.1 Измерение ширины линии излучения генераторов на основе РДП .....	16
2.2 Измерение дифференциальных сопротивлений РДП .....	20
2.3 Измерение прямого отклика ТГц детектора и разработка лабораторного Фурье-спектрометра .....	21
2.4 Измерение шумовой температуры интегрального приемника .....	25
<b>Глава 3. Режимы работы и ширина линии излучения ТГц генератора на основе РДП</b>	
3.1 Концепция генератора на основе РДП, ВАХ и режимы работы .....	27
3.2 Исследование резонансного режима работы генератора .....	32
3.3 Дифференциальные сопротивления генератора .....	55
3.4 Ширина линии излучения генератора .....	59
3.5 Выводы главы .....	65
<b>Глава 4. Исследование процессов тепловыделения в криогенной системе интегрального ТГц приемника</b>	
4.1 Актуальность исследования .....	67
4.2 Определение вклада в тепловыделение проволок, обеспечивающих контакт интегральной микросхемы с платой управления .....	70
4.3 Определение контактного сопротивления .....	83
4.4 Модернизированная методика установления контактов .....	86
4.5 Выводы главы .....	88

## **Глава 5. Сверхпроводниковый интегральный ТГц приемник со смесителем на эффекте электронного разогрева**

5.1	Введение .....	90
5.2	Конструкция интегрального приемника .....	91
5.3	Характеристики квазиоптической системы .....	96
5.4	Комплексное исследование характеристик приемника .....	97
5.5	Выводы главы .....	103

## **Глава 6. Спектральные характеристики ТГц генератора на основе мезоструктуры $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$**

6.1	Концепция генератора и методы исследования .....	105
6.2	Вольт-амперные характеристики генератора и режимы работы .....	112
6.3	Спектральные характеристики генератора .....	114
6.4	Фазовая автоподстройка частоты излучения генератора .....	119
6.5	Измерение линии поглощения газов при помощи генератора .....	122
6.6	Выводы главы .....	124

<b>Заключение</b> .....	125
-------------------------	-----

Вопросы авторства, благодарности .....	127
--	-----

Публикации автора по теме диссертации .....	129
---	-----

Список литературы .....	133
-------------------------	-----

## Список используемых обозначений и сокращений

<b>ТГц</b>	– терагерц ( $10^{12}$ Гц), терагерцовый
<b>РДП</b>	– распределённый джозефсоновский переход
<b>НЕВ</b>	– болометр на эффекте электронного разогрева ( <i>от англ. Hot electron bolometer</i> )
<b>ФАПЧ</b>	– фазовая автоподстройка частоты (гетеродина)
<b>ПЧ</b>	– промежуточная частота
<b>НЕМТ</b>	– транзистор на основе электронов с высокой подвижностью ( <i>от англ. High electron mobility transistor</i> )
<b>ВАХ</b>	– вольт-амперная характеристика
<b><math>I_B</math></b>	– ток смещения ( <i>индекс от англ. Bias</i> )
<b><math>I_{CL}</math></b>	– ток линии управления магнитным полем ( <i>индекс от англ. Control Line</i> )
<b><math>f_{РДП}</math>, <math>f_{OC}</math>, <math>f_{ПЧ}</math></b>	– частоты РДП, опорного синтезатора и промежуточная частота соответственно
<b><math>\delta f</math></b>	– ширина линии излучения
<b>SR</b>	– процент спектральной мощности, сосредоточенной в центральном пике ( <i>от англ. Spectral ratio</i> )
<b>ЧД</b>	– частотный дискриминатор
<b>СВЧ</b>	– сверхвысокие частоты, сверхвысокочастотный
<b><math>R_d</math></b>	– дифференциальное сопротивление (по току смещения)
<b><math>R_d^{CL}</math></b>	– дифференциальное сопротивление по току линии управления магнитным полем
<b><math>V_{РДП}</math></b>	– напряжение РДП
<b><math>h</math>, <math>\hbar</math></b>	– постоянная Планка (классическая и нормированная на $2\pi$ соответственно)
<b><math>e</math></b>	– заряд электрона
<b><math>\delta f_{\Phi C}</math>, <math>f_{max}</math></b>	– спектральное (частотное) разрешение Фурье-спектрометра и его максимальная детектируемая частота соответственно
<b><math>\delta X_{step}</math></b>	– минимальный шаг перемещения подвижного зеркала Фурье-спектрометра
<b>Y-factor</b>	– отношение мощности сигналов детектора при подаче на него нагрузок различных эквивалентных температур
<b><math>T_N</math></b>	– шумовая температура
<b>BSCCO</b>	– $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$
<b>L, W, <math>W_i</math></b>	– длина РДП, ширина РДП и ширина области перекрытия электродов РДП за пределами туннельного барьера соответственно ( <i>индекс от англ. «idle region»</i> )
<b><math>\lambda_J</math>, <math>\lambda_L</math></b>	– джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля в переход и лондоновская глубина проникновения в сверхпроводник соответственно
<b><math>j_c</math>, <math>V_g</math></b>	– плотность критического тока через туннельный переход и его «щелевое» напряжение соответственно ( <i>от англ. gap – щель</i> );

$\Phi_0$	– квант магнитного потока
$c_{sw}$	– скорость Свайхарта, скорость распространения электромагнитных волн в джозефсоновском переходе (в данной работе исп. только по отн. к РДП)
$R_j, R_n$	– нормальные сопротивления СИС-перехода «подщелевое» (ниже $V_g$ ) и резистивной ветви (выше $V_g$ ) соответственно
$V_{JSC}$	– напряжение РДП, при котором проявляются особенности на ВАХ, вызванные эффектом «самонакачки» ( <i>от англ. Josephson self-coupling</i> )
$\alpha$	– параметр затухания электромагнитной волны в РДП
$S, L$	– площадь и длина СИС-перехода соответственно (в данной работе исп. только по отн. к РДП)
$\beta_c$	– параметр Мак-Камбера СИС-перехода, характеризующий затухание
$h_{eff}$	– эффективная «электрическая толщина» туннельного барьера
$h$	– в формуле (3.5) физическая толщина барьера (не путать с постоянной Планка)
$d_1, d_2$	– толщины сверхпроводящих электродов
$I_c$	– критический ток джозефсоновского перехода
$\omega$	– плазменная частота джозефсоновского перехода
$c_s$	– емкость перехода на единицу площади
$d_i, h_i, \epsilon_i$	– толщина прослойки, эффективная электрическая толщина РДП и диэлектрическая проницаемость изолятора в области перекрытия электродов РДП за пределами туннельного барьера ( <i>индекс от англ. «idle region»</i> )
$S_i(0)$	– плотность низкочастотных токовых флуктуаций через РДП
$I_{qp}, I_s$	– туннельный квазичастичный ток и ток куперовских пар через переход соответственно
$P_{РДП}$	– мощность, выделяемая РДП
$R_{bond,eff}$	– эффективное сопротивление, вносимое системой («бондирующих») проволок для обеспечения контактов микросхемы с платой управления, в канал управления токами $I_B / I_{CL}$ ( <i>индекс от англ. bonding – соединение сваркой</i> )
$R_{bond,single}$	– эффективное сопротивление, вносимое единичной проволокой
$R_{wire,single}$	– сопротивление единичной проволоки
$P_{bond}$	– тепловая мощность, выделяемая в области «бондирующих» проволок
$A$	– эмпирический параметр для учета разной степени теплового влияния каналов управления токами $I_B / I_{CL}$ на СИС-смеситель
$R_k$	– контактное сопротивление единичной проволоки между проволокой и платой управления
$R_{multi-bond,eff}$	– то же, что $R_{bond,eff}$ , только с использованием модернизированной методики установления «многоточечного контакта одной проволокой»

# Глава 1. Введение.

## **1.1 Вступление**

В последние два десятилетия большой научный и практический интерес представляют генераторы и приёмники терагерцового излучения (300 ГГц – 10 ТГц), в мире ведутся интенсивные разработки устройств для приема и обработки сигналов данного частотного диапазона [1-12]. Растущий интерес к этой теме обусловлен широтой и актуальностью потенциальных областей применений ТГц технологий. Такие устройства особенно востребованы в радиоастрономии и астрофизике [1-6]. Причина этого состоит в том, что подавляющая часть электромагнитного излучения в космическом пространстве лежит в области 300 ГГц – 30 ТГц (0,01 – 1 мм). Межзвёздное вещество, космическая пыль, молекулярный газ в галактиках, включая наш Млечный Путь, а также реликтовое излучение - всё это имеет выраженный пик излучения в дальней ИК- и субмм области. Следует отметить, что для исследования космического излучения требуется высокая чувствительность приемных устройств. Так, например, межзвёздная пыль излучает как чёрное тело с температурой от 5 до 50 К, а облака из молекулярного газа имеют температуру от 10 до 200 К, их наиболее яркие линии излучения лежат в терагерцовом диапазоне.

Диапазон ТГц частот активно осваивается и уже дал важнейшую информацию для космологии и внегалактической астрономии, физики Галактики, галактических объектов и Солнечной системы. Сверхвысокое разрешение и высокая чувствительность в указанных диапазонах позволит детально исследовать множество звёзд с планетными системами. В этих диапазонах очень мал эффект рассеяния излучения из-за флуктуаций межзвёздной плазмы, что способствует получению изображений сверхкомпактных объектов, высокоточному измерению их координат и параметров движения. Могут проводиться исследования сигналов как с

непрерывным спектром, так и отдельных молекулярных и атомных линий, исследования могут также включать поляризационные измерения и наблюдения переменности объектов.

Приемники ТГц диапазона находят применение также в миссиях по исследованию атмосферы Земли [7], поскольку в атмосфере содержится много веществ, в том числе ответственных за разрушение озонового слоя, молекулы которых имеют линии излучения (колебательные, вращательные переходы) в данной области. Так, в рамках международного проекта TELIS были совершены несколько научных запусков прибора для дистанционного исследования атмосферы с борта высотного аэростата в диапазоне 450 - 650 ГГц в режиме наклонного сканирования. Кроме того, в качестве возможных направлений использования таких приборов следует отметить следующие области:

- медицина - неинвазивная диагностика ряда болезней методом спектрального анализа состава выдыхаемого воздуха [8-9,11];
- безопасность – выявление и определение взрывчатых, отравляющих и других опасных веществ по их «запаху», а также предметов даже сквозь оптически непрозрачные оболочки по их тепловому излучению [10-11];
- охрана окружающей среды – мониторинг и определение состава загрязнения среды обитания человека продуктами его жизнедеятельности на уровне предельно допустимых концентраций;
- химия и биология – исследование состава сложных химических соединений, в том числе и белков [8,11-12];
- физика конденсированного состояния и электроника – исследование состава и характеристик новых объектов и структур, в том числе наноматериалов и наноструктур.

Время накопления для приема сверхслабых сигналов и обнаружения сверхмалых концентраций веществ значительно растет с увеличением шумовой температуры используемого приемника. Детекторы и приемники ТГц излучения на основе туннельных джозефсоновских структур

типа сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС) являются наиболее чувствительными из всех существующих в области до 1 ТГц [13-21]. Это объясняется чрезвычайно высокой нелинейностью сверхпроводников, а также криогенной рабочей температурой (4.2 К и ниже) и, следовательно, предельно низкими собственными шумами. Высокочувствительными сверхпроводниковыми устройствами в области выше 1 ТГц являются болометры на основе разогрева электронного газа (НЕВ) [22-25], которые могут использоваться как в качестве прямых, так и в качестве гетеродинных детекторов в ТГц диапазоне. Сверхпроводниковые гетеродинные приемники терагерцового излучения активно используются во многих наземных и космических радиоастрономических миссиях (ALMA, Hershel, др. [6,26]), а также в проектах по исследованию атмосферы (TELIS) [27]. К сверхчувствительным прямым детекторам на основе сверхпроводниковых элементов следует отнести сенсоры на краю перехода (СКП) и детекторы кинетической индуктивности (KID) [26], а также болометры на холодных электронах (БХЭ) [28-29].

Важным фактором в разработке ТГц технологий является то, что в данной области частот наблюдается существенное поглощение сигнала парами воды в атмосфере [30]. Поэтому все приемники и радиотелескопы располагаются на значительной высоте или устанавливаются на борту специальных аэростатов, самолетов и спутников. В полетных миссиях помимо чувствительности прибора огромное значение играют его габариты, вес и энергопотребление. Именно эти параметры обуславливают возможность и целесообразность использования того или иного прибора. Следует отметить, что для гетеродинного детектирования требуются малошумящие и легко перестраиваемые генераторы принимаемого диапазона. Большинство приемников ТГц диапазона имеют в качестве гетеродина внешний источник. В частности, генераторы на базе лампы обратной волны (ЛОВ), традиционно применявшиеся в качестве гетеродина в лабораториях и на радиотелескопах, обладают очень большой массой из-за необходимости



использовать сильный постоянный магнит и высоковольтный источник питания. В качестве гетеродина ТГц диапазона в лабораторных условиях используют газовые лазеры (крупногабаритные и тяжелые), ведутся разработки квантово-каскадных (полупроводниковых) лазеров, а также фотонных генераторов, работающих на разностной частоте двух лазеров. Такие устройства являются весьма сложными в производстве и, как правило, дорогостоящими, поэтому отсутствие компактных, легко перестраиваемых и недорогих источников гетеродина в ТГц области является серьезной проблемой. За последние несколько лет существенно развиты также полупроводниковые ТГц умножители на основе квантовых полупроводниковых сверхрешеток и диодов Шоттки, обладающие рядом преимуществ по сравнению с перечисленными. Такие умножители работают совместно с источниками до 100 ГГц (серийно выпускаемые синтезаторы либо диоды Ганна), давая сигнал на выходе до 2,7 ТГц, однако для их функционирования требуются усилители диапазона 100 ГГц и мощностью более 200 мВт. Такие усилители производятся только в двух фирмах и не являются коммерчески доступными.

Одним из наиболее перспективных генераторов ТГц диапазона, интегрируемых вместе с детектором на одну микросхему, является генератор на основе распределённого джозефсоновского перехода (РДП) [31-32]. Такой генератор является очень широкополосным (от 300 до 700 ГГц), а его интеграция на одной микросхеме с детектирующим элементом позволяет избежать использования классических генераторов с большим размером, весом и стоимостью. Идея совмещения на одной микросхеме генератора и СИС-смесителя была реализована учёными ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН в сверхпроводниковом интегральном приемнике [33-35].

Другим перспективным типом генераторов, предложенным сравнительно недавно, являются мезоструктуры из ВТСП, представляющие собой большой массив (порядка 1000) последовательно соединённых джозефсоновских переходов [36-37]. Работы в этом направлении являются

пионерскими, такие генераторы активно исследуются в настоящий момент [38-40], но ещё не успели найти практического применения. Это обусловлено, в частности, тем, что до сих пор не был экспериментально измерен спектр излучения такого генератора. Поэтому, наиболее важным, в первую очередь, является исследование линии генерации такой структуры, что послужит фундаментом для построения теории и создания практических устройств в дальнейшем.

Основные экспериментальные методики и лабораторные установки для исследования ряда характеристик ТГц приемников и генераторов описаны в Главе 2 настоящей диссертационной работы.

## **1.2 Сверхпроводниковый интегральный приемник**

Создание сверхпроводникового интегрального приемника (СИП) является одним из заметных достижений современной криоэлектроники [27,33-35]. Его концепция была предложена учеными ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и успешно реализована совместно с Институтом космических исследований Нидерландов (*SRON*) в рамках международного научного проекта *TELIS (Terahertz Limb Sounder)*. На одной микросхеме размером  $4 \times 4 \times 0,5$  мм размещаются приемная антенна, сверхпроводниковый генератор гетеродина на основе РДП и квантовый СИС-смеситель на квазичастичной нелинейности туннельного перехода, а также гармонический СИС-смеситель для фазовой стабилизации частоты РДП. Применение распределенного джозефсоновского перехода в качестве гетеродина на однонаправленном потоке магнитных вихрей позволило интегрировать его с СИС-смесителем на общей микросхеме, не приводя к дополнительному увеличению габаритов, веса и потребляемой мощности. На сегодняшний день интегральный приемник успешно работает в диапазоне 450 – 650 ГГц.

Принципиальная схема СИП, включающая систему фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) гетеродина, представлена на рис. 1.1. На

СИС–смеситель через приемную антенну поступает входной (исследуемый) сигнал и подается сигнал гетеродина на основе РДП. После перемножения этих сигналов сигнал промежуточной частоты (ПЧ) поступает сначала на криогенный НЕМТ-усилитель (*High electron mobility transistor*), а затем на комнатные усилители ПЧ, находящиеся вне криостата. Таким образом формируется сигнал на выходе приемника. Автономная линия излучения РДП недостаточно стабильна, а её спектр обладает слишком большой для спектрометрических задач шириной, поэтому для стабилизации частоты РДП и сужения его спектра используется второй СИС-смеситель (работающий в гармоническом режиме) и система фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Часть мощности РДП ответвляется на гармонический смеситель, в котором смешивается с *m*-ой гармоникой опорного синтезатора (19 - 21 ГГц), давая сигнал второй промежуточной частоты  $f_{ПЧ2} = \pm (f_{РДП} - m * f_{синт})$ . Этот сигнал используется системой стабилизации, которая имеет две параллельные цепи: система частотной стабилизации и система фазовой синхронизации, каждая из которых имеют различные полосы захвата и удержания.

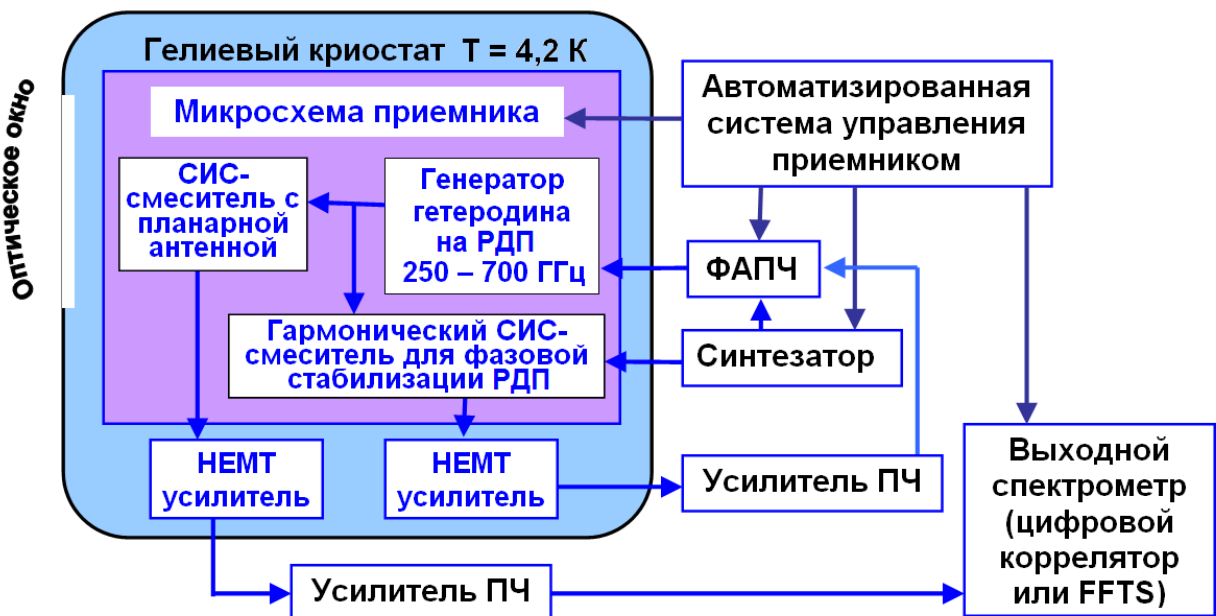


Рис. 1.1. Принципиальная схема сверхпроводящего интегрального приемника терагерцового диапазона.

В 2009-2011 годах на полигоне Кируна (Швеция) СИП был успешно испытан в рамках проекта TELIS в трех полетных миссиях на борту высотного аэростата совместно с прибором MIPAS-B [A3]. Основной научной задачей запусков являлось исследование распределения концентрации атмосферных газов в зависимости от высоты. Полученные данные позволяют построить, а также уточнить существующие модели атмосферы, что в свою очередь дает лучшее понимание процессов, происходящих в ней. В число исследуемых газов и соединений входят OH, CH, NH, HCl, ClO, изотопы H<sub>2</sub>O, BrO, озон и многие другие. Эти вещества активно взаимодействуют друг с другом и оказывают влияние на процессы, происходящие в атмосфере и стратосфере. К примеру, вещества Cl, ClO, Br, BrO выступают в роли катализаторов при разрушении озонового слоя в стратосфере. Во время полетов интегральный приемник проработал на высоте 12 - 36 км более 10 часов в непрерывном режиме измерений. В результате было собрано большое количество научной информации и получено много новых результатов, часть из которых до сих пор находятся в стадии расчётов и обработки, что продемонстрировало возможность работы такого приёмника в качестве бортового устройства летательного аппарата.

Успех полетных миссий сверхпроводникового интегрального приемника показал высокую перспективность данного прибора для применения в целом ряде других научных задач. Так, например, в рамках международного соглашения между ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и Обсерваторией пурпурной горы, г. Нанкин, Китай (Purple Mountain Observatory) обозначена идея создания СИП, работающего в более низком частотном диапазоне по сравнению с существующим, а именно в области 300-400 ГГц. Такой прибор с шумовой температурой лучше 120 К на центральной рабочей частоте 345 ГГц планируется установить в качестве приемного устройства для радиотелескопа в Китае, он также может быть использован для строящейся обсерватории на высокогорном плато Суффа в отрогах Туркестанского хребта, Узбекистан.

Одной из ключевых сложностей разработки СИП в диапазоне 200 - 400 ГГц является то, что генератор гетеродина на основе РДП в данной области имеет резонансный режим работы (ступени Фиске), при котором не всегда удаётся получить генерацию на любой желаемой частоте. Такой режим работы реализуется на частотах до 450 ГГц для переходов на основе структур Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb, и частотах до 600 ГГц - для структур Nb/AlN/NbN, однако основные трудности непрерывной перестройки проявляются на частотах до 400 ГГц, где затухание в переходе мало и ступени Фиске практически вертикальны. Поэтому требуется разработка РДП-генераторов, оптимизированных для работы в резонансном режиме. Следует также отметить отсутствие в настоящий момент стройной теории, позволяющей численно рассчитать ширину линии излучения генератора. Существует классическое выражение для сосредоточенного перехода [41], которое не учитывает неоднородность распределения тока через переход, влияние флуктуаций в канале линии управления магнитным полем, а также внешние низкочастотные флуктуации тока, и потому плохо описывает реальную ширину линии генерации. Недавно была предложена эмпирическая модель для вычисления ширины линии излучения [42], которая учитывает обозначенные факторы и демонстрирует хорошее согласие с экспериментом. Комплексное исследование резонансного режима работы РДП, а также измерение и анализ спектральных характеристик такого генератора приведены в Главе 3 настоящей работы.

Известно, что для улучшения чувствительности СИС-смесителя и увеличения рабочей полосы требуются структуры с высокой плотностью тока и, следовательно, с высокими токами смещения через переход (до 100 мА при напряжениях порядка 1 мВ). При таких токах наблюдается заметное тепловыделение в системе и деградация многих рабочих характеристик сверхпроводникового устройства в целом. Поэтому исследование характеристик приемника необходимо проводить с попутным исследованием теплового влияния элементов, требующих для оптимальной

работы высокие токи, на общие характеристики системы. Результаты таких исследований описаны в Главе 4 данной работы.

Следует отметить, что особенно перспективным представляется также повышение рабочего диапазона СИП в область до 1 ТГц и выше, что является комплексной и более сложной задачей, чем понижение рабочего диапазона. Прежде всего, это обусловлено предельной рабочей частотой СИС-структур, которая определяется щелевым напряжением в сверхпроводящих пленках, образующих туннельный контакт. Так, для структур на основе Nb эта частота составляет около 1,4 ТГц. Кроме того, при повышении частоты ширина рабочей области СИС-смесителей существенно падает, поэтому в области порядка 1 ТГц и выше успешно используются сверхпроводниковые болометры на эффекте разогрева электронного газа (НЕВ). Шумовые характеристики НЕВ в достаточно широкой области терагерцового диапазона практически не зависят от частоты. В рабочем диапазоне до единиц-десятков ТГц с ростом частоты шумовая температура приемников на основе НЕВ приближается к квантовому пределу  $hf/2k$ , т.е. определяется больше фундаментальными квантовыми шумами, чем шумовыми свойствами смесителя. Следовательно, в целях повышения рабочих частот СИП наиболее перспективной видится попытка создания сверхпроводникового интегрального приемника со смесителем на основе НЕВ. Такой приемник с рабочим диапазоном более 1 ТГц может быть успешно применен в целом ряде важнейших научных миссий, как, например, «Миллиметрон». Следует учесть, что предельная реализуемая частота такого приемника будет определяться свойствами РДП, рабочие частоты которого ограничены не только щелевым напряжением (как и СИС-смесителя), но также затуханием в линиях передачи. В настоящий момент ведутся работы по разработке РДП на основе электродов NbTiN, что позволит повысить частоту генерации до 1 ТГц, однако такие исследования являются отдельной технологической задачей и не входят в данную работу.

Разработка и комплексное исследование первого в мире интегрального приемника на основе НЕВ-смесителя, работающего совместно с гетеродином на основе РДП, представлены в Главе 5.

СИП успешно применяется также и в фундаментальных исследованиях, таких как исследование спектральных характеристик ТГц генераторов в лабораторных условиях. Коллегами из Нанкинского университета (г. Нанкин, Китай) при тесном сотрудничестве с Национальным институтом материаловедения (г. Цукуба, Япония) была изготовлена серия генераторов на основе ВТСП-мезоструктур, являющихся по своей физической природе джозефсоновскими генераторами. Рабочая область таких генераторов перекрывается с рабочей областью существующего интегрального приемника на основе СИС-смесителя. Ввиду этого было проведено первое в мире исследование спектров излучения таких структур с разрешением лучше 1 МГц, а также продемонстрирована возможность их практического применения на примере измерения линий поглощения газов в газовой ячейке. Данные исследования описаны в Главе 6 настоящей работы.

### **1.3 Постановка задачи**

Целями настоящей диссертационной работы является расширение рабочего диапазона сверхпроводникового интегрального приемника в сторону как более низких, так и более высоких частот. Для работы СИП на более низких частотах требуется тщательное исследование РДП в резонансном режиме и разработка гетеродина на основе РДП, успешно работающего в области 200 - 400 ГГц с возможностью непрерывной перестройки во всем диапазоне. Для работы СИП на более высоких частотах требуется разработка и апробация прибора со смесителем на основе болометра на электронном разогреве. При этом неотъемлемой частью данных исследований является разработка лабораторных установок и методик для разностороннего исследования СИП (исследование прямого отклика

детектора в ТГц диапазоне, тепловое влияние элементов системы на работу прибора). Еще одной целью работы является исследование перспективного типа ТГц генераторов на основе ВТСП-мезоструктур.

Конкретные задачи работы перечислены ниже:

- Разработка и апробация лабораторного терагерцового Фурье-спектрометра для исследования частотной зависимости чувствительности детектора в составе СИП в режиме прямого детектирования.
- Разработка ТГц генератора на основе РДП с возможностью непрерывной перестройки частоты в частотном диапазоне до 400 ГГц, в котором реализован резонансный режим работы (малое затухание). Комплексное исследование режимов работы генераторов на основе РДП, выполненных на основе туннельных структур Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb, Nb/AlN/NbN с различными электрофизическими параметрами (топология, размеры, плотность критического тока через переход).
- Исследование ширины линии генерации РДП в различных режимах работы, апробация моделей расчета ширины линии.
- Исследование процессов тепловыделения в криогенной системе СИП и их влияние на функционирование приемника. Разработка методов понижения теплового влияния на работу устройства.
- Разработка и исследование сверхпроводникового интегрального приемника с генератором гетеродина на основе РДП, где в качестве смесителя использован сверхпроводниковый болометр на основе электронного разогрева.
- Исследование свойств и спектральных характеристик ТГц генератора на основе слоистой ВТСП-мезоструктуры  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  при помощи СИП.



## Глава 2. Методы экспериментального исследования характеристик генераторов и детекторов ТГц диапазона

В данной главе описаны основные экспериментальные установки и методы исследования ключевых объектов диссертационной работы: генератора гетеродина на основе распределенного джозефсоновского перехода (РДП), терагерцового детектора в составе СИП и интегрального приемника как комплексного устройства.

Будут описаны следующие методы исследования:

- Измерение ширины линии излучения генераторов на основе РДП;
- Измерение дифференциальных сопротивлений РДП;
- Измерение прямого отклика ТГц детектора при помощи специально разработанного лабораторного Фурье-спектрометра на основе интерферометра Майкельсона (также будут описаны ключевые характеристики спектрометра и этапы его разработки);
- Измерение шумовой температуры СИП.

### **2.1 Измерение ширины линии излучения генераторов на основе РДП**

Для исследования свойств РДП различных конструкций изготавливаются тестовые микросхемы, содержащие исследуемый сверхпроводниковый генератор, СИС-смеситель и микрополосковую линию для передачи сигнала между ними, а также развязку по постоянному току между смесителем и генератором. На рис. 2.1 представлен чертеж центральной части микросхемы. Параметры РДП и смесителя по постоянному току измеряются по четырехточечной схеме, при этом РДП работает в режиме задания токов смещения ( $I_B$ ) и линии управления

магнитным полем ( $I_{CL}$ ), а смеситель – в режиме задания напряжения. Токи смещения РДП  $I_B$  и линии управления магнитным полем  $I_{CL}$  задаются блоком источников тока, при этом каждый источник имеет выход токового монитора, измеряя напряжение на котором можно получить значение задаваемого тока. Для этого используются подключенные к компьютеру через GPIB – интерфейс вольтметры либо карты аналогово-цифрового преобразования. Постоянное напряжение  $V_{РДП}$  измеряется микровольтметром, показания которого также считываются компьютером.

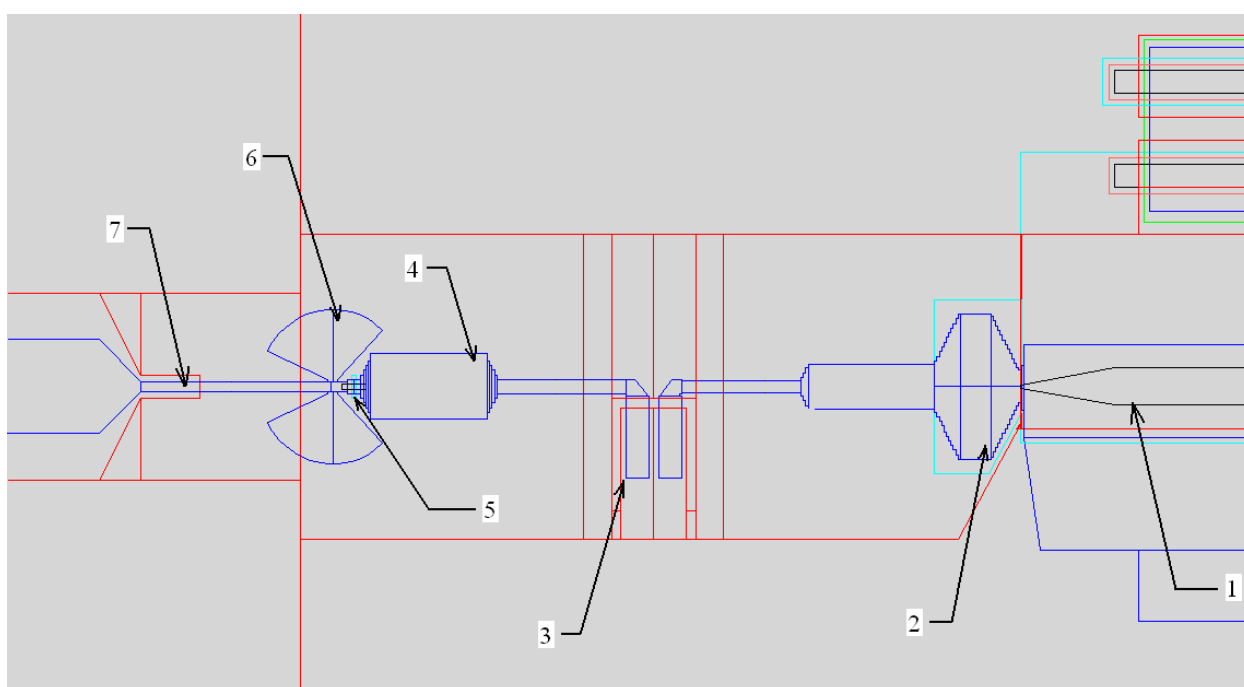


Рис. 2.1. Схема микрополосковой линии для исследования характеристик РДП. Основные элементы обозначены цифрами: 1 – конец РДП, 2 - согласующий трансформатор импеданса, 3 – разрыв по постоянному току, обеспечивающий связь по СВЧ в требуемой полосе частот, 4 - дополнительный согласующий трансформатор, 5 – гармонический СИС-смеситель, 6 – радиальный замыкатель для подключения индуктивности, используемой для отстройки емкости, шунтирующей СИС-переход, 7 - выход СИС-смесителя (копланарная линия передачи).

В зависимости от типа эксперимента можно задавать токи и напряжения на РДП и СИС-смесителе как при помощи блока с

аккумуляторными батареями, обладающего низким уровнем собственных шумов, так и с помощью питаемого от сети блока смещения, управляемого программой сбора и обработки данных «Irtecon» [43]. Даная программа разработана сотрудником ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН А.Б. Ермаковым и позволяет существенно облегчить многие эксперименты, связанные с измерениями параметров СИП, когда требуется отслеживать и стабилизировать множество параметров. Автор диссертации принял участие в создании процедуры измерения ширины линии генерации РДП, выдавая рекомендации по алгоритму измерения и его реализации.

Для проведения измерений сверхпроводниковая микросхема устанавливается в специальный держатель с контактными пружинящими иглами, который, в свою очередь, располагается в заливном криостате, охлаждаемом жидким гелием до температуры порядка  $T = 4,2$  К. Принципиальная схема установки для измерения ширины линии генерации РДП изображена на рис. 2.2. На СИС-смеситель поступает сигнал от РДП, частота которого задается при помощи двух токов  $I_B$  и  $I_{CL}$ , и сигнал от опорного синтезатора на частоте  $f_{OC}$ , регулируемой в диапазоне 18 – 21 ГГц. Смеситель является нелинейным элементом, перемножающим поступающие на него сигналы. Выход СИС-смесителя – сигнал на промежуточной частоте (ПЧ), равной разности частот генерации РДП и  $m$ -й гармоники опорного синтезатора:

$$f_{ПЧ} = f_{РДП} - m \cdot f_{OC} \quad (2.1)$$

Измерение ширины линии генерации осуществляется при помощи спектроанализатора, который принимает сигнал ПЧ от смесителя и в реальном времени показывает спектр промежуточной частоты 100 – 800 МГц. Для стабилизации частоты используется частотный дискриминатор. Таким образом, изменение напряжения на РДП и частоты генерации опорного синтезатора даёт возможность измерять ширину линии генерации на выбранной частоте.

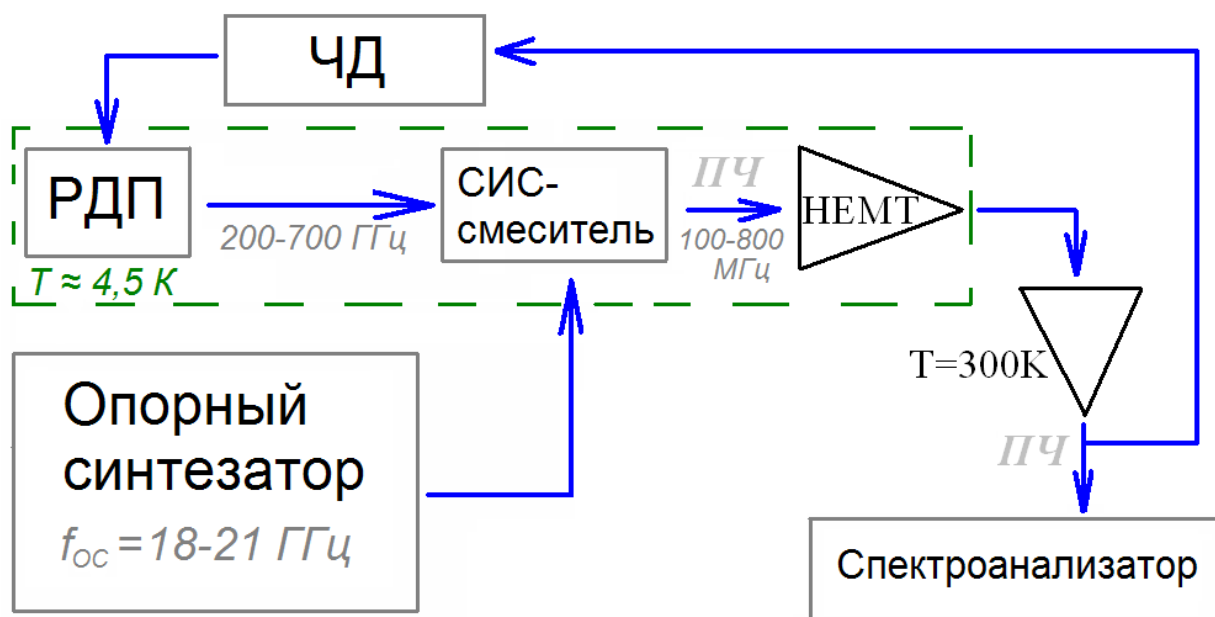


Рис. 2.2. Экспериментальная установка для спектрального исследования РДП и измерения ширины линии генерации.

Сигнал от СИС-смесителя до спектроанализатора проходит через несколько усилителей. Первый из них - криогенный НЕМТ-усилитель, находящийся в криостате при температуре 4,2 К и усиливающий сигнал в диапазоне 0 - 1 ГГц с коэффициентом 25 дБ. Его шумовая температура составляет порядка 5 К. Далее сигнал проходит ещё через два усилителя, находящихся при комнатной температуре с суммарным коэффициентом усиления 40-60 дБ; между усилителями установлен управляемый аттенюатор. Часть выходного сигнала смесителя через направленный ответвитель поступает на частотный дискриминатор (ЧД), который осуществляет стабилизацию сигнала около какой-либо центральной частоты без искажения формы спектральной линии. Таким образом удастся избавиться от технических низкочастотных наводок, например, сетевых наводок 50 Гц. В эксперименте использовалась система частотной дискриминации с крутизной характеристики  $\sim 10$  мВ/МГц. ЧД выдает на выходе сигнал обратной связи, пропорциональный разности между пиком исследуемого спектра и центральной частотой 400 МГц, определяемой внутренним дискриминатором частот.

Сигнал со спектроанализатора поступает на компьютер, где программа «Irtescon» автоматически измеряет ширину линии  $\delta f$ , процент спектральной мощности в центральном пике ( $SR$ ), отношение сигнала к шуму ( $SNR$ ). Процедура записи спектра линии излучения РДП для измерения ширины требует усреднения по времени спектра при частотно стабилизированном режиме генерации.

## 2.2 Измерение дифференциальных сопротивлений РДП

Известно, что ширина линии генерации РДП ( $\delta f_{РДП}$ ) зависит от дифференциального сопротивления перехода ( $R_d$ ), определяемого как [41]

$$R_d \equiv \left. \frac{\partial V_{РДП}}{\partial I_B} \right|_{I_{CL}=const} \quad (2.2)$$

Кроме того, в недавних работах [42] показано, что в  $\delta f_{РДП}$  также дает вклад дифференциальное сопротивление перехода по току управления магнитным полем ( $R_d^{CL}$ ). Действительно, поскольку напряжение на переходе ( $V_{РДП}$ ) управляется независимо двумя токами  $I_B$  и  $I_{CL}$ , то вполне корректно ввести такую величину, как дифференциальное сопротивление перехода по току управления магнитным полем и определить её как

$$R_d^{CL} \equiv \left. \frac{\partial V_{РДП}}{\partial I_{CL}} \right|_{I_B=const} \quad (2.3)$$

Наиболее точный метод измерения данных величин производится не по постоянному напряжению, а при помощи спектральных измерений линии излучения РДП, описанных в предыдущем разделе (2.1). При этом напряжение на переходе ( $V_{РДП}$ ) вычисляется при помощи абсолютно инвариантного соотношения Джозефсона [31,32,44,45]

$$hf_{РДП} = 2eV_{РДП} \quad (2.4)$$

а частота  $f_{РДП}$  с высокой точностью определяется из выражения (2.1), где  $f_{OC}$  задается опорным синтезатором и подразумевает практически нулевую погрешность, а  $f_{ПЧ}$  с высокой точностью определяется положением линии излучения на экране спектроанализатора.

### **2.3 Измерение прямого отклика ТГц детектора и разработка лабораторного Фурье-спектрометра**

Любой супергетеродинный приемник ТГц диапазона представляет собой комплексное устройство, включающее, помимо генератора гетеродина и детектора, множество различных элементов и приспособлений для их соединения (контактные площадки, проволоки), для их конструктивного и геометрического согласования (держатели, линзы, поляризационные пластины), для усиления сигналов и согласования по мощности (усилители, СВЧ линии передачи и тракты), для накачки элементов опорным сигналом (генераторы, синтезаторы), для стабилизации сигналов (частотные дискриминаторы, системы подстройки частоты), а также множество других элементов в различных типах приемников с учетом разных технических исполнений. Поэтому, прежде чем включать тот или иной детектор ТГц диапазона в комплексную систему приемника (спектрометра), необходимо знать частотные характеристики чувствительности как самого детектора, так и элементов, непосредственно с ним согласованных. В системе сверхпроводникового интегрального приемника такими элементами являются планарная антенна и квазиоптическая эллиптическая линза.

В ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН был разработан лабораторный Фурье-спектрометр для исследования частотной зависимости чувствительности детектора в составе СИП в режиме прямого детектирования, автор диссертационной работы провел его настройку и использовал для измерений в рамках диссертационных исследований. Следует отметить, что такая зависимость прямого отклика сама по себе

является результатом интеграции нескольких элементов (детектор + линза + антенна).

За основу Фурье-спектрометра был взят интерферометр Майкельсона, принципиальная схема которого состоит из источника излучения, разделительной пластины под углом  $45^\circ$  к плоскости падения луча и двух зеркал, перпендикулярных друг другу и плоскости падения луча на зеркало. Схема установки для измерения прямого отклика ТГц детектора при помощи Фурье-спектрометра на основе интерферометра Майкельсона показана на рис. 2.3. Установка спроектирована и установлена на оптической скамье: при помощи источника, двух зеркал и полупрозрачной пластины (ПП), являющейся разделителем луча, в плоскости антенны создаётся интерференционная картина. Мощность луча на выходе интерферометра в выделенном направлении регистрируется ТГц детектором (в режиме прямого детектирования) при помощи обтюлятора и синхронного усилителя, а сама интерференционная картина сдвигается методом перемещения подвижного зеркала в направлении распространения луча. Путем обратного преобразования Фурье полученной зависимости мощности, дошедшей до ТГц детектора и зарегистрированной синхронным усилителем, от положения подвижного зеркала, строится частотная зависимость отклика системы «детектор + линза + антенна» от частоты подаваемого сигнала.

Для успешного исследования характеристик чувствительности детектора в составе сверхпроводникового интегрального приемника, а также частотных характеристик квазиоптической системы, была поставлена задача разработать лабораторный Фурье-спектрометр с максимально детектируемой частотой не менее 2 ТГц и спектральным разрешением не хуже 5 ГГц. При этом сам спектрометр должен быть универсальным, то есть конструктивно подразумевать возможность установки на выходе интерферометра любого типа ТГц детектора (на основе СИС, НЕВ, СКП, КИД, БХЭ, др.).

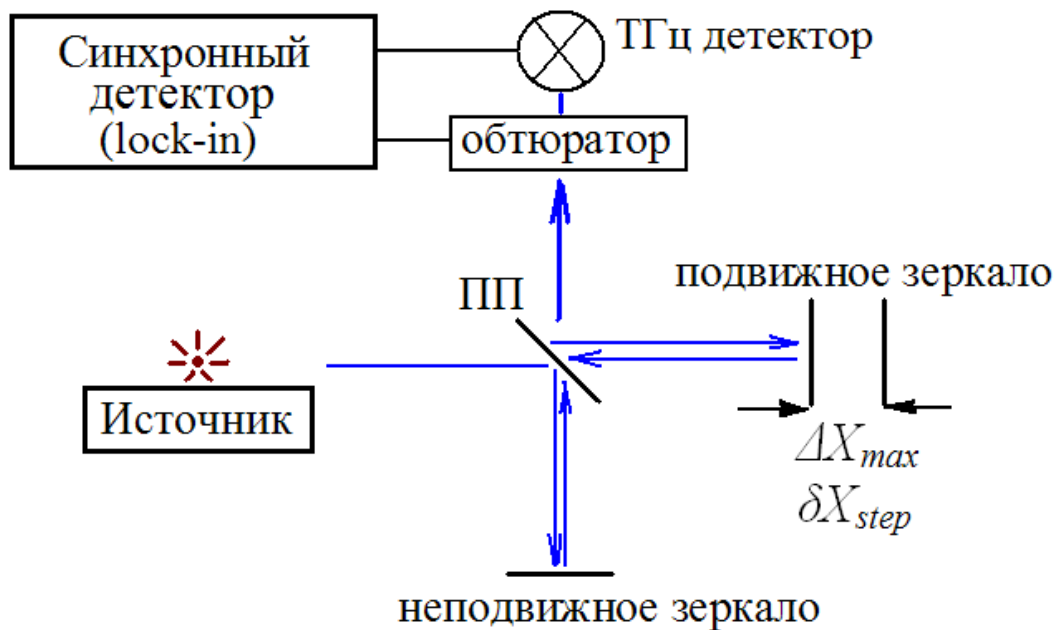


Рис. 2.3. Экспериментальная установка для исследования частотной зависимости прямого отклика ТГц детектора при помощи Фурье-спектрометра.

В качестве источника был взят глобар, представляющий собой цилиндрический стержень из карбида кремния, нагреваемый пропускаемым через него током до температуры порядка  $1500^{\circ}\text{C}$ . Рабочие параметры источника: ток  $I = 6,7 \text{ A}$ , напряжение  $V = 2,7 \text{ В}$ .

Частотное разрешение такого Фурье-спектрометра ( $\delta f_{\text{FC}}$ ) зависит от максимальной разности оптической длины луча в плече интерферометра с подвижным зеркалом; эта разность вдвое больше максимального смещения подвижного зеркала ( $\Delta X_{max}$ ) (см. рис. 2.3):

$$\delta f_{\text{FC}} = \frac{c}{2\Delta X_{max}}, \quad (2.5)$$

здесь  $c$  – скорость света в вакууме. Максимальная детектируемая частота определяется, напротив, минимальным возможным перемещением подвижного зеркала, т.е. наименьшим шагом перемещения ( $\delta X_{step}$ ):



$$f_{\max} \approx \frac{c}{4\delta X_{step} \cdot \beta}, \quad (2.6)$$

где  $\beta$  – степень супердискретизации, являющая по своей физической сути степенью точности восстановления спектра в заданной системе отсчётов при помощи преобразования Фурье (с учётом временной конечности сигнала и других погрешностей восстановления спектра). Для расчетов максимальной детектируемой частоты при помощи выражение (6) обычно  $\beta$  полагают равным 1-1,25.

Для разработки Фурье-спектрометра был закуплен шаговый двигатель для подвижного зеркала с мелкостью шага  $\delta X_{step} = 2,5$  мкм, а двигатель с зеркалом был установлен на оптическую линейку с возможностью продольного перемещения (в направлении распространения луча)  $\Delta X_{max} > 10$  см. Таким образом, были реализованы следующие параметры спектрометра:

- детектируемый частотный диапазон до 30 ТГц;
- спектральное разрешение лучше 1,5 ГГц.

Успешная разработка, а также кропотливая юстировка лабораторного Фурье-спектрометра на основе интерферометра Майкельсона позволила провести множество измерений частотной зависимости прямого отклика детекторов в составе сверхпроводникового интегрального приемника. Результаты таких измерений частично будут освещены в Главе 5 на примере измерения спектральных характеристик квазиоптической системы СИП на основе НЕВ-смесителя.

## 2.4 Измерение шумовой температуры интегрального приемника

Чувствительность СИП определяется путем измерения эквивалентной шумовой температуры приемника при помощи стандартной лабораторной методики измерения величины  $Y$ -factor (отношение мощности сигналов ПЧ в режиме подачи на детектор «теплой» и «холодной» нагрузок). Схема установки для измерения шумовой температуры приёмника представлена на рис. 2.4. Выходная мощность детектора в составе СИП в режиме накачки мощностью гетеродина на основе РДП через каскад НЕМТ-усилителей (криогенного и комнатных, идентичных описанным в разделе 2.1) в диапазоне ПЧ 4-8 ГГц поступает на измеритель мощности. Отклик прибора  $Y$ -factor определяется посредством измерения отношения выходной мощности с детектора при подаче на него «холодной» ( $T = 77\text{ K}$ ) и «тёплой» ( $T = 300\text{ K}$ ) нагрузок. Автоматическое переключение между нагрузками происходит посредством обтюратора, вращение которого последовательно открывает и перекрывает сигнал с «холодной» нагрузки, в перекрытом состоянии автоматически создавая сигнал «тёплой» нагрузки, т.к. сам обтюратор находится при комнатной температуре. Для пересчета отклика прибора в шумовую температуру ( $T_N$ ) использовалась следующая формула:

$$T_N = \frac{T_{\text{тепл}} - Y \cdot T_{\text{хол}}}{Y - 1}, \quad (2.7)$$

где  $T_{\text{тепл}}$  – температура теплой нагрузки,  $T_{\text{хол}}$  – температура холодной нагрузки,  $Y$  –  $Y$ -factor, фактически, обратно пропорциональный шумовой температуре. Для оценки чувствительности приемника в рамках данной работы используется как шумовая температура, имеющая наглядный физический смысл, так и  $Y$ -factor в качестве непосредственно измеряемой величины.

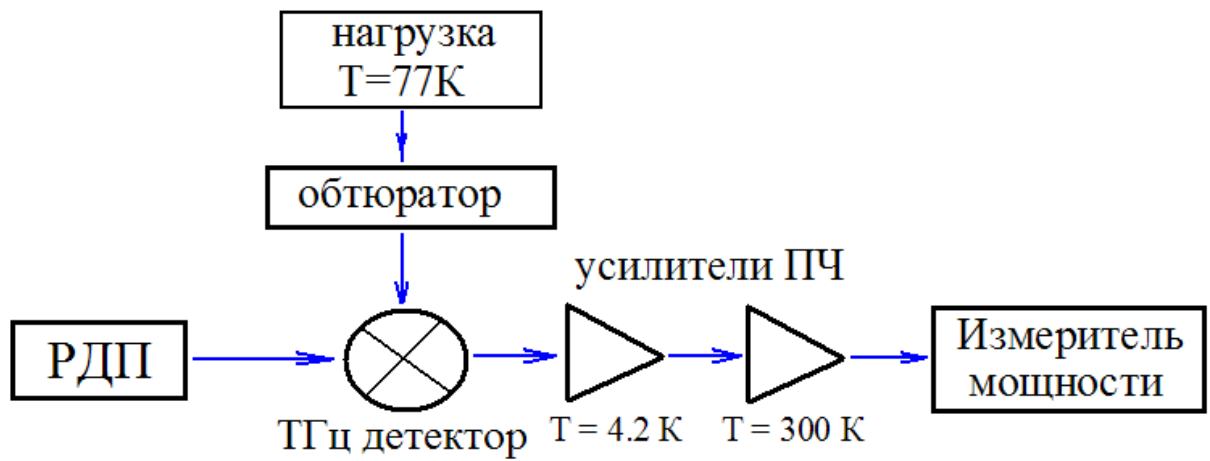


Рис. 2.4. Упрощенная схема экспериментальной установки для измерения шумовой температуры сверхпроводящего интегрального приемника.

## Глава 3. Режимы работы и ширина линии излучения

### ТГц генератора на основе РДП

#### **3.1 Концепция генератора на основе РДП, ВАХ и режимы работы**

Как было отмечено ранее, в качестве сверхпроводникового гетеродина, являющегося объектом исследования настоящей диссертации, наиболее приемлемым и перспективным кандидатом для интеграции на одной микросхеме с ТГц смесителем является распределенный джозефсоновский переход (РДП) [31,32,46], длина которого  $L$  много больше ширины  $W$  и джозефсоновской глубины проникновения  $\lambda_J$ . (рис. 3.1). В качестве РДП используются переходы на основе туннельных структур Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb и Nb/AlN/NbN геометрии «overlap» (*перевод с англ. – частичное перекрытие, совмещение*) с поперечным заданием тока смещения  $I_B$  (рис. 3.2) [47]. Характерная длина РДП составляет 300 – 700 мкм при ширине  $W$  от 3 до 20 мкм. Величина критической плотности тока  $j_c$  лежит в диапазоне 2 - 10 кА/см<sup>2</sup>, что соответствует джозефсоновской глубине проникновения магнитного поля  $\lambda_J \approx 8 - 2$  мкм. Для структур Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb «щелевое напряжение»  $V_g \approx 2.8$  мВ, в то время как для структур Nb/AlN/NbN  $V_g \approx 3.7$  мВ при  $T = 4.2$  К.

В РДП под действием магнитного поля и транспортного тока, называемого током смещения  $I_B$ , движутся джозефсоновские вихри – флаксоны. Каждый такой вихрь содержит квант магнитного потока  $\Phi_0 = h/2e$ , а его размер составляет порядка  $2\lambda_J$  вдоль оси перехода и  $2\lambda_L$  в перпендикулярном плоскости туннельного слоя направлении, где  $\lambda_L$  - глубина лондоновского проникновения поля в электроды. Типичное значение  $\lambda_L$  для пленок ниобия, используемое в расчетах, составляет 90 нм. Максимальная скорость движения вихрей совпадает со скоростью распространения электромагнитных волн в переходе  $c_{sw}$ , называемой скоростью Свайхарта.

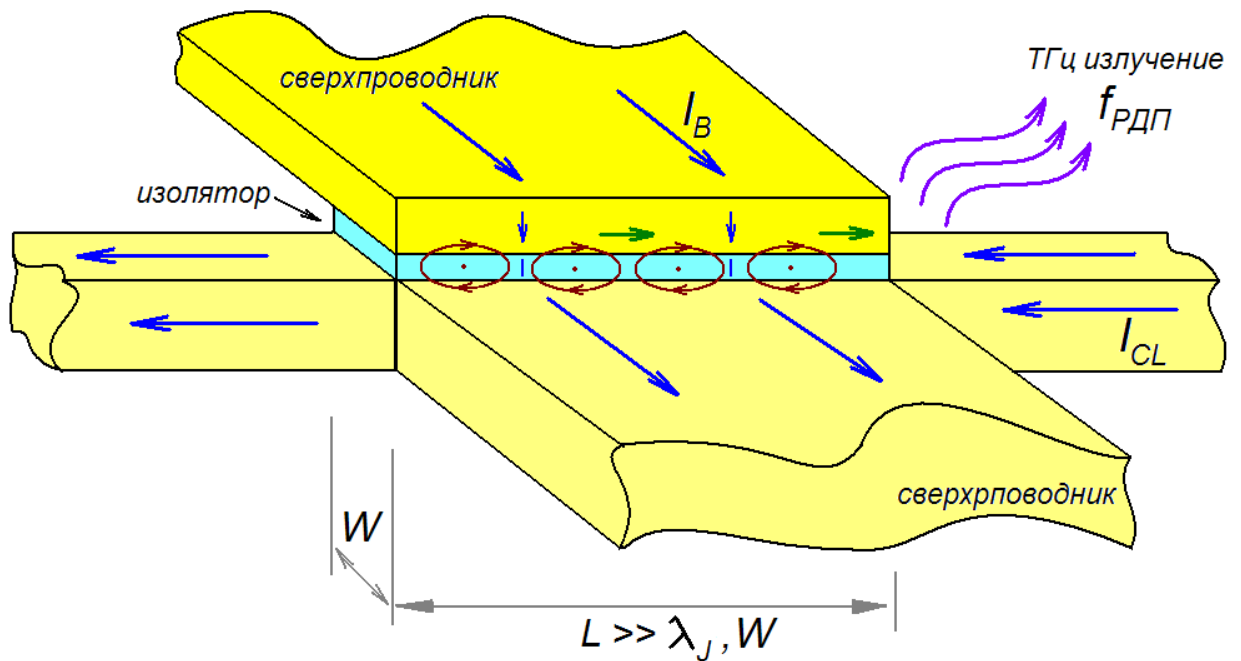


Рис. 3.1. Генератор ТГц излучения на основе распределенного туннельного СИС-перехода с вязким течением джозефсоновских вихрей, возникающим под действием тока смещения  $I_B$  и тока линии управления магнитным полем через переход  $I_{CL}$ . В данной конструкции линия управления интегрирована в нижний электрод.

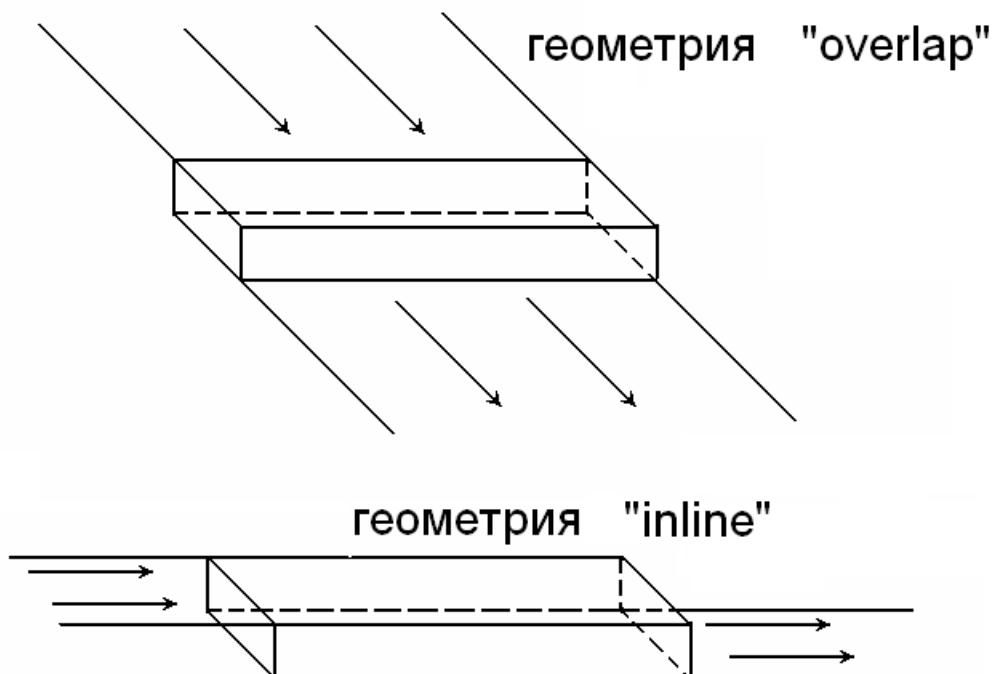


Рис. 3.2. Типы геометрии распределенных джозефсоновских переходов.

Для создания магнитного поля на концах РДП используется линия управления магнитным полем с током  $I_{CL}$ , конструктивно представляющая собой нижний сверхпроводящий электрод из ниобия (см. рис. 3.1). Кванты магнитного потока, двигаясь по переходу под действием силы Лоренца, достигают края и излучают электромагнитную волну (с ненулевым уровнем суб- и высших гармоник при некоторых условиях) в микрополосковую линию, соединенную с переходом через трансформатор импеданса, который необходим для согласования микрополосковой линии и имеющего низкий импеданс РДП. Таким образом, переход при напряжении  $V_{РДП}$  генерирует электромагнитные колебания с частотой  $f_{РДП}$ , определяемой соотношением Джозефсона (4) (порядка 483.6 ГГц/мВ). Скорость и плотность потока флаксонов, и, следовательно, мощность и частоту излучения можно перестраивать путем изменения тока смещения или/и магнитного поля.

На рис. 3.3 показано семейство вольт-амперных характеристик (ВАХ) РДП на основе структуры Nb/AlN/NbN, измеренное при разных значениях тока  $I_{CL}$ , изменяемого с постоянным шагом [35]. Шкала цвета отражает уровень тока накачки СИС-смесителя  $I_{pump}$  (см. рис. 3.4) в процентах от скачка квазичастичного тока на щели  $\Delta I_g$  для конкретной реализации СВЧ-тракта между РДП и СИС-смесителем. При этом цветовой спектр условно лежит между синим и красным цветами, где синий соответствует (практически) нулевому уровню накачки, а красный – уровню  $I_{pump} \geq 0,2 \Delta I_g$ . Для показанной на рис. 3.3 структуры диапазон эффективного согласования РДП с СИС-смесителем составляет 400-700 ГГц.

Минимумы ВАХ РДП лежат на резистивной прямой, соответствующей сопротивлению  $R_j$ , от которой поднимаются ступеньки сверхпроводящего тока (см. рис. 3.3). Таким образом, ток смещения РДП состоит из двух компонент: нормальной (квазичастичной) и сверхпроводящей. Выше «щелевого» напряжения ВАХ ненакачанного внешним излучением туннельного перехода имеет линейный участок без сверхтока с сопротивлением  $R_n$  (см. рис. 3.4). Чем выше качество туннельного барьера, тем больше соотношение  $R_j / R_n$ .

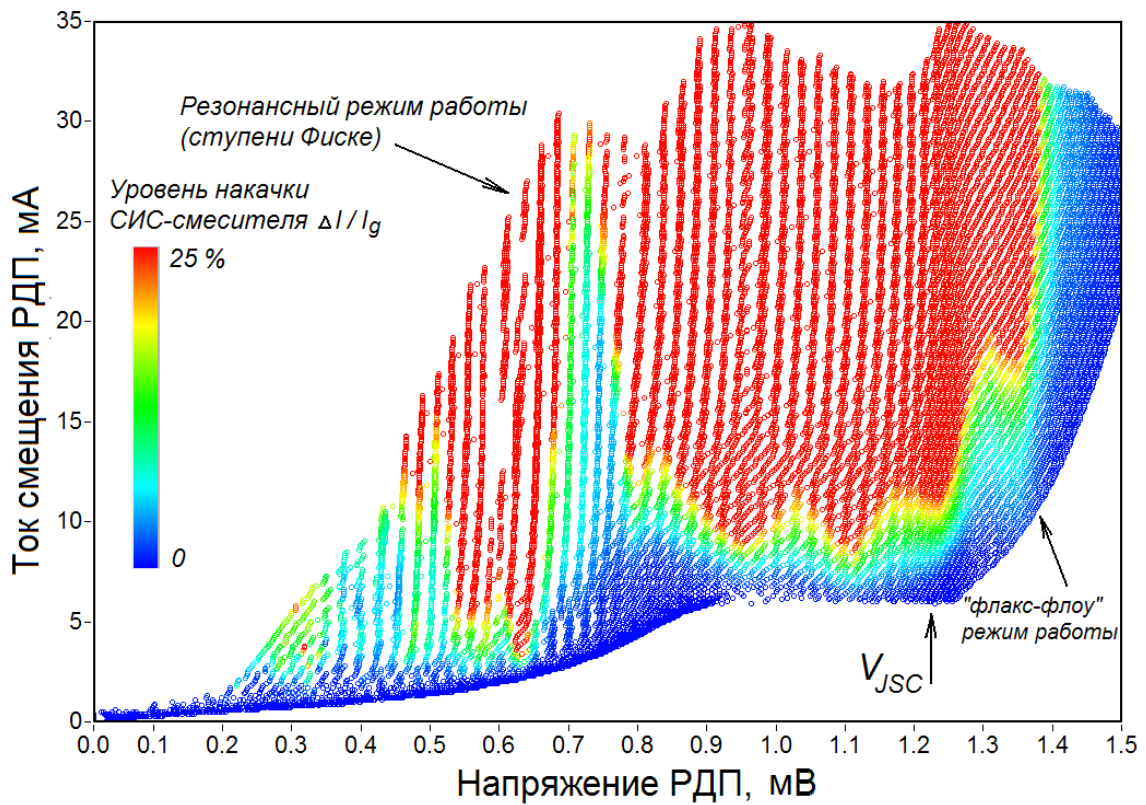


Рис. 3.3. Типичное семейство ВАХ РДП, измеренное при разных значениях тока  $I_{CL}$ , изменяемого с постоянным шагом. Видна граница  $V_{JSC} = V_g/3$ , разделяющая область ступенек Фиске и область «флакс-флоу».

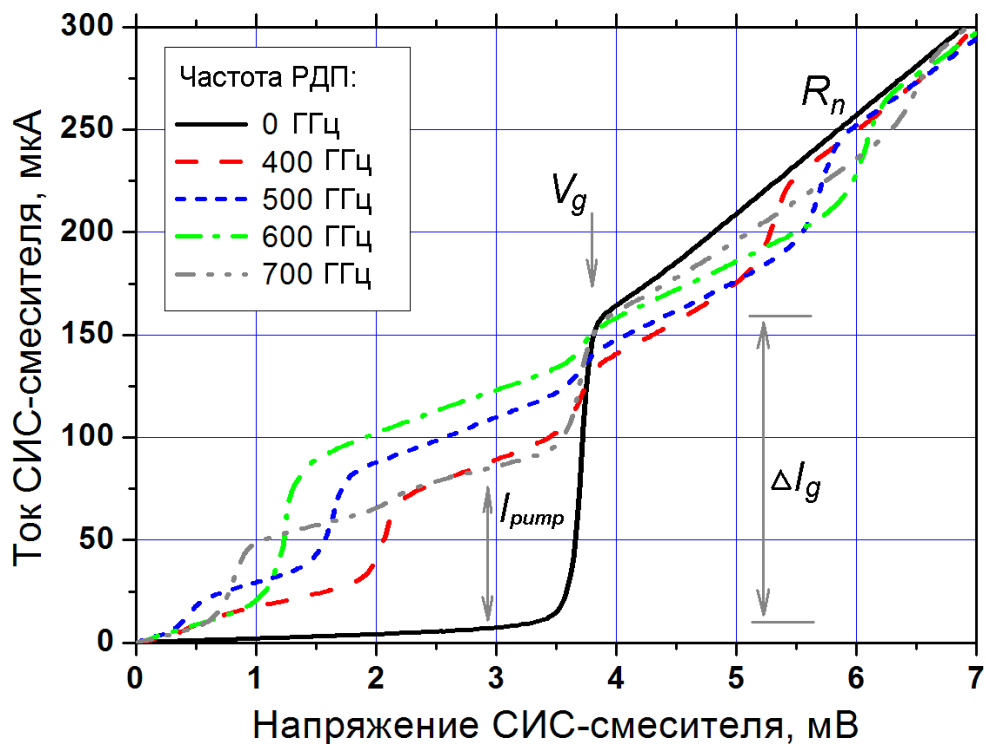


Рис. 3.4. ВАХ Nb/AlN/NbN СИС-смесителя [48] с полностью подавленным критическим током: черная кривая – без накачки, кривые в цвете – при накачке СВЧ-сигналом от РДП на частотах 400, 500, 600 и 700 ГГц. Ток накачки  $I_{pump}$  отражает мощность падающего излучения.

Квазичастичный туннельный ток через джозефсоновский переход зависит от напряжения рабочей точки, а также частоты и мощности падающего извне электромагнитного сигнала. Процесс вынужденного туннелирования электронов через барьерный слой изолятора под действием внешнего сигнала (*англ. – photon assisted tunneling*) коротко называют «накачкой» перехода мощностью, а ток, индуцированный внешним излучением – током накачки ( $I_{pump}$  на рис. 3.4). Чем выше мощность накачки, тем больше квазичастиц вынужденно туннелируют через барьер, тем выше ток. Собственная джозефсоновская генерация также может приводить к так называемой самонакачке перехода [49-52], которая проявляется в виде ступенеобразных особенностей на ВАХ при напряжениях  $V_g/(2n+1)$ . Эти особенности не являются квазичастичными ступенями тока в прямом смысле, поскольку они проявляются как сложная суперпозиция одновременно двух эффектов - джозефсоновской генерации и вынужденного квазичастичного туннелирования, ток которого зависит от постоянного напряжения на переходе, т.е. частоты генерации (2.4). Для  $n=1$  появляется первая «ступень самонакачки» при  $V_{JSC} \approx 0,93$  мВ для структур Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb и при  $V_{JSC} \approx 1,23$  мВ для структур Nb/AlN/NbN.

Как видно из рис. 3.3, напряжение  $V_{JSC}$  служит своеобразной границей, разделяющей две области, в которых реализуется различное значение параметра затухания электромагнитной волны  $\alpha$ : область ступенек Фиске с малым затуханием (ниже  $V_{JSC}$ ) и режим безрезонансного движения вихрей (выше  $V_{JSC}$ ). Параметр затухания  $\alpha$  имеет физический смысл нормальной проводимости туннельного барьера на единицу длины перехода. Когда квант магнитного потока сталкивается с краем перехода, часть электромагнитного излучения отражается обратно, при этом отраженная волна может в случае малого  $\alpha$  достигнуть противоположного края. Тогда возникают стоячие волны, которые при определенных резонансных частотах облегчают вхождение в переход флаксонов, в результате чего ВАХ имеют ярко выраженную резонансную структуру. Чем меньше затухание, тем острее



резонансные пики и круче структура ВАХ, которую называют ступенями Фиске. Эта ситуация соответствует первой рабочей области при напряжениях меньше  $V_{JSC}$  [42,49]. При напряжениях выше  $V_{JSC}$  происходит скачкообразное увеличение  $\alpha$  [49], форма ВАХ становится более плавной, наклон кривых (дифференциальное сопротивление) увеличивается, что облегчает непрерывную перестройку рабочей частоты РДП, но увеличивает  $\delta f$ . Такой режим является истинным «флакс-флоу» режимом (*от англ. Flux-flow - вязкий поток вихрей*) [46,54-55], описываемым в работах без учета стоячей волны, т.е. где не был реализован резонансный режим. При увеличении магнитного поля через переход расстояние между вихрями сокращается, и когда расстояние между центрами вихрей становится равным порядка  $2\lambda_J$  (размера флаксона), реализуется режим плотной цепочки вихрей. Параметр затухания плазменных колебаний  $\alpha$  обратным образом зависит от плотности критического тока  $j_c$  и нормального подщелевого сопротивлению  $R_j$ .

### 3.2 Исследование резонансного режима работы генератора

Были проведены измерения ВАХ РДП разной геометрии, плотности критического тока и различных структур, выполнен качественный и количественный анализ полученных результатов. Ключевой мотивацией данного исследования явилось создание РДП с непрерывной перестройкой частоты в диапазоне 300 - 400 ГГц, где генератор работает в резонансном режиме, для совместного проекта с Обсерваторией пурпурной горы, г. Нанкин, Китай (основные цели совместных работ обозначены в разделе 1.2). Однако само по себе изучение РДП, работающего в качестве гетеродина в сверхпроводниковом интегральном приемнике, с целью расширения рабочей области в сторону более низких частот несет общий характер и не имеет привязки к конкретному научному проекту.

Для характеристики туннельных структур вместо плотности критического тока через переход  $j_c$  часто используется другой (технологический) параметр - произведение сопротивления перехода в нормальном состоянии на его площадь  $R_n \cdot S$ , потому как такая величина измеряется непосредственно в эксперименте и является более наглядной. Эта величина однозначно связана с плотностью туннельного тока  $\Delta I_{gap}/S$ . Характерное значение  $R_n \cdot S$  составляет  $100 - 25 \text{ Ом} \cdot \text{мкм}^2$ , это соответствует плотностям тока  $j_c$  в диапазоне  $2 - 8 \text{ кА/см}^2$ .

Как было отмечено в предыдущем разделе, появление на ВАХ резонансной структуры (ступеней Фиске) вызвано образованием стоячей волны в переходе вследствие малого затухания. Ступени тока появляются при напряжениях РДП, соответствующих частотам собственных мод резонатора, образованного длинным переходом:

$$f_n = \frac{c_{sw}}{2L} n, \quad (3.1)$$

где  $n$  – номер гармоники и, соответственно, номер ступени, а скоростью Свайхарта  $c_{sw}$  в данном случае обозначена фактическая (реальная) скорость распространения волны в РДП, зависящая не только от материалов структуры и электрофизических параметров перехода, но также от его топологии и геометрии. При этом расстояние между гармониками  $\Delta f_{Fiske}$  по частоте равняется  $c_{sw}/2L$ , этой частоте соответствует напряжение, равное расстоянию между ступенями на ВАХ РДП:

$$\Delta V_{Fiske} = \frac{h}{2e} \Delta f_{Fiske} = \frac{h}{2e} \frac{c_{sw}}{2L} \equiv \frac{\hbar}{2e} \frac{\pi c_{sw}}{L}, \quad (3.2)$$

откуда видно, что расстояние между ступенями зависит только от скорости волны в переходе и длины РДП, причём обратно пропорционально длине перехода. Следует отметить, что из выражения (3.2) легко вычисляется скорость Свайхарта исключительно по результатам измерения ВАХ РДП (т.е.

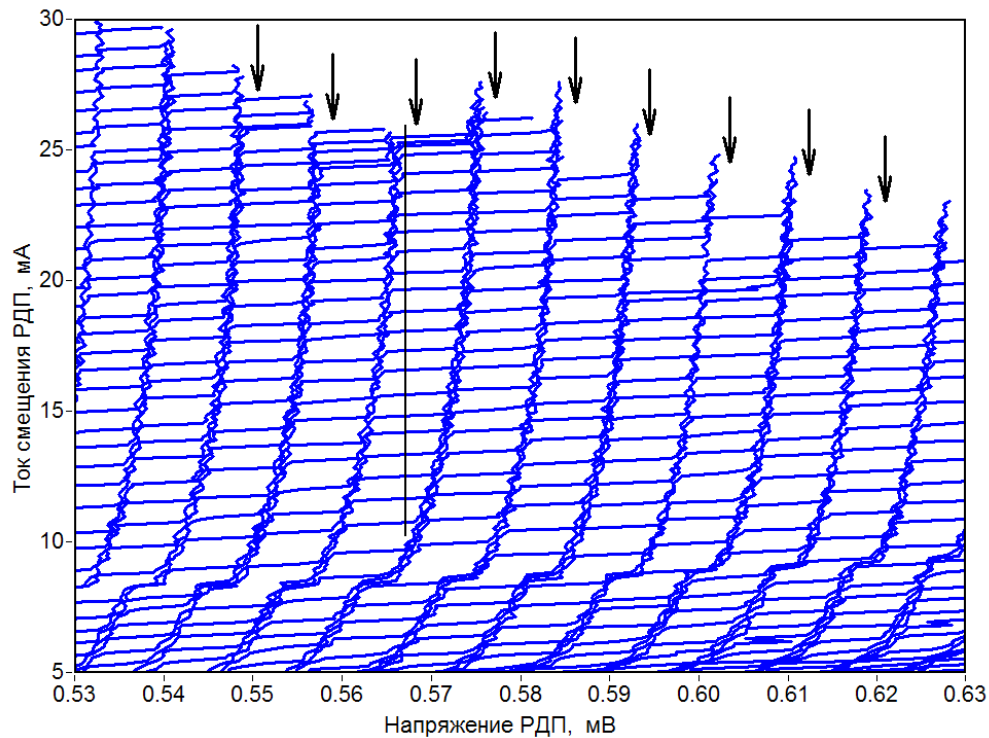
исследований по постоянному току), из которых легко находится расстояние между ступенями ( $\Delta V_{Fiske}$ ).

В действительности, резонансная структура создает некоторые сложности в возможностях перестройки частоты генератора. В интервалах напряжений на ВАХ между ступенями Фиске отсутствуют устойчивые рабочие точки, что означает невозможность генерации на частотах, соответствующих этим интервалам, поскольку частота излучения РДП однозначно связана с его напряжением (см. соотношение Джозефсона (2.4)). Так, например, на рис. 3.5 а представлено семейство РДП, демонстрирующее невозможность генерации в некоторых областях частот, обозначенных вертикальными стрелками (для наглядности в одном месте проведена вертикальная прямая).

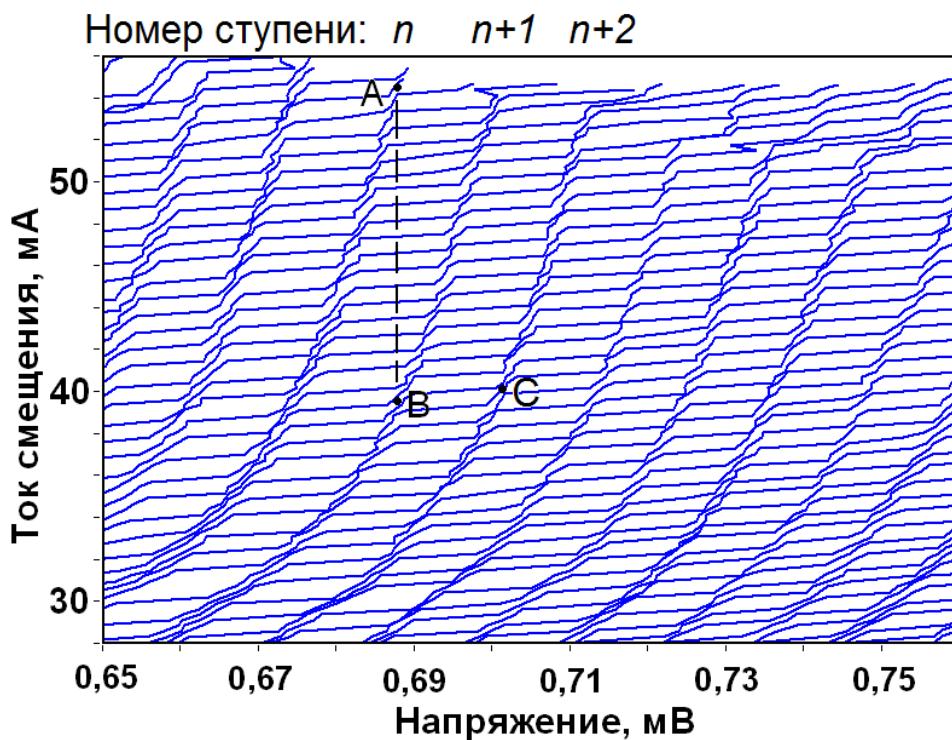
Возможность непрерывной перестройки определяется перекрытием ступеней по напряжению, которое, в свою очередь, зависит как от расстояния между ступенями, так и их наклона. Рис. 3.5 б демонстрирует перекрытие ступеней по частоте: точка А соответствует верхнему краю  $n$ -й ступени Фиске, выше точки А происходит скачок рабочей точки на «щелевое» напряжение РДП, т.е. переход в нормальное состояние. Однако, легко может быть реализован переход из точки А в рабочую точку В на  $(n+1)$ -й ступени, которая соответствует той же самой частоте генерации. При необходимости плавного увеличения частоты генерации достаточно двигаться вверх по  $(n+1)$ -й ступени, пока не наступит необходимость перейти на  $(n+2)$ -ю ступень (в точку С) и т.д. Следует отметить, что ширина линии генерации в точке А заведомо лучше, чем в точке В (поскольку дифференциальное сопротивление в точке А ниже, см. раздел 3.4). Это является неотъемлемой особенностью резонансного режима работы.

Таким образом, измерения серий ВАХ РДП с достаточно мелким шагом по магнитному полю позволяют прописать структуру ступени очень точно и заведомо оценить возможность непрерывной перестройки частоты без проведения цикла измерений ширины линии. Например, серия ВАХ на

рис. 3.3 была измерена с шагом по  $I_{CL}$ , равным 0,5 мА, а на рис. 3.5 б – с шагом 0,2 мА.



а



б

Рис. 3.5. Серии ВАХ РДП, демонстрирующие:  
 а – невозможность реализации генерации на частотах, обозначенных вертикальными стрелками;  
 б – возможность непрерывной перестройки во всем указанном диапазоне путем перехода из точки А на  $n$ -й ступени в точку В на  $(n+1)$ -й ступени.

Увеличение длины перехода приводит, с одной стороны, к уменьшению расстояния между ступенями как  $\sim L^{-1}$  (см. выражение (3.2)), с другой стороны – к увеличению затухания волны в переходе как  $\sim \alpha l$ , где  $\alpha$  - нормальная проводимость туннельного барьера на единицу длины перехода, определяемая выражением [41]

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\beta_c}}, \quad \beta_c = \frac{2\pi}{\Phi_0} I_c R_n^2 C, \quad (3.3)$$

$l$  - длина перехода, нормированная на джозефсоновскую длину:

$$l = \frac{L}{\lambda_J}, \quad \lambda_J^2 = \frac{\hbar c^2}{8\pi e j_c h_{eff}} = \frac{\Phi_0}{2\pi \mu_0 j_c h_{eff}}. \quad (3.4)$$

В выражениях (3.3)  $\beta_c$  – так называемый параметр Мак-Камбера, характеризующий соотношение емкости перехода и его сопротивления,  $I_c$  - критический ток (максимальный бездиссипативный ток через переход),  $C$  – полная емкость перехода. В выражениях (3.4)  $c$  – скорость света в вакууме,  $e$  – заряд электрона,  $h_{eff}$  – так называемая «электрическая толщина» туннельного барьера, или характерная глубина, в которую проникает сверхпроводящий ток. Эта величина заметно отличается от реальной (физической) толщины барьерного слоя изолятора  $h$  по причине того, что магнитное поле и токи проникают также и в толщу сверхпроводящих электродов, и вычисляется как

$$h_{eff} = h + \lambda_L^1 \coth\left(\frac{d_1}{\lambda_L^1}\right) + \lambda_L^2 \coth\left(\frac{d_2}{\lambda_L^2}\right), \quad (3.5)$$

здесь  $d_1$ ,  $d_2$  – толщины сверхпроводящих электродов, а  $\lambda_L^1$ ,  $\lambda_L^2$  – их лондоновские глубины проникновения соответственно. Характерная толщина барьера  $h$  составляет 1-2 нм, в то время как  $\lambda_L$  для ниобия составляет величину порядка 90 нм, а для нитрида ниобия – 370 нм [56-57].

В свою очередь, увеличение затухания в переходе приводит к более сильному наклону ступеней, что является положительным эффектом для

реализации непрерывной перестройки частоты, однако, рост наклона ступеней означает рост дифференциального сопротивления  $R_d$  и ухудшение спектральных характеристик (ширина линии  $\delta f \sim R_d^2$ , см. раздел 3.4). В ранних работах [46,49] показано, что резонансный режим реализуется при условии  $al < 1$ , в то время как при  $al \geq 2$  переход работает исключительно в режиме флак-флоу, когда при данной длине и затухании отраженная от одного края перехода волна не достигает противоположного края. Промежуточная область  $al = 1 \div 2$  является некоторой условной границей исчезновения резонансного режима работы. Таким образом, выбор оптимальной длины перехода есть компромисс между реализацией непрерывной перестройки частоты в необходимом диапазоне и спектральными характеристиками РДП. Следует учесть, что точной теории для вычисления ширины линии генерации РДП до сих пор не существует, также как и модели, позволяющей теоретически оценить параметр  $\alpha$ , поэтому выбор оптимальной длины производится экспериментальным путем и тщательным анализом экспериментальных результатов. Возможно также проведение оценки длин РДП ( $L$ ), при которых реализуется резонансный режим, и при которых он становится невозможным, из оценочного соотношения  $al = 1$ , где параметр затухания  $\alpha$  определяется экспериментальным путем из величины «подщелевого» нормального сопротивления  $R_j$  на ВАХ РДП [49].

Были измерены более 20 различных образцов РДП, различающихся материалами трехслойной структуры, геометрией и параметрами барьера ( $R_n \cdot S$ ). Некоторые переходы были планарно экранированы слоем металлизации над верхним электродом (через слой изолятора). Исходные параметры всех исследованных типов РДП приведены в табл. 1.

Таблица 1. Описание исследованных типов РДП.

№	Тип структуры	Длина L / Ширина W, мкм	$R_p \cdot S,$ Ом·мкм <sup>2</sup>	Доп. особенности перехода
1	Nb/AlO <sub>x</sub> /Nb	180 / 16	51	
2	Nb/AlO <sub>x</sub> /Nb	250 / 16	51	
3	Nb/AlO <sub>x</sub> /Nb	300 / 14	36	
4	Nb/AlO <sub>x</sub> /Nb	400 / 16	40	
5	Nb/AlO <sub>x</sub> /Nb	400 / 16	49	экранирование
6	Nb/AlO <sub>x</sub> /Nb	520 / 16	36	
7	Nb/AlO <sub>x</sub> /Nb	600 / 16	36	
8	Nb/AlO <sub>x</sub> /Nb	700 / 16	49	
9	Nb/AlO <sub>x</sub> /Nb	1000 / 16	49	
10	Nb/AlO <sub>x</sub> /Nb	1000 / 16	49	экранирование
11	Nb/AlO <sub>x</sub> /Nb	1400 / 16	49	
12	Nb/AlN/NbN	100 / 30	43	экспоненциальная форма сужения на концах перехода
13	Nb/AlN/NbN	100 / 14	37	
14	Nb/AlN/NbN	250 / 30	43	
15	Nb/AlN/NbN	250 / 30	60	экспоненциальная форма сужения на концах перехода
16	Nb/AlN/NbN	300 / 14	37	
17	Nb/AlN/NbN	400 / 14	35	
18	Nb/AlN/NbN	400 / 16	42	
19	Nb/AlN/NbN	400 / 16	42	экранирование
20	Nb/AlN/NbN	700 / 16	42	
21	Nb/AlN/NbN	1000 / 16	42	
22	Nb/AlN/NbN	1000 / 16	42	экранирование
23	Nb/AlN/NbN	1400 / 16	42	

На рис. 3.6 а,б представлены серии ВАХ РДП образцов № 1, 8 (тип структуры Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb длинами 180 мкм и 700 мкм соответственно) в резонансном режиме работы (показаны области порядка 200 - 500 ГГц с граничным напряжением резонансного режима  $V_{JSC} = V_g/3$ ). Действительно, серии ВАХ качественно отличаются лишь расстоянием между ступенями Фиске и их наклоном. Интересно отметить, что на ВАХ РДП длиной 400 мкм и более помимо первой ступени самонакачки при  $n = 1$  ( $V_g/3 \approx 0,93$  мВ) также заметна, хоть и слабо выражена, вторая ступень при  $n = 2$  ( $V_g/5 \approx 0,56$  мВ) (см. рис. 3.6 б). Интересным также является тот факт, что для экранированного перехода слоем металлизации реализуется более широкий диапазон работы генератора по току смещения (рис. 3.7). При этом реализуется меньшее значение  $R_d$  на верхних краях ступеней Фиске (при максимально допустимых значениях  $I_B$  в «подщелевой» области). Описанное различие обусловлено тем, что экранирование приводит к более равномерному распределению тока через РДП, что способствует увеличению критического тока  $I_c$ .



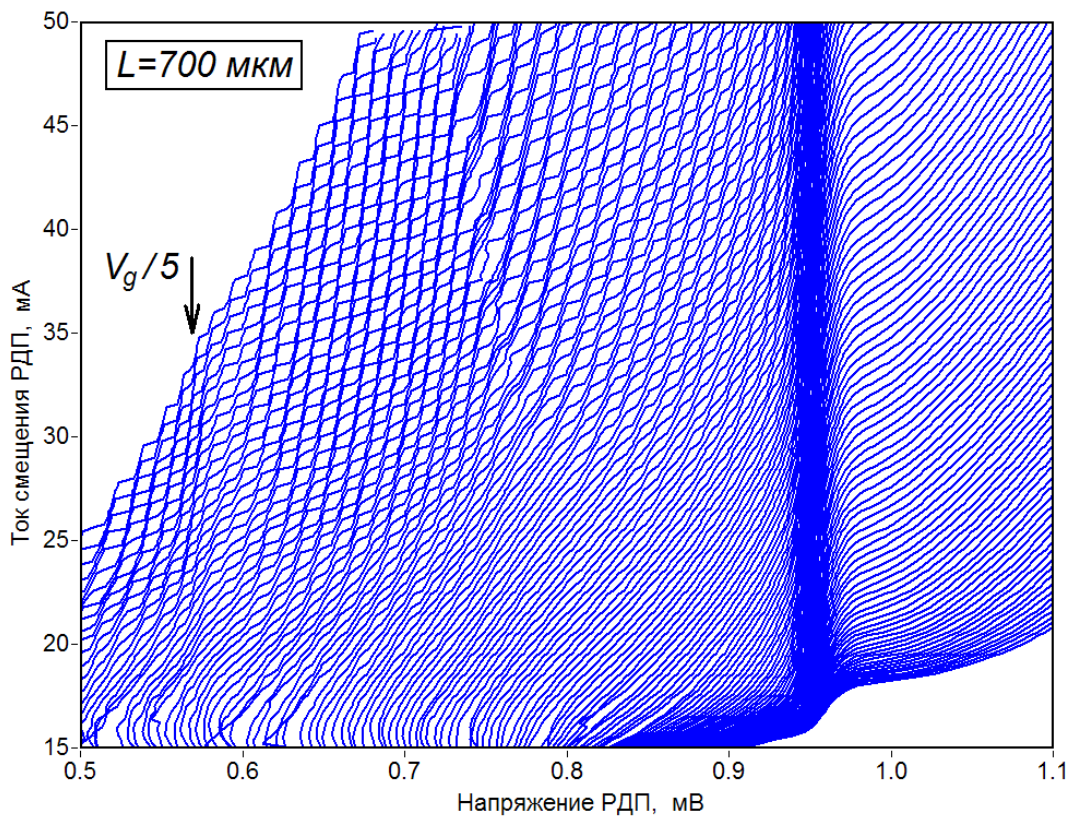
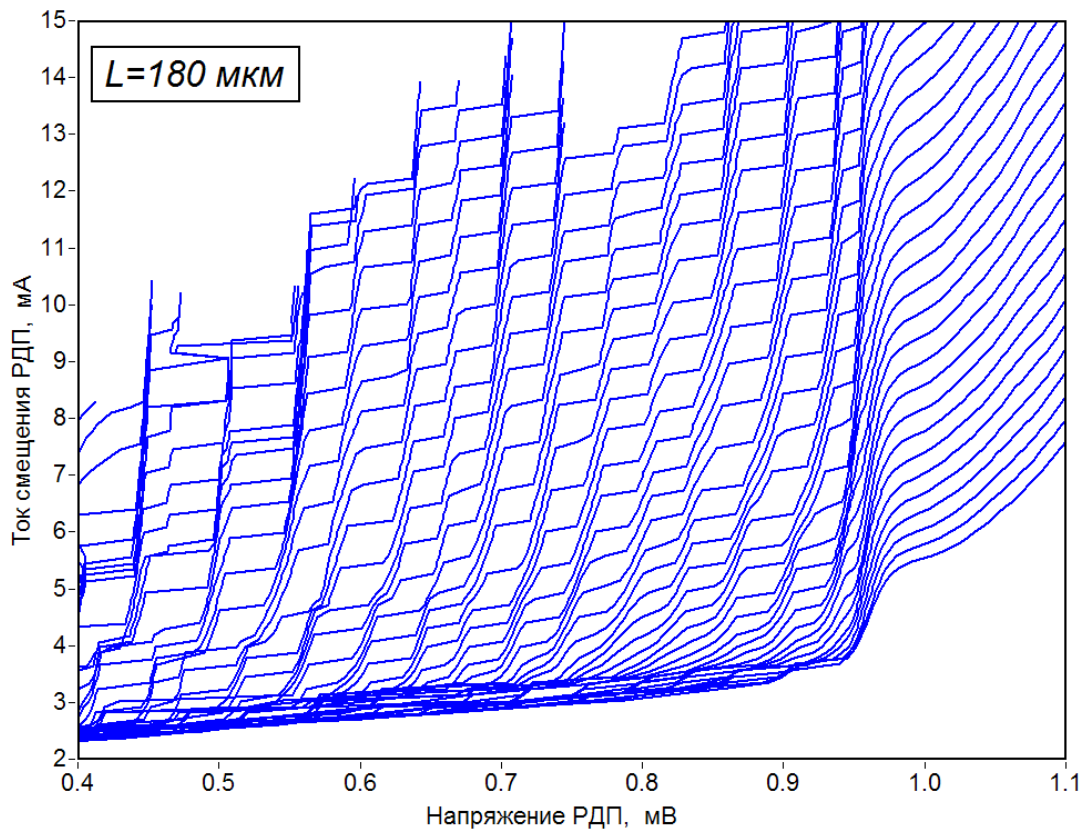


Рис. 3.6. Серии ВАХ РДП различных типов на основе структуры Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb в резонансной области. Представлены длины РДП: а – 180 мкм, б – 700 мкм.

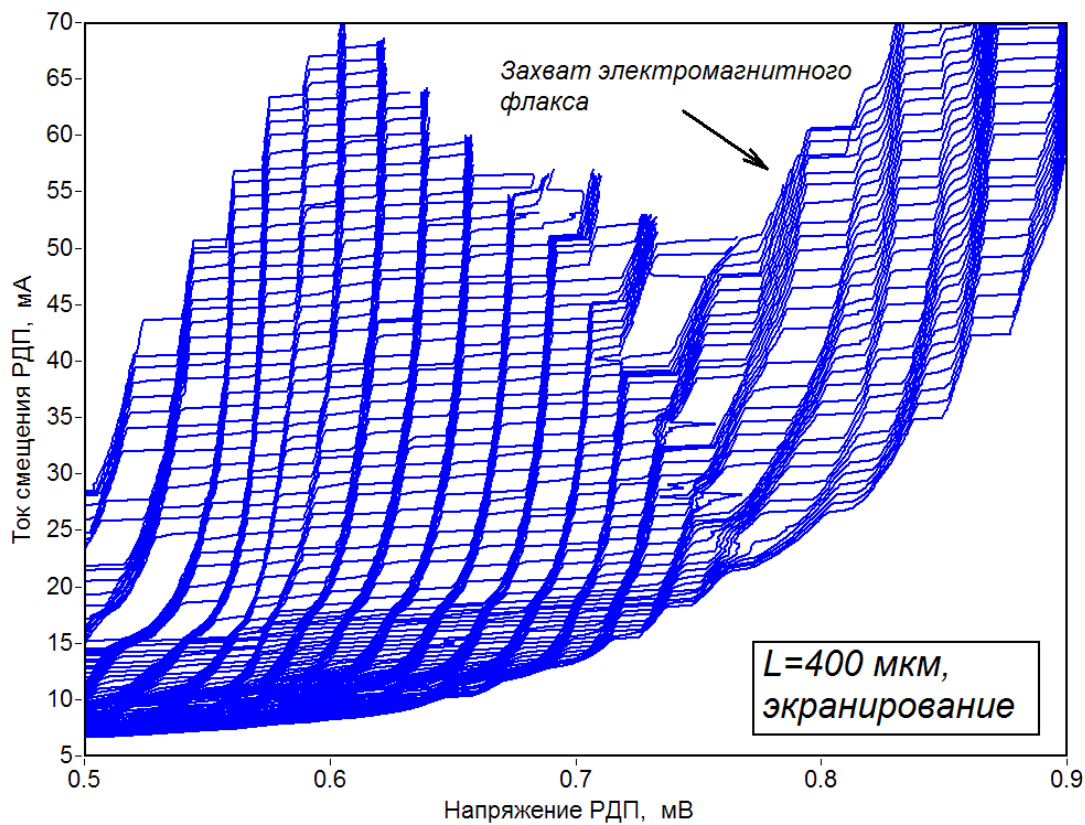
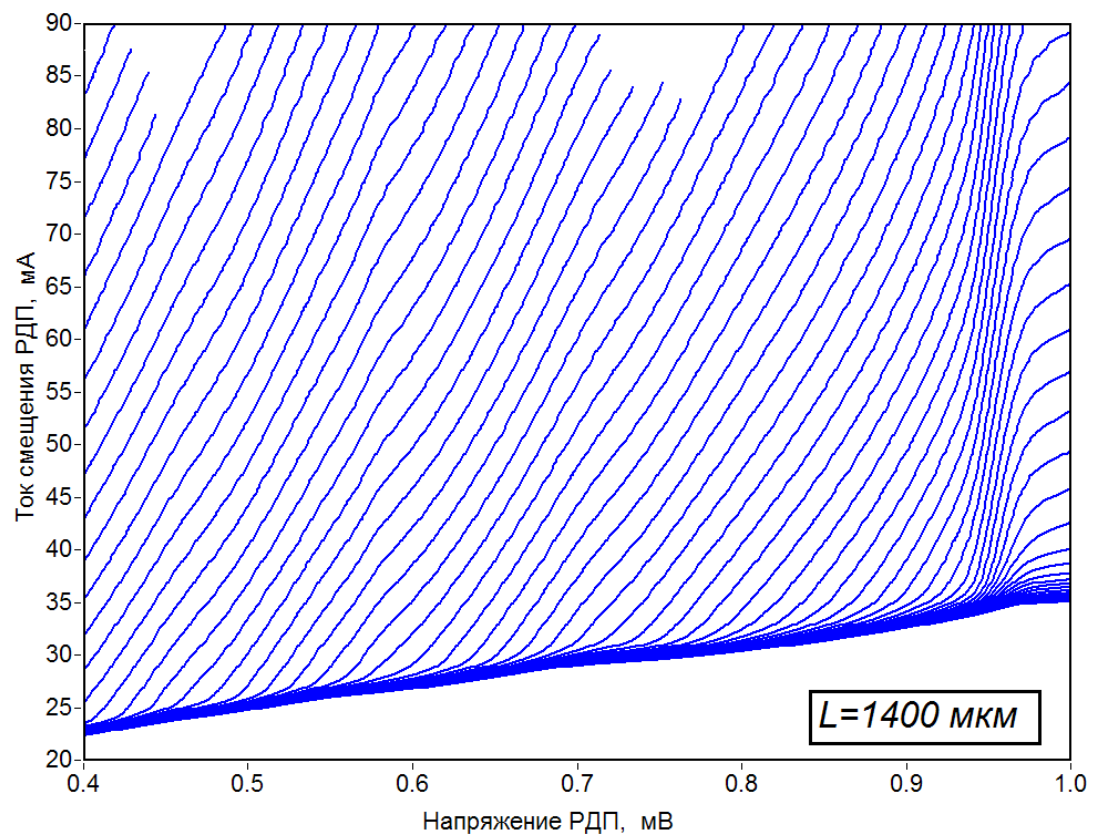
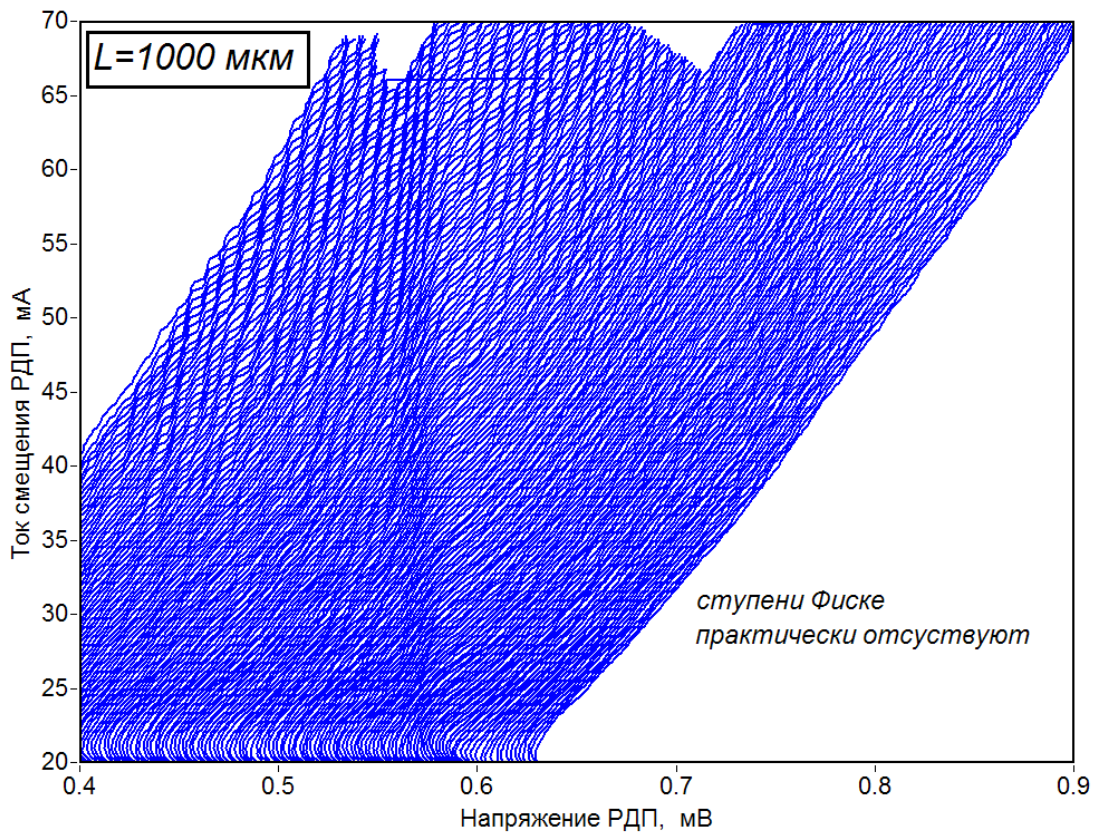


Рис. 3.7. Серия ВАХ РДП с экранированием длиной 400 мкм на основе структуры Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb.

В переходах длиной 1000 мкм и более на основе Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb (№№ 9 - 11 из табл. 1) затухание настолько велико, что отраженная от одного края перехода волна не достигает противоположного края: ступени Фиске на ВАХ практически исчезают, РДП в обеих областях - ниже  $V_{JSC}$  и выше него - работает в режиме «флакс-флоу». На рис. 3.8 а,б показаны серии ВАХ РДП длиной 1000 и 1400 мкм, демонстрирующие отсутствие резонансного режима работы, а на рис. 3.8 в показана серия в более узкой области по току и напряжению, измеренная со сверхмелким шагом по току линии управления магнитным полем  $I_{CL}$  (шаг составляет 0,05 мА).



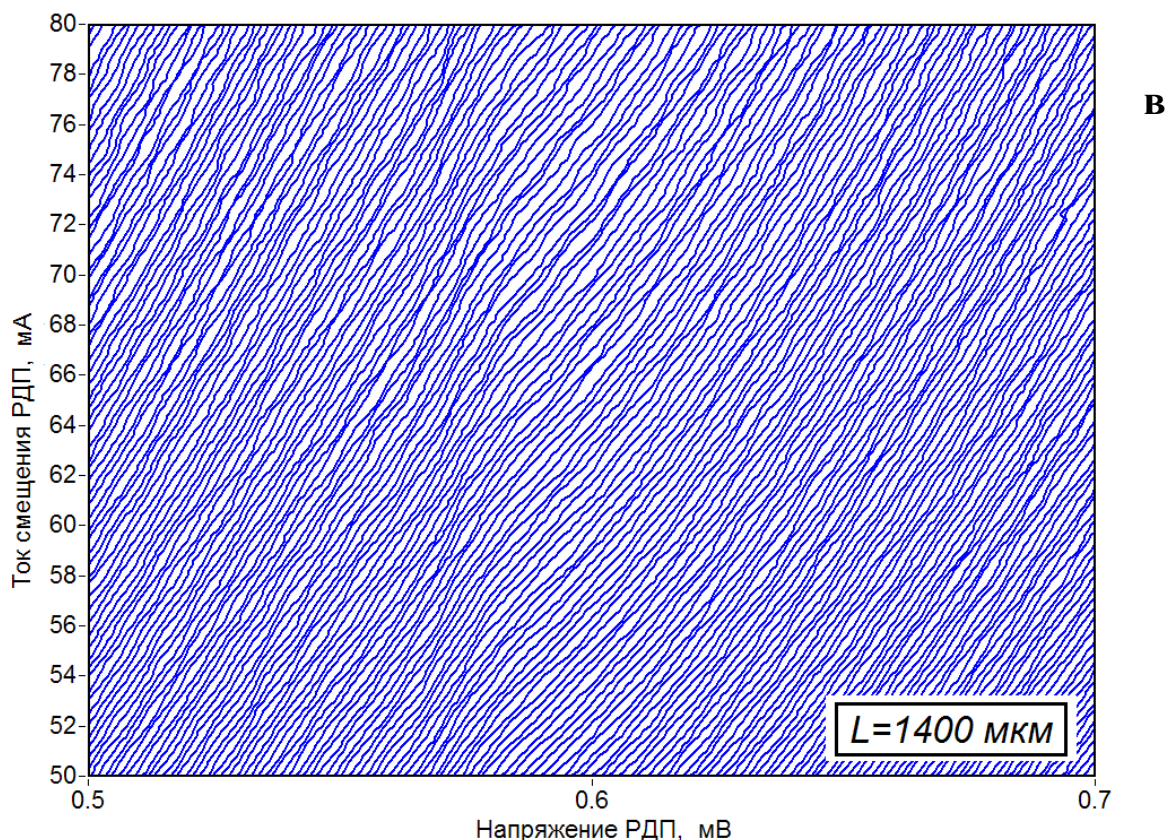


Рис. 3.8. Серии ВАХ РДП различной длины на основе структуры Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb, демонстрирующие отсутствие резонансного режима работы: а – длина 1000 мкм, б – длина 1400 мкм, в – длина 1400 мкм, серия измерена со сверхмелким шагом по  $I_{CL}$ .

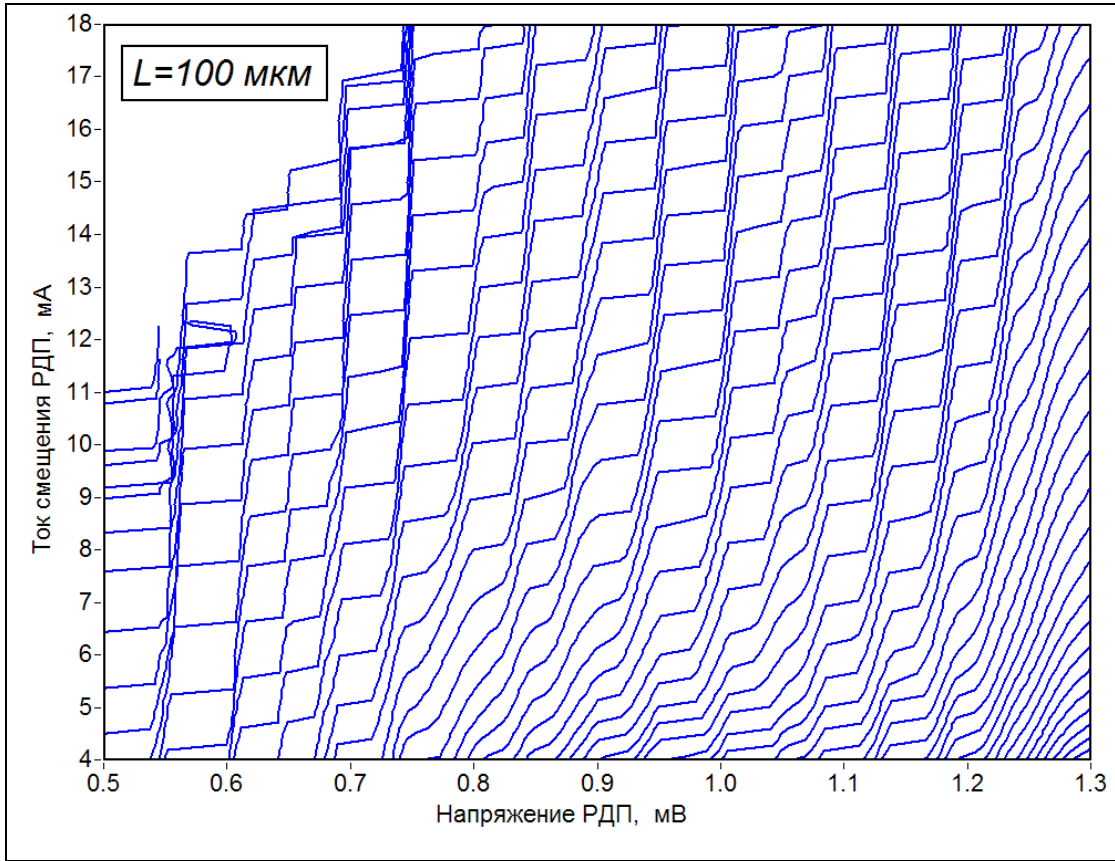
Далее представлены результаты исследования РДП на основе структур Nb/AlN/NbN (№№ 12-23 из табл. 1). Ключевым отличием таких генераторов от изготовленных на основе Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb является более высокое значение «щелевого» напряжения и другой коэффициент затухания  $\alpha$  в переходе, влияющий на степень наклона ступеней Фиске. Следовательно, у таких переходов выше не только «граничное» напряжение резонансного режима ( $V_g/3 \approx 1,2$  мВ), но также и напряжение первого заметного скачка коэффициента  $\alpha$  при напряжении  $V_g/5 \approx 0,72$  мВ. Интересным является тот факт, что у переходов на основе Nb/AlN/NbN даже при длине 1000 мкм проявляется резонансный режим до граничного напряжения  $V_g/5$ . При этом

для переходов длиной 1400 мкм резонансный режим полностью отсутствует подобно переходам длиной более 1000 мкм на основе Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb. Это свидетельствует о том, что коэффициент затухания для переходов с электродом из нитрида ниобия меньше:

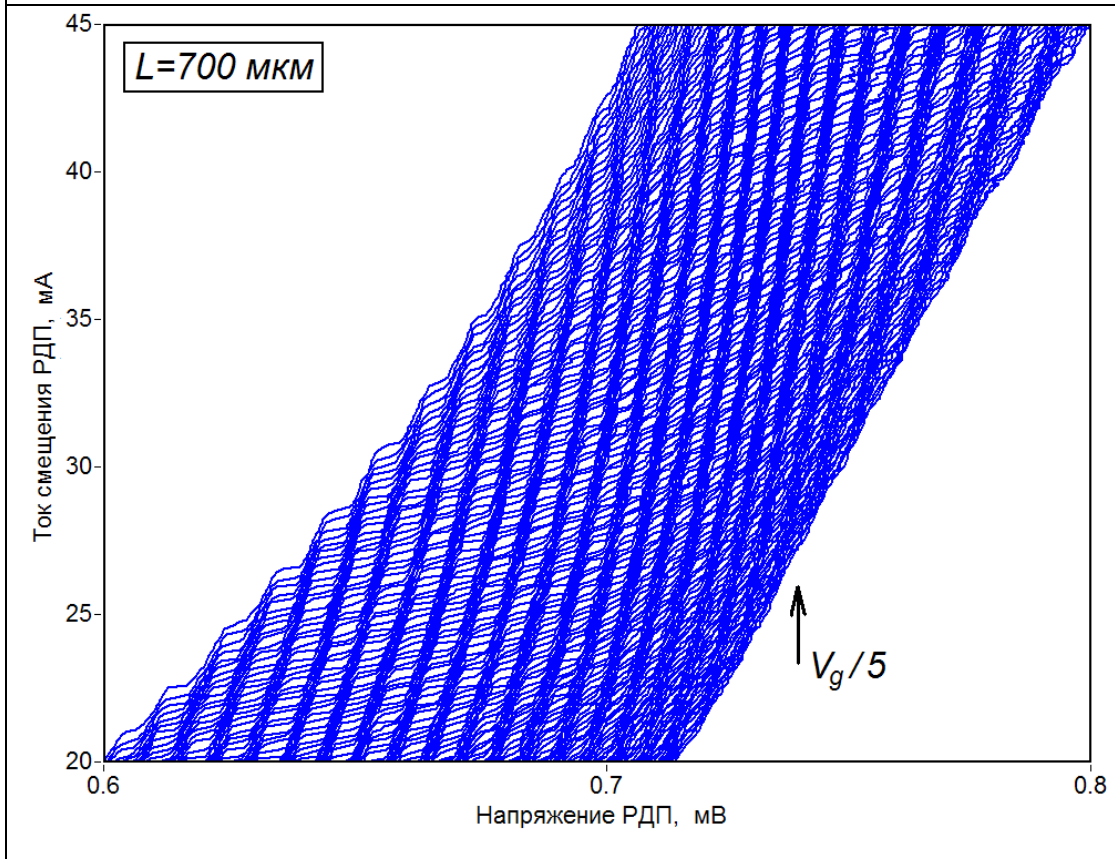
$$\alpha_{\text{Nb/AlN/NbN}} < \alpha_{\text{Nb/AlO}_x/\text{Nb}} \quad .$$

Экранированные переходы также демонстрируют более широкий рабочий диапазон по току смещения и потому меньшее значение  $R_d$ . На рис. 3.9 а, б, в представлены серии ВАХ РДП №№ 12, 20 и 21 (тип структуры Nb/AlN/NbN длинами 100 мкм, 700 мкм и 1000 мкм соответственно) в резонансной области.

Таким образом, проведенные исследования позволяют определить оптимальную длину для работы в резонансной области частот, когда требуется непрерывная перестройка частоты во всём диапазоне (выше 200 ГГц). Так, для структур Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb оптимальная длина составляет 600 - 700 мкм, а для структур Nb/AlN/NbN – 400 мкм.



**а**



**б**

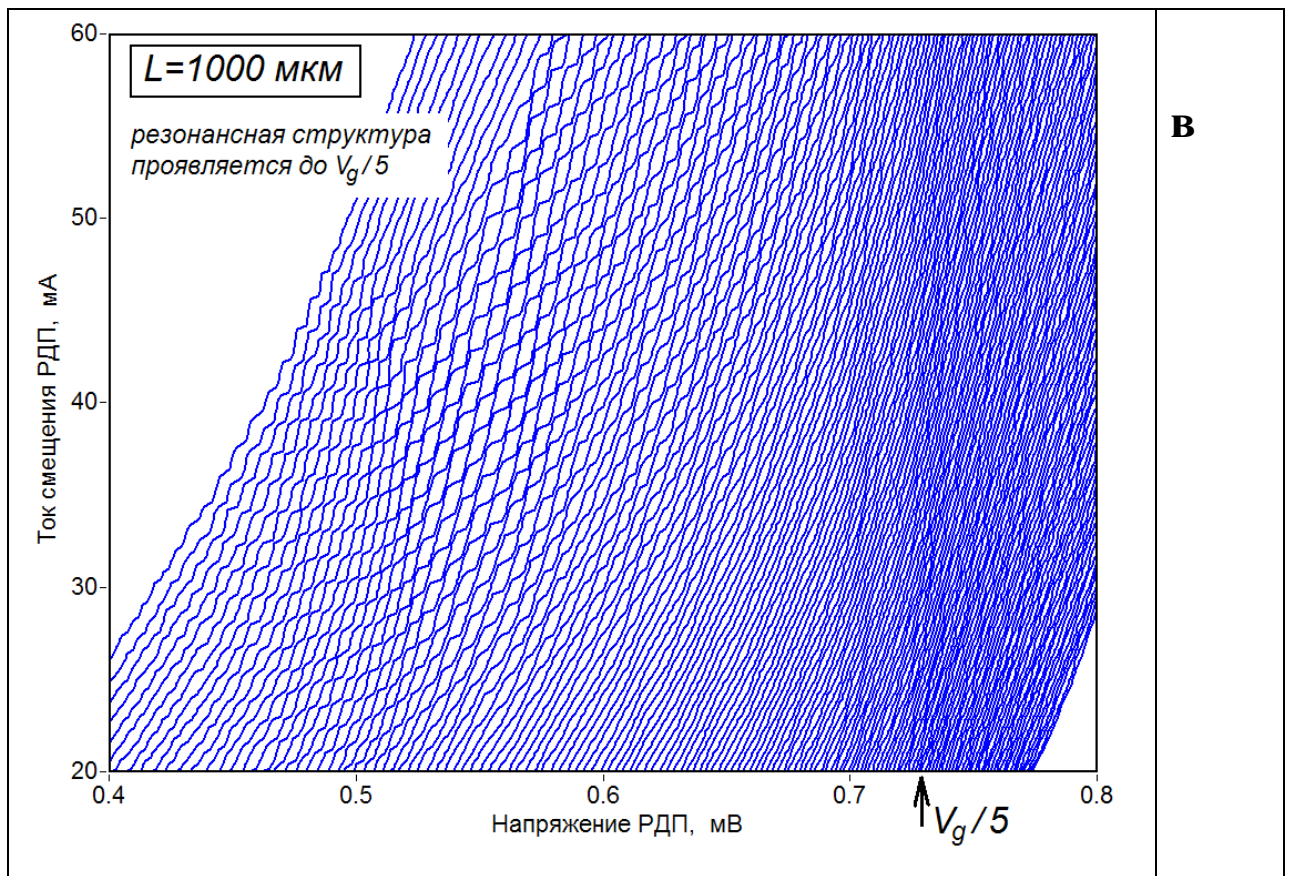


Рис. 3.9. Серии ВАХ РДП различных типов на основе структуры Nb/AlN/NbN в резонансной области. Представлены длины РДП: а – 100 мкм, б – 400 мкм, в – 700 мкм, г – 1000 мкм.

Ниже приведена сводная таблица 2 с результатами подробного анализа каждого из исследованных типов РДП. Следует пояснить физический смысл некоторых столбцов. Из любой приведенной серии ВАХ РДП (например, рис. 3.7а) видно, что наклон ступеней Фиске меняется с изменением тока смещения: чем больше ток, тем меньше наклон [58-59]. Также следует понимать различие между наклоном ступеней, который определяется комплексным измерением серии ВАХ в широком диапазоне по току линии управления магнитным полем  $I_{CL}$ , и дифференциальным сопротивлением перехода  $R_d$  в рабочей точке, измеряемым при  $I_{CL} = const$  и определяемым соотношением (2). Это различие наглядно пояснено на рис. 3.10, из которого видно, что так называемый интегральный наклон ступеней  $R_{Fiske}$  (кривые 2, 3) всегда меньше, чем дифференциальное сопротивление (кривая 1 для рабочей

точки А). При этом дифференциальное сопротивление определяет спектральные характеристики линии излучения РДП, в то время как интегральный наклон ступеней определяет степень перекрытия ступеней по частоте и потому также является важной характеристикой перехода. Для практических применений важно значение обеих характеристик при максимально возможном токе смещения, поскольку при уменьшении тока увеличивается как  $R_{Fiske}$ , так и  $R_d$ , приводя к ухудшению ширины линии генерации (ключевому параметру любого генератора). Следует также отметить, что наилучшими спектральными характеристиками переход обладает в центре ступеней, где  $R_d$  минимально. Поэтому, в табл. 2 данные характеристики приведены с обозначением максимально возможного для данного РДП тока смещения, а сами значения измерены в центре ступеней, где они достигают своего наименьшего значения; при этом условно выбрана центральная частота 345 ГГц. Далее, фактическая скорость распространения волны в переходе (Свайхарта)  $c_{sw}$  определялась из соотношения (3.2), где расстояние между ступенями ( $\Delta V_{Fiske}$ ) – второй столбец таблицы – измерен из серии ВАХ РДП в единицах напряжения и пересчитан в единицы частоты.



Таблица 2. Результаты комплексного исследования характеристик 23 типов РДП.

№, тип структуры	Длина L / ширина W перехода, мкм	Расстояние между ступенями $\Delta V_{Fiske}$ , мкВ / ГГц	Дифференц. сопротивление $R_d$ при частоте 345 ГГц, $10^{-3}$ Ом	Интегральный наклон ступеней $R_{Fiske}$ при частоте 345 ГГц, $10^{-3}$ Ом	Скорость волны в переходе $c_{sw}$ , $10^6$ м/с	Плотность крит. тока в единицах $R_n S$ , Ом*мкм <sup>2</sup>
1, Nb/AIO <sub>x</sub> /Nb	180 / 16	38 / 18,5	6,9@10мА; 4@13мА	1,0	6,63	51
2, Nb/AIO <sub>x</sub> /Nb	250 / 16	27 / 13	4,1@13мА; 2,9@16мА	1,1	6,55	51
3, Nb/AIO <sub>x</sub> /Nb	300 / 14	23 / 11	3,3@23мА; 4,2@20мА	0,75	6,69	36
4, Nb/AIO <sub>x</sub> /Nb	400 / 16	17 / 8	3,8@33мА; 6,3@30мА	2,1	6,59	40
5, Nb/AIO <sub>x</sub> /Nb	400 / 16	19 / 9	2@29мА; 2,7@25мА	0,95	7,37	49
6, Nb/AIO <sub>x</sub> /Nb	520 / 16	12,5 / 6	2@44мА; 2,5@35мА; 3,1@31мА	0,61	6,3	36
7, Nb/AIO <sub>x</sub> /Nb	600 / 16	10,5 / 5	2,1@55мА; 2,5@45мА	0,68	6,11	36
8, Nb/AIO <sub>x</sub> /Nb	700 / 16	10 / 5	1,9@45мА; 4@33мА	1	6,79	49
9, Nb/AIO <sub>x</sub> /Nb	1000 / 16	7,5 / 3,6	2,8@60мА	0,8	7,27	49
10, Nb/AIO <sub>x</sub> /Nb	1000 / 16	нет ст. Фиске	1,3@50мА	-	-	49
11, Nb/AIO <sub>x</sub> /Nb	1400 / 16	нет ст. Фиске	3,6@72мА; 3,8@50мА	-	-	49
12, Nb/AlN/NbN	100 / 30	51 / 25	3@14мА; 7@8мА	1,5	4,95	43
13, Nb/AlN/NbN	100 / 14	53 / 26	7,1@10мА; 9,5@8,5мА; 11,1@4мА	3	5,14	37
14, Nb/AlN/NbN	250 / 30	18 / 8,7	1,3@42мА; 1,5@34мА	0,4	4,36	43
15, Nb/AlN/NbN	250 / 30	23 / 11	2 @26мА	0,35	5,58	60
16, Nb/AlN/NbN	300 / 14	21 / 10	4,7@28мА; 5,4@21мА	3	6,12	37
17, Nb/AlN/NbN	400 / 14	17,5 / 8,5	5@35мА; 6@25мА	2,5	6,79	35
18, Nb/AlN/NbN	400 / 16	14,5 / 7	1,5@30мА; 2@26мА	0,25	5,62	42
19, Nb/AlN/NbN	400 / 16	13 / 6	1,5÷2,6 @33мА	0,8	5,04	42
20, Nb/AlN/NbN	700 / 16	7,5 / 3,5	1,4 @50мА; 1,85 @42мА	0,65	5,09	42
21, Nb/AlN/NbN	1000 / 16	6 / 2,9	1,1 @47мА / 1,4 @63мА	0,7 @50мА / 0,42 @65мА	5,81@0,55- 0,6мВ	42
22, Nb/AlN/NbN	1000 / 16	нет ст. Фиске	0,88 @83мА	-	-	42
23, Nb/AlN/NbN	1400 / 16	нет ст. Фиске	1,4 @55мА	0,5 @55мА	6,11	42

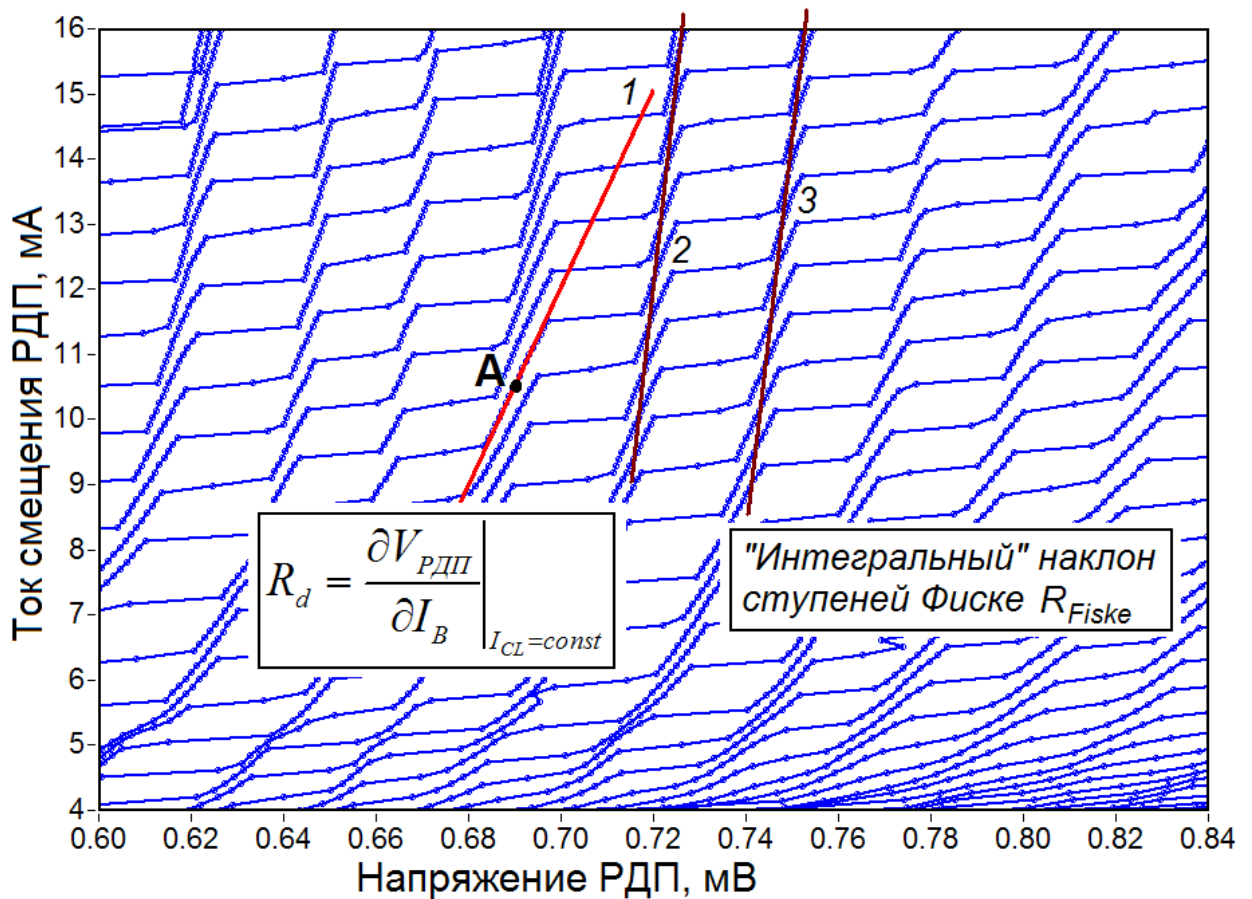


Рис. 3.10. Серия ВАХ РДП в узкой области токов и напряжений, демонстрирующая различие между дифференциальным сопротивлением перехода в рабочей точке  $R_d$  (кривая 1 для точки А) и «интегральным» наклоном ступеней  $R_{Fiske}$  (кривые 2, 3).

Проведенное исследование для большого набора РДП с широким разбросом длины позволяет провести сравнительный анализ экспериментальных результатов с теоретическими расчетами. Прежде всего, интересно понять, насколько реальное расстояние между ступенями Фиске на ВАХ ( $\Delta V_{Fiske}$ ) соответствует теоретическому ожиданию, вычисленному по формуле (3.2), в которой расчетным параметром является скорость распространения волны в переходе  $c_{sw}$ . В классической модели скорость волны определяется при помощи выражения [41,46]

$$c_{sw} = \omega_p \lambda_J, \quad (3.6)$$

где  $\omega_p$  – плазменная частота джозефсоновского перехода:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{2eI_c}{\Phi_0 C}}, \quad (3.7)$$

а джозефсоновская длина  $\lambda_J$  находится из выражения (3.4), откуда получается:

$$c_{sw} = \omega_p \lambda_J = \sqrt{\frac{2eI_c}{\Phi_0 C}} \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c h_{eff}}} = \frac{c}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 c_s h_{eff}}}, \quad (3.8)$$

здесь  $c_s$  – емкость перехода на единицу площади, а  $c$  в числителе – скорость света в вакууме. Однако, формула (3.8) не учитывает влияния на скорость волны в переходе так называемого «idle region» (*пер. с англ. – холостая область*) – области перекрытия верхнего и нижнего электродов за пределами туннельного барьера. Эта область создает дополнительную параллельную емкость к емкости перехода  $c_s$ , что увеличивает скорость волны. Учет этого фактора описан в нескольких работах (см., например, [60]) и дает более точную формулу для расчета скорости Свайхарта:

$$c_{sw} = \frac{c}{\sqrt{\frac{4\pi\epsilon_0 c_s W + 2W_i \frac{\epsilon_i}{d_i}}{\frac{W}{h_{eff}} + 2\frac{W_i}{h_i}}}}, \quad (3.9)$$

где  $W$  – ширина перехода,  $W_i$  – ширина «холостой области» (idle region),  $d_i$  – толщина прослойки между электродами в «холостой области»,  $h_i$  – эффективная «электрическая» толщина перехода в холостой области, вычисленная по аналогии с выражением (3.5) для  $h_{eff}$  в области барьера. При характерных параметрах РДП  $W = 16$  мкм,  $L = 400$  мкм,  $W_i = 10$  мкм,  $\epsilon_i = 4,2$  для  $\text{SiO}_2$ ,  $d_i = 200$  нм,  $c_s = 0,085$  нФ/мкм<sup>2</sup>, а также  $\lambda_L = 90$  нм для Nb и 370 нм для NbN и толщинах верхнего и нижнего электродов  $d_1 = 200$  нм и  $d_2 = 450$  нм соответственно получают следующие значения:

- $c_{sw} = 6,59 \cdot 10^6$  м/с для РДП на основе структур Nb-AlO<sub>x</sub>-Nb;

- $c_{sw} = 5,48 \cdot 10^6$  м/с для РДП на основе структур Nb-AlN-NbN.

Небольшое различие в скорости распространения волны приводит к тому, что расстояние между ступенями при одинаковой геометрии и параметрах барьера для РДП на основе Nb-AlN-NbN несколько меньше, чем для РДП на основе Nb-AlO<sub>x</sub>-Nb. На рис. 3.11 показана зависимость расстояния между ступенями от длины перехода: точками отмечены экспериментальные значения (табл. 2), кривыми показана теоретическая зависимость (3.2) при вычисленных характерных значениях скорости волны в переходе. Следует учесть, что некоторые РДП отличались от характерного значения как шириной перехода  $W$  и шириной холостой области  $W_i$ , так и технологическими уходами для толщины электродов  $d_1$ ,  $d_2$  и слоя изолятора  $d_i$ , чем объясняется небольшое отклонение экспериментальных точек от расчетной кривой. Также реальные переходы, очевидно, обладают несколько различными значениями емкости (на площадь) и глубиной проникновения магнитного поля в переход в приграничной области (что зависит от чистоты материалов).

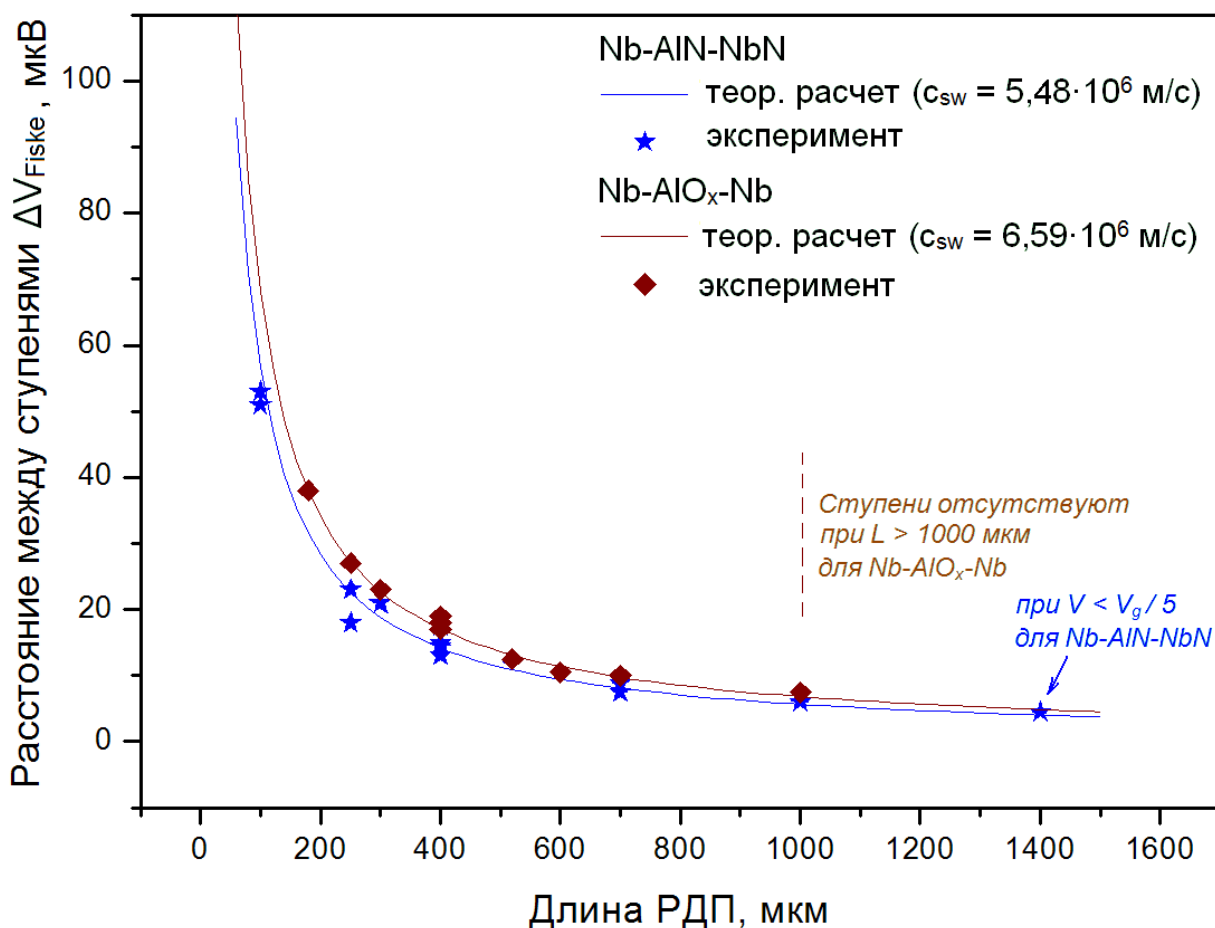


Рис. 3.11. Зависимость расстояния между ступенями  $\Delta V_{Fiske}$  экспериментальная (см. табл. 2) и теоретическая (см. выражения (3.2),(3.5),(3.9)) от длины РДП. При длине 1400 мкм резонансный режим наблюдался только для РДП на основе Nb/AlN/NbN при напряжениях  $V < V_g/5$ , в то время как для РДР на основе структуры Nb-AlO<sub>x</sub>-Nb ступени Фиске отсутствовали.

Как уже было отмечено ранее, увеличение длины перехода приводит к росту безразмерного параметра  $\alpha \cdot l = \alpha \cdot L / \lambda_j$ , значение которого характеризует условия реализации резонансного режиме в переходе. Так, условие  $\alpha l < 1$  обеспечивает реализацию резонансного режима. Из этого соотношения можно оценить длину  $L_{max}$ , больше которой невозможно существование резонансного режима в переходе при характерном параметре затухания  $\alpha$  в каждом из режимов работы генератора, при этом  $\alpha$  оценивается из эксперимента при помощи соотношения (3.3). В работе [49] описан один из

возможных способов вычисления коэффициента  $\alpha$  и его резкого скачка при  $V = V_{JSC}$  из формы ВАХ. При этом в качестве сопротивления следует брать не сопротивление перехода из резистивной модели ( $R_n$ ), а то сопротивление, которое «видит» бегущая вдоль перехода волна в данной точке  $k$ :  $R_j^k = V^k / I_B^k$ , здесь  $I_B^k$  – полный ток смещения РДП в  $k$ -й точке с учетом самонакачки перехода. Так, для характерных ВАХ РДП длиной  $L = 400$  мкм и шириной  $W = 16$  мкм с критическим током  $I_c = 250$  мА для Nb-AlO<sub>x</sub>-Nb ( $j_c = 3,91$  кА/см<sup>2</sup>,  $\lambda_J = 6,05$  мкм) и  $I_c = 300$  мА для Nb-AlN-NbN ( $j_c = 4,69$  кА/см<sup>2</sup>,  $\lambda_J = 3,23$  мкм),  $c_s = 0,085$  нФ/мкм<sup>2</sup> получены следующие значения:

- Для РДП на основе Nb-AlO<sub>x</sub>-Nb:  $\alpha = 0,00796$  при  $V = 0,5$  мВ (резонансный режим) и  $\alpha = 0,00432$  при  $V = 1,2$  мВ (режим флакс-флоу);
- для РДП на основе Nb-AlN-NbN:  $\alpha = 0,00364$  при  $V = 0,5$  мВ (резонансный режим) и  $\alpha = 0,0245$  при  $V = 1,4$  мВ (режим флакс-флоу).

На рис. 3.12 показана зависимость параметра  $\alpha l = \alpha L / \lambda_J$  для различных структур в двух режимах работы при вычисленных значениях параметра  $\alpha$  от длины РДП. Очевидно, данные зависимости представляют собой прямые, проходящие через ноль и пересекающие уровень значения  $\alpha l = 1$  при некоторых значениях  $L_{max}$  и  $L_{min}$ . Физический смысл величины  $L_{max}$  – это длина, более которой в РДП невозможен резонансный режим работы при данном значении параметра  $\alpha$ , вычисленного в резонансном режиме;  $L_{min}$  – длина, менее которой резонансный режим в работе РДП реализуется даже при напряжениях, больших  $V_{JSC} = V_g / 3$ , для которого параметр  $\alpha$  был рассчитан в режиме «флакс-флоу». Из данного графика получаются величины:

- $L_{max} \approx 760$  мкм и  $L_{min} \approx 140$  мкм для РДП на основе Nb-AlO<sub>x</sub>-Nb;
- $L_{max} \approx 887$  мкм и  $L_{min} \approx 132$  мкм для РДП на основе Nb-AlN-NbN.

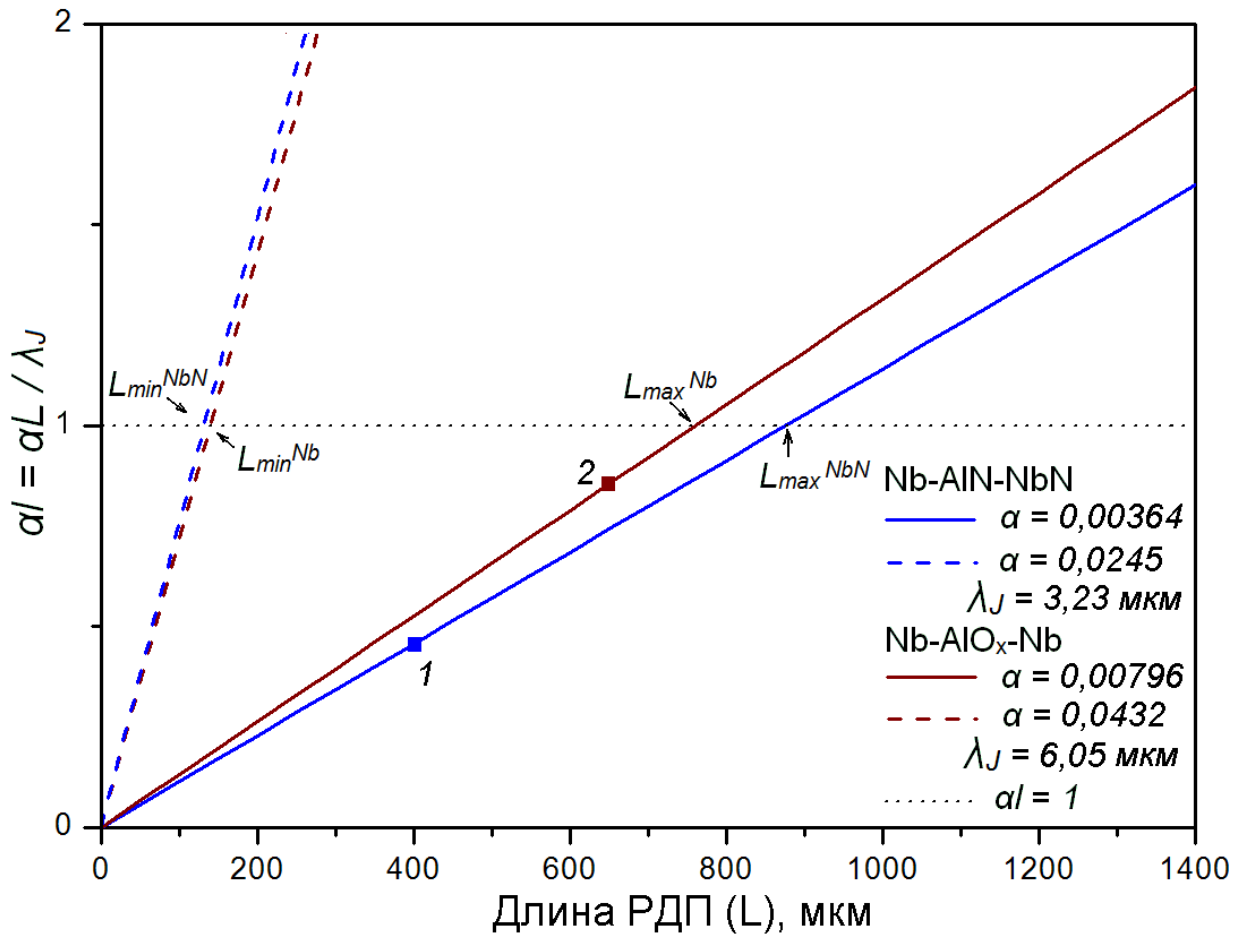


Рис. 3.12. Зависимость параметра  $al = \alpha L / \lambda_J$ , характеризующего режим работы РДП, от длины РДП. Прямая  $al = 1$  характеризует «границу» исчезновения/появления резонансного режима.

Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментом: действительно, для РДП на основе обеих структур (Nb-AlN-NbN и Nb-AlO<sub>x</sub>-Nb) при длине  $L = 700$  мкм резонансный режим имел место быть при напряжениях  $V < V_g/3$ , для которых параметр  $\alpha$  и был вычислен, в то время как для длины  $L = 1000$  мкм резонансный режим был реализован только для структуры Nb-AlN-NbN при напряжениях меньше  $V_g/5$ , где заведомо меньше коэффициент  $\alpha$ . Интересно также отметить тот факт, что параметр затухания  $\alpha$  для переходов на основе Nb-AlN-NbN при характерных условиях меньше, чем для переходов на основе Nb-AlO<sub>x</sub>-Nb. Это объясняется меньшими токами утечки и меньшим затуханием для переходов Nb-AlN-NbN.

В реальных условиях для реализации непрерывной перестройки частоты нет необходимости добиваться полного подавления ступеней Фиске увеличением параметра  $\alpha \cdot l$  до значений больше 1, поскольку, как уже было отмечено раньше, непрерывная перестройка достигается лишь за счет перекрытия ступеней по частоте (см. рис. 3.5 б). Так, точками 1 и 2 на рис. 3.12 отмечены оптимальные для работы в резонансном режиме длины для двух структур, оцененные экспериментально (650 мкм для Nb-AlO<sub>x</sub>-Nb и 400 мкм для Nb-AlN-NbN).

### 3.3 Дифференциальные сопротивления генератора

Поскольку дифференциальные сопротивления РДП по току смещения и току управления магнитным полем ( $R_d$  и  $R_d^{CL}$ ), определяемые соотношениями (2.2), (2.3), являются важными характеристиками генератора, влияющими на ширину линии его излучения [42,58], было проведено исследование их зависимостей от положения рабочей точки как в резонансном режиме работы, так и в режиме «флак-флоу». Измерение проводилось при помощи методики, описанной в разделе 2.2, т.е. не по постоянному току, а в цикле измерения ширины линии генерации. Для представления полной картины зависимости  $R_d$  и  $R_d^{CL}$  от положения рабочей точки на ВАХ были проведены измерения в 6-ти различных «сечениях» вольт-амперной характеристики РДП (см. рис. 3.13): 3 серии измерений в режиме «флак-флоу» ( $V_1 = const$ ,  $I_1 = const$ ,  $I_2 = const$ ) и 3 серии измерений в резонансном режиме ( $V_2 = const$ ,  $I_1 = const$ ,  $I_2 = const$ ). Шкалой цвета на рис. 3.13 (аналогично рис. 3.3) обозначен уровень накачки СИС-смесителя, необходимого для проведения данных измерений.



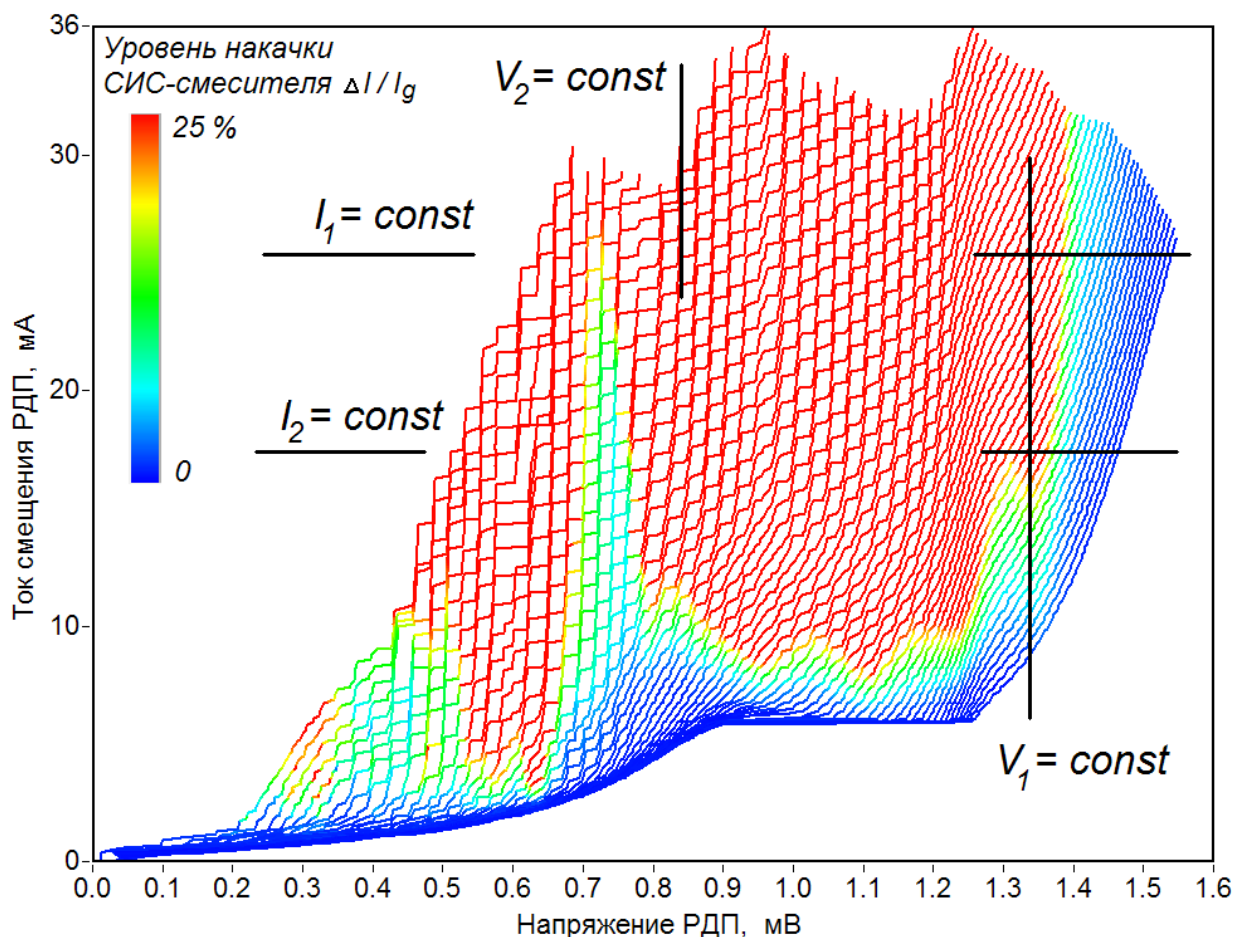
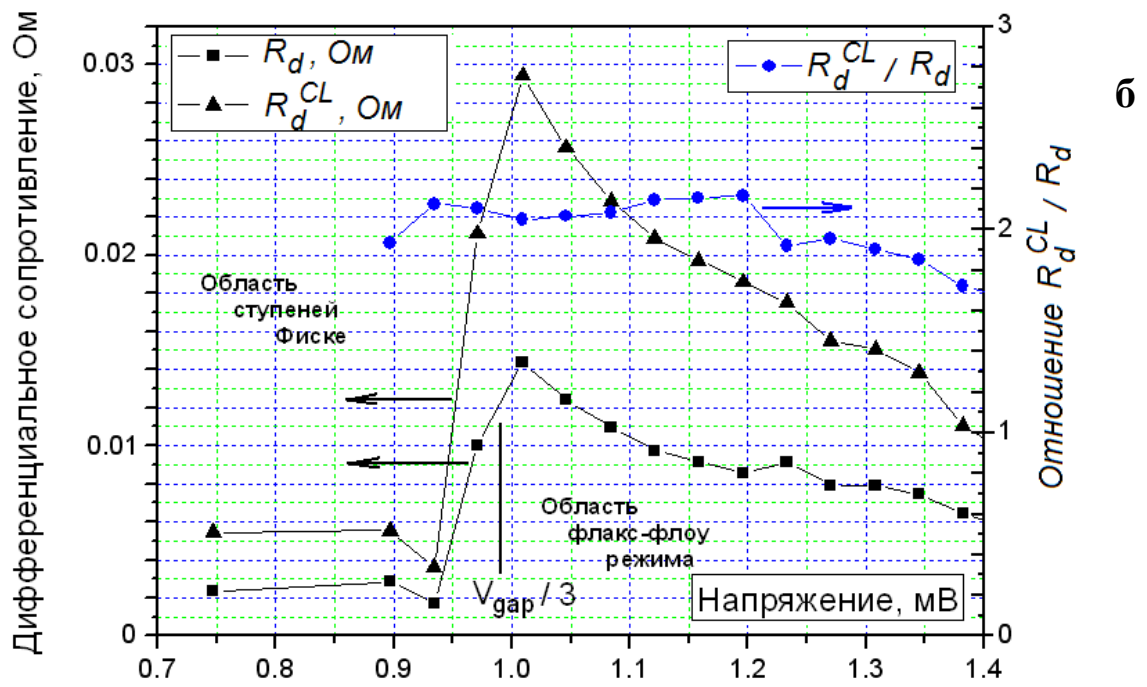
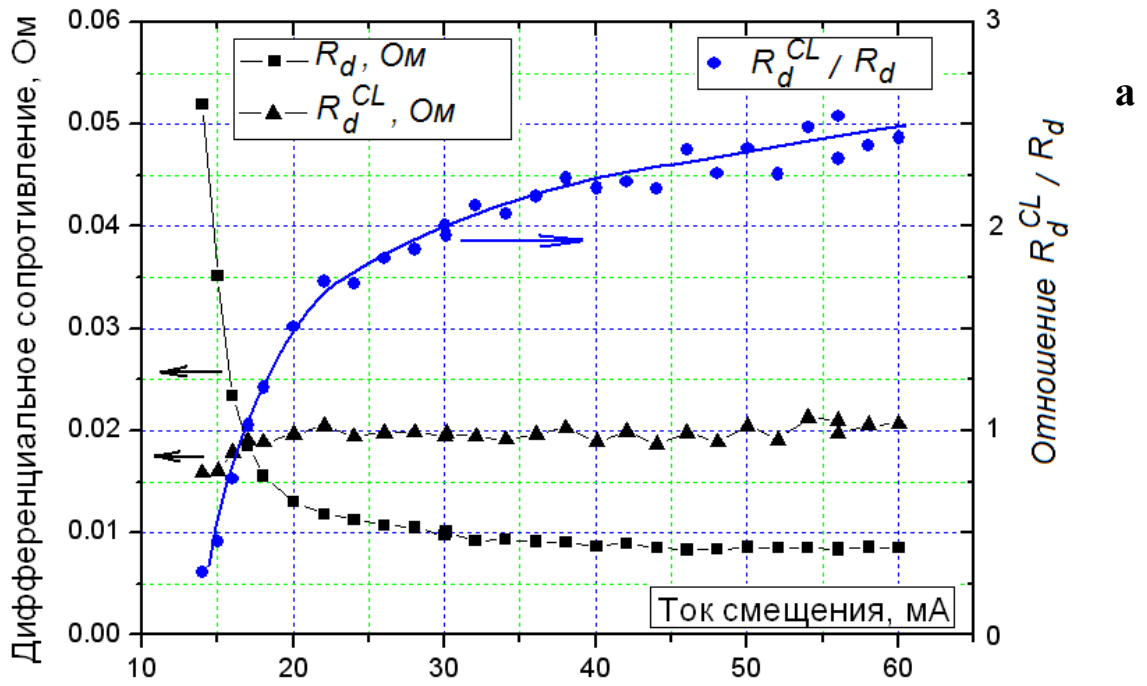


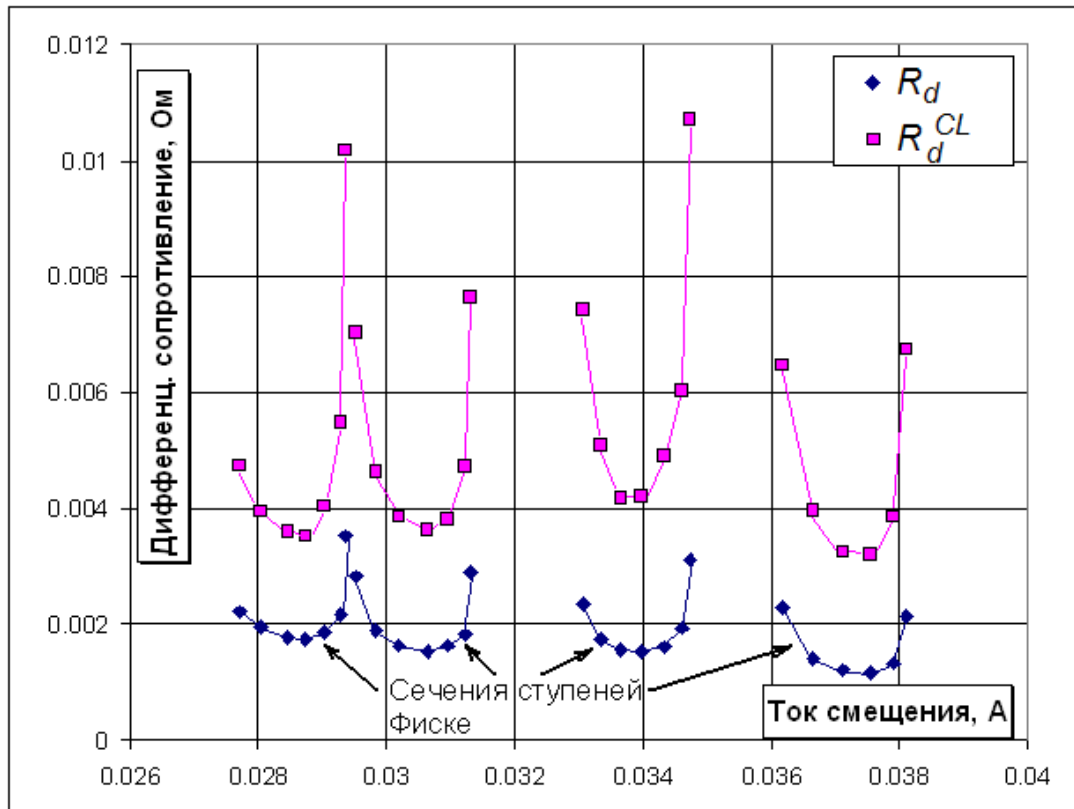
Рис. 3.13. Серия ВАХ РДП с обозначением сечений постоянных токов ( $I_1 = const$ ,  $I_2 = const$ ) и постоянных напряжений ( $V_1 = const$ ,  $V_2 = const$ ), в которых было проведено исследование дифференциальных сопротивлений  $R_d$  и  $R_d^{CL}$  в различных режимах работы генератора.

Результаты исследования дифференциальных сопротивлений приведены на рис. 3.14 а,б,в – для сечений  $V_1 = const$  в режиме «флакс-флоу»,  $I_1 = const$  в обоих режимах и  $V_2 = const$  в резонансном режиме соответственно. Синей кривой на графиках (а), (б) обозначено отношение  $R_d^{CL} / R_d$ . Интересно отметить несколько характерных особенностей дифференциальных сопротивлений, которые видны из рис. 3.14:

- дифференциальное сопротивление по току линии управления магнитным полем ( $R_d^{CL}$ ) практически не зависит от тока при фиксированной частоте генерации;

- дифференциальное сопротивление по току смещения ( $R_d$ ) заметно уменьшается с ростом тока при фиксированной частоте генерации (что, впрочем, заведомо известно из формы ВАХ РДП, как было показано в предыдущем разделе);
- как  $R_d$ , так и  $R_d^{CL}$  уменьшаются с ростом напряжения при неизменном токе в режиме «флакс-флоу», причем уменьшаются коррелированно (их отношение остается постоянным при изменении частоты генерации);
- как  $R_d$ , так и  $R_d^{CL}$  имеют наименьшее значение в центре ступеней Фиске и возрастают к краям независимо от направления движения рабочей точки (при постоянном токе, постоянной частоте генерации или постоянном токе линии управления), при этом их изменение также коррелированно (отношение постоянно);
- характерное значение отношения  $R_d^{CL} / R_d$  составляет порядка  $1 \div 2,5$  при «overlap»-геометрии перехода, характерных длинах РДП порядка 400 мкм и параметре структур  $R_n \cdot S$  порядка  $30-50 \text{ Ом} \cdot \text{мкм}^2$ , и зависит от тока смещения, но не зависит ни от частоты генерации, ни даже от режима работы РДП.





**В**

Рис. 3.14. Графики зависимостей дифференциальных сопротивлений  $R_d$  и  $R_d^{CL}$  в различных областях ВАХ РДП (см. рис. 3.13):  
 а – при постоянном напряжении  $V_1 = \text{const}$  в режиме «флак-флоу»;  
 б – при постоянном токе  $I_1 = \text{const}$  в обеих областях работы генератора;  
 в – при постоянном напряжении  $V_2 = \text{const}$  в резонансном режиме.

## 2.4 Ширина линии излучения генератора

На данный момент не существует стройной теории, описывающей ширину линии генерации распределенных джозефсоновских переходов. Существует «классическое» выражение для сосредоточенного перехода [41]:

$$\delta f = \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} \right)^2 \cdot S_i(0) \cdot R_d^2, \quad (3.10)$$

где  $R_d$  – дифференциальное сопротивление РДП,  $\Phi_0$  – квант магнитного потока  $h/e2$ , а  $S_i(0)$  – плотность низкочастотных токовых флуктуаций через переход. Плотность флуктуаций определяется выражением

$$S_i(0) = \frac{e}{2\pi} \left[ I_{qp} \coth \frac{eV}{2kT} + 2I_s \coth \frac{eV}{kT} \right], \quad (3.11)$$

где  $I_{qp}$  и  $I_s$  – туннельный квазичастичный ток и сверхпроводящий ток (куперовских пар), которые в сумме дают не что иное, как полный ток смещения через переход:  $I_{qp} + I_s = I_B$ . Формула (3.11) описывает нелинейную суперпозицию теплового и дробового шумов, обусловленных физической природой джозефсоновского перехода [41]. Выражение (3.10) имеет наглядный физический смысл: токовые флуктуации в переходе через дифференциальное сопротивление  $R_d$  преобразуются во флуктуации напряжения, которое однозначно связано с частотой генерации (3.2).

Многочисленные эксперименты показывают, что формула (3.10) не позволяет оценить реальную величину ширины линии генерации, демонстрируя расхождение расчетов и экспериментальных результатов более, чем на порядок. Причиной этого является то, что данное выражение описывает лишь собственные шумы джозефсоновского перехода, но не учитывает внешние низкочастотные флуктуации тока в цепи управления и измерения РДП, обусловленные неотъемлемыми шумами в экспериментальной установке. Более того, в недавних работах было показано, что необходимо учитывать также флуктуации тока в линии управления магнитным полем. Действительно, если учесть неоднородное распределение тока через переход [59] и, кроме того, допустить, что часть тока из линии управления протекает через барьер и складывается с туннельным током, то становится очевидным, что флуктуации тока  $I_{CL}$  также вносят вклад в уширении линии генерации. Так, например, в работах [42,58] приведена эмпирическая зависимость вида

$$\delta f = \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} \right)^2 \cdot S_i(0) \cdot [R_d + K \cdot R_d^{CL}]^2, \quad (3.12)$$

учитывающая влияние флуктуаций в линии управления магнитным полем и показывающая согласие с экспериментом при некоторых условиях, где параметр  $K$  определяется из эксперимента. Однако, это выражение тоже не столь хорошо позволяет численно рассчитать ширину линии генерации в различных режимах работы при фиксированном значении параметра  $K$ . Численная модель (3.12) хорошо согласуется с экспериментальными результатами лишь при относительно больших  $R_d$  (в режиме «флак-флоу»), однако в резонансном режиме (при малых  $R_d$ ) реальная ширина линии получается значительно большей, чем рассчитанная. Была также предложена [49, А7] иная зависимость, по-другому учитывающая внешние низкочастотные флуктуации в системе и линейно зависящая от  $R_d$  при малых значениях:

$$\delta f = \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} \right)^2 \cdot S_i(0) \cdot [R_d + K \cdot R_d^{CL}]^2 + \delta f_{low-freq}, \quad (3.13)$$

где уширение линии зачёт внешних флуктуаций  $\delta f_{low-freq}$  определяется выражением

$$\delta f_{low-freq} = \frac{2}{\Phi_0} (R_d + R_d^{CL}) \cdot I_{low-freq}, \quad (3.14)$$

здесь  $I_{low-freq}$  – шумовой низкочастотный ток, обусловленный исключительно экспериментальной установкой и внешними условиями (в том числе техническими наводками). Величина  $I_{low-freq}$  несложным образом определяется из эксперимента в резонансном режиме при малых  $R_d$  и  $R_d^{CL}$ , поскольку первый член в выражении (3.13) зависит от дифференциальных сопротивлений квадратичным образом, а второй член – линейно.

Из формулы (3.12) видно, что параметр  $K$  характеризует степень вклада тока линии управления магнитным полем в ширину линии генерации. Из общих соображений понятно, что ток, пропускаемый через линию

управления (нижний электрод РДП), не везде протекает исключительно через нижний электрод, но частично может также туннелировать через барьер (рис. 3.15) и протекать через другой электрод, давая вклад в уширение линии. Распределение тока в сверхпроводнике определяется не сопротивлением линии  $R$  (которое равняется нулю для сверхпроводящего электрода), а её индуктивностью  $L$ , которая внутри барьера соизмерима с индуктивностью электрода. Из такой модели очевидно, что, чем больше ток  $I_{CL}$ , тем большая его часть протекает через барьер, тем сильнее вклад тока  $I_{CL}$  в уширения линии генерации (как за счет флуктуаций тока  $I_{CL}$  в измерительной системе, так и за счет собственного дифференциального сопротивления  $R_d^{CL}$ ). Таким образом, из общих соображений параметр  $K$  в модели (3.12) должен расти с током  $I_{CL}$ . (а значит и с током  $I_B$ , если измерения проводятся вдоль ВАХ при постоянном напряжении, см. рис. 3.13 – сечения  $V_{1,2} = const$ ).

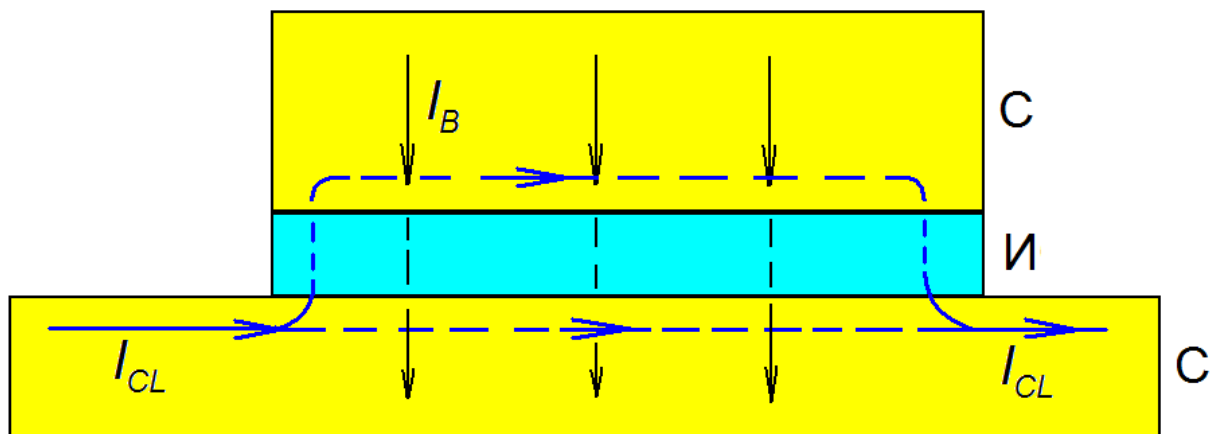
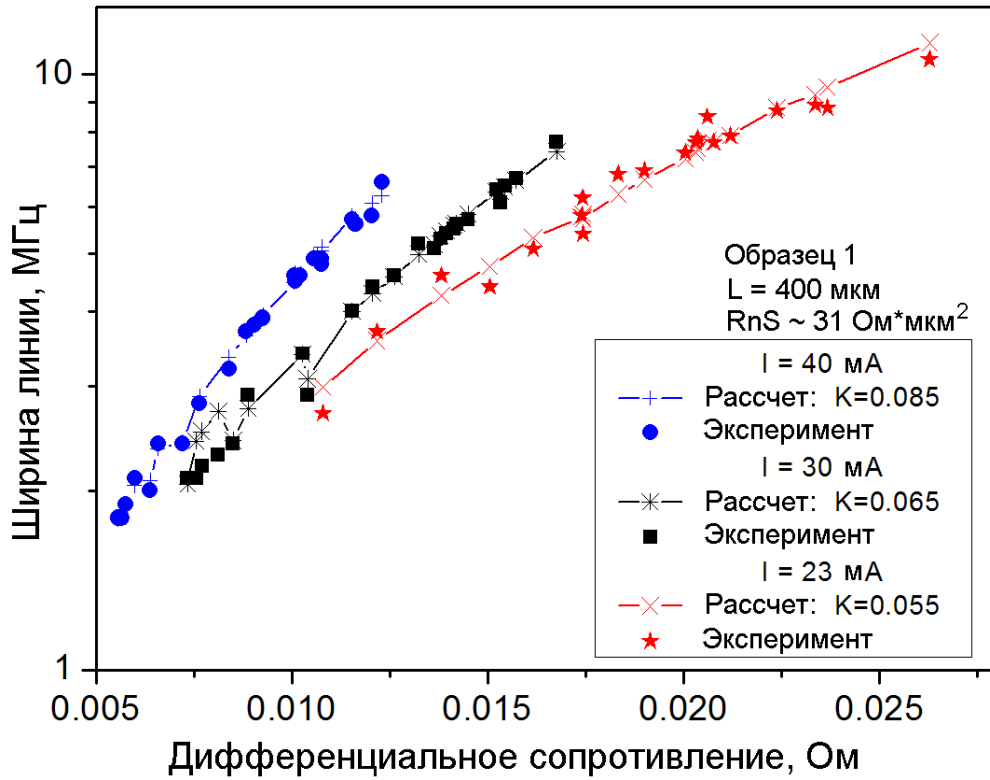


Рис. 3.15. Модель распределения тока линии управления магнитным полем ( $I_{CL}$ ) вдоль перехода, описывающая один из возможных механизмов вклада  $I_{CL}$  в ширину линии генерации. Часть тока  $I_{CL}$  протекает через туннельный барьер.

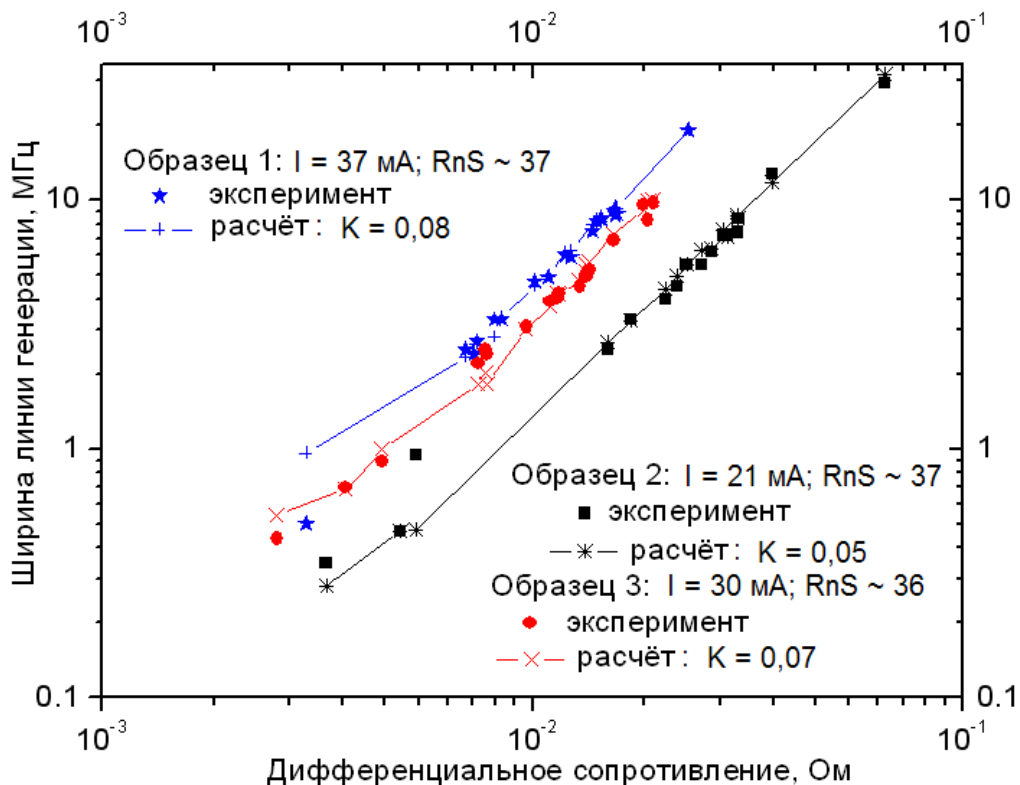
Была проведена серия экспериментов с целью апробации численной модели (3.13)-(3.14) и определения эмпирических параметров  $K$ ,  $I_{low-freq}$ , и

были получены положительные результаты. Кроме того, установлена некоторая зависимость параметра  $K$  от положения рабочей точки. В работе исследована линия генерации нескольких образцов РДП одинаковой геометрии, но с различной плотностью критического тока через переход. Измерения проводились при различных значениях тока смещения как для одного образца, так и для разных образцов. Экспериментальная установка и измерительная методика описаны в разделе 2.1. Цикл исследования спектров излучения РДП позволяет также попутно определять и записывать все величины, входящие в выражения (3.11), (3.13)-(3.14), для расчета ширины линии по предложенной численной модели и сравнения с реальным значением, измеряемым экспериментально. На рис. 3.16а представлен график с экспериментальными и расчетными результатами ширины линии излучения образца РДП длиной 400 мкм и параметром  $R_n \cdot S \approx 31 \text{ Ом} \cdot \text{мкм}^2$  для трех различных токов смещения (23 мА, 30 мА и 40 мА), крупными точками показаны экспериментальные результаты, крестиками с соединительными линиями обозначены расчетные значения. Вычисленное значение тока внешних низкочастотных флуктуаций ( $I_{low-freq}$ ) с хорошей точностью составило 70 нА, а оптимальный для наилучшего соответствия расчета и эксперимента параметр  $K$ , как оказалось, зависит от тока смещения. Так, при токе смещения  $I_B = 23 \text{ мА}$   $K = 0,055$ ; при  $I_B = 30 \text{ мА}$   $K = 0,065$ ; при  $I_B = 40 \text{ мА}$   $K = 0,085$ . Далее, на рис. 3.16 б представлены результаты для трех различных образцов одинаковой геометрии и с разной плотностью критического тока (образцы были изготовлены в разных технологических циклах), серии экспериментов проводились при различных токах смещения для различных образцов. Оптимальные для расчета значения параметра  $K$  оказались практически равными тем, что были получены для образца из рис. 3.16 а, причем снова видна возрастающая зависимость  $K$  от тока смещения. Оба графика демонстрируют хорошее согласие расчета с экспериментом.





а



б

Рис. 3.16. Зависимость ширины линии генерации экспериментальная и рассчитанная по формуле (3.13)-(3.14), учитывающей флуктуации в канале управления магнитным полем и внешние низкочастотные флуктуации тока: а – для измерений одного образца РДП и трех различных токах смещения; б – для измерения трех различных образцов при различных токах смещения.

Таким образом, была предложена и апробирована модель для вычисления ширины линии генерации РДП, определены эмпирические параметры  $K$  и  $I_{low-freq}$ , входящие в численную модель, показана зависимость параметра  $K$  от тока смещения РДП. Этот результат имеет важное практическое значение, поскольку:

- предлагает удобную и достаточно простую численную модель для расчета ширины линии излучения на основе распределенного джозефсоновского туннельного перехода с геометрией типа «overlap» и линией управления магнитным полем, проходящим через нижний электрод;
- позволяет численно оценивать ширину линии генерации такого РДП по сериям вольт-амперных характеристик генератора без проведения достаточно сложно цикла СВЧ-измерений ширины линии с использованием криогенной заливной установки.

### **3.5 Выводы главы**

В данной части диссертационной работы проведено комплексное и всестороннее исследование генератора на основе распределенного джозефсоновского перехода типа СИС с ключевой задачей разработки гетеродина для сверхпроводникового интегрального приемника, работающего в диапазоне до 400 ГГц (где в РДП реализуется резонансный режим работы) с возможностью непрерывной перестройки частоты гетеродина во всей рабочей полосе. Другой важной задачей являлась разработка и апробация универсальной модели для численного расчета ширины линии такого гетеродина. Были получены следующие результаты:

- исследовано множество образцов РДП (более 20) на основе трехслойных структур  $Nb/AlO_x/Nb$  и  $Nb/AlN/NbN$  различной геометрии и плотности критического тока, определены основные электрофизические характеристики таких генераторов;

- исследован резонансный режим работы генераторов, установлено, что для реализации непрерывной перестройки частоты в указанном диапазоне оптимальная длина перехода зависит от типа используемой трехслойной структуры и составляет 600 - 700 мкм для Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb и 400 мкм для Nb/AlN/NbN при параметре  $R_n \cdot S$  порядка 40 - 50 Ом\*мкм<sup>2</sup>;
- проведено сравнение расстояния между ступенями Фиске  $\Delta V_{Fiske}$ , измеренного экспериментально, с теоретическими расчетами, получено хорошее согласие результатов;
- определены характерные значения параметра затухания электромагнитной волны в РДП  $\alpha$  для различных режимов работы генератора, определена «граничная» длина генератора  $L_{max}$ , определяющая условия для реализации резонансного режима (при рассчитанных значениях параметра  $\alpha$ ), получено хорошее согласие экспериментальных и расчетных результатов;
- проведено исследование зависимости дифференциальных сопротивлений РДП по току смещения, а также по току линии управления магнитным полем, дающих прямой вклад в ширину линии излучения, от положения рабочей точки на вольт-амперной характеристике перехода, а также от электрофизических характеристик структуры (результаты подробно описаны в разделе 3.3);
- предложена и апробирована эмпирическая модель для вычисления ширины линии генерации, учитывающая флуктуации в линии управления магнитным полем и внешние низкочастотные флуктуации тока; установлено, что вклад дифференциального сопротивления по току линии управления магнитным полем в ширину линии излучения (параметр  $K$  в первом члене выражения (3.12)) не зависит от напряжения РДП, однако увеличивается с ростом тока смещения.

## Глава 4. Исследование процессов тепловыделения в криогенной системе интегрального ТГц приемника

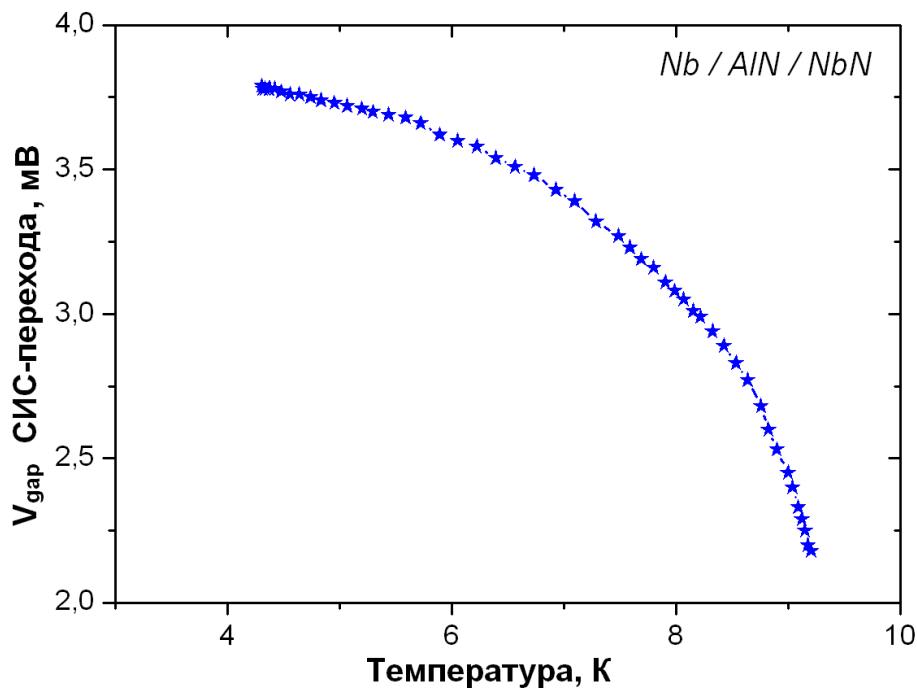
### **4.1 Актуальность исследования**

Для расширения входной полосы СИС-смесителя (а, следовательно, и всего интегрального приемника) требуются туннельные переходы с высокой плотностью туннельного тока субмикронных размеров. Для подавления эффекта Джозефсона (критического тока) в таком СИС-смесителе необходимо пропускать через линию управления токи в десятки мА. Как указывалось в главе 3, для реализации узкой линии генерации РДП также требуется задание токов в десятки мА (как в линию смещения, так и контрольную линию, обеспечивающую задание магнитного тока в переход). Пропускание рабочих токов через электрическую схему неизбежно приводит к тепловыделению в системе, что способно заметно влиять на температурный режим всей криогенной системы. Так, например, при контактном сопротивлении между проволокой (для соединения рабочего элемента СИП с платой управления) и микросхемой  $R_k = 0,02 \text{ Ом}$  и пропускании через контур тока величин  $I = 50 \text{ мА}$ , помимо всего прочего в системе выделяется дополнительное тепло  $P_{heat} = I^2 * R_k = 50 \text{ мкВт}$ . Это может приводить к увеличению температуры в системе на десятые доли К, что заметно влияет на рабочие характеристики сверхпроводниковых элементов. К примеру, вольт-амперная характеристика СИС-перехода значительно зависит от температуры [41,61]: с ростом температуры происходит ухудшение параметра качества  $R_j/R_n$  и уменьшение целевого напряжения  $V_g$ . Вследствие малого изменения формы ВАХ сверхпроводникового генератора гетеродина на основе РДП изменяется положение рабочей точки и, следовательно, частота генерации, после чего требуется подстройка частоты при вновь установившейся рабочей температуре. Более того, с ростом температуры

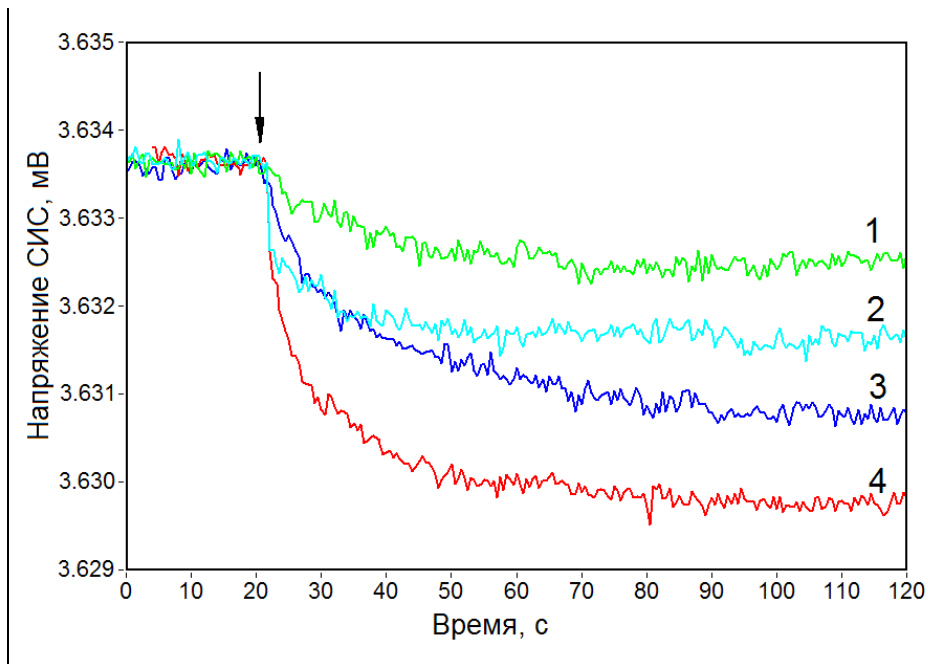
увеличивается ширина линии генерации РДП [58]. Следует отметить, что для большинства низкотемпературных сверхпроводниковых устройств, работающих при температурах порядка жидкого гелия ( $T=4,2 K$  и ниже), очень важным является не только абсолютное значение температуры, но и её стабильность. При сильных колебаниях температуры в системе или перегреве работа всего устройства становится невозможной.

Энергетическая щель сверхпроводника, а, следовательно, и щелевое напряжение СИС-перехода обратным образом зависят от температуры (см рис. 4.1 а для СИС-переходов на основе Nb-AlN-NbN). При пропускании рабочих токов через любой элемент СИП, а также через линию управления магнитным полем ( $I_{CL}$ ), происходит видимое уменьшение щелевого напряжения на величины порядка нескольких  $mK$ . Так, например, при изменении рабочей частоты приемника зачастую необходимо существенное изменение тока  $I_{CL}$ , после чего требуется время порядка 2 минут для стабилизации формы ВАХ (т.е. всего рабочего режима), что неприемлемо для работы СИП на борту аэростата с учётом его удаленного управления. Динамика изменения во времени щелевого напряжения при включении тока через линию управления магнитным полем гетеродина и тока смещения гетеродина показана на рис. 4.1 б, стрелкой на графике обозначен момент включения токов, а величина шума говорит о том, что погрешность измерения напряжения составляет доли  $mK$ . При изменении формы ВАХ меняются и параметры рабочей точки на ВАХ, при этом происходит изменение частоты генерации гетеродина, пропорциональной напряжению (2.4). Это говорит об ощутимом тепловыделении в системе вследствие лишь пропускания рабочего тока через любой рабочий элемент, именно поэтому вопрос о тепловыделении представляется актуальным.

В данной главе диссертационной работы проведено исследование процессов тепловыделения в криогенной системе сверхпроводникового интегрального приемника с целью определения основных источников тепла и минимизации тепловыделения в системе, отрицательно влияющего на характеристики и возможности функционирования СИП.



**а**



**б**

Рис. 4.1. Влияние температуры на характеристики сверхпроводникового устройства:

а – зависимость щелевого напряжения туннельного СИС-перехода на основе Nb/AIN/NbN от температуры;

б - График изменения щелевого напряжения СИС-смесителя во времени при задании некоторых значений токов в момент, обозначенный стрелкой:

1 –  $I_{CL} = 60 \text{ mA}$ ; 2 –  $I_B = 60 \text{ mA}$ ; 3 –  $I_{CL} = 90 \text{ mA}$ ; 4 –  $I_B = 90 \text{ mA}$ ;

#### **4.2. Определение вклада в тепловыделение проволок, обеспечивающих контакт интегральной микросхемы с платой управления**

Концепция сверхпроводникового интегрального приемника и его практическое применение были описаны в разделе 1.2. Блок-схема управления основными элементами СИП изображена на рис. 4.2: цифрами обозначены собственно элементы, буквами – каналы управления и измерения значений параметров схемы. Конструктивно контактные площадки элементов СИП соединяются с платой задания и измерения токов смещения (платой управления) посредством тонких проволок диаметром 25 мкм и длиной порядка 1-2 мм (рис. 4.3 а), изготовленных из алюминия с малой примесью кремния. Соединение обеспечивается при помощи специального прибора, осуществляющего ультразвуковую сварку проволоки к поверхности, такой метод называют «бондированием» (англ. *bonding* – соединение сваркой). Для надёжного обеспечения контакта и уменьшения сопротивления (а в канале ПЧ – и индуктивности) большинство соединений осуществляется сразу тремя параллельными проволоками (рис. 4.3 б). Контактные площадки элементов СИП и платы смещения покрыты золотом.

Как было отмечено ранее, для успешного функционирования генератора на основе РДП спроектирована линия управления магнитным полем через переход, которая конструктивно представляют собой сверхпроводящую пленку из ниобия. Такая линия управления предусмотрена и для СИС-смесителя, созданная в целях подавления критического тока. Таким образом, в системе управления приёмником имеется 5 независимых каналов управления токами и напряжениями элементов: ток смещения РДП, ток линии управления магнитным полем через РДП, напряжение СИС-смесителя, ток линии управления магнитным полем через СИС-смеситель, напряжение дополнительного гармонического СИС-смесителя. Помимо каналов задания имеются независимые каналы измерения всех необходимых параметров системы: ток через СИС-смеситель, напряжение на РДП, ток

через гармонический смеситель. В рамках данного исследования гармонический смеситель не использовался. В табл. 3 приведены характерные значения токов и напряжений через основные элементы СИП в рабочем режиме.

Таблица 3. Характерные параметры элементов приемника в рабочем режиме.

Ток смещения гетеродина на основе РДП, $I_B$ (мА)	20-50
Ток линии управления магнитным полем через РДП, $I_{CL}$ (мА)	30-70
Напряжение РДП, $V_B$ (мВ)	0,8-1,3
Напряжение смещения СИС-смесителя, $V_{СИС}$ (мВ)	2-3
Ток через СИС-смеситель, $I_{СИС}$ (мА)	0,01-0,3
Ток управления магнитным полем через СИС-смеситель, $I_{CL-SIS}$ (мА)	25-35

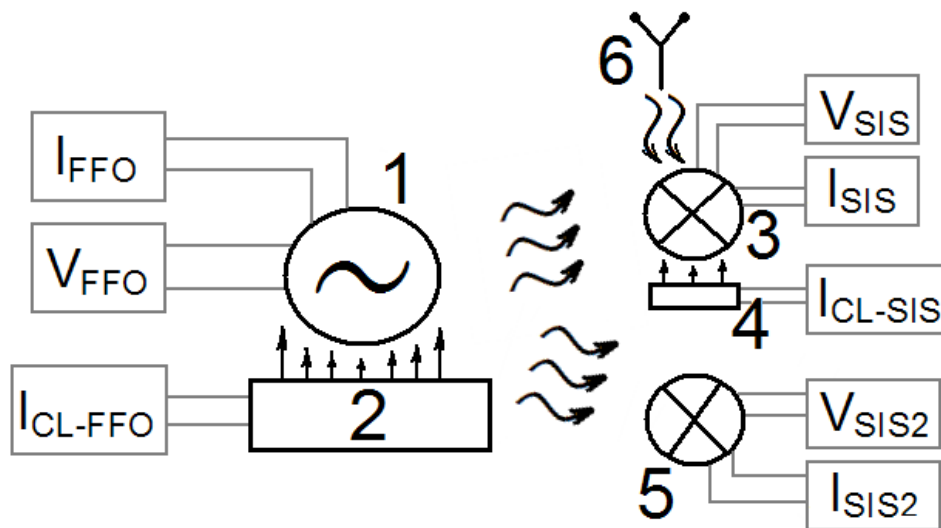


Рис. 4.2. Блок-схема основных элементов интегрального приемника: 1 – РДП,  $I_B$  – канал управления током смещения РДП,  $V_B$  – канал измерения напряжения РДП, 2 – линия управления магнитным полем через РДП,  $I_{CL}$  – канал задания тока через линию управления магнитным полем, 3 – СИС-смеситель,  $V_{СИС}$  – канал управления напряжением смещения СИС-смесителя,  $I_{СИС}$  – канал измерения тока через СИС-смеситель, 4 – линия управления магнитным полем через СИС-смеситель,  $I_{CL-SIS}$  – канал задания тока через линию управления магнитным полем, 5 – гармонический СИС-смеситель,  $V_{СИС2}$  и  $I_{СИС2}$  аналогичны  $V_{СИС}$  и  $I_{СИС}$  соответственно, 6 – приемная антенна. Волнистыми стрелками обозначен СВЧ-сигнал 500-700 GHz, прямыми стрелками обозначено постоянное магнитное поле.



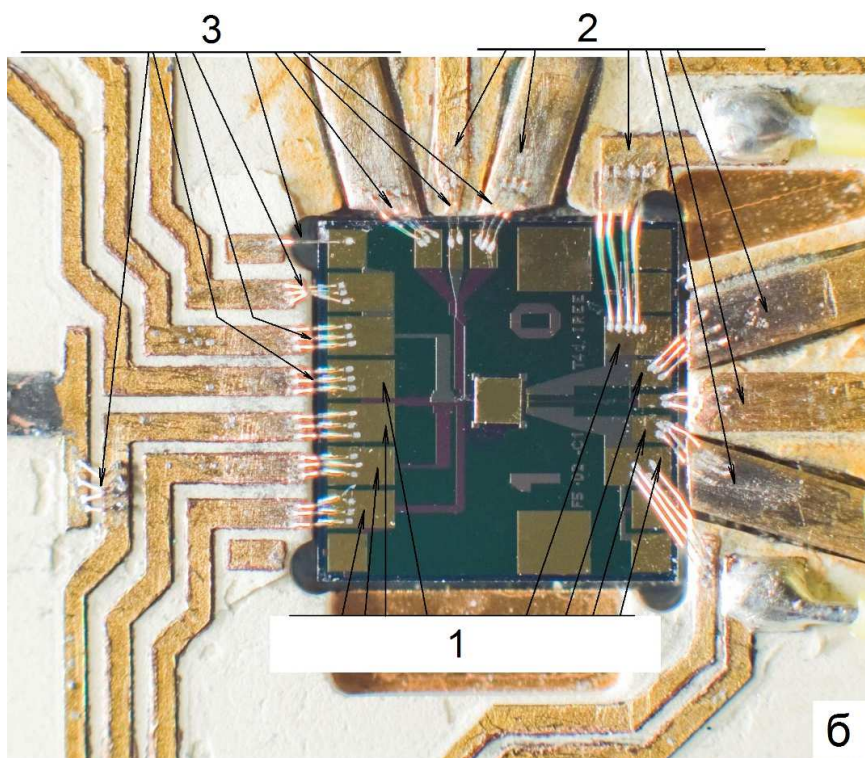
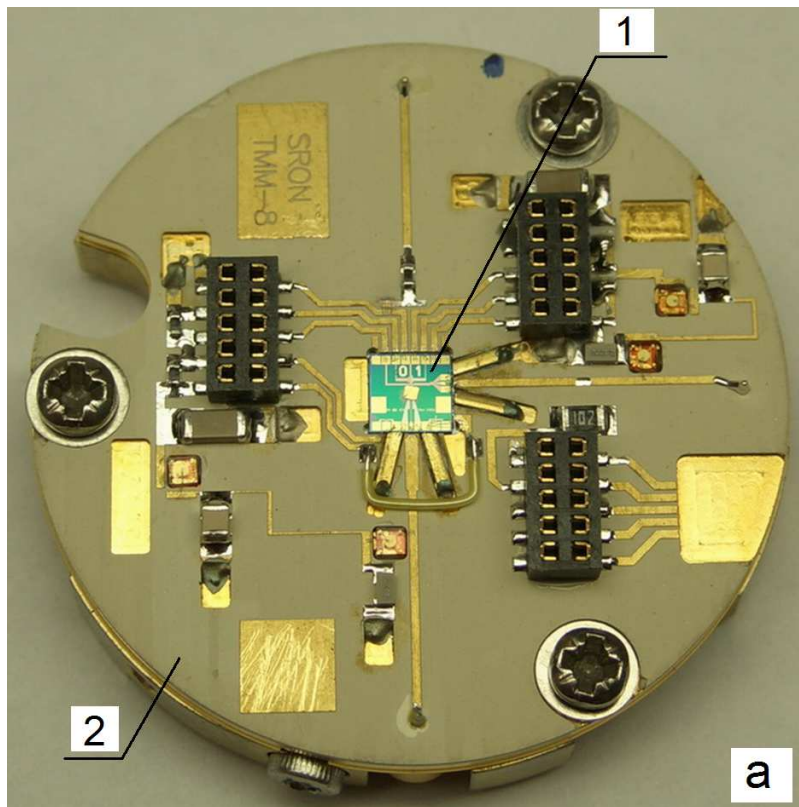


Рис. 4.3. а - фотография микросхемы сверхпроводникового интегрального приемника (1), установленного на плате смещения (2); б - фотография микросхемы сверхпроводникового интегрального приемника, позолоченные контактные площадки (1) которой соединены с медными площадками (2) платы смещения при помощи алюминиевых проволок (3).

Поскольку линия управления магнитным полем является плёнкой из сверхпроводника и не имеет сопротивления, тепловыделение вследствие пропускания тока через линию вызвано падением напряжения либо на проволоке вблизи микросхемы, либо на контактном сопротивлении «проволока-площадка». Непосредственное измерение тепловыделения, вносимого проволоками, а также измерение контактного сопротивления при данной конструкции не представляется возможным. Это потребовало бы интегрирования в систему дополнительной комплексной системы, имеющей, в свою очередь, собственные контактные подводы, сопротивление которых снова представлялось бы невозможным учесть. Объективным и наиболее чувствительным параметром температуры системы, а значит и индикатором выделяемой мощности, является щелевое напряжение СИС-перехода. Таким образом, определение сопротивления, вносимого проволоками, осуществляется косвенным методом посредством измерения уменьшения щелевого напряжения.

При протекании через РДП тока смещения  $I_B$  и наличии на переходе напряжения  $V_B$  выделяется мощность  $P_{РДП} = I_B V_B$ , основная часть которой выделяется в виде тепла в переходе. Небольшая часть мощности покидает переход в виде микроволнового излучения  $P_{MW}$  порядка  $0,5 \div 1$  мкВт [33,34] вследствие Джозефсоновской генерации, которая затем поглощается в согласующих структурах и СИС-смесителе. Оценка величины  $P_{РДП}$  даёт  $I_B \cdot V_B \approx 30 \text{ мА} \cdot 1 \text{ мВ} = 30 \text{ мкВт}$ , что почти на два порядка превосходит мощность  $P_{MW}$ , поэтому последней в данном случае можно пренебречь ( $P_{MW} \ll P_{FFO}$ ) и считать, что вся мощность, падающая на СГГ, выделяется в виде тепла в переходе. Кроме того, вследствие внесения в систему дополнительных проволок, обеспечивающих электрический контакт, при пропускании тока смещения  $I_B$  выделяется тепловая мощность  $P_{bond} = I_B^2 R_{bond,eff}$ , где  $R_{bond,eff}$  – некоторое эффективное сопротивление, вносимое системой проволок. Следует учесть, что измерение ВАХ РДП

происходит по 4х-точечной схеме, при этом через канал измерения напряжения  $V_B$  текут токи, пренебрежимо малые по сравнению с  $I_B$ . Таким образом, когда через СГГ протекает ток  $I_B$  и имеется напряжение  $V_B$ , в системе выделяется суммарная тепловая мощность

$$P_1 = P_{РДП} + P_{bond} = I_B V_B + I_B^2 R_{bond,eff} \quad (4.1)$$

Теперь, пусть ток смещения через РДП отсутствует ( $I_B = 0$ ), при этом приложен ток через линию управления магнитным полем  $I_{CL} \neq 0$ . В таком случае вся тепловая мощность выделяется исключительно вследствие эффективного сопротивления  $R_{bond,eff}$ , вносимого проволоками в линию управления магнитным полем, и равняется

$$P_2 = P_{bond} = I_{CL}^2 R_{bond,eff} \quad (4.2)$$

Поскольку в качестве индикатора выделяемой тепловой мощности в системе используется непосредственно измеряемое щелевое напряжение СИС-перехода  $V_g$ , при одинаковых изменениях  $V_g$ , вызванных независимым пропусканием тока  $I_B \neq 0$  при  $I_{CL} = 0$  и тока  $I_{CL} \neq 0$  при  $I_B = 0$ , можно приравнять выделяемые мощности  $P_1 = P_2$ , или

$$I_B V_B + I_B^2 R_{bond,eff} = I_{CL}^2 R_{bond,eff} , \quad (4.3)$$

откуда находится формула для определения эффективного сопротивления  $R_{bond,eff}$ :

$$R_{bond,eff} = \frac{I_B V_B}{I_{CL}^2 - I_B^2} . \quad (4.4)$$

Это выражение справедливо при каждом отдельно взятом и фиксированном щелевом напряжении СИС-перехода.

Следует отметить, однако, что равенство (4.3) записано в предположении того, что мощность, выделяемая в РДП, и мощность, выделяемая в области контактных площадок при пропускании тока через линию управления магнитным полем, в одинаковой степени влияют на температуру СИС-смесителя. В действительности мощность РДП оказывает

большее влияние, поскольку генератор пространственно расположен ближе к СИС-смесителю, чем контактные площадки микросхемы. Различную степень влияния тепловых источников на СИС-смеситель можно учесть, например, посредством введения некоторого поправочного коэффициента при члене  $P_{РДП}$ , который заведомо больше единицы, тогда (4.4) переписется в виде

$$R_{bond,eff} = \frac{A \cdot I_B V_B}{I_{CL}^2 - I_B^2}, \quad (4.5)$$

где  $A > 1$ . Для точного определения параметра  $A$  и его зависимости от параметров системы необходимо решать двумерное стационарное уравнение теплопроводности вида

$$\Delta T(\vec{r}) = -\frac{f(\vec{r})}{D}, \quad (4.6)$$

с заданными граничными условиями, где  $f(\vec{r})$  – функция, описывающая источники тепла,  $D$  – коэффициент теплопроводности, а  $\Delta \equiv \nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$  – двумерный оператор Лапласа. Решение такой задачи не представляется возможным по ряду причин. Во-первых, крайне сложна постановка граничных условий, описывающих столь комплексную многоэлементную распределённую систему. Во-вторых, коэффициенты теплопроводности используемых материалов при температуре порядка 4,2 К неизвестны. В переносе тепла возможно участие двух каналов: через подложку микросхемы на основе кремния либо через электрод на основе ниобия. Автор исследования полагает, что основная часть тепла от РДП и области контактных площадок микросхемы до СИС-смесителя поступает через подложку, поскольку сверхпроводящий ниобий должен обладать заметно меньшим коэффициентом теплопроводности, чем высокоомный кремний, который имеет высокую теплопроводность при гелиевых температурах. Общий вид решения уравнения типа (4.6) в двумерном случае с одним источником тепла и простейшим граничным условием  $T(x_0, y_0) = T_0$  известен:

$$T(\vec{r}) \sim T_1 \exp\left(-\frac{|\vec{r}|^2}{a^2}\right), \quad (4.7)$$

где коэффициент  $a$  зависит от коэффициента теплопроводности  $D$ , а величина  $T_1$ , кроме того, от граничного условия и функции источника тепла  $f(\vec{r})$ .

В данной работе поправка к определению  $R_{bond,eff}$  с учётом различного влияния тепловых источников была учтена посредством введения в правой части выражения (4.3) некоего отрицательного члена, не влияющего на щелевое напряжение СИС-смесителя и компенсирующего разницу в степени влияния различных тепловых источников на СИС-смеситель. Таким образом, выражение (4.4) является оценкой снизу искомого сопротивления. Величина необходимой поправки к приближению (4.3), а также оценка величины  $R_{bond,eff}$  сверху, будут определены из эксперимента.

Для определения вклада контактного сопротивления в общее эффективное сопротивление  $R_{bond,eff}$ , вносимое системой проволок в каналы задания токов смещения и управления магнитным полем, необходимо его пересчитать в эффективное сопротивление, вносимое единичной проволокой  $R_{bond,single}$ , а также знать сопротивление самой проволоки  $R_{wire,single}$ . Из фотографии на рис. 4.3 б видно, что проволоки практически идентичны по длине, следовательно, вносят одинаковый вклад в сопротивление каналов управления токами. Схема подключения линий управления магнитным полем и током смещения РДП к плате смещения показана на рис. 4.4 а, б. С учётом того, что ток  $I_{V-РДП}$ , идущий в цепи измерения напряжения через переход, много меньше тока  $I_{B-РДП}$  в цепи задания тока через переход, схемы подключения аналогичны друг другу. Таким образом, эквивалентная схема включения проволок в каналы управления токами представляет собой два последовательно соединённых блока из трёх параллельно включённых сопротивлений  $R_{bond,single}$  (см. рис. 4.4 в), что даёт результирующее сопротивление  $R_{bond,eff} = 2 R_{bond,single} / 3$ , откуда

$$R_{\text{bond,single}} = \frac{3}{2} R_{\text{bond,eff}} . \quad (4.8)$$

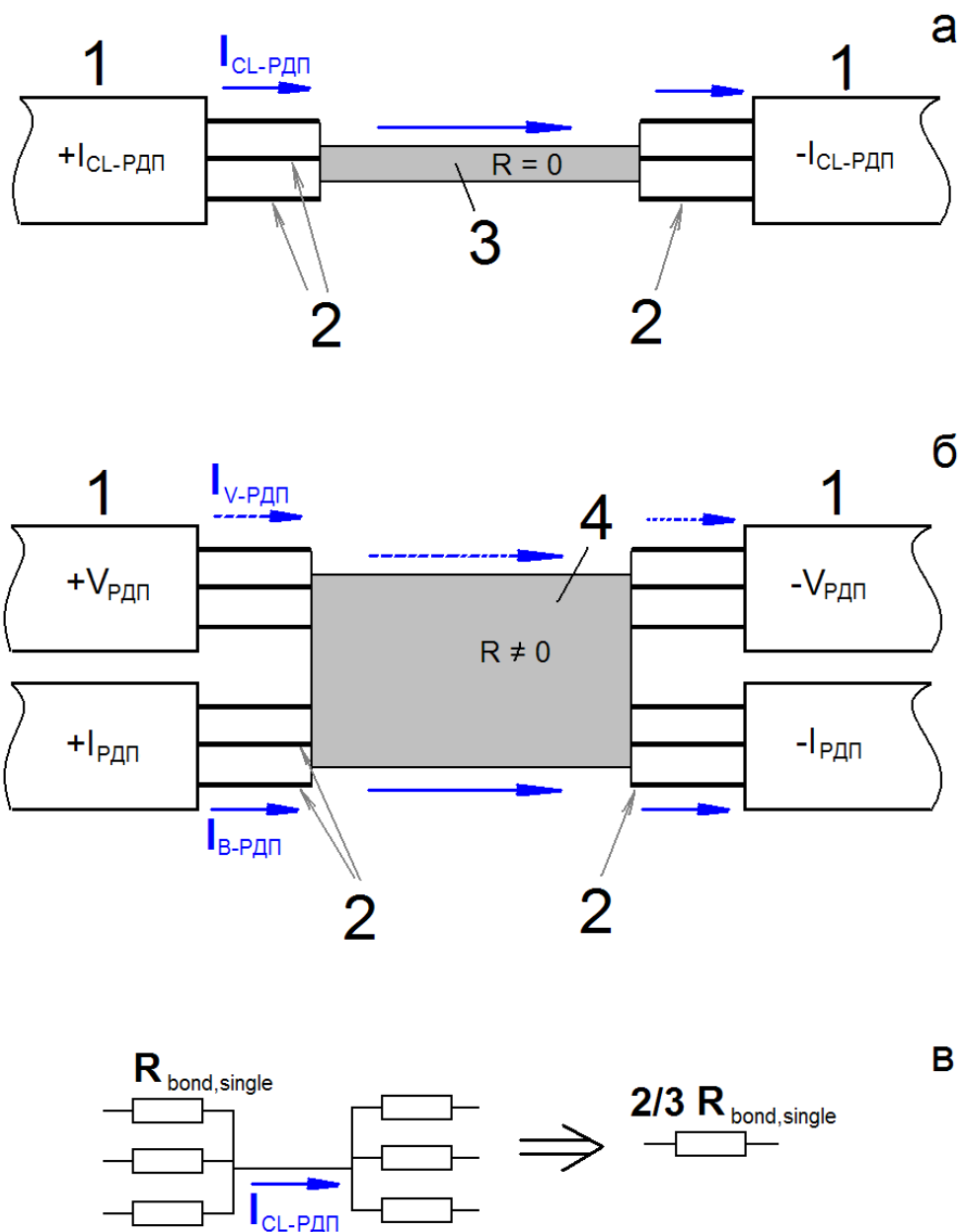


Рис. 4.4. Схема подключения к плате смещения а – канала линии управления магнитным полем, б – каналов управления током и измерения напряжения смещения; в – эквивалентная схема системы проволок для обеспечения контакта в канале управления магнитным полем (током смещения)

- 1 – контактные площадки платы смещения;
- 2 – проволоки для обеспечения электрического контакта, каждая с сопротивлением  $R_{\text{bond,single}}$ ;
- 3 – линия управления магнитным полем на основе сверхпроводящей микрополосковой линии;
- 4 – сверхпроводниковый генератор гетеродина на основе распределённого СИС-перехода,  $I_{V\text{-РДП}} \ll I_{B\text{-РДП}}$

На рис. 4.5 показана типичная экспериментальная ВАХ СИС-смесителя (а), а также продемонстрировано уменьшение щелевого напряжения при пропускании тока через линию управления магнитным полем РДП и тока смещения (б). Далее, на рис. 4.6 представлены экспериментально измеренные зависимости щелевого напряжения СИС-смесителя от тока линии управления магнитным полем через РДП и тока смещения РДП соответственно. Наблюдаемое смещение щелевого напряжения начинается не с нулевого тока линии управления, а с некоторого значения  $I_{CL0}$ , приблизительно равного 20 мА (см. рис. 4.6). Это объясняется тем, что тепловая мощность, выделяемая в области контактных площадок микросхемы, не достигает СИС-перехода, рассеиваясь в подложку. Теперь можно оценить величину поправки  $P_0$  к приближению (4.3) исходя из значения мощности, не влияющей на температуру СИС-смесителя. Поскольку мощность, выделяемая в канале задания тока управления, заметно влияет на температуру СИС-смесителя лишь начиная со значения тока  $I_{CL0}$ , то справедливо оценить мощность  $P_0$  при некотором пороговом значении тока  $I_{CL}$  как  $P_0 = I_{CL0}^2 \cdot R_{bond,eff}$ , тогда (18) переписывается в виде

$$I_B V_B + I_B^2 R_{bond,eff} = I_{CL}^2 R_{bond,eff} - P_0, \quad (4.9)$$

что дает поправку в знаменателе в выражении (4.4):

$$R_{bond,eff} = \frac{I_B V_B}{I_{CL}^2 - I_B^2 - I_{CL0}^2}. \quad (4.10)$$

В диапазоне токов  $I_{CL} = 60 \div 100$  мА изменение щелевого напряжения  $\Delta V_g$  составляет порядка 1-4 нВ (см. рис. 4.6), аналогичный сдвиг наблюдается при токах смещения  $I_B = 40 \div 90$  мА. Это даёт возможность оценить искомое сопротивление  $R_{bond,eff}$  при помощи формул (4.4) и (4.10), при этом необходимо знать вольт-амперную характеристику РДП при отсутствии тока через линию управления магнитным полем. Вольт-амперная характеристика сосредоточенного СИС-перехода при известных технологических параметрах с высокой степенью точности вычисляется аналитически, однако, для

распределённого перехода это едва ли представляется возможным вследствие значительного тепловыделения в переходе и резкой зависимости характеристики от температуры. Поэтому, в рамках данного исследования использована экспериментально измеренная ВАХ, представленная на рис. 4.7. При токах выше  $100 \text{ мА}$  и щелевом напряжении на ВАХ имеется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением, возникающий вследствие выделяемой тепловой мощности в переходе, т.е. в данном случае, «самонагрева» РДП. Интересен также тот факт, что щелевое напряжение РЖП, равное  $3,4 \text{ мВ}$ , несколько ниже, чем СИС-смесителя, несмотря на то, что технологически туннельные структуры Nb/AlN/NbN обоих переходов изготавливаются в едином цикле и потому идентичны. Это также объясняется эффектом «самонагрева» туннельного перехода: характерная мощность, выделяемая в РДП при щелевом напряжении  $P_{FFO,gap} \approx 100 \text{ мА} \cdot 3,4 \text{ мВ} = 340 \text{ мкВт}$  на три порядка превосходит ту же величину для СИС-смесителя  $P_{SIS,gap} \approx 150 \text{ мкА} \cdot 3,6 \text{ мВ} = 540 \text{ нВт}$ .

Результат вычисления  $R_{bond,eff}$  представлен в табл. 4. Таким образом, эффективное сопротивление, вносимое в один измерительный канал сверхпроводникового генератора гетеродина на основе РДП проволоками для обеспечения электрического контакта, составляет, по меньшей мере, величину порядка  $0,1 \text{ }\Omega$  в соответствии с оценкой (4.4), и достигает  $0,13 \text{ }\Omega$  в соответствии с оценкой (4.10), погрешность результата составляет не более 15%. Следует отметить также, что при использовании оценки (4.4) величина  $R_{bond,eff}$  растёт с увеличением  $\Delta V_g$ , в то время как оценка (4.10) даёт случайный разброс от средней величины, поэтому такой результат качественно достовернее.



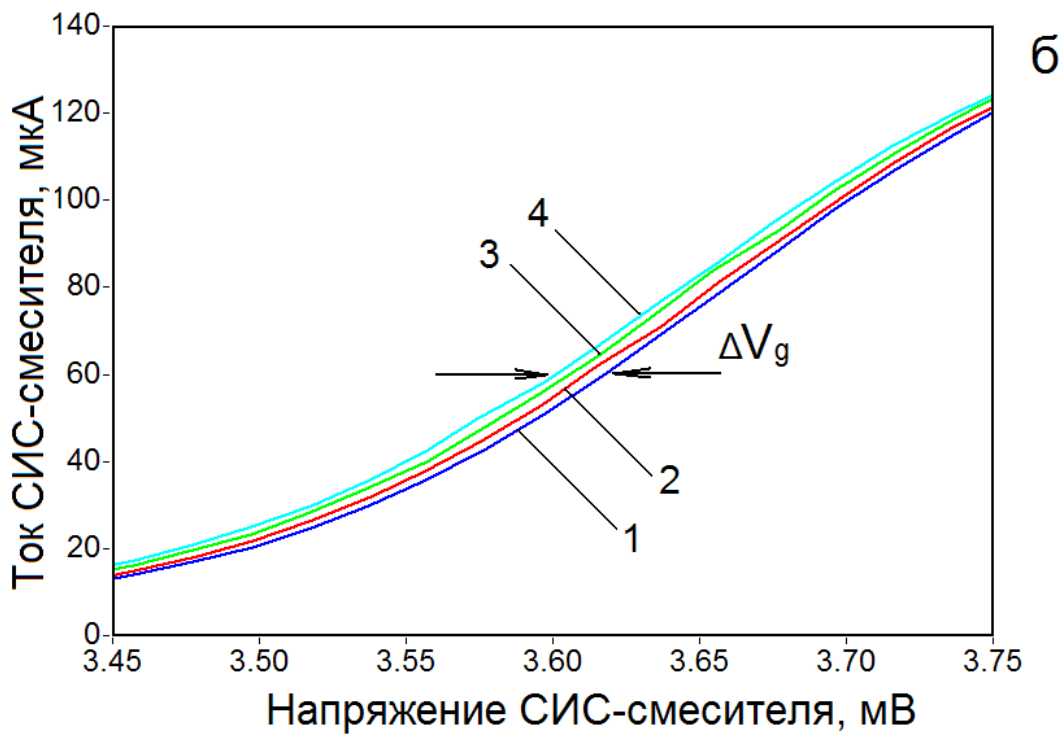
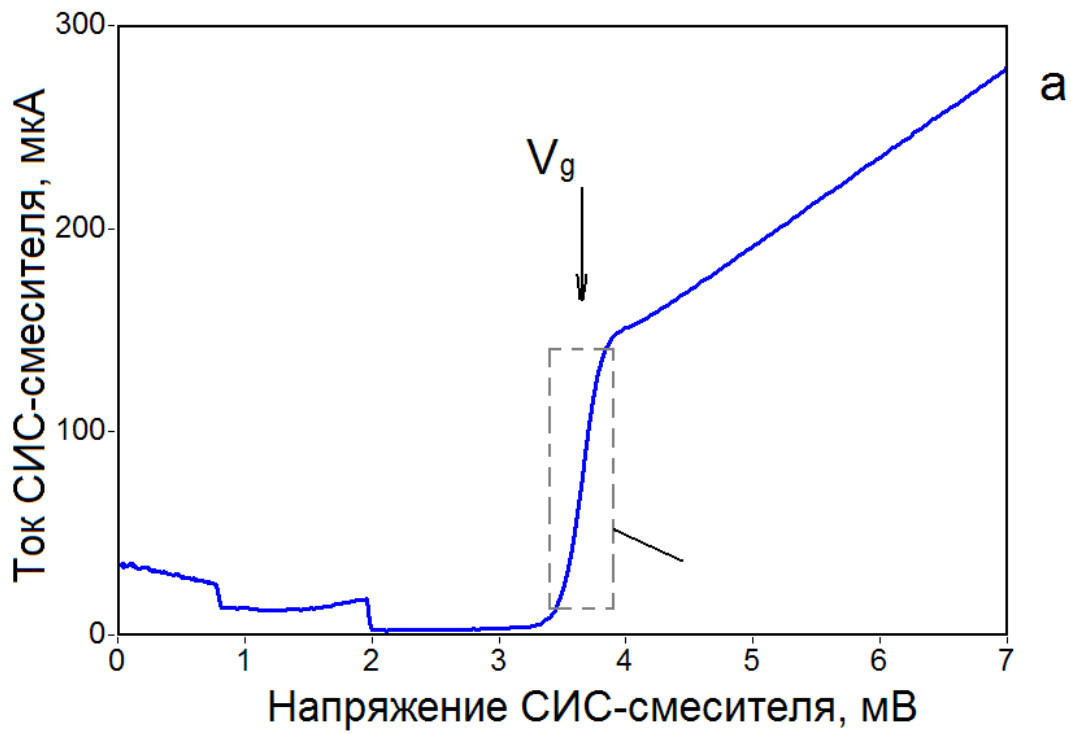


Рис. 4.5. а – ВАХ СИС-перехода,  $V_g = 3,634$  мВ – щелевое напряжение;

б – ВАХ в выделенной области большего масштаба при различных параметрах РДП:

1 –  $I_{CL} = 0$ ;  $I_B = 0$ ;  $V_B = 0$ ;  $V_g = 3,634$  мВ

2 –  $I_{CL} = 90$  мА;  $I_B = 0$ ;  $V_B = 0$ ;  $V_g = 3,631$  мВ

3 –  $I_{CL} = 0$  мА;  $I_B = 90$  мА;  $V_B = 3,4$  мВ;  $V_g = 3,630$  мВ

4 –  $I_{CL} = 90$  мА;  $I_B = 90$  мА;  $V_B = 3,4$  мВ;  $V_g = 3,624$  мВ

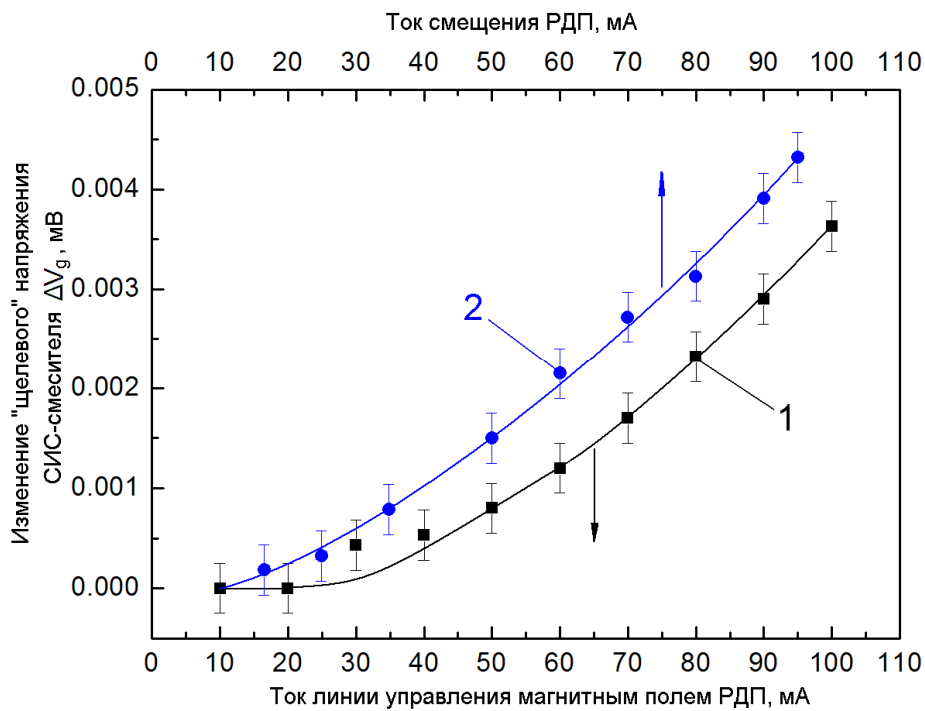


Рис. 4.6. Зависимость сдвига щелевого напряжения СИС-смесителя от тока линии управления магнитным полем (1) и тока смещения РДП (2). Кривые проведены через экспериментальные точки для наглядного представления.

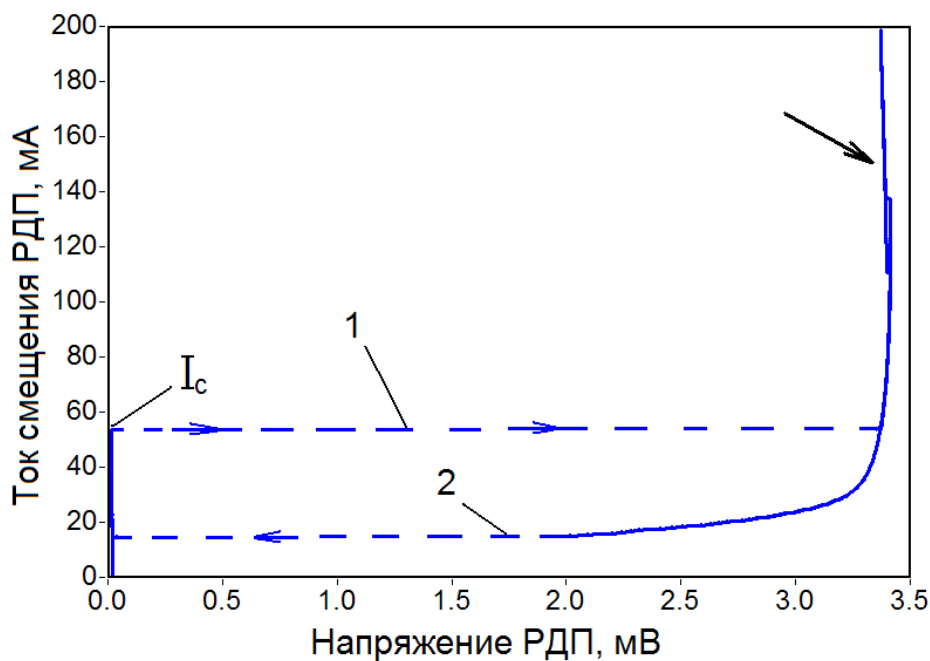


Рис. 4.7. Вольт-амперная характеристика СГТ при нулевом внешнем магнитном поле: 1 – прямая ветвь, 2 – обратная ветвь. Критический ток  $I_c = 55 \text{ mA}$ . Пунктирными прямыми обозначены области «скачков» с ветви критического тока на нормальную ветвь (1) и обратно (2). Стрелкой обозначена область с отрицательным дифференциальным сопротивлением  $R_d < 0$ .

Таблица 4. Результаты определения вклада в сопротивление каналов управления системой проволок, обеспечивающих электрический контакт. Представлены не все расчётные точки.

$CIS \Delta V_g, \text{ нВ}$	$R_{bond,eff}, \Omega$ приближение (4.4)	$\langle R_{bond,eff} \rangle, \Omega$ приближение (4.4)	$R_{bond,eff}, \Omega$ приближение (4.10)	$\langle R_{bond,eff} \rangle, \Omega$ приближение (4.10)
2	0,096	0,109 ± 0,014	0,119	0,132 ± 0,016
2,5	0,094		0,113	
3	0,106		0,128	
3,5	0,112		0,132	
4	0,127		0,121	

Поскольку в рамках данного исследования не производится вычисления точного значения коэффициента  $A$  в выражении (4.5) в силу сложности постановки задачи теплопроводности, а используется эмпирическое приближение (4.10), следует обозначить также верхний предел возможной величины  $R_{bond,eff}$ . В противном случае, казалось бы, величина  $R_{bond,eff}$  может быть сколь угодно большой в зависимости от значения  $A$ . Известно, что ток через линию управления магнитным полем  $I_{CL,0} = 20 \text{ мА}$  не приводит к сдвигу щелевого напряжения (см. рис. 4.6), в то время как практически такой же ток смещения через РДП  $I_{B,0} = 17 \text{ мА}$  уже приводит к видимому изменению щелевого напряжения. Поэтому, мощность, выделяемая в первом случае, заведомо не превосходит мощности, выделяемой во втором случае, а именно:

$$I_{CL,0}^2 R_{bond,eff} < I_{B,0}^2 R_{bond,eff} + I_{B,0} \cdot V_{B,0},$$

что дает оценку сверху  $R_{bond,eff} < 0,5 \Omega$ . Это, в свою очередь, определяет ограничение сверху для коэффициента  $A$  исходя из формул (4.4)-(4.5) и вычисленных значений (4.4) из табл.4:  $A < 5$ .

### 4.3 Определение контактного сопротивления

Эффективное сопротивление, вносимое единичной проволокой в канал управления РДП ( $R_{bond,single}$ ), очевидно, складывается из двух составляющих: сопротивление проволоки и контактное сопротивление между проволокой площадкой микросхемы:  $R_{bond,single} = R_{wire,single} + R_{к}$ , здесь  $R_{wire,single}$  – сопротивление образца проволоки длиной, идентичной используемой в системе СИП. Для определения сопротивления отдельно взятой проволоки вне системы приемника пользоваться табличными значениями сопротивления материалов нельзя, также как руководствоваться регламентированным значением производителя. Во-первых, используемая проволока из алюминия имеет 1% примеси кремния, такие полупроводниковые примеси способны на порядки изменять сопротивление чистых материалов. Во-вторых, практически все регламентированные и табличные значения приводятся при температуре 273 К, в то время как при измерении система находится при температуре жидкого гелия 4.2 К. Поэтому было проведено экспериментальное измерение сопротивления идентичной проволоки, используемой для обеспечения контактов, в жидком гелии. Использовалась 4х-точечная схема измерения, контакты между проволокой и измерительной платой производились при помощи токопроводящего клея на основе серебра (см. рис. 4.8 а). В результате было получено (рис. 4.8 б), что образец проволоки длиной 40 мм обладает сопротивлением  $0,2086 \pm 0,0005 \Omega$ . Следует отметить, что при такой схеме подключения необходимо брать в расчет не общую длину образца проволоки, а длину между ближайшими точками подключения, потому как через остальные части (между  $-I$  и  $-V$ , между  $+I$  и  $+V$ ) протекающий ток много меньше измеряемого. Таким образом, сопротивление отрезка такой проволоки длиной 1-2 мм составляет  $0,0052-0,01 \Omega$ , именно такую характерную длину имеют отрезки проволоки, обеспечивающие контакт элементов микросхемы СИП к плате смещения. Сравнительные данные по результатам двух независимых измерений

приведены в табл. 5. Жирным шрифтом выделены значения, подлежащие сопоставлению. Таким образом, вклад сопротивления проволоки в общее сопротивление, вносимое системой проволок для обеспечения контакта ( $0,0052-0,01 \Omega$  на фоне  $0,15-0,2 \Omega$ ), составляет не более 10%. Отсюда следует, что, по меньшей мере, 90% вклада в тепловыделение вносит контактное сопротивление  $R_k$  между проволокой и контактными площадками микросхемы приемника. Поэтому основным требованием к обеспечению контактов посредством проволок является минимизация контактного сопротивления. Попытки такой минимизации и их результаты описаны в следующем разделе.

Таблица 5. Анализ экспериментальных данных по результатам двух экспериментов.

Эксперимент 1. Проволоки для обеспечения контакта в конструкции сверхпроводникового интегрального приёмника		Эксперимент 2. Измерение сопротивления образца проволоки		
$R_{bond,eff}, \Omega$ (Табл.4)	$R_{bond,single}, \Omega$ (см. выражение (4.8))	Сопротивление образца длиной 40мм, $R_{l=40mm}, \Omega$ (см. рис. 4.8б)	Сопротивление образца длиной 1-2 mm, $R_{wire,single}, \Omega$	Вклад сопротивления проволоки в сопротивление канала управления током (см. рис. 24 в, выражение (4.8)). $2/3 R_{wire,single}, \Omega$
0.1-0.13	<b>0.15-0.2</b>	0,2086	<b>0,0052-0,01 <math>\Omega</math></b>	0,0035-0,0067

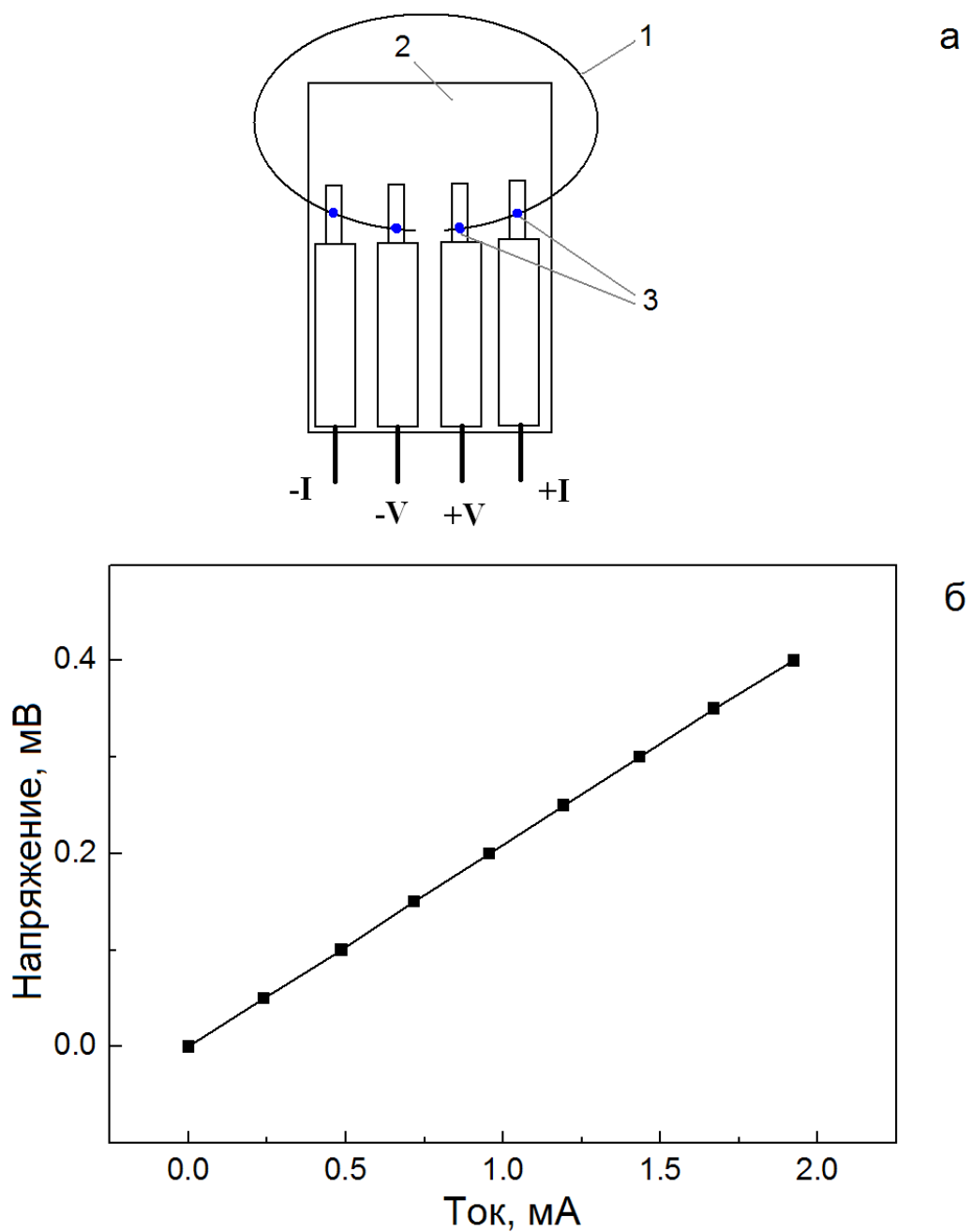


Рис. 4.8. Схема измерения сопротивления образца проволоки (а) и полученная вольт-амперная характеристика (б).

1 – образец проволоки,

2 – измерительная плата,

3 – точки обеспечения контакта посредством токопроводящего клея.

#### 4.4 Модернизированная методика установления контактов

Для уменьшения контактного сопротивления между проволоками и микросхемой необходимо увеличивать площадь контактов посредством использования проволоки большего диаметра либо применения модернизированной методики обеспечения контактов. Предложенный принцип «многоточечного контакта одной проволокой», увеличивающий площадь контактирования платы смещения с контактными площадками микросхемы, схематично изображён на рис. 4.9. При таком методе обеспечения контактов было проведено цикл абсолютно аналогичных измерений для определения эффективного вклада  $R_{multi-bond,eff}$  (обеспечение контактов также производилось тремя параллельными проволоками для каждого канала управления, как на рис. 4.3 б) системой проволок в сопротивление каналов управления токами. Экспериментальные результаты измерения сдвига щелевого напряжения от токов смещения и линии управления магнитным полем представлены на рис. 4.10, а результаты вычисления  $R_{multi-bond,eff}$  частично сведены в таблице 6, погрешность составляет не более 15%. Несмотря на то, что качество теплового контакта между СИП и платой управления оказалось хуже, о чём свидетельствует более резкая зависимость щелевого напряжения от токов (сравн. рис. 4.6 и рис. 4.10), эффективное сопротивление, вносимое системой проволок, уменьшилось в 3-4 раза по разным расчётам (приближения (4.4), (4.10)). Этот результат имеет большое практическое значение, поскольку позволяет значительно уменьшить фактор, отрицательно влияющий на характеристики устройства и при некоторых условиях делающий работу прибора невозможной. Подана заявка на патент рег. № 2012146825 (входящий № 075238) с приоритетом от 02.11.2012г.

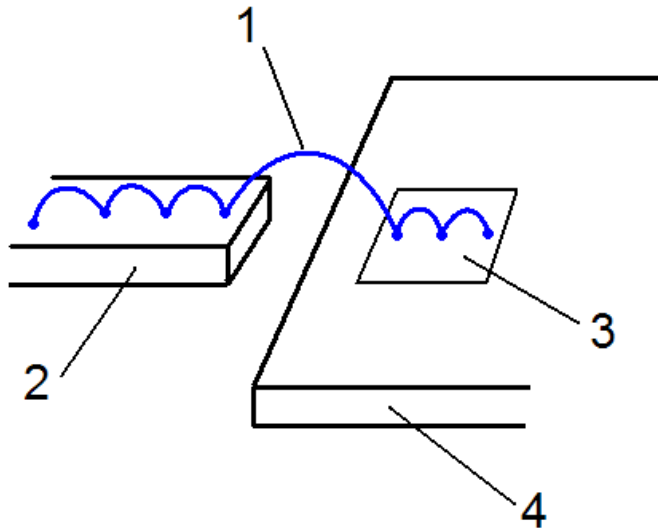


Рис. 4.9. Методика осуществления множества контактов с использованием одной проволоки.

- 1 – проволока,
- 2 – контактная площадка платы смещения,
- 3 – контактная площадка микросхемы СИП,
- 4 – микросхема СИП.

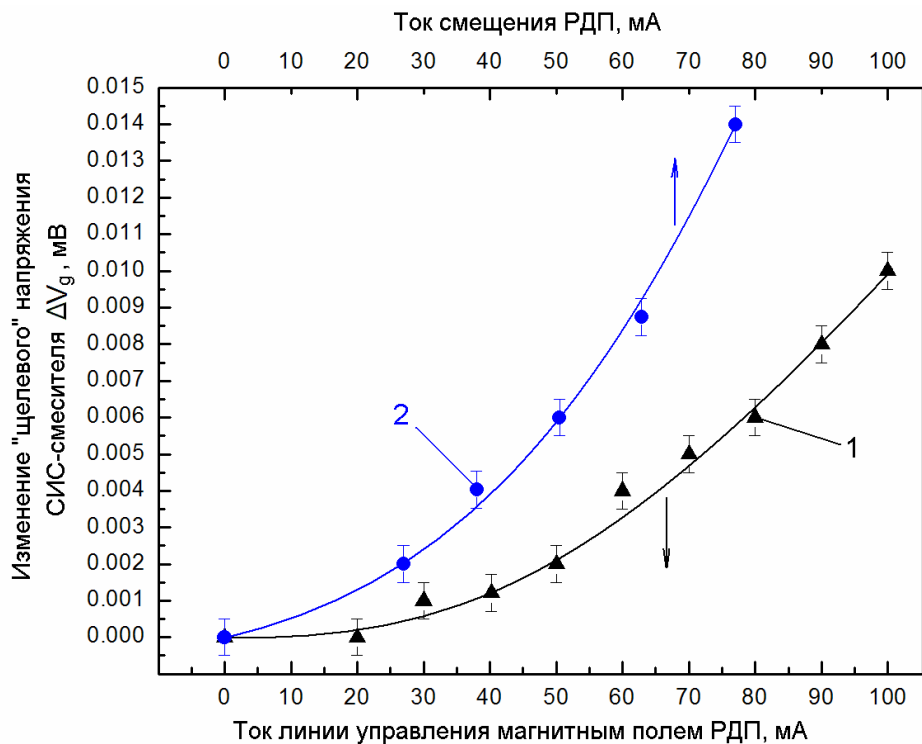


Рис. 4.10. Зависимость сдвига щелевого напряжения СИС-смесителя от тока линии управления магнитным полем (1) и тока смещения СГГ (2) с использованием «многоточечного контакта одной проволокой». Кривые проведены условно для наглядного представления.



Таблица 6. Результаты определения вклада в сопротивление каналов управления системой проволок при использовании методики «многоточечного контакта одной проволокой». Представлены не все расчётные точки.

$SIS \Delta V_g$ , мкВ	$R_{multi-bond,eff}$ , $\Omega$ приближение (4.4)	$\langle R_{multi-bond,eff} \rangle$ , $\Omega$ приближение (4.4)	$R_{multi-bond,eff}$ , $\Omega$ приближение (4.10)	$\langle R_{multi-bond,eff} \rangle$ , $\Omega$ , приближение (4.10)
5	0,0342	0,0302 $\pm$ 0,0033	0,039	0,0335 $\pm$ 0,0046
6	0,0315		0,0352	
7	0,0293		0,0321	
8	0,0278		0,0301	
9	0,0267		0,0287	

#### 4.5 Выводы главы

Результаты, полученные в данной главе диссертационной работы, имеют большое практическое значение при работе с устройствами, где требуются не только низкие температуры (порядка жидкого гелия и ниже), но и высокая стабильность рабочих температур при различных режимах работы прибора. В большинстве таких устройств неотъемлемой частью системы являются проволоки, монтирующиеся ультразвуковой сваркой и обеспечивающие электрический контакт рабочих элементов к системам измерения и управления, которые неизбежно вносят в систему сопротивления, являющиеся источником тепла. В работе оценена характерная тепловая мощность ( $\geq 100$  мкВт), влияющая на рабочие характеристики сверхпроводникового интегрального приемника, а также вычислено сопротивление, вносимое в систему проволоками для обеспечения контакта (0,1  $\div$  0,13  $\Omega$ ). Важным практическим выводом является то, что основной вклад (более 90%) в это сопротивление вносит контактное сопротивление между элементами, а не сопротивление самих проволок. Это

означает, что на общий результат при обеспечении контактов влияет не длина проволок, а методика осуществления контактов, поэтому именно она требует тщательного изучения и модернизации.

Другим важным результатом является предложенная и успешно апробированная методика установки контактов, при которой одной проволокой осуществляется сразу несколько контактных точек, что увеличивает суммарную эффективную площадь растекания тока. При использовании нового метода удалось понизить тепловой вклад проволок в систему в 3-4 раза по сравнению со стандартной методикой (до 0,0335  $\Omega$ ). Предложенное техническое решение не имеет привязки к конкретной криогенной системе и применимо в любой системе, где осуществление контактов производится аналогичным образом. Подана заявка на патент по новой методике.

## Глава 5. Сверхпроводниковый интегральный ТГц приемник со смесителем на эффекте электронного разогрева

### **5.1 Введение**

Успех полетных миссий СИП открывает новые возможности применения прибора для целого ряда других задач. Особенно перспективным представляется расширение рабочего диапазона в область более высоких частот, а именно – создание СИП диапазона 0,8 – 1,5 ТГц. До сих пор наиболее чувствительными в области до 1 ТГц являются смесители на основе джозефсоновских туннельных СИС-переходов [13-21]. Однако рабочие частоты СИС-структур существенно ограничены «щелевым» напряжением в сверхпроводящих плёнках (1,4 ТГц для ниобия), образующих туннельный переход [41,53]. При повышении частоты чувствительность СИС-смесителей существенно падает, и в области более 1 ТГц преимущество имеют сверхпроводниковые болометры на эффекте разогрева электронного газа (НЕВ). Шумовые характеристики НЕВ в достаточно широкой области терагерцового диапазона практически не зависят от частоты. В рабочем диапазоне до десятков ТГц с ростом частоты шумовая температура приемников на основе НЕВ приближается к квантовому пределу  $hf/2k$ , т.е. определяется больше фундаментальными квантовыми шумами, чем шумовыми свойствами смесителя [62].

Разработка и исследование приемников на основе НЕВ ведутся в мире широким фронтом [22-28], однако все эти приемники имеют в качестве гетеродина внешний источник. Таким внешним источником обычно является газовый лазер дальнего ИК-диапазона, лампа обратной волны либо диод Ганна, для повышения частоты используются твердотельные умножители. В данной работе впервые реализован и апробирован интегральный приемник

на основе объединения на одной микросхеме гетеродина на основе РДП (исследованного в Главе 3) и НЕВ-смесителя. Работы были проведены совместно с коллегами из Московского педагогического государственного университета (МПГУ). В частности, болометр, согласованный со щелевой антенной, был изготовлен технологами из МПГУ. Соавторы работы также участвовали в серии проведенных экспериментов.

## 5.2 Конструкция интегрального приемника

Общий принцип работы и концепция сверхпроводникового интегрального приемника описана в разделе 1.2, а некоторые элементы конструкции (соединение микросхемы СИП с платой управления посредством ультразвуковой сварки) обсуждены в Главе 4 (см. рис. 4.3). В данном разделе будут описаны принципиальные элементы конструкции СИП, не описанные ранее, а также отмечены особенности системы, касающиеся использования болометра в качестве смесителя, по сравнению с СИС-переходом.

Сверхпроводниковый интегральный приемник объединяет на одной микросхеме размером  $4 \times 4 \text{ мм}^2$  смеситель на основе НЕВ с квазиоптической двойной щелевой антенной, сверхпроводниковый генератор гетеродина на основа РДП, а также гармонический СИС-смеситель, использующийся в петле обратной связи гетеродина для частотной и фазовой стабилизации. Фотография центральной части микросхемы представлена на рис. 5.1. Для независимого управления рабочими элементами приемника между ними предусмотрен разрыв по постоянному току в СВЧ-тракте между гетеродином и смесителями, а также несколько преобразователей импеданса для их согласования по мощности.

НЕВ изготовлен из пленки нитрида ниобия, полученной методом реактивного магнетронного осаждения NbN на подложку из высокоомного кремния в атмосфере Ar, толщина пленки составляет 3-4 нм. Болометр имеет

размеры  $1 \times 0.1$  мкм и интегрирован с двойной щелевой планарной антенной и высокочастотным фильтром, предотвращающим утечку принимаемого сигнала в канал гетеродина и тракт промежуточных частот. Малые контакты болометра к антенне изготовлены методом взрывной электронной литографии. Антенна и фильтр были получены методом электронной литографии. Этим же методом формировалась защитная маска  $\text{SiO}_2$ , предотвращающая повреждение болометра при последующих процессах изготовления микросхемы [63-67].

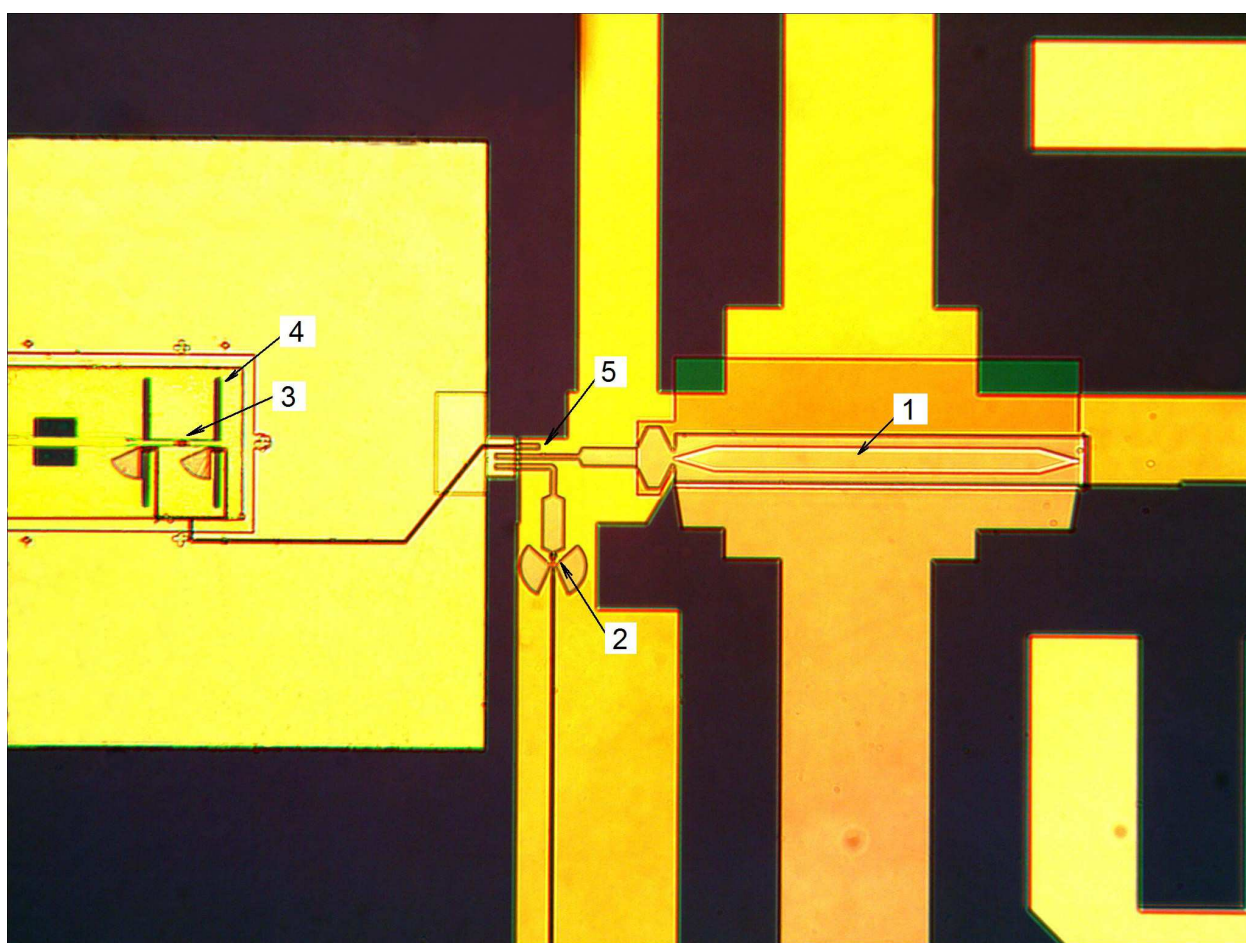


Рис. 5.1. Фотография центральной части микросхемы с основными её элементами. 1 – сверхпроводниковый генератор гетеродина, 2 – гармонический СИСмеситель для стабилизации гетеродина, 3 – НЕВ-смеситель, 4 – двойная щелевая антенна, 5 – разрыв по постоянному току в СВЧ-тракте между гетеродином и смесителями.

Принцип работы сверхпроводящего болометра на эффекте электронного разогрева основан на изменении температуры электронной подсистемы пленки NbN, находящейся в резистивном состоянии. Терагерцовое излучение непосредственно не может вызвать модуляцию температуры электронной подсистемы вследствие большого времени релаксации электронной подсистемы, однако при воздействии внешнего излучения и гетеродина с близкими частотами возникают биения, модулирующие электронную температуру и, как следствие, импеданс болометра на разностной частоте [22]. Таким образом осуществляется инерционное нелинейное преобразование частоты.

Гетеродин на основе РДП представляет собой туннельный СИС-переход размерами  $24 \times 400$  мкм, изготовленный на основе трехслойной структуры Nb/AlN/NbN. Для стабилизации частоты гетеродина, а также синхронизации его мощности была разработана широкополосная система фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) [68-69]. Для работы системы ФАПЧ в петле обратной связи гетеродина используется гармонический СИС-смеситель (ГС) на основе перехода размером порядка  $1 \text{ мкм}^2$ , смешивающий сигнал РДП с  $m$ -й гармоникой опорного синтезатора с регулируемой частотой порядка  $20 \text{ ГГц}$  [70]. Генератор гетеродина соединяется с НЕВ и ГС с помощью микрополосковой линии, содержащей согласующие структуры и развязку по постоянному току. Для ГС накачкой служит сигнал синтезатора, а мощность, приходящая от РДП, является полезным сигналом. Поэтому уровень мощности РДП, необходимой для работы ГС, с достаточно высоким отношением сигнал/шум не превышает 5-10% от «щелевого» скачка тока СИС-смесителя [69]. Значительное превышение этого уровня на некоторых частотах не является проблемой, поскольку ГС работает в сильно нелинейном режиме и информация содержится в частоте и фазе (а не в амплитуде) преобразованного сигнала. ГС также изготавливаются из высококачественных трёхслойных структур Nb/AlN/NbN [48]. Поскольку РДП крайне чувствителен к магнитному полю, необходимо его

экранирование от внешних электромагнитных наводок. Поэтому смесительный блок с микросхемой СИП помещается внутрь экрана, представляющего собой два concentрических цилиндра, обеспечивающих экранизацию от магнитного поля. Внешний цилиндр изготовлен из криоферрита, внутренний – из меди, покрытой слоем гальванически осажденного свинца толщиной 100 мкм, переходящего в сверхпроводящее состояние. Фотографии разобранного криогенного блока, микросхемы приёмника на линзе, а также платы с установленным на неё приёмником, показаны на рис. 5.2. Криогенный блок с платой управления и микросхемой приемника помещается внутрь заливного криостата, наполняемого жидким гелием. Рабочая температура СИП и всех элементов, помещённых в криостат, составляет порядка 4,2-4,5 К.

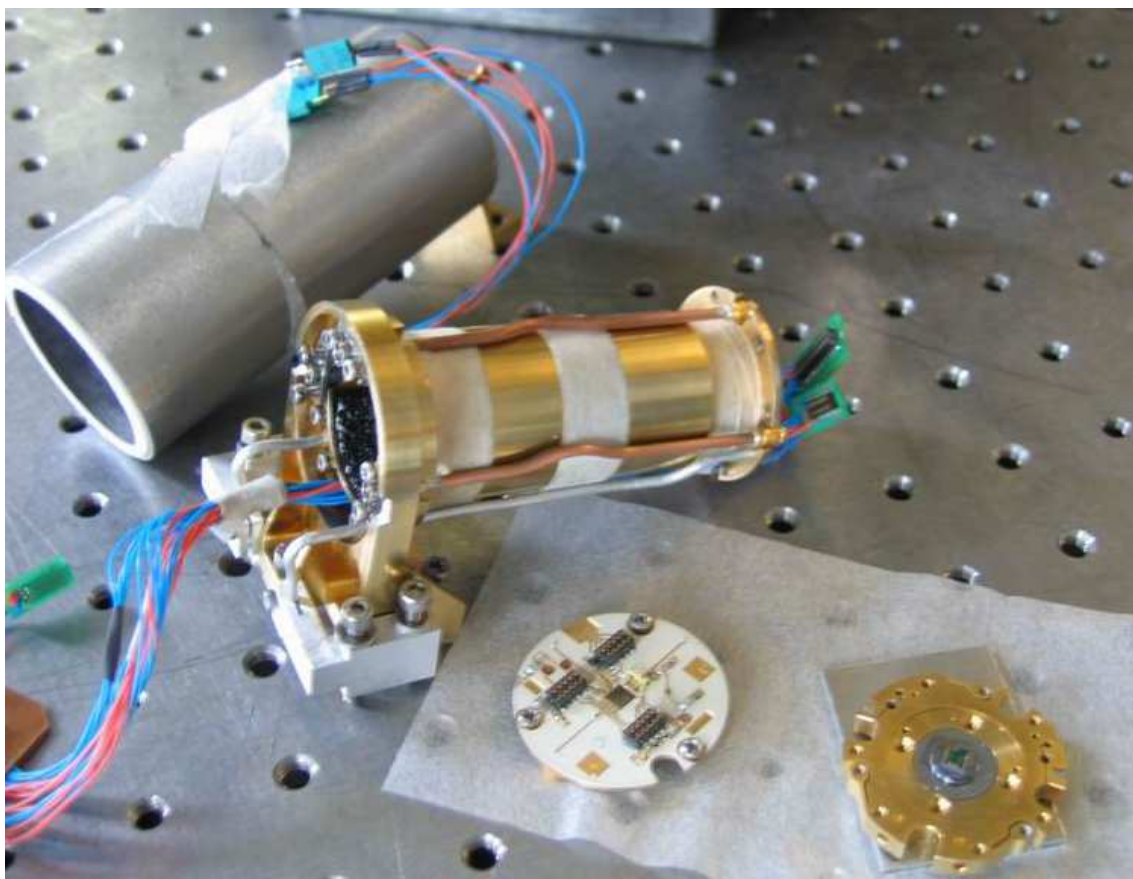


Рис. 5.2. Фотография криогенного блока, платы смещения и микросхемы СИП, установленного на кремниевую линзу [А4].

Принципиальная блок-схема интегрального приемника изображена на рис. 5.3. Измеряемый сигнал поступает через оптическое окно криостата на НЕВ, где смешивается с опорным сигналом гетеродина, после чего сигнал на промежуточной частоте (ПЧ) через ряд усилителей подается на окончательный спектрометр (анализатор спектра либо спектрометр на основе быстрого преобразования Фурье). При этом часть усилителей находится в криогенной системе при температуре 4,2 К, а часть – при комнатной. Охлаждаемые усилители в тракте ПЧ как НЕВ-, так и СИС-смесителя, выполнены из транзисторов на основе электронов с высокой подвижностью (HEMT) и усиливают сигнал в диапазоне 0 – 1 ГГц с коэффициентом ~25 дВ. Их шумовая температура составляет порядка 5 К. Усилители, находящиеся при комнатной температуре, работают в том же частотном диапазоне, их усиление составляет порядка 60 дВ. Между усилителями установлен управляемый аттенюатор. Рабочие параметры всех элементов СИП: опорного синтезатора, системы ФАПЧ, окончательного спектрометра, а также основных элементов микросхемы – управляются при помощи компьютера.

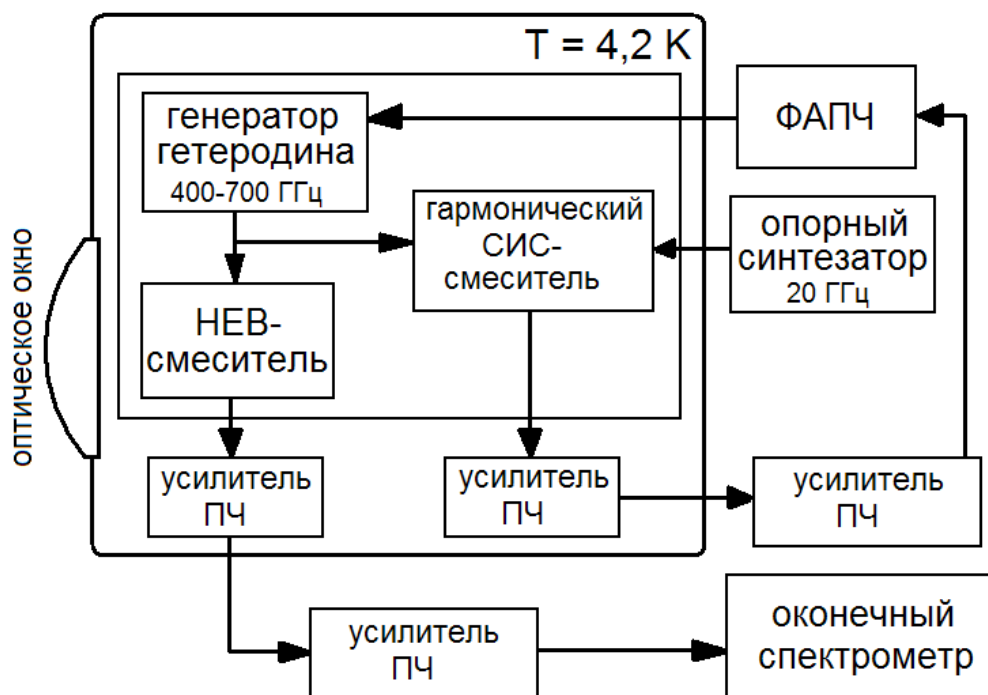


Рис. 5.3. Блок-схема сверхпроводникового интегрального приемника на основе НЕВ-смесителя.



### 5.3 Характеристики квазиоптической системы

НЕВ-смеситель согласован с квазиоптической двойной щелевой антенной, рассчитанной на центральную частоту 600 ГГц. Антенна имеет следующие параметры: длина щелей  $L$  равняется  $0,252 \lambda_0$ , ширина  $W = 0,016 \lambda_0$ , расстояние между щелями  $S = 0,136 \lambda_0$ , где  $\lambda_0$  – длина волны в вакууме (500 мкм для частоты 600 ГГц).

Микросхема интегрального приемника размещается на плоской задней поверхности кремниевой линзы, имеющей форму усеченного эллипса. Двойная щелевая антенна располагается на плоской поверхности в сечении дальнего фокуса, диаметр линзы в этом сечении составляет 10 мм. Размеры и форма линзы были оптимизированы для получения минимального размера пучка на расстоянии 100 мм от линзы для частот  $550 \div 650$  ГГц, чтобы магнитный экран не обрезал принимаемый луч. При реальных применениях интегрального приемника для минимизации отражения на границе линзы применяются линзы с просветляющим покрытием. В данном лабораторном исследовании использована линза без просветляющего покрытия.

Частотная характеристика приемной антенны исследовалась методом измерения прямого отклика НЕВ при помощи Фурье-спектрометра, разработанного автором данной работы и описанного в разделе 2.3 одновременно с описанием методики эксперимента. Проведённое исследование позволило получить характеристику отклика на частотах до 2 ТГц. Полученная частотная зависимость представлена на рис. 5.4 и фактически является характеристикой антенны, интегрированной вместе с линзой (с учетом элементов подключения НЕВ к РДП и тракту ПЧ), поскольку чувствительность самого НЕВ в широком диапазоне практически не зависит от частоты.

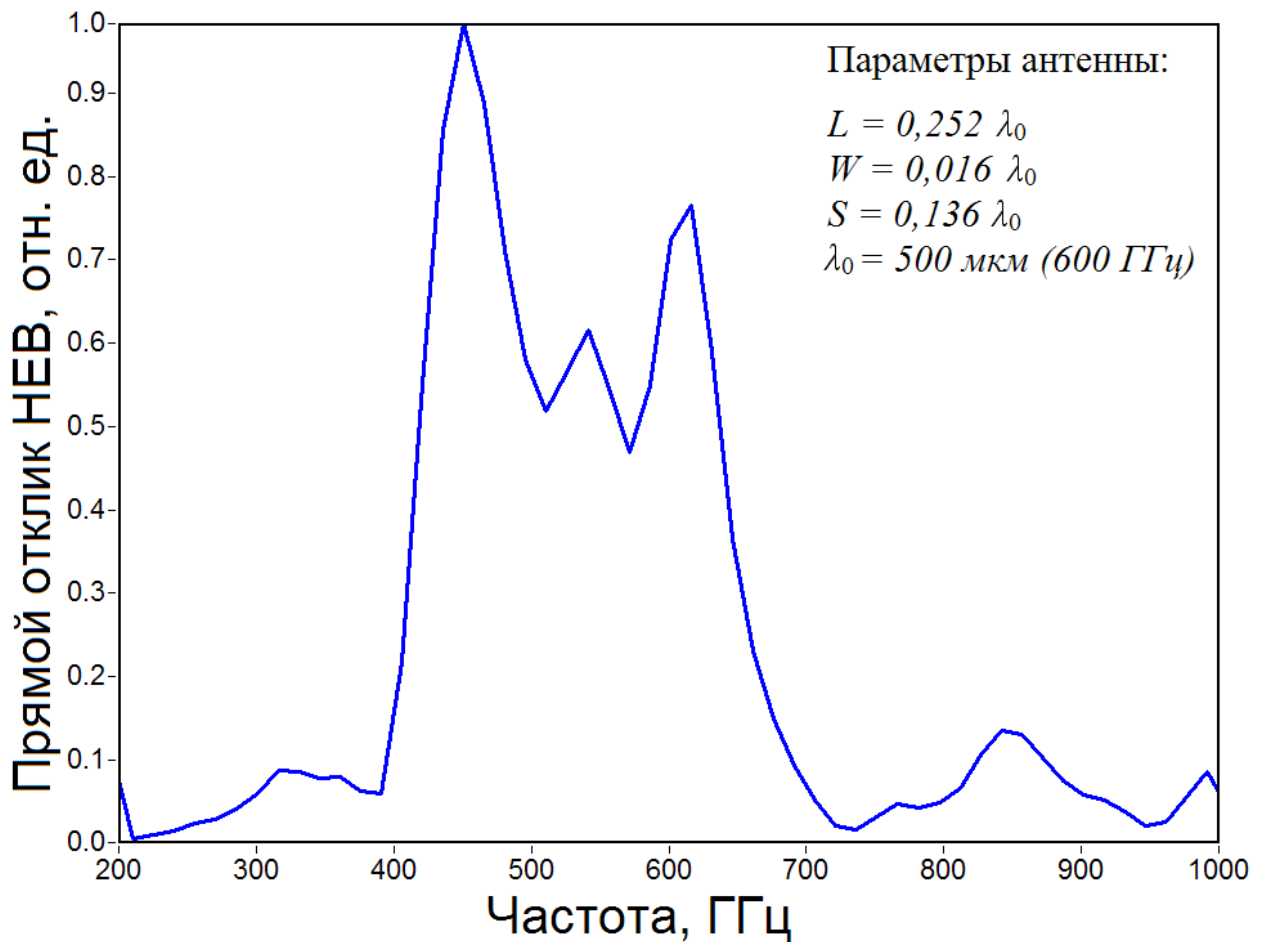


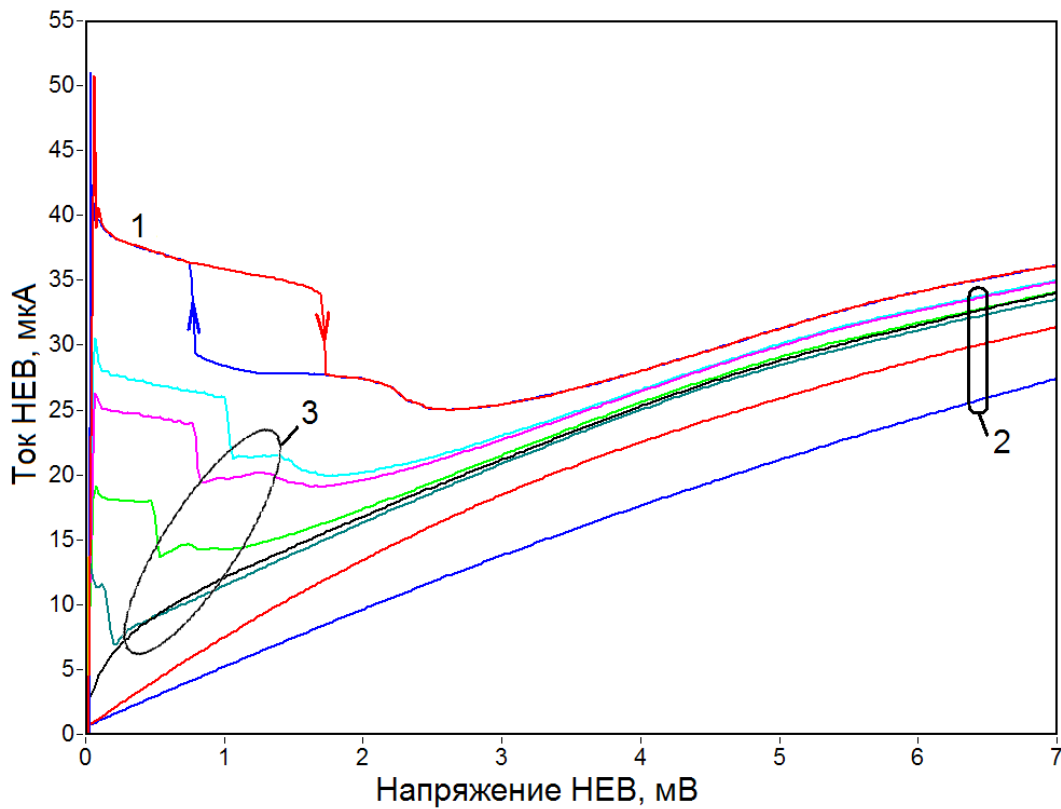
Рис. 5.4. Прямой отклик НЕВ в составе квазиоптической системы интегрального приемника, рассчитанной на центральную частоту 600 ГГц. Величина отклика нормирована на свою максимальную величину.

#### 5.4 Комплексное исследование характеристик приемника

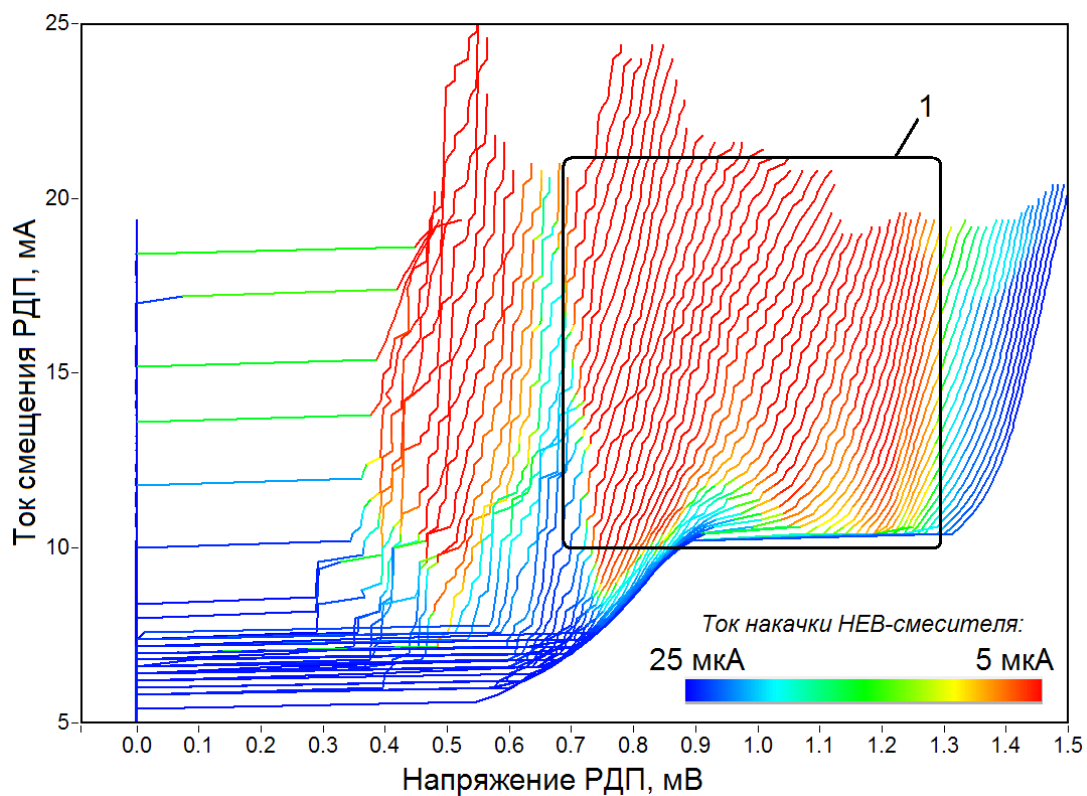
Вольт-амперные характеристики (ВАХ) НЕВ приведены на рис. 5.5а. На графике показана «автономная» ВАХ (1) – в отсутствии мощности гетеродина, а также серия ВАХ с накачкой мощностью (2), поступающей от РДП через согласующие структуры, на условно выбранной частоте 500 ГГц. Семейство «накачанных» ВАХ демонстрирует возможность настройки уровня накачки НЕВ в широком диапазоне: от близкой к «автономной» (минимальная накачка) до практически линейной характеристики

(максимальная накачка). Как «автономная», так и «накачанные» ВАХ имеют характерные участки с отрицательным дифференциальным сопротивлением ( $R_d < 0$ ) и резкий скачок на ветвь с положительным  $R_d$ . Попытки объяснить такое поведение ВАХ приведены, например, в работе [23]. Известно, что функционирование НЕВ возможно лишь на положительной ветви, поскольку в области  $R_d < 0$  сигнал ПЧ нестабилен. Кроме того, наилучшая чувствительность достигается вблизи «точки скачка» на ветвь, где  $R_d > 0$ . При этом напряжение «точки скачка» уменьшается с ростом мощности накачки. Наклонной рамкой 3 на рис 5.5а выделена оптимальная рабочая область НЕВ-смесителя.

На рис. 5.5б показано семейство ВАХ РДП при различных значениях внешнего магнитного поля. Измерения проводились при рабочем напряжении на НЕВ  $1\text{ мВ}$ , шкалой цвета обозначен уровень тока НЕВ-смесителя. Область красного цвета кривых ВАХ, выделенная рамкой, – есть область эффективной накачки НЕВ-смесителя и составляет от  $350$  до  $620\text{ ГГц}$  по частоте. Данный образец РДП имеет ток возврата порядка  $5\text{ мА}$ , а ток через переход при напряжении  $1\text{ мВ}$  составляет величину порядка  $8\text{ мА}$  при рабочих значениях тока через линию управления магнитным полем. Этот ток обусловлен особенностью на разностной щели туннельного перехода Nb/AlN/NbN и проявляется вследствие возникновения микрозакоротки в области РДП, вызванной более сложной технологической процедурой при изготовлении образца интегрального приемника с НЕВ по сравнению с традиционным СИП на основе СИС-смесителя. Тем не менее, такая особенность не оказывает принципиального влияния на возможность функционирования интегрального приемника в целом.



**а**



**б**

Рис. 5.5. а - семейство вольт-амперных характеристик НЕВ-смесителя. 1 – «автономная» ВАХ, имеющая гистерезис (направление обозначено стрелками); 2 – серия ВАХ с накачкой мощностью РДП на частоте 500 ГГц; 3 – оптимальная по чувствительности рабочая область; б - семейство вольт-амперных характеристик сверхпроводникового генератора гетеродина, измеренных при различных внешних магнитных полях. Рамкой 1 выделена область эффективной накачки НЕВ-смесителя.

Исследование шумовой температуры приемника производилось при помощи стандартной лабораторной методики измерения величины  $Y$ -factor, которая подробно описана в разделе 2.4. Для определения оптимальной по чувствительности рабочей точки на ВАХ НЕВ были измерены зависимости мощности сигнала ПЧ от напряжения. Форма такой зависимости сильно зависит не только от частоты гетеродина, но также и тока смещения, при котором происходит накачка НЕВ. На рис. 5.6 а показана зависимость мощности сигнала ПЧ НЕВ-смесителя от напряжения при подаче различных нагрузок ( $77\text{ K}$  и  $300\text{ K}$ ). Изображены пары кривых 1-3, измеренные при одинаковой частоте  $600\text{ ГГц}$ , но различном уровне накачки НЕВ, регулируемом током смещения РДП. Пара кривых 1 измерена при низком уровне накачки (форма ВАХ НЕВ близка к автономной, см. рис. 5.5 а), пара 2 получена при среднем уровне накачки (критический ток НЕВ составляет порядка  $\frac{1}{2}$  от значения без подачи мощности гетеродина), наконец, пара кривых 3 измерена при перекачке мощностью гетеродина (критический ток подавлен, форма ВАХ близка к линейной). Две кривые каждой пары 1-3 получены при подаче на НЕВ-смеситель «холодной» (нижняя кривая в паре) и «теплой» (верхняя кривая) нагрузок. Отношения сигналов ( $Y$ -factor) на частоте  $600\text{ ГГц}$  изображены на рис. 5.6 б кривыми 1-3 соответственно для каждой пары кривых 1-3 из рис. 5.6 а. Таким образом, оптимальная рабочая точка по напряжению НЕВ сильно зависит от параметров гетеродина и составляет порядка  $1,2\text{ мВ}$  для кривой 1,  $0,4\text{ мВ}$  для кривой 2, и примерно  $1\text{ мВ}$  для кривой 3. Следует отметить, что кривая 1 имеет два максимума, первый из которых находится при напряжении порядка  $0,25\text{ мВ}$  и демонстрирует лучшую чувствительность приемника. Это происходит по причине более высокой нелинейности ВАХ НЕВ при низких напряжениях и слабых уровнях накачки, однако, в этой области намного хуже стабильность сигнала ПЧ [23]. Помимо высокой нестабильности сигнала в первом максимуме, он является более узким по напряжению, поэтому оптимальной рабочей точкой для кривой 1 является напряжение второго максимума.

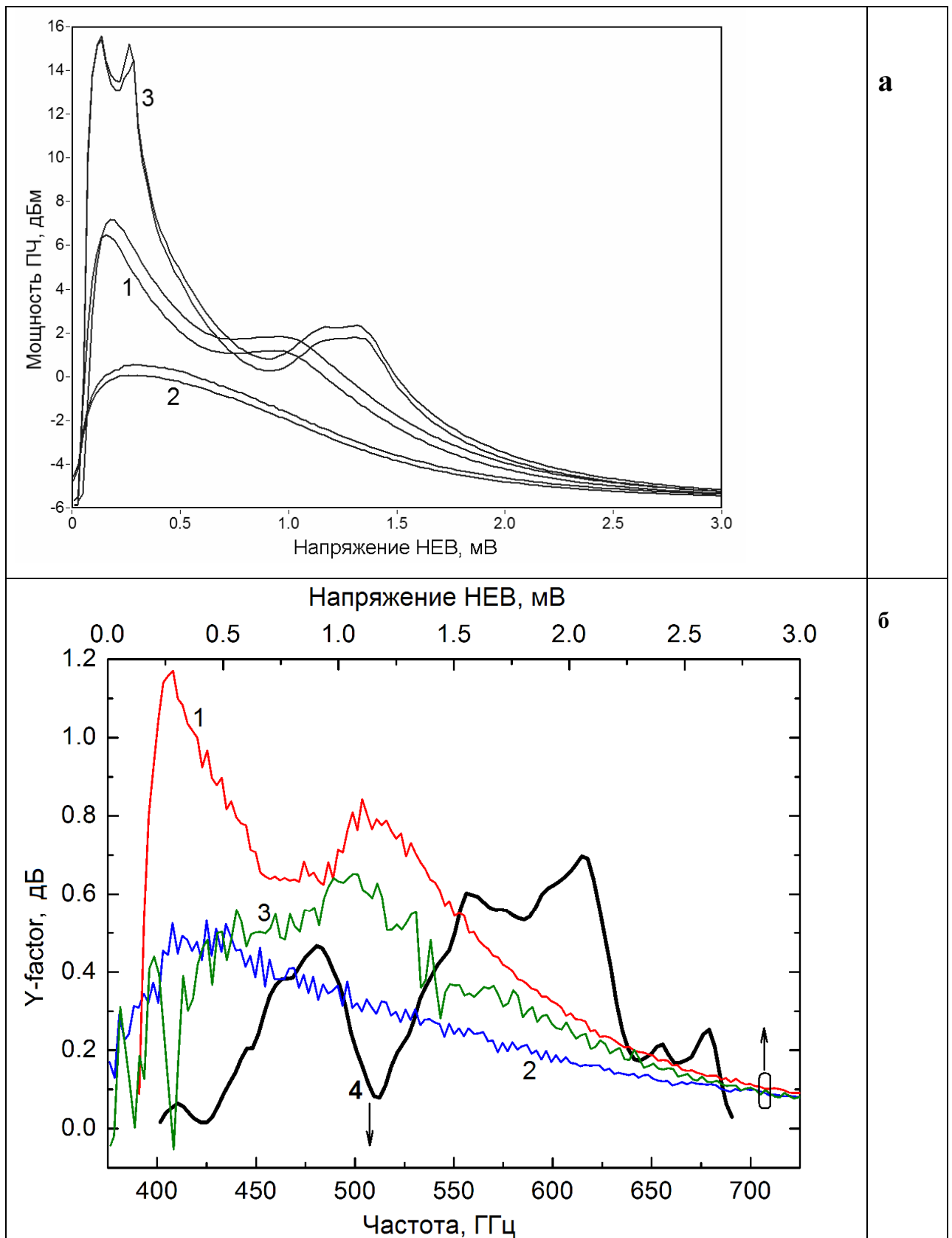


Рис. 5.6. а - Мощность сигнала ПЧ НЕВ-смесителя в зависимости от напряжения, измеренная при частоте гетеродина 600 ГГц (напряжение 1,25 мВ) и различных токах смещения РДП: 1 – 13,5 мА; 2 – 14,4 мА; 3 – 15,5 мА;

б - Отношения уровней ПЧ в режиме «горячей» и «холодной» нагрузок: кривые 1-3 – в зависимости от напряжения НЕВ-смесителя (частота 600 ГГц, пары кривых 1-3 из рис. 3б); кривая 4 – в зависимости от частоты в рабочей точке 1 мВ.

Измерение величины  $Y$ -factor было проведено во всей рабочей частотной полосе приемника и широком диапазоне по току смещения РДП, отвечающему за уровень накачки смесителя, в рабочей точке по напряжению НЕВ в 1 мВ. Значения наилучшей чувствительности для каждой частоты РДП при напряжении НЕВ-смесителя 1 мВ обозначены кривой 4 на рис. 6.6 б. Видно, что существуют более оптимальные точки по чувствительности при напряжениях НЕВ, отличных от 1 мВ (сравн. кривую 1 и кривую 4 по оси значений  $Y$ -factor), поэтому для оптимизации рабочей точки по шумовой температуре требуется проводить дополнительный цикл измерений в зависимости от напряжения смещения НЕВ-смесителя.

Зависимость шумовой температуры приёмника от частоты при напряжении НЕВ 1 мВ представлена на рис. 5.7 кривой 1 (пересчитанная кривая 4 из рис. 5.6 б по формуле (2.7)). На графике также обозначены некоторые более низкие значения шумовой температуры по сравнению с кривой 1, измеренные на отдельно выбранных частотах: точке 2-б измерены при оптимальном напряжении НЕВ для каждой выбранной частоты.

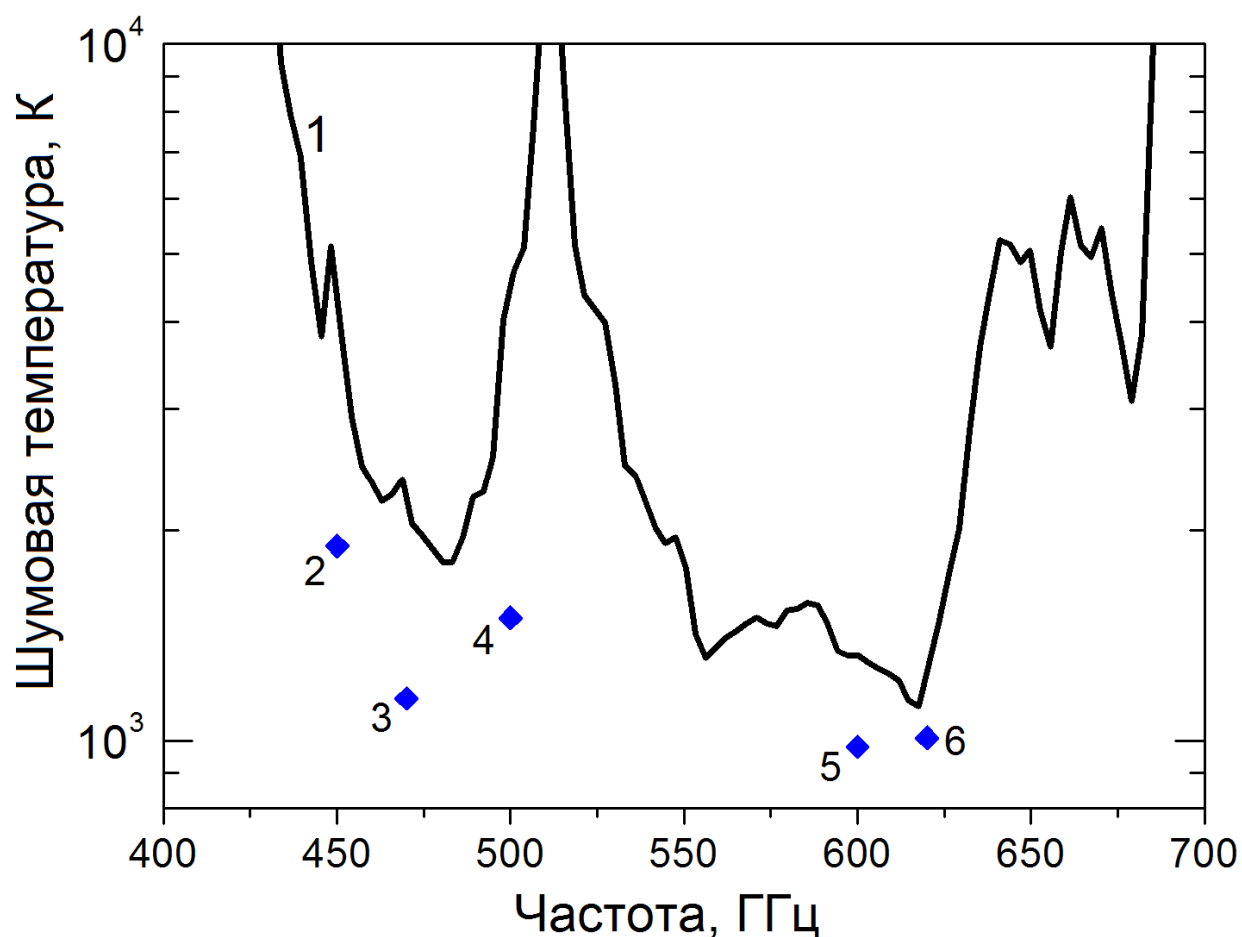


Рис. 5.7. Шумовая температура приёмника, измеренная при фиксированном напряжении НЕВ-смесителя 1 мВ во всей рабочей области приемника (кривая 1). Отдельно измеренные точки: 2 – 1900 К при частоте 450 ГГц; 3 – 1150 К при 470 ГГц, 4 – 1500 К при 500 ГГц, 5 – 980 К при 600 ГГц, 6 – 1010 К при 620 ГГц.

## 5.5 Выводы главы

В данной главе диссертационной работы впервые представлены результаты исследования сверхпроводникового интегрального приемника со смесителем на эффекте электронного разогрева. Показано, что мощности РДП достаточно для эффективной накачки НЕВ-смесителя, так что генератор и НЕВ могут работать совместно как высокочувствительный гетеродинный приемник. Проведен широкий круг измерений параметров и характеристик



приемника, включающий в себя частотную характеристику приемной антенны, вольт-амперные характеристики болометра на эффекте электронного разогрева, а также сверхпроводникового генератора гетеродина, характеристики приемника на промежуточной частоте, шумовая температура устройства. Исследована оптимальная по чувствительности рабочая область на вольт-амперной характеристике НЕВ. Показано, что положение наилучшей рабочей точки по напряжению НЕВ зависит не только от частоты, но и от уровня накачки, который регулируется величиной тока смещения через гетеродин. Реализован рабочий частотный диапазон 450-620 ГГц, наилучшая шумовая температура составила 980 К.

Безусловным преимуществом интегрального приемника перед аналогами с внешним гетеродином является не только компактность прибора, но также возможность работы в широком частотном диапазоне и простая перестройка рабочей частоты. Следует отметить, что в реализованной частотной полосе (до 700 ГГц) интегральный приемник на основе НЕВ-смесителя существенно уступает по чувствительности своему аналогу – СИП на основе СИС-смесителя. Это обусловлено принципиально лучшей чувствительностью СИС-детекторов по сравнению с НЕВ-детекторами на частотах ниже щелевого напряжения туннельных структур. Тем не менее, в данной работе продемонстрирована не только принципиальная возможность интеграции на одной микросхеме НЕВ и РДП, но также успешная реализация такого приемника. Для повышения рабочих частот интегрального приемника на основе НЕВ и перехода в область, где НЕВ-смеситель будет превосходить по чувствительности СИС-смеситель, требуется разработка и интеграция более высокочастотного сверхпроводникового генератора гетеродина на основе NbTiN. Работы в данном направлении уже проводятся коллегами автора, сотрудниками ИРЭ им.В.А. Котельникова РАН.

## Глава 6. Спектральные характеристики ТГц генератора на основе мезоструктуры $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

### **6.1 Концепция генератора и методы исследования**

В настоящее время объектом интенсивных исследований во всем мире являются джозефсоновские генераторы на основе многослойных структур из высокотемпературных сверхпроводников. Одним из примеров таких структур является сверхпроводник на основе купрата  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (BSCCO). Генераторы на основе BSCCO широко исследуются как в экспериментальных [37,39,40], так и в теоретических работах [38]. Физически устройство представляет собой монокристаллическую структуру, выполненную в форме мезы («стопка», «плоская гора»), естественным образом создающую систему последовательно соединенных джозефсоновских переходов. Сверхпроводимость в таких структурах обусловлена «парными» слоями (би-слоями)  $\text{CuO}_2$  толщиной порядка  $0,3 \text{ нм}$ . Эти би-слои разделены изолирующими слоями  $\text{SrO}$  и  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ , которые выступают в качестве барьера, что естественным образом формирует в кристаллической решетке ячейку в виде джозефсоновской структуры (рис. 6.1 [71]). Толщина ячейки (период кристаллической решетки) составляет  $1,533 \text{ нм}$ . Таким образом, кристалл из такой структуры в форме мезы толщиной порядка  $1,5 \text{ мкм}$  содержит массив из  $N \approx 1000$  последовательно соединенных идентичных джозефсоновских переходов. При приложении к такой структуре напряжения  $\sim 1 \text{ В}$  (при этом напряжение на каждом переходе составляет порядка  $\sim 1-1,5 \text{ мВ}$ ) на выходе имеется электромагнитный сигнал в ТГц диапазоне. Впервые излучение генератора на основе BSCCO было зарегистрировано в работе [36]. В более поздних работах было показано, что при некоторых условиях этот массив из  $N$  джозефсоновских излучателей синхронизируется, поскольку мощность



теория, количественно описывающая этот процесс [74]. В других работах утверждается [75-76], что синхронизация излучения достигается за счет резонансной структуры внутри мезы, поскольку меза может выступать в качестве волновода и образовывать стоячие волны (подобно РДП). Ещё одним возможным механизмом является синхронизация джозефсоновских осцилляторов в структуре за счет их физической близости (расстояние менее  $0,3 \text{ нм}$ ), которая способствует проникновению волновых функций в соседние переходы и их взаимному влиянию. Все описанные механизмы синхронизации при различных условиях могут быть реализованы как по отдельности, так и совместно.

Классически мощность излучения измерялась при помощи полупроводниковых болометров (на основе кремния либо германия) либо диодов. На данный момент не существует теории, описывающей характер излучения и его зависимость от ряда физических параметров и условий. Кроме того, до сих пор не были с достаточной точностью исследованы спектральные характеристики таких генераторов. Спектральные исследования проводились при помощи Фурье-спектрометров подобно описанному в разделе 2.3 со спектральным разрешением хуже  $1 \text{ ГГц}$  [39,40,72-76].

Сверхпроводниковый интегральный приемник предназначен для спектрального исследования электромагнитного излучения в области  $450 - 700 \text{ ГГц}$  и потому может быть успешно применен не только для измерения линий излучения и поглощения молекул газа, но также для спектрального исследования любого внешнего ТГц генератора, излучающего в рабочем диапазоне СИП. В данной работе впервые были исследованы спектральные характеристики генераторов на основе ВТСП-мезоструктур  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  с разрешением лучше  $1 \text{ МГц}$  при помощи СИП на основе СИС-смесителя [А9]. Поскольку генератор является джозефсоновским то, как и СИП, для успешной работы он требует криогенных температур. Однако, его критическая температура  $T_c \approx 95 \text{ К}$  заметно выше, чем для ниобиевых

пленок, а диапазон оптимальных рабочих температур составляет  $30 - 50\text{ K}$ , поэтому азотного охлаждения для работы такого генератора недостаточно и требуется его охлаждение при помощи жидкого гелия.

В данной работе были апробированы две схемы расположения генератора и приемника друг относительно друга. В первом случае мезоструктура располагалась в криостате СИП в непосредственной близости со смесительным блоком интегрального приемника (рис. 6.2 а), во втором случае генератор и приемник были разнесены в независимые криостаты, при этом излучение из одной криогенной установки в другую направлялось через квазиоптические окна из Mylar (рис. 6.2 б). Первый случай более прост конструктивно и эксплуатационно, однако, расположение устройства с рабочей температурой порядка  $50\text{ K}$  в одной криогенной установке с СИП, работающим при температурах порядка  $4,5\text{ K}$ , несмотря на наличие нескольких тепловых экранов из Gortex приводит к перегреву и существенному ухудшению рабочих характеристик гетеродина на основе РДП и делает работу СИП невозможной в своей обычной рабочей полосе. Поэтому наиболее успешные исследования были проведены с расположением устройств в независимых криостатах.

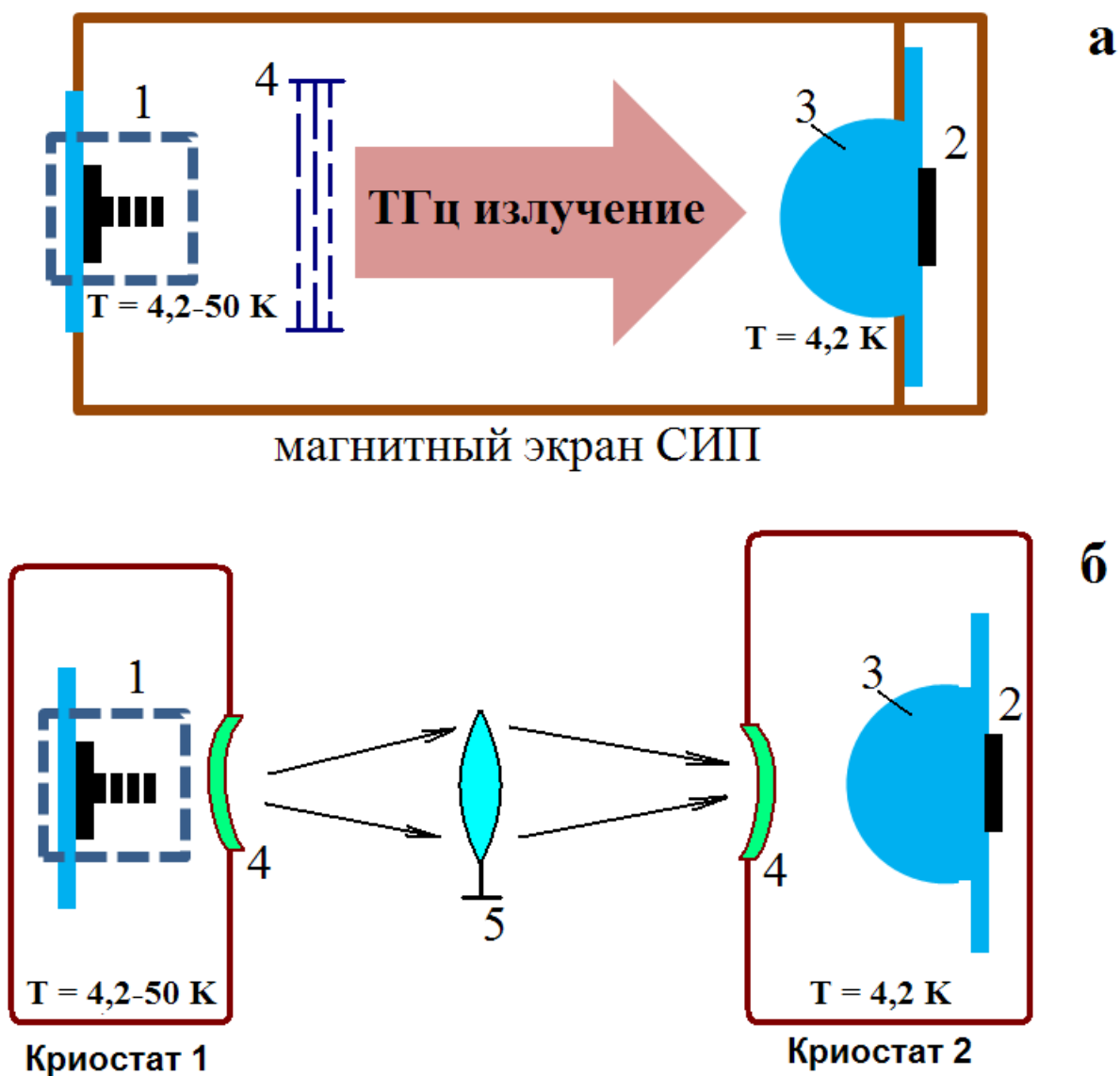


Рис. 6.2. Схемы установок для исследования спектральных характеристик генератора (1) при помощи СИП (2), установленного на кремниевую линзу (3):

а – расположение генератора и приемника в едином криостате, между устройствами стоит установлено несколько (от одного до трех) тепловых ИК-фильтров (4) из Gortex;

б – расположение генератора и приемника в различных криостатах с выходным/входным окнами (4), для улучшения диаграммы направленности использована собирающая линза (5).

Принципиальная схема и принцип работы сверхпроводникового интегрального приемника описаны в разделе 1.2. Данный раздел посвящен описанию методов экспериментального исследования ВТСП-генераторов на основе мезоструктуры при помощи СИП. Внешний вид такого генератора и схема 4-точечного подключения к блокам смещения и измерения изображены на рис. 6.3. Исследование генератора проводилось в режиме задания тока смещения через структуру. Для максимального снижения внешних флуктуаций в системе задания тока и измерения напряжения использован блок с аккумуляторными батареями, обладающими низким уровнем собственных шумов, что позволяет избежать технических низкочастотных шумов, например, сетевых наводок с частотой  $50 \text{ Гц}$ . Спектральные линии излучения генератора регистрируются при помощи СИП и выводятся на экран спектроанализатора в диапазоне ПЧ  $4\text{-}8 \text{ ГГц}$ , при помощи которого возможно усреднение сигнала, считывание его компьютером и проведение других необходимых цифровых операций для анализа и обработки спектров.

Для проведения частотной и фазовой стабилизации генератора была использована комнатная система ФАПЧ с ручным блоком управления, сигнал на которую подавался с СИС-смесителя интегрального приемника, гетеродин которого (РДП) был стабилизирован при помощи своей независимой системы ФАПЧ. При этом выходной сигнал СИС-смесителя в диапазоне ПЧ  $4\text{-}8 \text{ ГГц}$  был понижен до диапазона  $0\text{-}800 \text{ МГц}$  при помощи преобразователя частоты и опорного сигнала  $3,6 \text{ ГГц}$ . Схема такой установки изображена на рис. 6.4. Таким образом, СИС-смеситель не только регистрировал спектр ВТСП-генератора, но и являлся элементом в цепи обратной связи для стабилизации генератора.

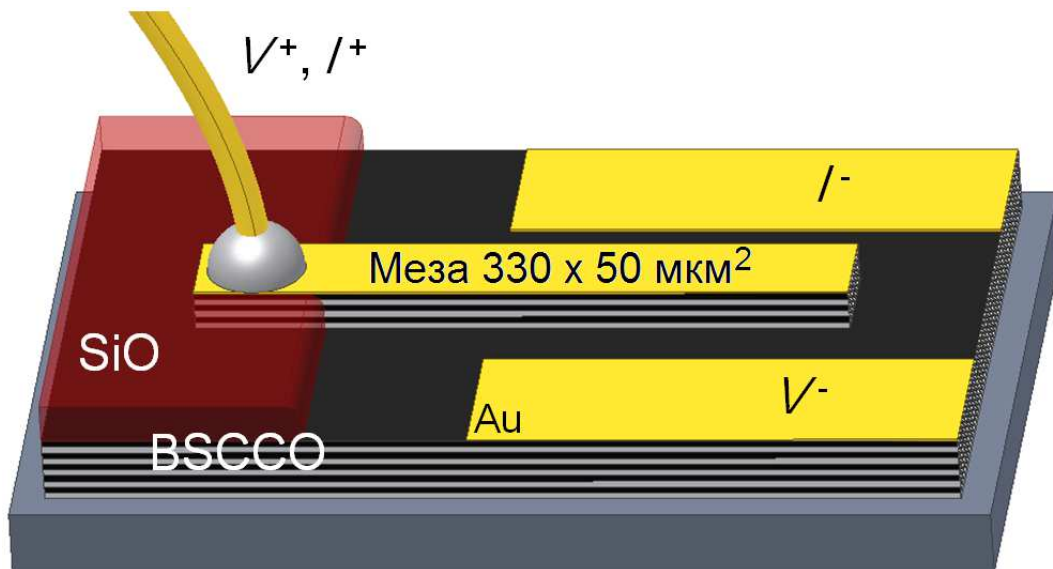


Рис. 6.3. Схематичное изображение генератора на основе мезоструктуры из монокристалла  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (BSCCO), выращенного на подложке из кремния, а также 4-точечная схема подключения к источнику задания тока ( $I^+$ ,  $I^-$ ) и измерения напряжения ( $V^+$ ,  $V^-$ ). Контактные площадки выполнены из золота.

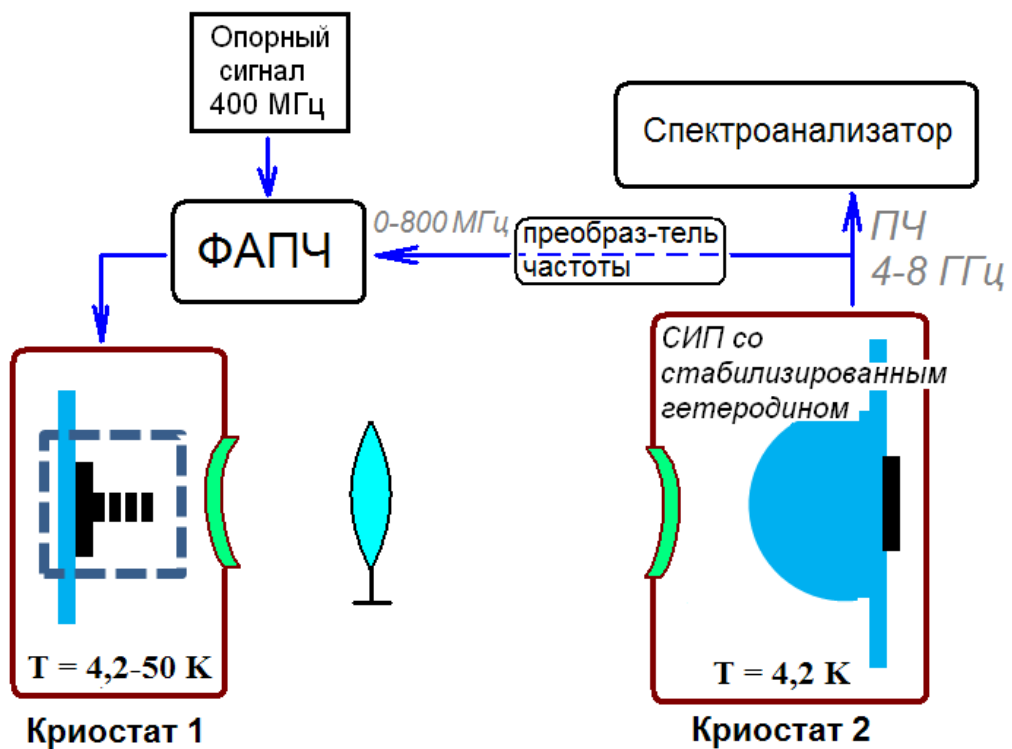


Рис. 6.4. Схема экспериментальной установки с использованием стабилизации ВТСП-генератора при помощи комнатной системы ФАПЧ.



## 6.2 Вольт-амперные характеристики генератора и режимы работы

Серия типичных вольт-амперных характеристик (ВАХ) генератора при различных температурах показана на рис. 6.5. Для данного образца скачок на резистивную ветвь происходил при токах порядка 25 мА, при этом ВАХ имеет типичный для джозефсоновских туннельных переходов гистерезис. На ВАХ имеется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением вследствие нагрева образца и изменения не только щелевого напряжения переходов, но и их количества ( $N$ ), участвующего в генерации. Следует отметить, что более полная структура ВАХ, включающая все реализуемые «ветви» рабочих точек, представляет собой более сложную картину. Это связано с тем, что практически на каждом участке ВАХ в узком диапазоне по току смещения (например,  $I \div 2$  мА) имеется свой гистерезис, обусловленный переходами некоторого количества переходов из сверхпроводящего состояния в нормальное и обратно. Таким образом, если «встать» на некоторую «промежуточную» ветвь ВАХ, полученную в результате измерения структуры гистерезиса при некотором характерном значении тока, и затем не менять направление изменения тока (т.е. увеличивать до максимума либо уменьшать до нуля), то общая картина ВАХ будет несколько отличаться от представленной на рис. 6.5. Это обусловлено тем, что на некоторых участках в характеристике будет участвовать отличное число переходов. Иными словами, положение рабочей точки зачастую может зависеть от того, по какому пути (в смысле значений  $I, V$ ) производилось смещение перехода в данную точку. Такая структура обусловлена системой из большого количества переходов и создает некоторые трудности при воспроизведении повторяемости характеристик генератора, когда требуется с высокой точностью воспроизвести именно тот участок ВАХ, который был исследован ранее. Тем не менее, эта особенность создает лишь техническую (не принципиальную) трудность и не влияет на функционирование генератора в целом.

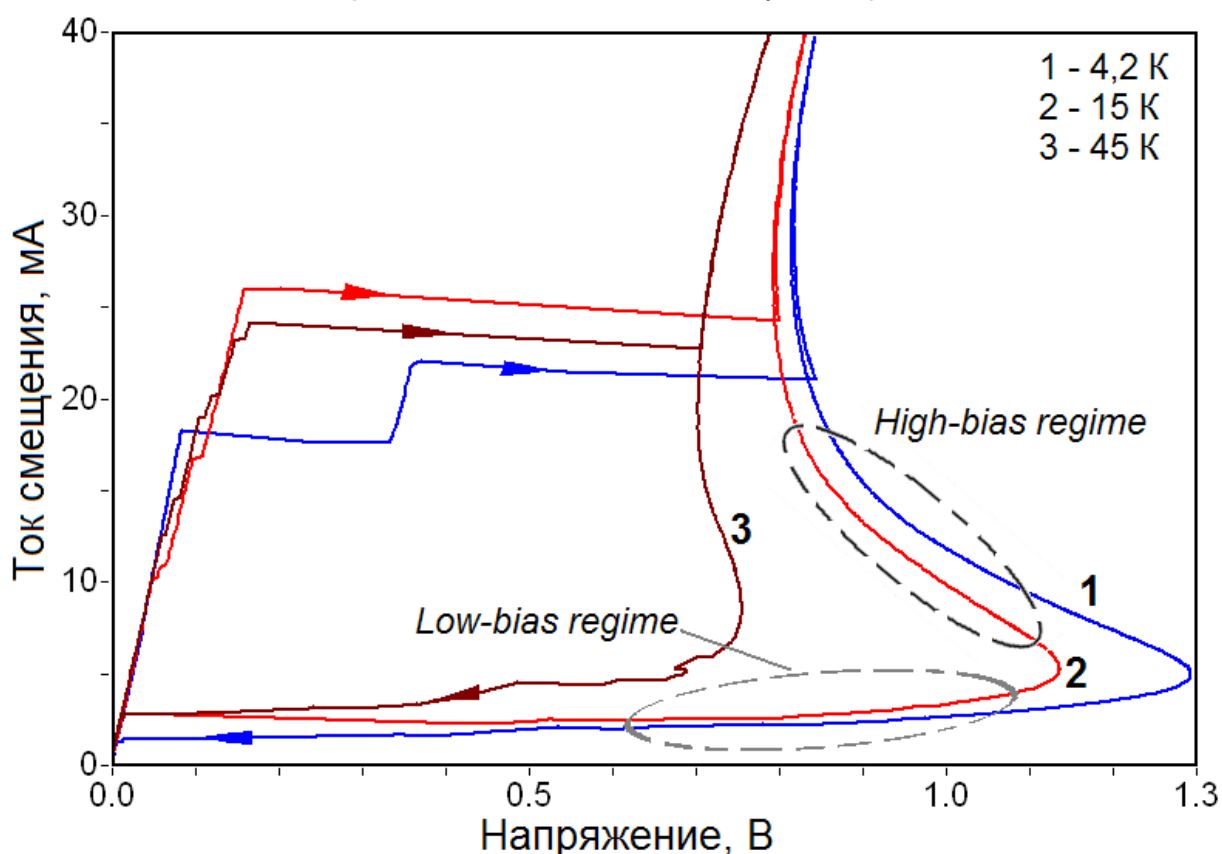


Рис. 6.5. Вольт-амперные характеристики генератора, измеренные при различных температурах. Стрелками обозначено направление задания тока вдоль кривых. Штриховыми контурами обозначены режимы работы генератора.

Измерение мощности излучения демонстрируют два режима работы генератора [39,72]: при значениях тока выше максимума по напряжению (режим «high-bias») и ниже этого максимума (режим «low-bias»). В некоторых работах были сделаны предположения, что в режиме «low-bias» на ветви ВАХ с положительным дифференциальным сопротивлением ( $R_d$ ) спектральные характеристики должны быть лучше, чем на ветви с отрицательным  $R_d$ . Однако до настоящей работы этот факт не был экспериментально проверен. Автором данной диссертационной работы совместно с научным руководителем и коллегой из Нанкинского университета было показано, что гораздо лучшими спектральными характеристиками генератор обладает в режиме «high-bias». Этот вопрос более подробно освещен в следующем разделе.

### 6.3 Спектральные характеристики генератора

Исследование спектров излучения BSCCO-генератора производилось преимущественно при размещении генератора и интегрального приемника в различных криостатах во избежание взаимного влияния температурных режимов устройств (рис. 6.2 б). Характерной особенностью определения частоты генератора (по сравнению с единичным джозефсоновским излучателем) является то, что напряжение смещения на мезоструктуре делится между  $N$  переходами:

$$f_n = \frac{2e}{h} V_n = \frac{2e}{h} \frac{V_{bias}}{N}, \quad (6.1)$$
$$N \neq const$$

здесь  $V_n$  – напряжение на единичном переходе в массиве,  $V_{bias}$  – общее напряжение мезоструктуры. При этом частота генератора  $f_n$  может быть с высокой точностью определена экспериментально при измерении спектральных характеристик при помощи СИП как

$$f_n = f_{РДП} \pm f_{ПЧ}^{СИС}, \quad (6.2)$$

где  $f_{ПЧ}^{СИС}$  – определяется положением линии генерации на экране спектроанализатора и лежит в диапазоне выходного сигнала ПЧ СИС-смесителя 4 - 8 ГГц, а знак в правой части зависит от того, в какой полосе промежуточных частот (*upper sideband или lower sideband – т.е. смещенной вверх или вниз от частоты гетеродина*) производится измерение. В случае, когда частота генератора  $f_n$  известна, выражение (6.1) может быть использовано для вычисления количества переходов  $N$ , участвующего в джозефсоновской генерации.

На рис. 6.6 представлен характерный спектр излучения генератора (кривая 1) на частоте  $f_0 = 611,95 ГГц$ , измеренный при температуре  $T = 44 К$  в режиме «high-bias». Количество задействованных в генерации переходов равняется  $N \approx 570$ . Ширина линии составила  $23 МГц$ , а форма линии с

высокой степенью точности является лоренцевой (кривая 2). Вставка слева на рис. 6.6 демонстрирует высокую стабильность линии генерации: за время ожидания в 3 минуты вследствие дрейфа системы линия сместилась лишь на  $3 \text{ МГц}$ , т.е. величину, порядком меньшую ширины линии. Эксперименты с серией образцов BSCCO-генераторов при разных температурных режимах демонстрировали ещё более узкую линию излучения (до  $6 \text{ МГц}$ ) и широкий реализуемый частотный диапазон [A9]: от  $450$  до  $\sim 750 \text{ ГГц}$  (см. рис. 6.7). Следует отметить, что верхняя граница зарегистрированного частотного диапазона (исследованная максимальная частота  $f_{max} = 736 \text{ ГГц}$ ) определяется свойствами сверхпроводникового интегрального приемника, гетеродин которого работает до  $750 \text{ ГГц}$  (см. Главу 3), в то время как BSCCO-генератор начинает работать с  $450 \text{ ГГц}$  и излучает высокую мощность на более высоких частотах [40].

Столь качественные с точки зрения генератора характеристики (с шириной линии  $6 - 50 \text{ МГц}$ ) были зарегистрированы исключительно в режиме «high-bias». Режим «low-bias», напротив, демонстрирует неприемлемо широкие линии генерации – более  $500 \text{ МГц}$  (см. рис. 6.8). Вероятно, это связано с тем, что при низких токах не действует некоторый механизм синхронизации излучения, который до конца не изучен. Авторы данного исследования полагают, что условием синхронизации в серии проведенных измерений является наличие «горячего пятна» [74], которое реализуется только при высоких токах смещения или наличие достаточно добротного резонатора, электродинамически связанного с ВТСП-генератором. Таким образом, было показано, что единственно возможным режимом работы BSCCO-мезоструктуры в качестве ТГц генератора является режим «high-bias».

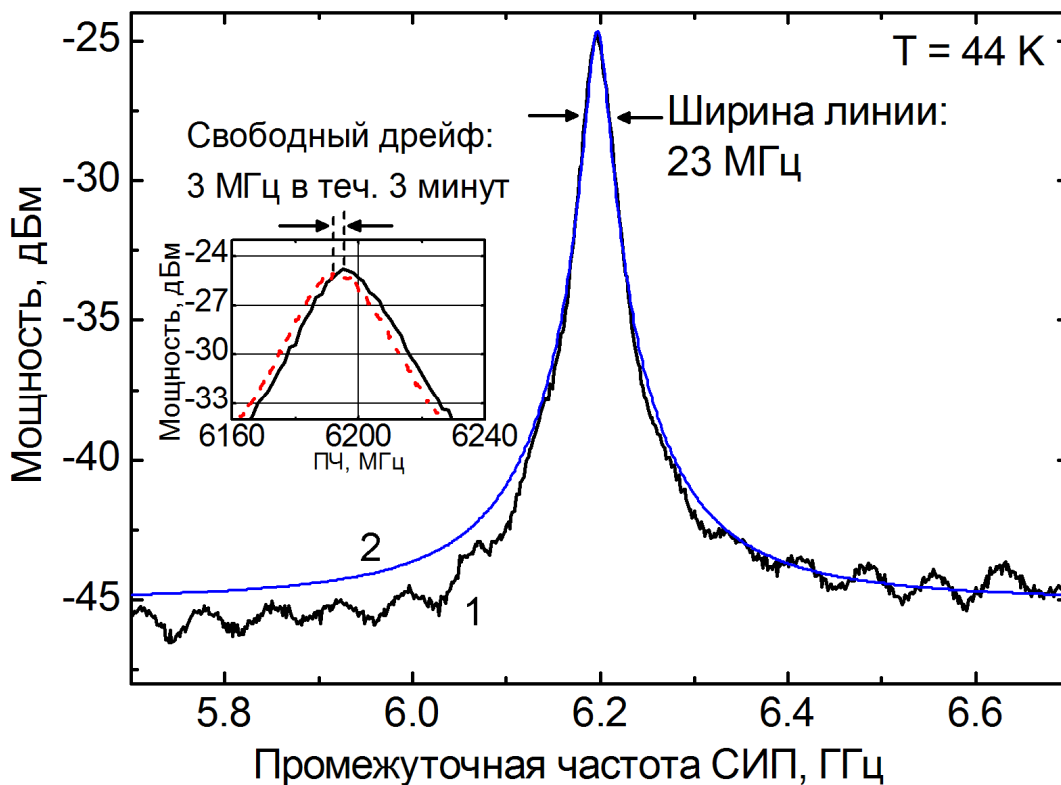


Рис. 6.6. Спектр излучения генератора [A9], измеренный при помощи СИП с диапазоном промежуточных частот 4-8 ГГц (1) и кривая лоренцевой формы (2). Частота  $f_0 = 611,95 \text{ ГГц}$ , рабочая температура 44 K, количество переходов  $N \approx 570$ . Измерения проводились в режиме «high-bias». Вставка слева демонстрирует смещение пика линии излучения вследствие свободного дрейфа системы.

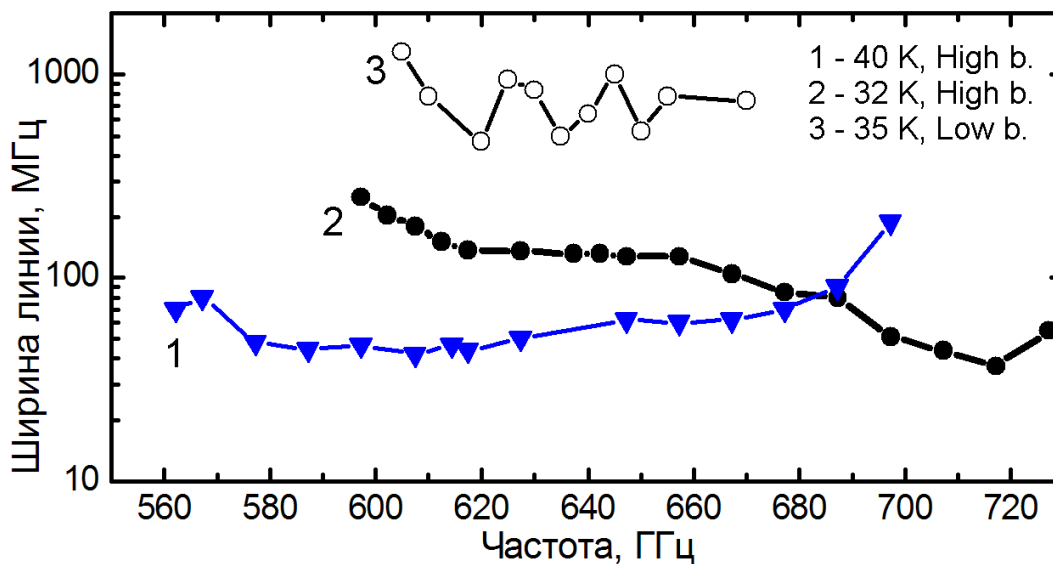


Рис. 6.7. Зависимость ширины линии излучения генератора от частоты при различных температурах и в различных режимах [A9]:

- 1 – 40 K, режим high-bias;
- 2 – 32 K, режим high-bias;
- 3 – 35 K, режим low-bias.

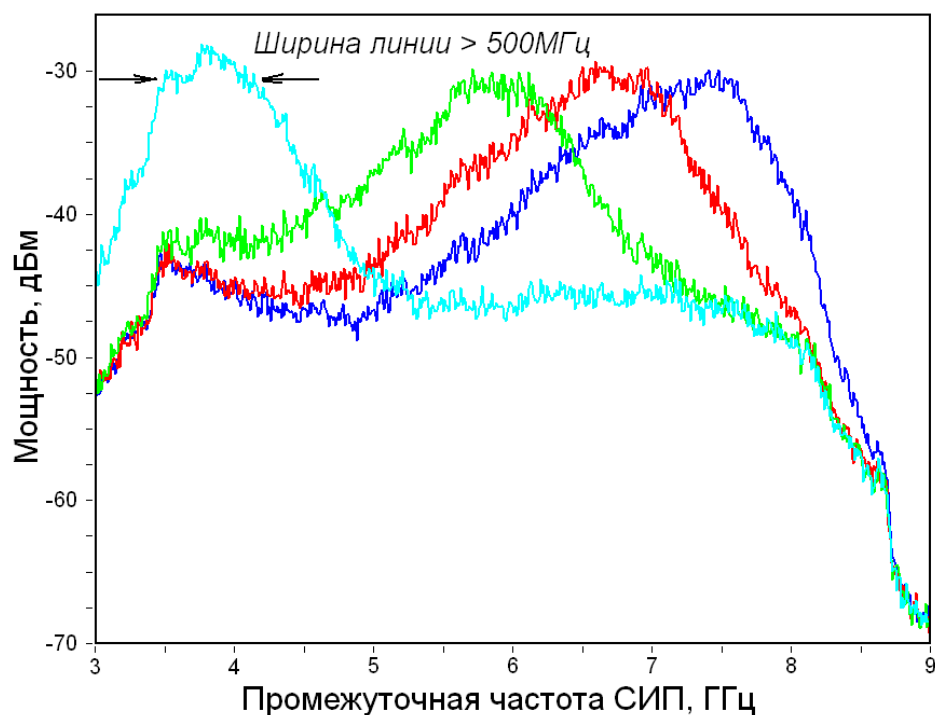


Рис. 6.8. Характерные спектральные характеристики генератора, полученные в границах диапазона ПЧ приемника (4 - 8 ГГц) в режиме «low-bias» при различных частотах генерации. Центр графика  $f_{ПЧ} = 6 ГГц$  соответствует частоте генератора  $f_0 = 605 ГГц$ , рабочая температура 40 К.

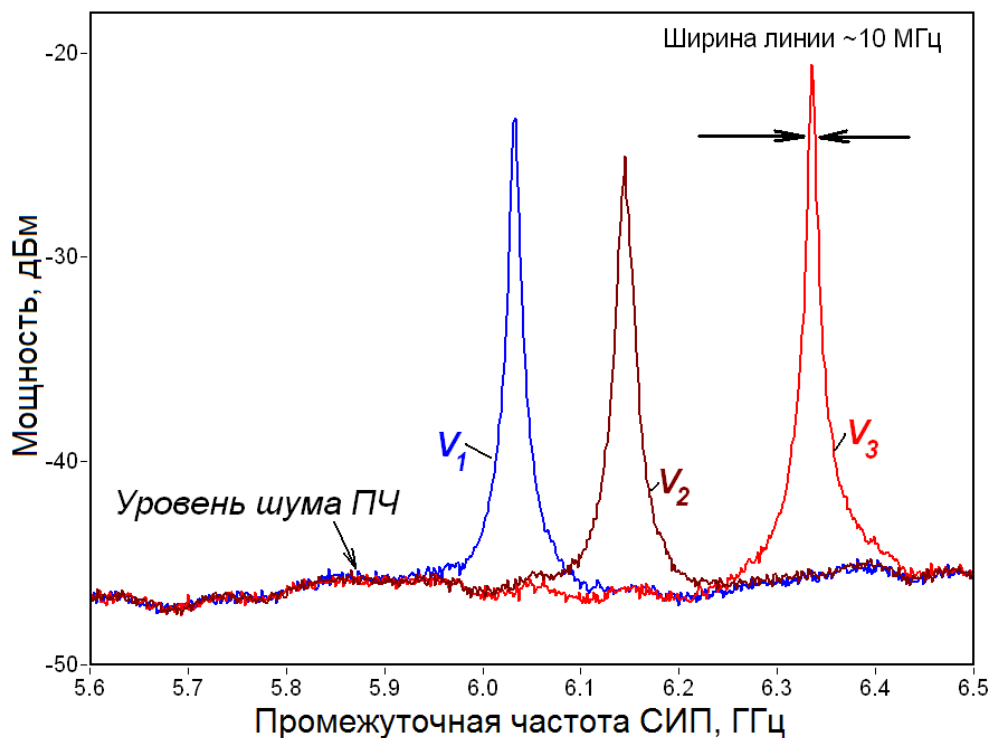


Рис. 6.9. Спектральные линии излучения генератора, измеренные при близких значениях напряжения рабочей точки  $V_i$  в пределах диапазона ПЧ интегрального приемника. Центр графиков  $f_{ПЧ} = 6 ГГц$  соответствует частоте генератора  $f_0 = 584 ГГц$ , рабочая температура 35 К.

Возможность непрерывной перестройки частоты во всей рабочей полосе генератора продемонстрирована на рис. 6.9: показаны три спектральные линии, измеренные при плавном движении рабочей точки вдоль ВАХ; кривые записаны при трех близких напряжениях ( $V_1, V_2, V_3$ ), соответствующих изменению частоты генерации менее  $500 \text{ МГц}$ . Данные записаны для центральной частоты около  $584 \text{ ГГц}$  при температуре генератора  $35 \text{ К}$ , ширина линии генерации в области представленной рабочей точки составило порядка  $10 \text{ МГц}$ .

Величина мощности излучения BSCCO-генератора частотой  $f$ , поступившей на СИС-смеситель интегрального приемника, может быть вычислена по уровню квазичастичного тока накачки СИС-перехода  $I_{pump}$  из выражений Тьена-Гордона [15,53]:

$$I_{pump}(V_0, f, V_f) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2\left(\frac{eV_f}{hf}\right) I_{dc}(V_0 + n \frac{hf}{e}), \quad (6.3)$$

здесь  $V_0$  – постоянное напряжение СИС-перехода (рабочая точка, в которой ток  $I_{pump}$  определяется реальной формой ВАХ в результате накачки),  $V_f$  – амплитуда падающего СВЧ-сигнала,  $J_n(x)$  – функции Бесселя целого порядка,  $n$  – номер квазичастичной ступени, отсчитанный от щелевого напряжения перехода  $V_g$ ,  $I_{dc}(V)$  – «автономная» ВАХ СИС-перехода (без подаваемой мощности). На рис. 6.10 приведены ВАХ СИС-смесителя при различной мощности накачки от BSCCO-генератора. Вычисленное значение максимальной мощности накачки из формулы (6.3) и формы ВАХ (рис. 6.10) оказалось равным порядка  $1,2 \text{ мкВт}$ . При этом уровень накачки СИС-смесителя превышал «щелевой» скачок тока  $I_{pump}^{max} > \Delta I_g \approx 150 \text{ мкА}$ . При таких мощностях накачки смеситель работает в режиме насыщения, который не является оптимальным режимом работы СИП (оптимальный режим –  $I_{pump} \approx 0,2 \cdot \Delta I_g$  [27,35]). Для понижения мощности накачки между генератором и приемником был установлен поглотитель из одного - нескольких слоев наждачной бумаги, мощность поглощения настаивалась количеством слоев поглотителя. Следует отметить, что максимальная мощность накачки (черная кривая на рис. 6.10) соизмерима и даже может превосходить мощность гетеродина для СИП на основе РДП ( $P_{меза} \geq P_{РДП}$ ) – сравн. с рис. 3.4. Это означает, что такой генератор может быть успешно применен в качестве внешнего гетеродина для супергетеродинных ТГц приемников.

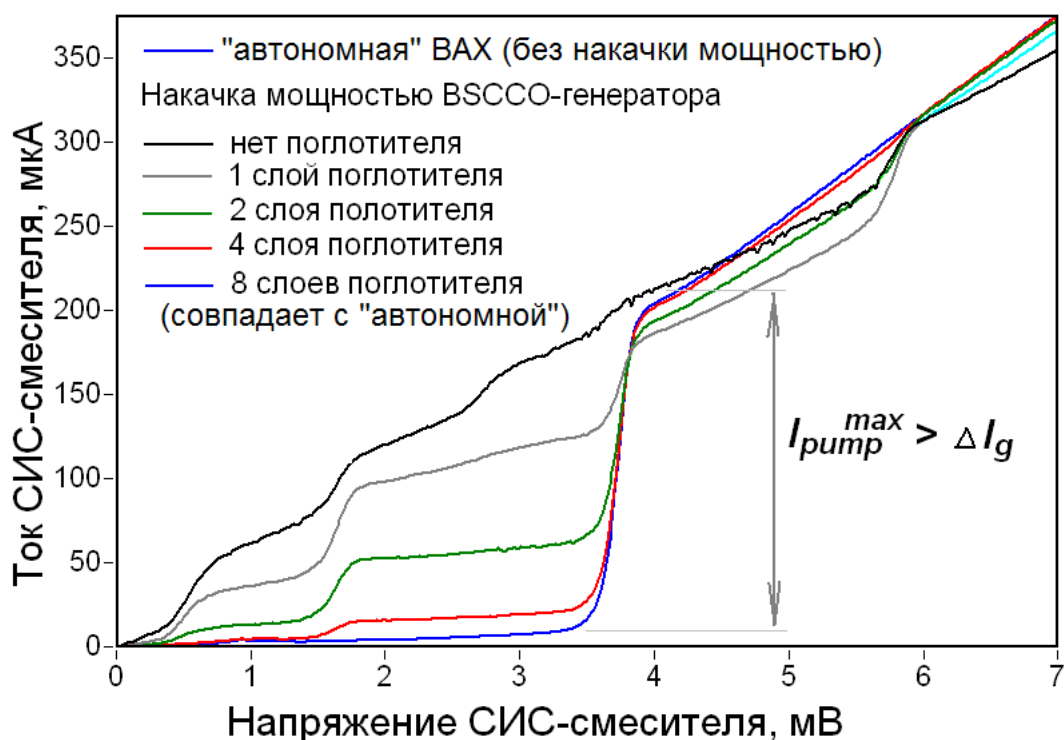


Рис. 6.10 ВАХ СИС-смесителя интегрального приемника без накачки мощностью генератора (синяя кривая) и с накачкой мощностью с различным количеством слоев поглотителя между приемником и генератором. Частота генератора  $f \approx 500$  ГГц.

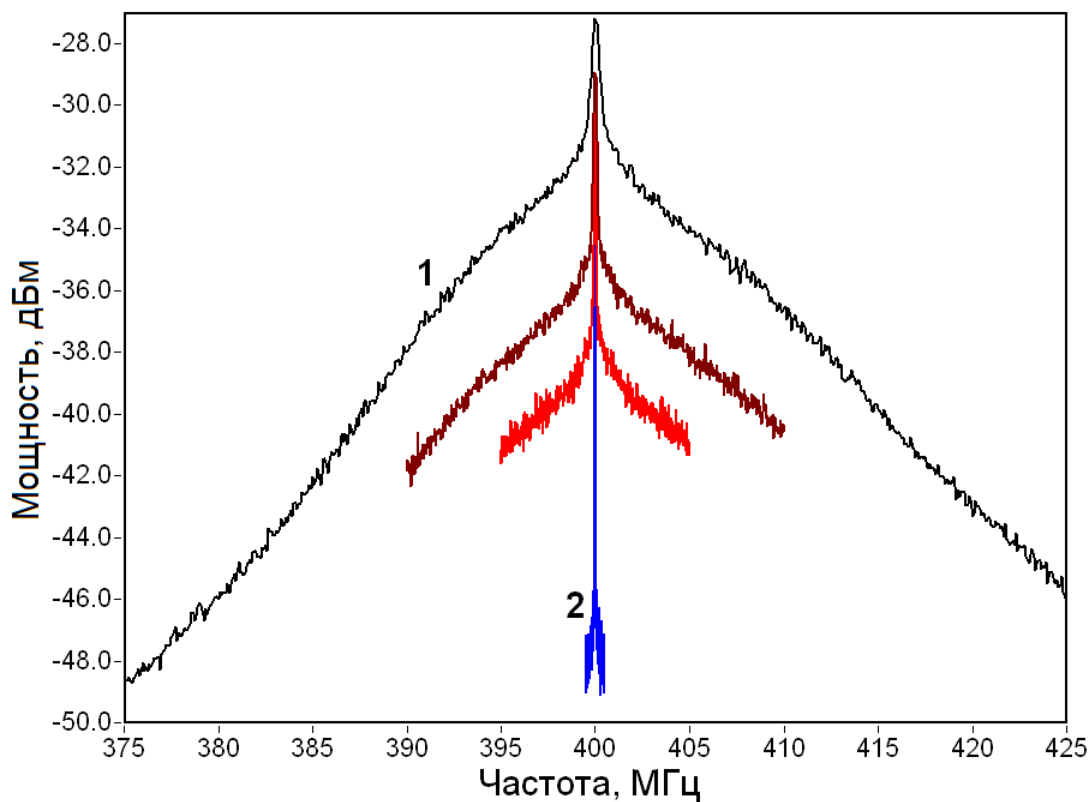
#### 6.4 Фазовая автоподстройка частоты излучения генератора

Вопрос о стабильности сигнала является одним из ключевых для любого генератора, потому как стабильность частоты и возможности её стабилизации (в случае необходимости) является решающим фактором в вопросах применимости того или иного генератора для конкретной практической задачи. Чтобы ответить на этот вопрос относительно исследуемого генератора, в работе была проведена первая серия экспериментов по стабилизации генератора при помощи комнатной системы ФАПЧ. Схема экспериментальной установки показана в разделе 6.1 на рис. 6.4. Была использована вторая полупроводниковая система ФАПЧ, аналогичная той (первой), что используется в интегральном приемнике для стабилизации РДП. При некоторых условиях работы генератора (рабочая температура, частота генерации) фазовая автоподстройка частоты была успешно реализована для BSCCO-генератора, результаты синхронизации к

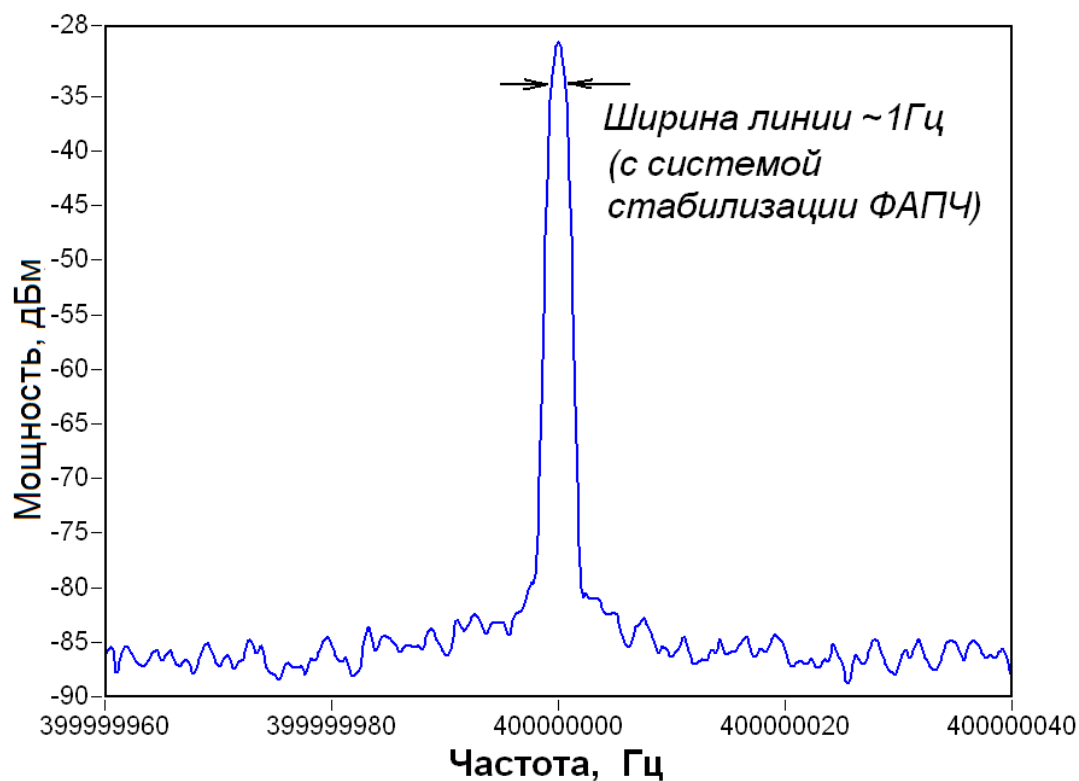


опорному сигналу в  $400 \text{ МГц}$  представлены на рис. 6.11 а, б. На рисунке сверху (а) у показана серия спектральных кривых, измеренных в режиме фазовой синхронизации с низким разрешением выходного спектроанализатора (кривой 1 соответствует разрешение  $1 \text{ МГц}$  – худшее из представленных, кривой 2 соответствует разрешение  $10 \text{ кГц}$  - лучшее из представленных), при этом процент спектральной мощности в центральном пике (*Spectral ratio*) составил около 1-2 %. На рисунке снизу (б) показана спектральная линия, измеренная при максимально возможно частотном разрешении спектроанализатора в  $1 \text{ Гц}$ , спектральная ширина пика составила порядка  $1 \text{ Гц}$ . Данные измерены при частоте генератора  $f_o = 557 \text{ ГГц}$  и рабочей температуре около  $35 \text{ К}$ .

Таким образом, была продемонстрирована принципиальная возможность осуществления стабилизации джозефсоновского генератора на основе мезоструктуры. Следует отметить, однако, что в серии проведенных экспериментов возможность работы системы ФАПЧ существовала не при любых условиях, а лишь при некоторых частотах генерации и рабочих температурах. Вопрос о зависимости возможности синхронизации частоты генератора от ряда условий требует более тщательного изучения механизмов генерации таких структур. До сих пор точно неизвестны ни механизмы внутренней синхронизации системы из джозефсоновских переходов, ни факторы, определяющие спектральные характеристики генератора (ширину линии излучения, мощность). Все это требует построения комплексной и адекватной теории, которая описывает физические механизмы, протекающие в ВТСП-генераторах на основе BSCCO. Автор диссертационной работы и соавторы проведенного исследования полагают, что режим работы генератора, при котором возможна успешная работа системы ФАПЧ для его стабилизации, отличен от режима образования «горячего пятна» внутри мезы, описываемого в большинстве классических работ [72-74]. Следует также отметить, что реализация возможности стабилизации частоты во всем рабочем диапазоне генератора является на данный момент наиболее актуальной и перспективной задачей в разработке и исследовании генераторов на основе многослойных джозефсоновских мезоструктур.



**а**



**б**

Рис. 6.11. Спектральные характеристики генератора, измеренные в режиме фазовой автоподстройки частоты к опорному сигналу  $400 \text{ МГц}$ , при частоте излучения  $f_o = 557 \text{ ГГц}$  и рабочей температуре около  $35 \text{ К}$ :

а – при разрешении спектроанализатора от  $1 \text{ МГц}$  (кривая 1) до  $10 \text{ КГц}$  (кривая 2);

б – при максимальном разрешении спектроанализатора  $1 \text{ Гц}$ .

## 6.5 Измерение линии поглощения газов при помощи генератора

При помощи сверхпроводникового интегрального приемника и BSCCO-генератора был проведен эксперимент по измерению линий поглощения аммиака ( $\text{NH}_3$ ) и воды при различном давлении газов. Схема такой установки принципиально отличается от приведенной на рис. 6.2 б лишь тем, что вместо линзы между оптическими окнами криостатов располагалась газовая ячейка длиной около 60 см с исследуемым газом. Ячейка была соединена с откачным стендом, что дает возможность контролировать давление внутри ячейки. Запись линий поглощения производилась при помощи спектроанализатора методом «сканирования» спектральной линией BSCCO-генератора области ПЧ интегрального приемника, настроенного на исследуемую частоту. При этом область сканирования составляет  $f_0 \pm 3 \text{ ГГц}$ , где  $f_0$  – частота исследуемой линии поглощения газа ( $\sim 572,5 \text{ ГГц}$  для  $\text{NH}_3$  и  $556,9 \text{ ГГц}$  для  $\text{H}_2\text{O}$ ),  $3 \text{ ГГц}$  – полуширина исследуемого диапазона ПЧ. Результаты измерения представлены на рис. 6.12 а, б. Эксперимент успешно продемонстрировал возможность измерения линий поглощения газов при помощи ВТСП-генератора. Таким образом, генератор может быть использован в приборах для изучения спектрального анализа газовых смесей (например, в медицине или системах безопасности). Следует отметить, однако, что принципиальная возможность измерения линий поглощения газов определяется чувствительностью и спектральными характеристиками СИП, а в качестве «сканирующего» сигнала может быть использован любой (как узкополосный, так и широкополосный) сигнал достаточной мощности на исследуемой частоте.

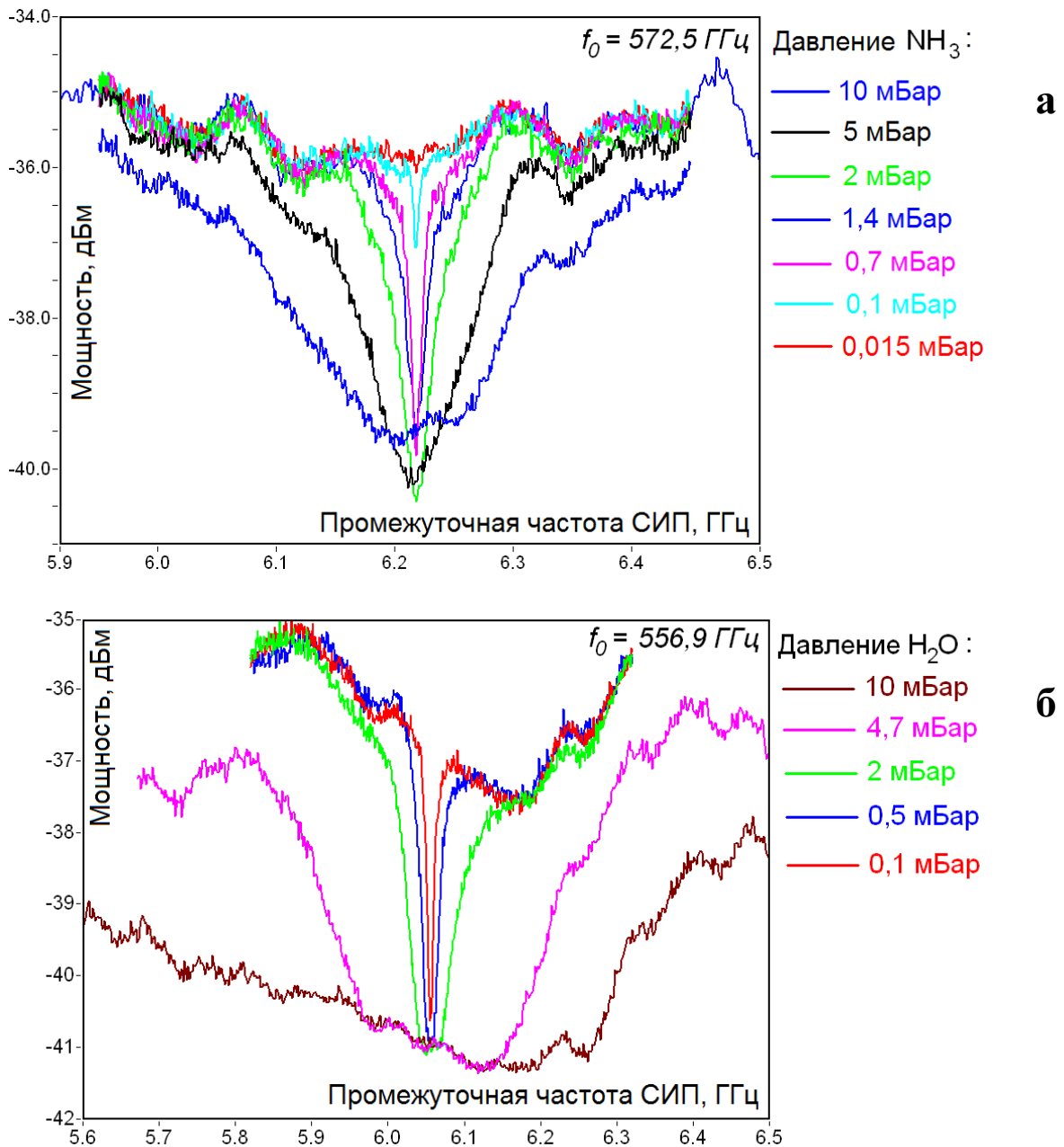


Рис. 6.12. Спектры поглощения газов, измеренные при помощи BSCCO-генератора и сверхпроводникового интегрального приемника:

а – аммиака  $\text{NH}_3$ , центральная частота поглощения  $572,5 \text{ ГГц}$ ;

б – воды на частоте поглощения  $556,9 \text{ ГГц}$ .

Представлена зависимость спектров поглощения от давления газа.

## 6.6 Выводы главы

Объектом исследования данной главы диссертационной работы являлся ТГц генератор на основе ВТСП-мезоструктуры  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , представляющий собой массив из  $N$  последовательных джозефсоновских переходов, образованных кристаллической структурой материала. В результате работы:

- впервые были исследованы спектральные характеристики излучения такого генератора при помощи СИП с точностью лучше 1 МГц;
- реализован спектр излучения генератора в области  $450 - 750 \text{ ГГц}$  с шириной линии от  $6$  до более  $500 \text{ МГц}$  и высокой стабильностью; максимальная мощность излучения составила порядка  $1,2 \text{ мкВт}$ ; показано, что линия излучения с высокой степенью точности является лоренцевой;
- продемонстрирована необычная зависимость мощность излучения от температуры и рабочей точки на ВАХ генератора;
- показано, что единственным рабочим режимом мезоструктуры в качестве ТГц генератора является режим ВАХ при высоких токах смещения «high-bias»;
- продемонстрирована возможность фазовой стабилизации излучения генератора;
- продемонстрирована возможность использования генератора для измерения спектральных линий поглощения газов при помощи СИП.

## Заключение

В ходе выполнения диссертационной работы получены следующие результаты:

1. Создана установка и проведена настройка лабораторного терагерцового Фурье-спектрометра на основе интерферометра Майкельсона для исследования частотной зависимости чувствительности детектора в составе СИП в режиме прямого детектирования. Реализована полоса исследуемой области частот  $\sim 0,1 - 30$  ТГц с предельным спектральным разрешением лучше  $1,5$  ТГц. Успешно протестированы несколько образцов СИП с рабочим диапазоном принимаемых частот 450 - 700 ГГц.
2. Проведено исследование резонансного режим работы серии генераторов на основе РДП различной структуры, длин и различной плотности критического тока через барьер на частотах генерации 250 – 400 ГГц. Установлено, что для реализации непрерывной перестройки частоты в указанном диапазоне оптимальная длина перехода зависит от типа используемой трехслойной структуры и составляет 600 - 700 мкм для Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb и 400 мкм для Nb/AlN/NbN при параметре  $R_n \cdot S$  порядка 40 - 50 Ом·мкм<sup>2</sup>. Получено хорошее согласие экспериментальных результатов с теоретическими расчетами.
3. Проведено исследование зависимости дифференциальных сопротивлений РДП по току смещения, а также по току линии управления магнитным полем, дающих прямой вклад в ширину линии излучения, от вольт-амперных параметров перехода, а также от электрофизических параметров структуры. Апробирована эмпирическая модель, учитывающая внешние низкочастотные флуктуации тока в цепи управления и измерения РДП, а также флуктуации тока в линии управления магнитным полем. Определены параметры для точного расчёта ширины линии излучения в соответствии с предложенной

моделью. Установлена зависимость этих параметров положения рабочей точки.

4. Исследованы процессы тепловыделения в криогенной системе в рабочем режиме СИП и изучено их влияние на функционирование прибора. Показано, что типичные рабочие вольт-амперные параметры рабочих элементов СИП оказывают взаимное влияние на форму ВАХ друг друга. Установлено, что основной вклад (более 90%) в тепловыделение, отрицательно влияющее на функционирование приемника, вносит контактное сопротивление между контактными площадками микросхемы и проволоками, обеспечивающими электрический контакт микросхемы с платой смещения. Предложена и апробирована альтернативная методика установления контактов, с использованием которой контактное сопротивление удалось понизить в 3-4 раза. Подана заявка на патент.
5. Впервые исследован интегральный приемник с генератором гетеродина на основе РДП и смесителем на основе сверхпроводникового болометра, работающего на эффекте электронного разогрева. Реализован уровень накачки НЕВ-смесителя мощностью от РДП, достаточный для работы устройства на основе такой интеграции в качестве ТГц приемника. При помощи Фурье-спектрометра исследована частотная характеристика антенны, интегрированной с кремниевой линзой. Реализован рабочий частотный диапазон  $450 - 620$  ГГц, наилучшая шумовая температура приемника составила порядка  $1000$  К.
6. При помощи СИП впервые исследованы спектры излучения генератора на основе слоистой ВТСП-мезоструктуры  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в диапазоне  $450 - 736$  ГГц с разрешением лучше  $1$  МГц. Уровень мощности линии генератора составил порядка 30 дБ над уровнем шума ПЧ, ширина линии генерации менялась в широком диапазоне и составила от 6 до  $> 500$  МГц, показано, что форма линии с высокой степенью точности является лоренцевой. Установлено, что мощность и ширина спектра излучения значительно меняется с изменением рабочей точки на ВАХ генератора и

рабочей температуры. Максимальная мощность излучения, поступающая на СИС-смеситель, составила более 1 мкВт. Продемонстрирована возможность измерения линии поглощения газов. Проведена успешная попытка фазовой синхронизации генератора.

## **Вопросы авторства, благодарности**

Работы, описанные в настоящей диссертации, были выполнены соискателем в соавторстве с сотрудниками лаборатории сверхпроводниковых устройств для приема и обработки информации ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и Московского государственного педагогического университета (МПГУ), а также Нанкинского Университета (г. Нанкин, Китай). Для проведения работ частично были использованы устройства и материалы, любезно изготовленные и предоставленные коллегами из Нанкинского Университета, г. Нанкин, Китай и коллегами из МПГУ, г. Москва.

Автор принимал участие в разработке экспериментальных образцов генераторов на основе распределенных джозефсоновских структур, провел комплексное многостороннее экспериментальное исследование и дальнейший анализ таких генераторов различных модификаций (тип структуры, геометрия, плотность критического тока), изготовленных технологами ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Разработка и настройка лабораторного Фурье-спектрометра была проведена автором совместно с М. Ю. Торгашиным (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН). При исследовании тепловыделения в системе сверхпроводникового интегрального приемника были использованы технологические навыки по осуществлению ультразвуковой сварки инженера Института космических исследований Нидерландов Leo de Jong, г. Гронинген. Цикл экспериментов по исследованию спектральных характеристик генератора на основе ВТСП-мезоструктуры проведен диссертантом совместно с научным руководителем В.П. Кошельцом и



коллегой из Китая проф. Huabing Wang, г. Нанкин. Комплексное исследование характеристик интегрального приемника на эффекте электронного разогрева проведены автором совместно с Р. В. Ожеговым (МПУ).

Автор работы выражает огромную благодарность научному руководителю **Кошельцу Валерию Павловичу** за предоставленную возможность заниматься актуальной и интересной научной работой, решать нетривиальные задачи, а также за неоценимую помощь и поддержку как в проведении исследований, так и в написании данной работы. Хочется выразить отдельную благодарность коллеге из Нанкинского университета профессору **Huabing Wang** за предоставление образцов генератора и возможность провести поистине уникальные исследования, которых не было в мировой науке до настоящего момента. Автор также выражает признательность **Ожегову Роману** из Московского педагогического государственного университета за плодотворные беседы на тему современных сверхпроводниковых устройств и сотруднику Института космических исследований Нидерландов **Leo de Jong** за неиссякаемый энтузиазм, чувство юмора и неоценимую помощь в осуществлении ультразвуковой сварки.

Диссертант также благодарит всех сотрудников лаборатории 234 сверхпроводниковых устройств для приема и обработки информации ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН за совместную работу, плодотворные дискуссии на семинарах и поддержку.

## Публикации автора по теме диссертации

- [A1]. **Н. В. Кинев**, В. П. Кошелец, «Сверхпроводниковый генератор гетеродина для интегрального приёмника субММ диапазона», Нелинейный мир, №6, т.7, стр. 475-477, 2009.
- [A2]. **Н. В. Кинев**, В. П. Кошелец, П.Н. Дмитриев, «Разработка и исследование микросхемы интегрального приёмника миллиметровых волн на основе джозефсоновских туннельных структур», Нелинейный мир, №2, т.8, стр. 130-131, 2010.
- [A3]. Gert de Lange, Dick Boersma, Johannes Dercksen, Pavel Dmitriev, Andrey B. Ermakov, Lyudmila V. Filippenko, Hans Golstein, Ruud W.M. Hoogeveen, Leo de Jong, Andrey V. Khudchenko, **Nickolay V. Kinev**, Oleg S. Kiselev, Bart van Kuik, Arno de Lange, Joris van Rantwijk, Alexander S. Sobolev, Mikhail Yu. Torgashin, Ed de Vries, Pavel A. Yagoubov, and Valery P. Koshelets, “Development and Characterization of the Superconducting Integrated Receiver Channel of the TELIS Atmospheric Sounder”, Supercond. Sci. Technol. vol. 23, No 4, 045016 (8pp), 2010.
- [A4]. Дмитриев П.Н., Ермаков А.Б., **Кинев Н.В.**, Киселев О.С., Кошелец В.П., Соколев А.С., Торгашин М.Ю., Филиппенко Л.В., Худченко А.В., Arno de Lange, Gert de Lange, Pavel A. Yagoubov, «Сверхпроводниковый интегральный приёмник субмиллиметрового диапазона», Успехи современной радиоэлектроники. Зарубежная радиоэлектроника. №5, стр. 75-81, 2010.
- [A5]. R.V. Ozhegov, K.N. Gorshkov, G.N. Gol'tsman, **N.V. Kinev**, V.P. Koshelets, «The stability of a terahertz receiver based on a superconducting integrated receiver», Supercond. Sci. Technol. vol. 24, 035003 (4pp), 2011.
- [A6]. Valery P Koshelets, Manfred Birk, Dick Boersma, Johannes Dercksen, Pavel Dmitriev, Andrey B Ermakov, Lyudmila V Filippenko, Hans Golstein, Ruud W M Hoogeveen, Leo de Jong, Andrey V Khudchenko, **Nickolay V Kinev**, Oleg S Kiselev, Pavel V Kudryashov, Bart van Kuik, Arno de Lange, Gert de Lange, Irina L Lapitsky, Sergey I Pripolzin, Joris van Rantwijk, Avri M Selig, Alexander S Sobolev, Mikhail Yu Torgashin, Vladimir L Vaks, Ed de Vries, Georg Wagner, Pavel A Yagoubov, “Integrated Submm Wave Receiver: Development and Applications”, - Chapter in the book “Nanoscience Frontiers - Fundamentals of Superconducting Electronics”, Springer Serie: Nanoscience and Technology\_35372, pp. 263-296, Editor: Anatolie Sidorenko, 2011.

- [A7]. **Н. В. Кинев**, В. П. Кошелец, "Режимы работы и ширина линии излучения сверхпроводникового генератора гетеродина", Нелинейный мир, №2, т.9, стр. 109-111, 2011.
- [A8]. O. Kiselev, M. Birk, A. Ermakov, L. Filippenko, H. Golstein, R. Hoogeveen, **N. Kinev**, B. van Kuik, A. de Lange, G. de Lange, P. Yagoubov, and V. Koshelets, "Balloon-Borne Superconducting Integrated Receiver for Atmospheric Research", "IEEE Trans. on Appl. Supercond.", vol. 21, № 3, pp. 612-615, 2011.
- [A9]. Mengyue Li, Jie Yuan, **Nickolay Kinev**, Jun Li, Boris Gross, Stefan Guenon, Akira Ishii, Kazuto Hirata, Takeshi Hatano, Dieter Koelle, Reinhold Kleiner, Valery P. Koshelets, Huabing Wang, Peiheng Wu, «Linewidth dependence of coherent terahertz emission from Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub> intrinsic Josephson junction stacks in the hot-spot regime», Phys. Rev. B 86, 060505(R), 2012.
- [A10]. **Кинев Н.В.**, Кошелец В.П., Филиппенко Л.В., Ожегов Р.В., Горшков К.Н., Гольцман Г.Н., Селезнев В.А., "Сверхпроводниковый интегральный приемник со смесителем на эффекте электронного разогрева", Радиотехника, том 1. 2013.
- [A11]. **Н.В. Кинев**, В.П. Кошелец, "Процессы тепловыделения в криогенной системе и их влияние на функционирование сверхпроводникового интегрального приемника", ЖТФ, том 83, вып. 3, стр. 123-131, 2013.
- [A12]. Valery P. Koshelets, Andrey B. Ermakov, Pavel N. Dmitriev, Lyudmila V. Filippenko, Andrey V. Khudchenko, **Nickolay V. Kinev**, Oleg S. Kiselev, Alexander S. Sobolev, Mikhail Yu. Torgashin, "Phase-locked Local Oscillator for Superconducting Integrated Receiver", presented at the 19th International Symposium on Space Terahertz Technology (ISSTT-08), Groningen, the Netherlands, April 2008, report 7-5; published in the Proceedings of the ISSTT-08.
- [A13]. **Nickolay Kinev**, Valery Koshelets, "Development of integrated receiver for radio astronomy", The 10-th Workshop on Submm-Wave Receiver Technologies in Eastern Asia, Wu-Xi, China, November 15-18, 2009.
- [A14]. В.П. Кошелец, О.С. Киселев, **Н.В. Кинев**, М.Ю. Торгашин, А.В. Худченко, В.Л. Вакс, С.И. Приползин, «Сверхпроводниковый интегральный спектрометр для неинвазивной медицинской диагностики», Труды III Евразийского конгресса по медицинской физике и инженерии «Медицинская физика – 2010», том 4, стр. 157-159, 2010.

- [A15]. Valery P. Koshelets, Pavel N. Dmitriev, Andrey B. Ermakov, Lyudmila V. Filippenko, Andrey V. Khudchenko, **Nickolay V. Kinev**, Pavel Kudryashov, Oleg S. Kiselev, Mikhail Yu. Torgashin, Leo de Jong, Pavel A Yagoubov, Gert de Lange, «Superconducting Integrated THz Receiver». Conference Guide 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz 2010. Rome, 2010. С. 5612575.
- [A16]. Valery P. Koshelets Andrey B. Ermakov, Lyudmila V. Filippenko, **Nickolay V. Kinev**, Oleg S. Kiselev, Mikhail Yu Torgashin, Arno de Lange, Gert de Lange, Sergey I Pripolzin, and Vladimir L Vaks, “Superconducting integrated THz receivers: development and applications”. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering Infrared, Millimeter Wave, and Terahertz Technologies. Volume: 7854, Article number 78540J. Beijing, 2010.
- [A17]. **Н.В.Кинев**, В.П.Кошелец, П.Н. Дмитриев, «Сверхпроводниковый генератор гетеродина субмм диапазона волн: режимы работы и ширина линии излучения», доклад на 2-ой Международной научной конференции «Прикладная сверхпроводимость - 2011», Москва, 4 марта 2011.
- [A18]. В.П. Кошелец, П.Н. Дмитриев, А.Б. Ермаков, К.В. Калашников, О.С. Киселев, **Н.В. Кинев**, Ю.С. Токпанов, М.Ю. Торгашин, Л.В. Филиппенко, А.В. Худченко, В.Л. Вакс, С.И. Приползин, «Сверхпроводниковые интегральные приемники ТГц диапазона: разработка и применения», Труды XV международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Нижний Новгород, стр. 11-14, 2011.
- [A19]. Н.В. Wang, М.У. Li, J.Yuan, **N. Kinev**, J.Li, В. Gross, S.Guenonz, A.Ishii, T.Hatano, D.Koelle, R.Kleiner, V.P. Koshelets, P.H. Wu, «A Tunable 350-780 GHz CW Solid State Oscillator of Intrinsic Josephson Junctions in a high-Tc Superconductor», Abstract for 37th IRMMW-THz, Wollongong, Australia. 23-28 Sept., 2012.
- [A20]. V.P. Koshelets, V.B. Borisov , P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, L.V .Filippenko, **N.V. Kinev**, A.V. Khudchenko, O.S. Kiselev, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, P.A. Yagoubov, G. de Lange, W. Wild, R.W.M Hoogeveen, “Development of the Superconducting Integrated Spectrometer for TELIS”, Joint International Workshop "A new generation of ultra-sensitive detectors for dark energy and cosmology experiments", Bjorkliden, Kiruna, Sweden, March 30 -April 6, 2008.
- [A21]. V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, A.V. Khudchenko, **N.V. Kinev**, O.S. Kiselev, A.S. Sobolev, M.Y. Torgashin, G. de Lange,

- P.A. Yagoubov, R.W.M. Hoogeveen, W. Wild, «Development and Characterization of the Superconducting Integrated Spectrometer for TELIS», Abstract for the Applied Superconductivity Conference ASC-2008. Chicago, USA, August 2008, invited report 3EPE03.
- [A22]. V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, P.N. Dmitriev, L.V. Filippenko, A.V. Khudchenko, **N.V. Kinev**, O.S. Kiselev, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, P.A. Yagoubov, R.W.M. Hoogeveen, and W. Wild, “Superconducting Integrated Submm Wave Receiver” submitted to the Frontiers of Josephson Physics and Nanoscience (FJPN07), 7th International AQDJJ conference, Italy, September 2007.
- [A23]. V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, A.V. Khudchenko, **N.V. Kinev**, O.S. Kiselev, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, “On-board Integrated submm spectrometer for atmosphere monitoring and radio astronomy”, ISTC Thematic Workshop “Perspective materials, devices and structures for space applications”, May 26-28, 2009, Yerevan, Armenia.
- [A24]. V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, A.V. Khudchenko, **N.V. Kinev**, O.S. Kiselev, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, “Superconducting Integrated Receiver”, presented at the International Conference on Superconductive Electronics “EuroFlux-2009: from devices to circuits and systems”, Avignon, France, September 20-23, 2009.
- [A25]. Vladimir L. Vaks, Vladimir Yu. Balakirev, Alexander N. Panin, Sergey I. Pripolzin, Valery P. Koshelets, Oleg S. Kiselev and **Nikolay V. Kinev**. «The 500-700 GHz Spectrometer with Superconductive Integrated Receiver». Proceedings of 36th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. IRMMW-THz 2011, October 2-7, 2011, Hyatt Regency Houston, Houston, Texas, USA, F2B.4.1.
- [A26]. В.П. Кошелец, А.Б. Ермаков, К.В. Калашников, О.С. Киселев, **Н.В. Кинев**, А.А. Мухортова, Ю.С. Токпанов, М.Ю. Торгашин, Л.В. Филиппенко, «Сверхпроводниковые интегральные приемника терагерцового диапазона», доклад на 1-ой Национальной конференции по прикладной сверхпроводимости (НКПС-1), 6-8 декабря 2011, Москва.

## Список литературы

- [1]. S. Cherednichenko, M. Kroug, H. Merkel, P. Khosropanah, A Adam, E Kollberg, D Loudkov, G Gol'tsman, B Voronov, H Richter, H Huebers. 1.6 THz heterodyne receiver for the far infrared space telescope. // *Physica C.*, v. 372-376, part 1, pp. 427-431.
- [2]. K. Suto and J. Nishizawa. Widely Frequency-Tunable Terahertz Wave Generation and Spectroscopic Application // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 26 (7), p. 937-952., 2005.
- [3]. P.H. Siegel. THz Applications for Outer and Inner Space. // 7th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility, pp. 1-4, 2006.
- [4]. Проект SMA - Submillimeter Array. // Сайт в сети Интернет – <http://www.cfa.harvard.edu/sma/>, 2011.
- [5]. Проект SOFIA - Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy. // Сайт в сети Интернет – <http://www.sofia.usra.edu/>, 2011.
- [6]. Проект HERSCHEL. // Сайт в сети Интернет – <http://www.esa.int/science/herschel>, 2011.
- [7]. R.W.M. Hoogeveen, P.A. Yagoubov, Q. Kleipool, V.P. Koshelets, S.V. Shitov, B. Ellison, and M. Birk; Eds. M. Thumm, W. Wiesbeck. TELIS: a novel three-channel cryogenic heterodyne receiver for stratospheric research. // *Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 12th International Conference on Terahertz Electronics*, p. 581-582., 2004.
- [8]. B.M. Fischer, M. Walther, P Uhd Epsen. Far-infrared vibrational modes of DNA components studied by terahertz time-domain spectroscopy. // *Physics in Medicine and Biology*, 47 (21), p. 3807-3814, 2002.
- [9]. K. Humphreys, J. P. Loughran, M. Gradziel, W. Lanigan, T. Ward, J.A. Murphy, C. O'Sullivan. Medical applications of Terahertz Imaging: a Review of Current Technology and Potential Applications in Biomedical Engineering. // *Proceedings of the 26th Annual International Conference of the IEEE EMBS.*, San Francisco, CA, USA, 2004.
- [10]. John F Federici, Brian Schulkin, Feng Huang, Dale Gary, Robert Barat, Filipe Oliveira and David Zimdars. // THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs, *Semiconductor. Science and Technology*, v. 20, - S266–S280, 2005.
- [11]. Gerecht, D. Gul, S. Yngvesson, F. Rodriguez-Morales, R. Zannoni, J. Nicholson. *Imaging Technology for Security and Biomedical Applications*,

- 13th International Conference on Terahertz Electronics. // IRMMW-THz 2005 and The Joint 30th International Conference on Infrared and Millimeter Waves. – 2005.
- [12]. P.H. Siegel. Terahertz technology in biology and medicine. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Volume: 52, Issue: 10, pp. 2438- 2447, 2004.
- [13]. А.Б. Зорин. Предельная чувствительность СВЧ-смесителей на основе сверхпроводниковых переходов. / Зорин А.Б., Лихарев К.К // Радиотехника и электроника, вып. 6, с. 1200-1204, 1985.
- [14]. Zorin A.B. Quantum Noise in SIS Mixers. / Zorin A.B. // IEEE Trans Magn., v. 21., p. 939-942, 1985.
- [15]. Tucker J.R.. Quantum detection at millimeter wavelengths. / Tucker J.R., Feldman M.J. // Rev. Mod. Phys., v. 4, pp. 1055-1113, 1985.
- [16]. Stadt van de H. A 1 THz Nb SIS heterodyne mixer with normal metal tuning structure. / Stadt van de H., Baryshev A., Dieleman P., Graauw de Th., Klapwijk T.M., Kovtonyuk S., Lange de G., Lapitskaya I., Mees J., Panhuyzen R.A., Prokopenko G., Schaeffer H. // Proc. 6 Int. Symp. Space Terahertz Technol., pp. 66-77, 1995.
- [17]. Jackson B. NbTiN/SiO<sub>2</sub>/NbTiN and NbTiN/SiO<sub>2</sub>/Al tuning circuits for 1 THz waveguide SIS mixers. / Jackson B., Lange de G., Laauwen W.M., Gao J.-R., Iosad N.N., Klapwijk T.M. // Proc. 11 Int. Symp. Space Terahertz Technol., U. of Michigan, Ann Arbor, Michigan, pp. 238-250, 2000.
- [18]. Uzawa Y. Performance of all-NbN quasi-optical SIS mixers for the terahertz band. / Uzawa Y., Wang Z., Kawakami A., Miki S. // Proc. 12 Int. Symp. Space Terahertz Technol. - San Diego, USA. - Feb., 2001
- [19]. Karpov A., Blondell J., Voss M., Gundlach K.H., Four photons sensitivity heterodyne detection of submillimeter radiation with superconducting tunnel junctions, IEEE Trans on Appl. Superconductivity., v. 5, No 2., pp. 3304-3307, 1995.
- [20]. J. Zmuidzinas Quasi-optical slot antenna SIS mixers, J. Zmuidzinas, and H. G. LeDuc, IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., v. 40., pp. 1797-1804, 1992.
- [21]. J. Zmuidzinas Low-noise slot antenna SIS mixers, J. Zmuidzinas, N. G. Ugras, D. Miller, M. Gaidis, H. G. LeDuc, J. A. Stern, IEEE Trans. on Appl. Superconductivity., v. 5, No. 2., p. 3053, 1995.
- [22]. М.Гершензон, Г.Н. Гольцман, И.Г. Гогидзе, Ю.П. Гусев, А.И.Елантьев, Б.С. Карасик, А.М.Люлькин, А.Д.Семенов. Смеситель миллиметрового и

субмиллиметрового диапазонов волн на основе разогрева электронов в резистивном состоянии сверхпроводниковых пленок. // СФХТ, 3, (часть 1) стр. 2143-2160, 1990.

- [23]. A. D. Semenov, H.-W. Hubers, J. Schubert, G. N. Gol'tsman, A. I. Elantiev, B. M. Voronov, E. M. Gershenzon. Design and performance of the lattice-cooled hot-electron terahertz mixer. // J. Appl. Phys. 88, 6758 (2000).
- [24]. M. Hajenius, J. J. Baselmans, A. Baryshev, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, J. W. Kooi, W. Jellema, Z. Q. Yang. Full characterization and analysis of a terahertz heterodyne receiver based on a NbN hot electron bolometer. // J. Appl. Phys. 100, 074507 (2006).
- [25]. М. Тарасов, М. Фоминский, А. Калабухов, Л. Кузьмин. Экспериментальное исследование болометра на горячих электронах в нормальном металле с емкостной связью. Письма в ЖЭТФ, том 76, вып. 8, с. 588-591. 2002.
- [26]. J.W. Kooi. Advanced Receivers for Submillimeter and Far Infrared Astronomy. PhD thesis. The Netherlands, Enschede: PrintPartners Ipskamp B.V. 2008. 340 p.
- [27]. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, A.B. Ermakov, O.V. Koryukin, L.V. Filippenko, A. V. Khudchenko, M. Yu. Torgashin, P. Yagoubov, R. Hoogeveen, O.M. Pylypenko. Superconducting Integrated Receiver for TELIS. // IEEE Trans. on Appl. Supercond., vol. 15, pp. 960-963, 2005.
- [28]. М.А. Тарасов, Л.С. Кузьмин, М.Ю. Фоминский, И.Е. Агуло, А.С. Калабухов. Электронное охлаждение в болометре на горячих электронах в нормальном металле. // Письма в ЖЭТФ, т. 78, вып. 22, с. 1228-1231. 2003.
- [29]. Kuzmin L. On the concept of a hot-electron microbolometer with capacitive coupling to the antenna. // Physica B: Condensed Matter. Vols. 284-288, 2, pp. 2129-2130. 2000.
- [30]. А.В. Соколов, Е.В. Сухонин. Ослабление миллиметровых волн в толще атмосферы. // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, т.20, 1980.
- [31]. T. Nagatsuma, K. Enpuku, F. Iri, K. Yoshida. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. P. 3302.
- [32]. T. Nagatsuma, K. Enpuku, F. Iri, K. Yoshida. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. P. 3384.
- [33]. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, A.M. Baryshev, I.L. Lapytskaya, L.V. Filippenko, H. van de Stadt, J. Mess, H. Schaeffer and T. de Graauw T. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1995. Vol. 5. P. 3057.



- [34]. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, L.V. Filippenko, A.M. Baryshev, H. Golstein, T. de Graauw, W. Luinge, H. Schaeffer, H. van de Stadt. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. Vol. 68. P. 1273–1275.
- [35]. V.P. Koshelets, S.V. Shitov. // *Supercond. Sci. Technol.* 2000. Vol. 13. P. R53-R59.
- [36]. R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, and P. Muller. Intrinsic Josephson Effects in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  Single Crystals. // *Physical Review Letters*, vol.68, № 15, 1992.
- [37]. L.Ozyuzer, A.E. Koshelev, C.Kurter, N.Gopalsami, Q.Li, M.Tachiki, K.Kadowaki, T.Yamamoto, H. Minami, H.Yamaguchi, T.Tachiki, K.E. Gray, W.-K. Kwok, U.Welp. Emission of Coherent THz Radiation from Superconductors. // *Science* 318, 1291 (2007).
- [38]. L.N. Bulaevskii and A.E. Koshelev. Radiation due to Josephson Oscillations in Layered Superconductors. // *Phys. Rev. Lett.* 99, 057002 (2007).
- [39]. H.B. Wang, S.Guenon, B.Gross, J.Yuan, Z.G. Jiang, Y.Y. Zhong, M.Gruenzweig, A.Iishi, P.H. Wu, T.Hatano, D.Koelle, and R.Kleiner, Coherent Terahertz Emission of Intrinsic Josephson Junction Stacks in the Hot Spot Regime. // *Phys. Rev. Lett.* 105, 057002 (2010).
- [40]. T.Kashiwagi, M.Tsujimoto, T.Yamamoto, H.Minami, K.Yamaki, K.Delfanzari, K.Deguchi, N.Orita, T.Koike, R.Nakayama, T.Kitamura, M.Sawamura, S.Hagino, K.Ishida, K.Ivancovic, H.Asai, M.Tachiki, R.A. Klemm, and K.Kadowaki. High Temperature Superconductor Terahertz Emitters: Fundamental Physics and Its Applications. // *Jpn. J. Appl. Phys.* 51, 010113 (2012).
- [41]. Лихарев К. К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука. 1985. 320 с.
- [42]. V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, P.N. Dmitriev, A.S. Sobolev, A.M. Baryshev, P.R. Wesselius, J. Mygind. Radiation linewidth of flux flow oscillators. // *Superconducting Science and Technology*, 14, 1040-1043 (2001).
- [43]. A.B. Ermakov. A data acquisition system for test and control of superconducting integrated receivers / A.B. Ermakov, S.V. Shitov , A.M. Baryshev, V.P. Koshelets, W. Luinge // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* v.11, No 1, pp. 840-843, 2011.
- [44]. B.D. Josephson. // *Phys. Lett.* 1, 251 (1962).
- [45]. Anderson P.W., Rowell J.M. // *Phys. Rev. Lett.* 1963. Vol. 10. P. 230.

- [46]. Yongming Zhang. Theoretical and experimental studies of the flux-flow type Josephson oscillator // Ph.D.-thesis, Chalmers University of Technology, 1991.
- [47]. T. Van Duzer and C.W. Turner. Principles of Superconductive Devices and Circuits / T. Van Duzer and C.W. Turner // Elsevier North Holland. Second Edition. 1999.
- [48]. M.Yu. Torgashin, V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, and P.A. Yagoubov. Superconducting Integrated Receivers based on Nb-AlN-NbN circuits. // IEEE Trans. on Appl. Supercond., vol. 17, pp. 379- 382, 2007.
- [49]. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, A.V. Shchukin, L.V. Filippenko, J. Mygind, A.V. Ustinov. Self-Pumping Effects and Radiation Linewidth of Josephson Flux Flow Oscillators // Phys.Rev.B. vol.56. pp.5572–5577. 1997.
- [50]. N. R. Werthamer // Phys. Rev. 147. p.255. 1966.
- [51]. L.-E. Hasselberg, M. T. Levinsen, and M. R. Samuelsen. // Phys.Rev.B. v.9, p.3757. 1974.
- [52]. A.M. Baryshev. Superconductor-Insulator-Superconductor THz Mixer Integrated with a Superconducting Flux-Flow Oscillator // Ph.D. thesis. TU Delft. 2005.
- [53]. А.Бароне, Дж.Патерно. Эффект Джозефсона. Москва, "Мир", 1984.
- [54]. Marek Jaworski. Analytical description of the flux-flow mode in a long Josephson junction. // Phys.Rev.B. v.60 (10). 1999.
- [55]. Marek Jaworski. Flux-flow mode in the sine-Gordon system. // Physics Letters A. v.244. pp.97-102. 1998.
- [56]. D.E. Oates, A.C. Anderson, C.C. Chin, J.S. Derov, G. Dresselhaus, and M.S. Dresselhaus. Surface-impedance measurements of superconducting NbN films. // Phys. Rev. B 43, 7655, 1991.
- [57]. NbN tunnel junctions. J.C. Villegier, L.Vieux-Rochaz, M. Goniche, P. Renard, M. Vabre. // IEEE Trans. on Magn. MAG-21, 498. 1985.
- [58]. J. Mygind, V. P. Koshelets, M. R. Samuelsen, and A. S. Sobolev. The Submm Wave Josephson Flux Flow Oscillator; Linewidth Measurements and Simple Theory. // IEEE Trans. on Appl. Supercond., vol. 15, pp. 968-971, 2005.
- [59]. A.L. Pankratov, A.S. Sobolev, V.P. Koshelets, and J. Mygind. Influence of surface losses and the self-pumping effect on current-voltage characteristics of a long Josephson junction. // Physical Review B, 75, 184516, 2007.

- [60]. Gregory S. Lee and Andrew T. Barfknecht. Geometric and material dispersion in Josephson transmission lines. // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 2, no. 2, pp. 67-72. 1992.
- [61]. В.В.Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. МЦНМО, 2000.
- [62]. Maslennikov S. N., Finkel M. I., Antipov S. V. // *Proc. 17-th ISSTT*. 2006. P. 177-179.
- [63]. S.A. Ryabchun, I.V. Tretyakov, M.I. Finkel, S.N. Maslennikov, N.S. Kaurova, V.A. Seleznev, B.M. Voronov, G.N. Goltsman // *Proc. 19th ISSTT*. P. 62–67. 2008.
- [64]. S.A. Ryabchun, I.V. Tretyakov, I.V. Pentin, N.S. Kaurova, V.A. Seleznev, B.M. Voronov, M.I. Finkel, S.N. Maslennikov, G. N. Gol'tsman // *Journal Radiophysics and Quantum Electronics*. 2009. Vol.52. № 8. P. 576-582.
- [65]. S.A. Ryabchun, I.V. Tretyakov, M.I. Finkel, S.N. Maslennikov, N.S. Kaurova, V.A. Seleznev, B.M. Voronov, G.N. Gol'tsman // *Proc. 20th ISSTT*. 2009. P. 151-154.
- [66]. Третьяков И.В., Рябчун С.А., Каурова Н.С., Ларионов П.А., Лобастова А.А., Воронов Б.М., Финкель М.И., Гольцман Г.Н. // *ПЖТФ*. 2010. Т. 36. № 23. С. 78-84.
- [67]. I. Tretyakov, S. Ryabchun, M. Finkel, A. Maslennikova, N. Kaurova, A. Lobastova, B. Voronov, G. Gol'tsman // *Appl. Phys. Lett.* Vol. 98 P. 033507. 2011.
- [68]. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, L.V. Filippenko, V.L. Vaks, J. Mygind, A.B. Baryshev, W. Luinge, N. Whyborn. // *Rev. of Sci. Instr.* Vol. 71. № 1. P. 289-293. 2000.
- [69]. V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, V.V. Kurin, A.L. Pankratov, J. Mygind. // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* Vol. 15. P. 964-967. 2005.
- [70]. К.В. Калашников, А.В. Худченко, А.М. Барышев, В.П. Кошелец. // *Радиотехника и Электроника*. Т. 56. № 6. С. 751–759. 2011.
- [71]. R. Kleiner. *Science* 318, 1254. 2007.
- [72]. H.B. Wang, S.Guenon, J.Yuan, A.Iishi, S.Arisawa, T.Hatano, T.Yamashita, D.Koelle and R.Kleiner. Hot Spots and Waves in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  Intrinsic Josephson Junction Stacks: A Study by Low Temperature Scanning Laser Microscopy. // *Phys. Rev. Lett.* 102, 017006. 2009.
- [73]. S.Guenon, M.Grunzweig, B.Gross, J.Yuan, Z.G. Jiang, Y.Y. Zhong, M.Y. Li, A.Iishi, P.H. Wu, T.Hatano, R.G. Mints, E.Goldobin, D.Koelle, H.B. Wang and R.Kleiner. Interaction of hot spots and terahertz waves in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

- intrinsic Josephson junction stacks of various geometry. // *Physical Review B*, vol. 82, 214506, 2010.
- [74]. A. Yurgens. Temperature distribution in a large  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  mesa. // *Phys. Rev. B* 83, 184501. 2011.
- [75]. Manabu Tsujimoto, Kazuhiro Yamaki, Kota Deguchi, Takashi Yamamoto, Takanari Kashiwagi, Hidetoshi Minami, Masashi Tachiki, and Kazuo Kadowaki. Geometrical Resonance Conditions for THz Radiation from the Intrinsic Josephson Junctions in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . // *Phys. Rev. Lett.* 105, 037005. 2010.
- [76]. Manabu Tsujimoto, Takashi Yamamoto, Kaveh Delfanazari, Ryo Nakayama, Takeo Kitamura, Masashi Sawamura, Takanari Kashiwagi, Hidetoshi Minami, Masashi Tachiki, Kazuo Kadowaki and Richard A. Klemm. Broadly Tunable Subterahertz Emission from Internal Branches of the Current-Voltage Characteristics of Superconducting  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  Single Crystals. // *Phys. Rev. Lett.* 108, 107006. 2012.